

А. И. Абрамов  
Ю. А. Казанский  
Е. С. Матусевич

# ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

---

Для студентов вузов

---



А.И.Абрамов  
Ю.А.Казанский  
Е.С.Матусевич

53  
Абра

# ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ  
И ДОПОЛНЕННОЕ

---

Для студентов вузов

---

Допущено Министерством высшего и  
среднего специального образования  
СССР в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заве-  
дений



МОСКВА • ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ • 1985

ББК 22.38

А 16

УДК 539.1.08(075.8)

Рецензент: Кафедра физики атомного ядра  
физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова

А 1704070000-460 24-85  
051(01)-85

© Энергоатомиздат, 1985

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к третьему изданию . . . . .	5
<b>Часть I. ИСТОЧНИКИ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ</b> . . . . .	6
<b>Глава 1. Статистические флуктуации в ядерных явлениях и при их регистрации</b> . . . . .	6
§ 1.1. Ядерная физика и статистика . . . . .	6
§ 1.2. Статистические законы распределения . . . . .	7
§ 1.3. Статистические характеристики экспериментальных данных . . . . .	18
<b>Глава 2. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом</b> . . . . .	27
§ 2.1. Общие замечания . . . . .	27
§ 2.2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом . . . . .	29
§ 2.3. Взаимодействие электронов с веществом . . . . .	38
§ 2.4. Взаимодействие гамма-излучения с веществом . . . . .	41
§ 2.5. Взаимодействие нейтронов с веществом . . . . .	47
<b>Глава 3. Источники излучений</b> . . . . .	54
§ 3.1. Источники заряженных частиц . . . . .	54
§ 3.2. Источники нейтронов . . . . .	63
§ 3.3. Источники гамма-излучения . . . . .	77
<b>Часть II. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ</b> . . . . .	85
<b>Глава 4. Основные характеристики детекторов</b> . . . . .	85
§ 4.1. Функция отклика детектора . . . . .	85
§ 4.2. Временные характеристики детекторов . . . . .	87
§ 4.3. Энергетическое разрешение детекторов . . . . .	93
§ 4.4. Эффективность регистрации . . . . .	96
§ 4.5. Связь между характеристиками поля излучения и показаниями детектора . . . . .	101
<b>Глава 5. Газовые ионизационные детекторы</b> . . . . .	104
§ 5.1. Типы детекторов . . . . .	104
§ 5.2. Методы регистрации без газового усиления . . . . .	105
§ 5.3. Методы регистрации с газовым усилением . . . . .	133
§ 5.4. Газоразрядные счетчики . . . . .	142
§ 5.5. Жидкие ионизационные детекторы . . . . .	151
<b>Глава 6. Полупроводниковые детекторы</b> . . . . .	155
§ 6.1. Принцип работы . . . . .	155
§ 6.2. Основные понятия из физики полупроводников . . . . .	159
§ 6.3. Характеристики кремния и германия . . . . .	163
§ 6.4. Переходы в полупроводниках . . . . .	166
§ 6.5. Образование носителей в полупроводнике под действием ионизирующего излучения . . . . .	173
§ 6.6. Энергетическое разрешение . . . . .	176
§ 6.7. Временное разрешение . . . . .	182
§ 6.8. Форма линии и эффективность . . . . .	188
§ 6.9. Радиационные повреждения и их влияние на свойства детекторов . . . . .	196
§ 6.10. Основные типы полупроводниковых детекторов . . . . .	199

<b>Глава 7. Сцинтилляционные счетчики</b>	203
§ 7.1. Принцип работы	203
§ 7.2. Сцинтилляторы	206
§ 7.3. Фотоэлектронные умножители	219
§ 7.4. Характеристики сцинтилляционных счетчиков	229
<b>Глава 8. Трековые детекторы</b>	239
§ 8.1. Камера Вильсона	239
§ 8.2. Пузырьковая камера	249
§ 8.3. Ядерные фотоэмульсии	259
§ 8.4. Искровые детекторы заряженных частиц	265
§ 8.5. Твердотельные диэлектрические детекторы	278
§ 8.6. Методы определения характеристик частиц в трековых детекторах	285
<b>Глава 9. Черенковские счетчики</b>	288
§ 9.1. Излучение Вавилова — Черенкова	288
§ 9.2. Типы черенковских счетчиков	292
<b>Часть III. МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ</b>	297
<b>Глава 10. Измерение активности источников</b>	297
§ 10.1. Основные определения	297
§ 10.2. Общие характеристики методов измерения активности	298
§ 10.3. Измерение активности источников альфа-частиц	302
§ 10.4. Измерение активности источников бета-частиц	306
§ 10.5. Измерение активности источников гамма-излучения	311
§ 10.6. Измерение активности источников нейтронов	314
§ 10.7. Относительные измерения	323
<b>Глава 11. Спектрометрия заряженных частиц</b>	326
§ 11.1. Вводные замечания	326
§ 11.2. Измерение энергии частиц с помощью ионизационных камер, сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков	328
§ 11.3. Магнитные спектрометры заряженных частиц	333
<b>Глава 12. Спектрометрия гамма-излучения</b>	352
§ 12.1. Вводные замечания	352
§ 12.2. Сцинтилляционные гамма-спектрометры	353
§ 12.3. Магнитные гамма-спектрометры	364
§ 12.4. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры	372
§ 12.5. Полупроводниковые гамма-спектрометры	380
<b>Глава 13. Спектрометрия нейтронов</b>	383
§ 13.1. Вводные замечания	383
§ 13.2. Грубые методы оценки энергетического распределения нейтронов	384
§ 13.3. Методы ядер отдачи	393
§ 13.4. Использование ядерных реакций для спектрометрии нейтронов	402
§ 13.5. Метод времени пролета	407
§ 13.6. Кристаллические спектрометры	442
<b>Глава 14. Измерение нейтронных сечений</b>	449
§ 14.1. Метод пропускания в «хорошей» геометрии	449
§ 14.2. Метод пропускания в сферической геометрии	458
§ 14.3. Метод активации	466
§ 14.4. Метод регистрации вторичных частиц	473
§ 14.5. Метод замедления нейтронов в свинце	482
<b>Рекомендуемая литература</b>	486

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

После выхода второго издания авторы продолжали получать отзывы и пожелания по улучшению структуры книги, добавлению новых разделов и замечания, касающиеся недостатков и неточностей, допущенных в тексте. Эти отклики были использованы при подготовке третьего издания.

Не считая целесообразным существенно изменять структуру, содержание и объем книги, например за счет описания методов автоматизации эксперимента, авторы ставили целью при ее частичной переработке учесть основные изменения в быстроизменяющейся технике ядерного эксперимента, связанные как с появлением новых типов детекторов, так и с разработкой новых методик измерения. Сделать это можно было только ценой исключения устаревших по той или иной причине разделов, ликвидации приложений и более сжатого изложения.

Естественно, что такая переработка в меньшей степени затронула I часть: «Источники и общие свойства ядерных излучений». В ней была несколько расширена 1-я глава, в основном за счет включения  $\chi^2$ -распределения, переработан § 2.5 «Взаимодействие нейтронов с веществом» и обновлены некоторые данные по источникам нейтронов.

Наиболее существенные изменения во II части сводятся к следующему. В 5-й главе введен новый параграф — «Жидкие ионизационные детекторы». В 6-й главе включены в анализ полупроводниковые детекторы из особо чистого германия и детекторы на основе CdTe и HgI<sub>2</sub>. В 7-й главе с учетом последних данных переработано изложение механизма высвечивания неорганических сцинтилляторов. В 8-й главе значительно расширен параграф, посвященный описанию твердотельных детекторов.

Из III части исключены описания устаревших методов определения энергии заряженных частиц по длине пробега и измерения энергии фотонов по пропусканию и продуктам ядерных реакций и несколько сокращена гл. 10. За счет этого более подробно рассмотрен метод измерения энергии сильноионизирующих частиц с помощью ППД, обсуждаются новые методы измерения энергии заряженных частиц, основанные на комбинации магнитных спектрометров и ППД высокого разрешения, и методы измерения энергии фотонов с помощью спектрометров, включающих сцинтилляторы большого объема и ППД.

В главе, посвященной измерению нейтронных сечений, обсуждаются эксперименты с регистрацией вторичных нейтронов.

Авторы выражают глубокую благодарность всем читателям, сделавшим в той или иной форме критические замечания и высказавшим пожелания. Они, безусловно, способствовали улучшению книги.

Е. С. Матусевичем написаны гл. 1, 3, 6, 9 и § 8.3—8.6, Ю. А. Казанским — гл. 2, 4, 5, 7, 11, 12 и § 8.1, 8.2 и А. И. Абрамовым — гл. 10, 13, 14.

# ИСТОЧНИКИ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

## Глава I

### СТАТИСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЯДЕРНЫХ ЯВЛЕНИЯХ И ПРИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

#### § 1.1. Ядерная физика и статистика

Любую физическую величину (массу, длину, среднее число событий и т. д.) можно определить в эксперименте лишь приближенно, указав некоторый интервал ее возможных значений. Чем тщательнее проведен эксперимент, чем совершеннее приборы, тем уже интервал возможных значений искомой величины. Неопределенность в значении измеряемой величины обусловлена обычно многими причинами. Существование разброса в экспериментальных данных требует, чтобы результаты эксперимента были подвергнуты статистической обработке для правильного определения средних значений, указания интервалов, в которых можно с определенной вероятностью обнаружить данное значение при последующих измерениях, для проверки соответствия выбранных гипотез результатам измерений и т. д. Статистические методы анализа данных становятся непременным условием проведения исследований не только в физике, но и во многих областях знаний.

Статистика тесно связана с теорией вероятности — одним из разделов математики — и заимствует ее основные положения, аргументы и выводы. Для статистики характерно главным образом индуктивное построение — от наблюдения события в эксперименте к гипотезе. Различие в подходах теории вероятности и статистики видно из следующих примеров.

Типичная задача теории вероятности. Когда подбрасывается монета, то имеется известная вероятность  $p$ , что выпадет «орел», и вероятность  $(1 - p)$ , что выпадет «решка». Какова вероятность того, что в результате  $N$  бросаний «орел» выпадет  $n$  раз? Теория вероятности позволяет вычислить вероятность такого события.

Типичная задача статистики. Монета подбрасывается  $N$  раз, при этом «орел» выпадает  $n$  раз; что можно сказать о неизвестном параметре  $p$ ? Очевидно, надеяться получить столь же определенный ответ, что и в первом случае, нельзя. Статистика позволяет лишь указать наиболее правдоподобное значение параметра  $p$ , а также интервал его значений, в котором с определенной вероятностью находится истинное значение  $p$ . Таким образом, в статистическом анализе присутствует принципиальная неопределенность.

Однако в ядерной физике и физике элементарных частиц ста-

статистические методы имеют особое значение, так как настоятельная необходимость статистического подхода в микромире вытекает из статистичности самих явлений микромира. В некотором смысле можно говорить о принципиальной разнице в происхождении флуктуаций макро- и микровеличин\*.

При измерении макровеличин можно утверждать, что практически с любой наперед заданной точностью сама величина имеет вполне определенное значение, а результаты измерений имеют некоторый разброс из-за несовершенства измерительных приборов или самого объекта измерения. Отсчеты измерительного прибора группируются вокруг среднего значения по некоторому статистическому закону. При измерении величин, характеризующих процессы в микромире, появление разброса в показаниях приборов обусловлено в существенной мере флуктуациями значения самой измеряемой величины и никакое улучшение аппаратуры не может уменьшить или исключить полностью этот разброс. Конечно, в реальных экспериментах, проводимых в ядерной физике и физике элементарных частиц, в большинстве случаев существенны обе причины разброса в показаниях приборов.

В этой главе рассматриваются статистические законы распределения, наиболее часто используемые при описании и анализе результатов измерений в ядерной физике, некоторые статистические характеристики экспериментальных данных, а также очень кратко проблема статистической проверки гипотез. Основное внимание обращено на идеологическую сторону затрагиваемых вопросов, поэтому эта глава не может быть использована в качестве практического руководства по обработке экспериментальных данных. Более углубленное обсуждение затронутых проблем, а также практические рекомендации по обработке экспериментов и способам их описания можно найти в рекомендованной литературе.

## § 1.2. Статистические законы распределения

Прежде чем рассматривать статистические законы распределения случайных величин, приведем некоторые основные понятия статистики и теории вероятности. В теории вероятности под *случайным событием* понимают событие с несколькими исходами. Если под событием имеется в виду переменная числовая величина, то ее называют *случайной*. Случайные величины подчиняются статистическим законам.

*Непрерывная случайная величина*, например энергия  $\beta$ -частицы при распаде ядра, может принимать любые значения внутри некоторой области. *Дискретная случайная величина* принимает лишь определенные точные значения, отличающиеся друг от друга

---

\* Деление на макро- и микромир, строго говоря, условно, так как резкой границы между ними провести невозможно, но практически ее всегда можно указать.

на конечную величину, например число отсчетов счетчика тех же  $\beta$ -частиц за единицу времени.

Следует заметить, что на практике всегда имеют дело с дискретными случайными величинами, поскольку любую непрерывную случайную величину можно измерить лишь приближенно с точностью до некоторого числа знаков. Приближение о непрерывности случайной величины позволяет использовать более простые математические методы. Оно оправдано, когда шаг дискретности мал и переход к непрерывной случайной величине не ведет к заметным погрешностям.

Будем обозначать случайную величину прописной буквой, например  $X$ , а ее конкретное значение — строчной буквой, в данном случае  $x$ .

Частота появления отдельных значений измеряемой величины следует некоторому *закону распределения вероятностей случайной величины*, или, кратко, *распределению* случайной величины. В случае дискретной случайной величины каждому ее значению  $x_i$  приписывается вероятность  $p(x_i)$ . Множество значений вероятности  $p(x_i)$  называют *дискретным распределением вероятностей*. Функция  $p(x_i)$  принимает определенное значение лишь при  $x=x_i$  и равна 0 при всех других значениях  $x$ , не равных  $x_i$ .

Для непрерывной случайной величины функция  $p(x)$  имеет смысл *плотности вероятностей* величины  $x$ , т. е. вероятности, приходящейся на единичный интервал величины  $x$ .

Предполагается, что распределения вероятностей  $p(x)$  и  $p(x_i)$  нормированы, т. е. удовлетворяют условию

$$\sum_{i=0}^{\infty} p(x_i) = 1; \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1. \quad (1.1)$$

Введенный для краткости верхний предел суммы  $\infty$  здесь и далее условно означает, что суммирование производится по всем возможным значениям дискретной случайной величины  $x_i$ .

Дискретное распределение вероятностей случайной величины полностью задается множеством значений вероятности, или функцией распределения  $p(x_i)$ . Непрерывное распределение полностью задается его плотностью  $p(x)$ . Иными словами, знание функций  $p(x_i)$  и  $p(x)$  позволяет определить все свойства распределения.

Если имеется некоторая система случайных величин  $X, Y, Z$ , например энергия отдельной вспышки импульсного реактора, число нейтронов за вспышку и ее длительность, то можно ввести *совместное распределение вероятности* этих случайных величин  $p(x, y, z)$ . В этом случае часто вместо системы случайных величин вводят *случайный вектор* с соответствующими компонентами, или, как часто говорят, *многомерную случайную величину с многомерным распределением вероятности*.

Во многих случаях бывает необходимо выделить наиболее важные свойства распределения. Для этого вводят такие характеристики, как среднее значение, дисперсия, асимметрия.

Для количественного описания связи между двумя случайными величинами используют *коэффициент корреляции*.

*Средним значением*, или *математическим ожиданием* случайной величины (или функции случайной величины), называют величину

$$\mu \equiv M(X) = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx; \quad \mu = \sum_{i=0}^{\infty} x_i p(x_i) \quad (1.2)$$

для непрерывного и дискретного распределений соответственно. Иногда величину  $\mu$  называют *истинным средним значением*.

Если какой-то процесс описывается статистическим распределением, то отдельное значение случайной величины, характеризующей этот процесс, отличается от ее среднего значения.

Мерой отклонения случайной величины от ее среднего не может быть математическое ожидание всех возможных отклонений, так как для случайной величины  $x$  со средним  $\mu$  оно равно 0:

$$\left. \begin{aligned} M[(X - \mu)] &= \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu) p(x) dx = 0; \\ M[(X - \mu)] &= \sum_{i=0}^{\infty} (x_i - \mu) p(x_i) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

что проверяется непосредственным вычислением.

За меру разброса случайной величины относительно ее среднего принято использовать дисперсию. *Дисперсией* случайной величины называют среднее значение квадрата отклонений случайной величины от ее среднего. Обозначают дисперсию  $D(X)$  или  $\sigma^2(X)$ . [Аргумент у  $\sigma(X)$  или  $D(X)$  часто опускают или записывают в виде индекса:  $\sigma^2_x$ ;  $D_x$ .] Положительное значение корня квадратного из дисперсии  $\sigma(X)$  называют *стандартным*, или *средним квадратическим* отклонением (отклонением). Для дискретной случайной величины дисперсия

$$\begin{aligned} D(X) = M[(X - \mu)^2] &= \sum_{i=0}^{\infty} (x_i - \mu)^2 p(x_i) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i^2 p(x_i) - \\ &- 2\mu \sum_{i=0}^{\infty} x_i p(x_i) + \mu^2 \sum_{i=0}^{\infty} p(x_i) = M[X^2] - \mu^2. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Аналогично для непрерывной случайной величины

$$D(X) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu)^2 p(x) dx = M[X^2] - \mu^2. \quad (1.4a)$$

Для заданного среднего значения малое стандартное отклонение от него означает, что вероятность наблюдать значения случайной величины, сильно отличающиеся от среднего, мала, тогда как при большом стандартном отклонении вероятны значения, сильно отклоняющиеся от среднего.

Стандартное отклонение легко связать с вероятностью случай-

ной величины оказаться при одном измерении внутри определенного интервала. Большей частью за границы такого интервала принимают величину, кратную  $\sigma$ . Тогда указанная вероятность будет равна:

$$P(\mu - g\sigma \leq x \leq \mu + g\sigma) = \int_{\mu - g\sigma}^{\mu + g\sigma} p(x) dx. \quad (1.5)$$

Здесь  $P(\mu - g\sigma \leq x \leq \mu + g\sigma)$  — вероятность для величины  $x$  находиться внутри интервала  $\mu \pm g\sigma$ .

Для распределения Гаусса [см. (1.17)], например, для  $g=1$   $P(\mu - g\sigma \leq x \leq \mu + g\sigma) = 0,68$ , а для  $g=2$  она равна 0,95. Это означает, что для очень большого числа измерений случайной величины  $X$  в 68 % случаев она окажется в интервале с границами  $\mu \pm \sigma$  и в 95 % случаев — в интервале с границами  $\mu \pm 2\sigma$ .

Выражение (1.5) можно использовать не во всех случаях, так как интервал  $\mu \pm g\sigma$  может оказаться больше интервала изменения переменной. Так, для распределения Пуассона (см. ниже) наименьшее значение  $x_i$  равно нулю, а при малых  $\mu$  величина  $\mu - g\sigma$  может оказаться меньше нуля. Следует заметить также, что для несимметричных распределений (типа распределения Пуассона) число значений  $x$  в интервалах  $\mu + g\sigma$  и  $\mu - g\sigma$  различно.

Отметим важное свойство дисперсий, которое легко можно получить прямым вычислением: если имеется набор из  $n$  независимых случайных величин  $X_i$ , то дисперсия суммы этих величин равна сумме дисперсий, т. е.

$$D\left(\sum_{i=1}^n X_i\right) = \sum_{i=1}^n D(X_i). \quad (1.6)$$

Это свойство аддитивности дисперсий широко используется в теории измерений. Для  $n$  случайных  $X_i$  с одинаковыми дисперсиями

$$D\left(\sum_{i=1}^n X_i\right) = nD(X_i). \quad (1.7)$$

Помимо дисперсии или стандартного отклонения флуктуации случайной величины характеризуют также *относительным средним квадратическим отклонением*  $\delta$ , определяя его как  $\delta = \sigma/\mu$ . Ясно, что  $\delta$  — величина безразмерная.

*Асимметрия* распределения характеризуется безразмерным параметром  $\gamma$ :

$$\gamma = M[(X - \mu)^3]/\sigma^3. \quad (1.8)$$

Она отрицательна, если плотность вероятности  $p(x)$  сильно вытянута влево от  $\mu$ , и положительна, если  $p(x)$  вытянута вправо от  $\mu$ . Если распределение симметрично, то параметр  $\gamma$  равен нулю.

Обсудим теперь типы связи между случайными величинами на примере двух непрерывных случайных величин  $X$  и  $Y$  с плотностью

распределения вероятности  $p(x, y)$ . Одномерные переменные  $X$  и  $Y$  называют *статистически независимыми*, если для всех возможных значений этих переменных выполняется условие

$$p(x, y) = p(x)p(y), \quad (1.9)$$

где  $p(x)$  и  $p(y)$  — их одномерные плотности распределения вероятности.

Статистическую независимость двух случайных величин можно интерпретировать следующим образом: вероятность получения какого-либо значения одной из величин не зависит от значения другой. В противоположном случае *жесткой связи*, когда каждому значению одной случайной величины поставлено в однозначное соответствие значение другой, имеет место *функциональная зависимость*:  $y = f(x)$ .

Чаще связь между случайными величинами не функциональна и проявляется в среднем, иными словами, связь существует между средними значениями случайных величин. Заметим, что даже если зависимость между двумя физическими величинами функциональна, зависимость между их измеренными значениями при наличии погрешностей измерения проявляется в среднем и каждому значению одной сопоставляется целый набор значений другой. В определении связей между случайными величинами состоит одна из основных задач статистики.

Меру *линейной зависимости* между двумя случайными величинами  $X$  и  $Y$   $\rho_{X,Y}$  называют *коэффициентом корреляции* и определяют выражением

$$\rho_{X,Y} = \sigma_X^{-1} \sigma_Y^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu_X)(y - \mu_Y) p(x, y) dx dy \quad (1.10)$$

для непрерывных случайных величин и соответствующей суммой — для дискретных. Для некоррелированных  $X$  и  $Y$  их коэффициент корреляции равен 0. Если  $X$  и  $Y$  независимы, то, как легко видеть из (1.9) и (1.10),  $\rho_{X,Y} = 0$ . Однако обратное утверждение несправедливо, т. е.  $\rho_{X,Y} \neq 0$ , то  $X$  и  $Y$  не обязательно независимы.

Коэффициент корреляции изменяется в интервале от  $-1$  до  $+1$ . Положительная корреляция означает, что большим значениям  $X$  соответствуют большие значения  $Y$ , а отрицательная — что большим  $X$  соответствуют меньшие  $Y$ . Только при линейной зависимости между  $X$  и  $Y$  коэффициент корреляции равен  $\pm 1$ .

Теперь рассмотрим ряд статистических распределений, с которыми наиболее часто приходится сталкиваться экспериментатору, работающему в области ядерной физики. Сначала рассмотрим дискретные распределения: *биномиальное* и *Пуассона*, а затем непрерывные: *интервалов*, *прямоугольное*, *Гаусса (нормальное)* и  $\chi^2$

**Биномиальное распределение.** Пусть некоторое событие может иметь только два исхода: благоприятный и неблагоприятный. Пусть вероятность первого равна  $\Theta$ , тогда вероятность второго равна  $1 - \Theta$ . Если событие происходит  $N$  раз, то вероятность  $p(x)$  того, что благоприятный исход повторится  $x$  раз, а

неблагоприятный —  $(N - x)$  раз, равна произведению числа способов, которыми можно выбрать  $x$  из  $N$ , на вероятность того, что сначала  $x$  раз подряд повторится благоприятный исход, а затем  $(N - x)$  раз — неблагоприятный. Следовательно, вероятность  $x$  благоприятных исходов

$$p(x) = \frac{N!}{x!(N-x)!} \Theta^x (1-\Theta)^{N-x}. \quad (1.11)$$

Множество вероятностей (1.11) называют *биномиальным распределением*. Итак, случайная величина  $X$  подчиняется распределению (1.11), которое полностью характеризуется двумя параметрами:  $\Theta$  и  $N$ .

На рис. 1.1 показана форма биномиального распределения при различных значениях  $\Theta$  и  $N$ .

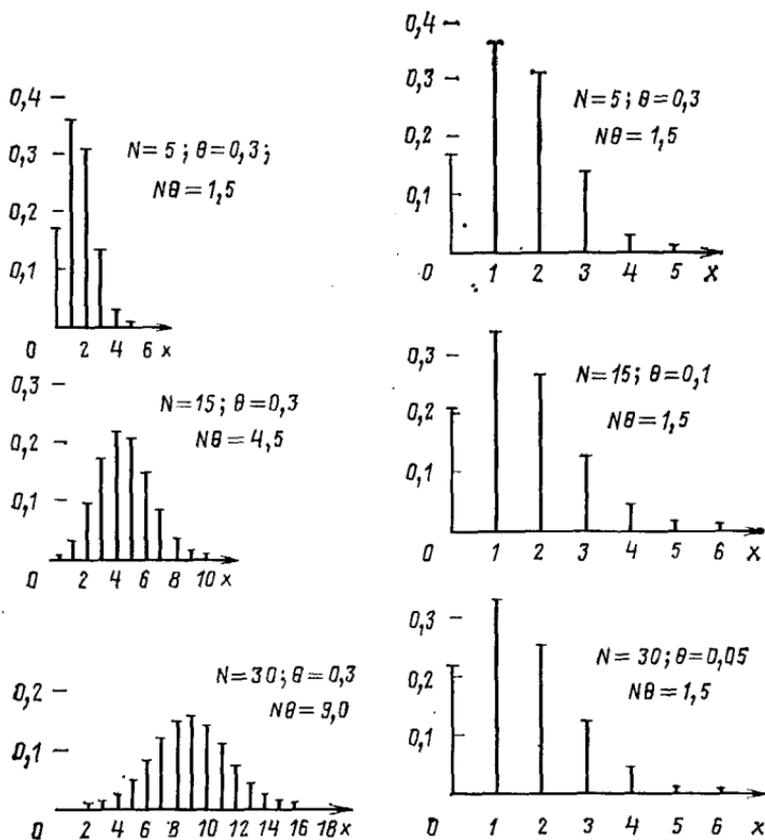


Рис. 1.1. Биномиальное распределение при различных значениях параметров  $N$ ,  $\theta$  [по оси ординат —  $p(x)$ ]

Биномиальный закон распределения вероятностей описывает процесс с ограниченным числом испытаний  $N$ , из которых производятся статистические выборки. Примером такого процесса является распад группы одинаковых радиоактивных ядер. В этом случае вероятность благоприятного исхода (распада) равна  $(1 - \exp(-\lambda t))$ , а неблагоприятного —  $\exp(-\lambda t)$ , где  $\lambda$  — не зависящая от вре-

мени, характерная для данного вида ядер константа. По (1.11) можно определить число ядер  $x$  из их общего числа  $N$ , распавшихся за время  $t$ . Формулу (1.11) в данном случае имеет смысл применять, если  $N$  невелико, в противном случае вероятность распада хорошо описывается распределением Пуассона, по формуле которого легче производить вычисления. Другой пример процесса, описываемого биномиальным распределением, — прохождение пучка частиц через мишень в эксперименте по определению сечения взаимодействия частиц с ядрами мишени. Здесь благоприятный исход — реакция в мишени, неблагоприятный — прохождение частиц через мишень без взаимодействия. Формула (1.11) позволяет вычислить число реакций в мишени.

Легко получить прямым вычислением, что среднее значение случайной величины для биномиального распределения равно  $\mu = N\Theta$ , а дисперсия  $D = N\Theta(1-\Theta)$ .

Можно показать, что асимметрия  $\gamma$  для биномиального распределения меньше нуля, если  $\Theta > 1/2$ , равно 0 при  $\Theta = 1/2$  и больше 0, если  $\Theta < 1/2$ . Если  $\Theta$  фиксировано, то  $\gamma \rightarrow 0$  при  $N \rightarrow \infty$  для любого  $\Theta$ .

**Распределение Пуассона.** Этому распределению подчиняются случайные величины, вероятность появления которых в отдельном испытании мала и постоянна. Если вероятность того, что событие произойдет в малом интервале (времени, пространства и т. д.) длиной  $\Delta t$ , пропорциональна длине этого интервала, т. е. вероятность события равна  $m\Delta t$ , где  $m$  — постоянная величина, то вероятность  $x$  независимых событий в интервале длиной  $t$  определится следующим образом:

$$p(x) = \frac{\mu^x}{x!} \exp(-\mu), \quad (1.12)$$

где  $\mu = mt$ . Выражение (1.12) и называют распределением Пуассона.

К распределению Пуассона можно прийти с помощью предельного перехода из биномиального распределения (1.11), устремив число испытаний  $N$  к бесконечности, а вероятность благоприятного исхода  $\Theta$  к нулю так, чтобы произведение  $N\Theta = \mu$  оставалось конечным и постоянным. Такой переход ясно подчеркивает, что (1.12) описывает распределение вероятности редких событий.

Распределение Пуассона при различных значениях единственного параметра  $\mu$  показано на рис. 1.2. Величина  $\mu$  может принимать любые положительные значения, тогда как  $x$  — только целочисленные положительные значения. Поэтому  $p(x)$  имеет смысл только при целочисленных  $x$ ; на рис. 1.2 значения  $p(x)$  соединены кривыми лишь для наглядности. Из (1.12) следует, что  $p(x+1)/p(x) = \mu/(x+1)$ . Если  $\mu < 1$ , то  $p(x+1) < p(x)$  при любом  $x$  и максимальное значение  $p(x)$  достигается при  $x=0$ . Если же  $\mu > 1$ , то  $p(x)$  вначале растет с увеличением  $x$ , достигая максимального значения при  $x \approx \mu$ , а затем убывает.

Примером процесса, который описывается распределением Пуассона, может служить регистрация газоразрядным счетчиком фонового излучения, создаваемого продуктами радиоактивного распада, содержащимися в окружающей среде, и космическим излучением. В этом случае регистрация частицы счетчиком — случайное событие, среднее число отсчетов можно считать не зависящим от времени, вероятность попадания в счетчик двух ионизирующих частиц в интервал времени, равный мертвому времени счетчика, пренебрежимо мала, а значит, отсчеты независимы.

Если в (1.12) положим  $x=0$ , то получим

$$p(0) = \exp(-\mu). \quad (1.13)$$

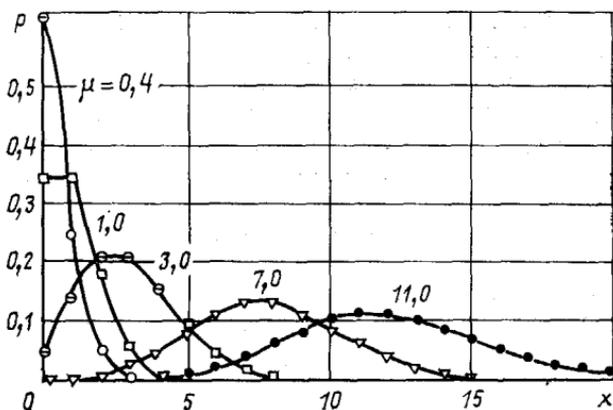


Рис. 1.2. Распределение Пуассона при различных значениях параметра  $\mu$ ; имеют смысл лишь значения  $p(x)$  при целочисленных  $x$

Эта формула дает возможность определить вероятность не наблюдать какое-то событие и часто используется в ядерной физике. Например, при описании радиоактивного распада, положив  $\mu = \lambda t$ , где  $\lambda$  — постоянная распада, а  $t$  — время, получим вероятность того, что ядро не распадается в течение времени  $t$ ; при описании прохождения нейтронов через вещество в случае  $\mu = \Sigma l$ , где  $\Sigma$  — сечение взаимодействия, а  $l$  — траектория нейтрона, получим вероятность прохождения отрезка  $l$  без взаимодействия. Аналогично записывается вероятность того, что заряженная частица на отрезке  $l$  в веществе не создаст ни одной пары ионов. Заметим, что вероятность  $p(0)$  не равна нулю при любых конечных значениях  $\mu$ .

Прямыми вычислениями можно показать, что среднее значение  $x$  для распределения Пуассона действительно равно  $\mu$ . Из этого, в частности, следует, что если  $\mu = mt$  и  $t$  — время, то  $m$  — интенсивность событий. Примечательно, что дисперсия распределения Пуассона, что также легко показывается прямыми вычислениями, равна среднему значению. Равенство  $D = \mu$  широко используется для оценки дисперсии в случаях, когда проведено лишь одно измерение  $x$ .

Асимметрия распределения Пуассона, равная  $\mu^{-1/2}$ , всегда положительна и стремится к нулю с ростом  $\mu$ , т. е. с ростом  $\mu$  распределение становится все более и более симметричным.

**Распределение длительности интервалов.** Рассмотрим случайный процесс, описываемый распределением Пуассона, например работу сцинтилляционного счетчика, облучаемого источником с малой и постоянной интенсивностью\*, и получим выражение для распределения длительности верменных интервалов между последовательными отсчетами.

Пусть средняя скорость счета —  $n$  отсчетов в единицу времени. Выберем произвольный начальный момент\*\*  $t=0$ . Ближайший отсчет произойдет между моментами  $t$  и  $t+dt$ , если в течение  $t$  отсчета не будет, а в течение  $dt$  произойдет один отсчет. Так как отсчеты независимы, то искомая вероятность того, что дли-

\*Предположение о малой интенсивности возникает из необходимости пренебрежения мертвым временем счетчика.

\*\*В силу независимости отсчетов в неперекрывающихся интервалах выбор начала отсчета не влияет на последующие выводы. В частности, начало отсчета может совпадать с каким-либо импульсом.

тельность интервала лежит между  $t$  и  $t+dt$ , есть произведение вероятности первого события  $\exp(-nt)$  на вероятность второго  $ndt$ . Следовательно,  $p(t)dt = =ndt \exp(-nt)$ , откуда получаем распределение длительности интервалов:

$$p(t) = n \exp(-nt). \quad (1.14)$$

Видно, что с увеличением  $t$  вероятность того, что в интервале  $dt$  отсчет будет первым, экспоненциально падает. Чем меньше интервал между событиями, тем больше вероятность наблюдать такой интервал. Распределение интервалов описывает не только временные распределения (отсчеты счетчика, время жизни нестабильных частиц), но и распределения пространственных интервалов, например распределение так называемых  $\delta$ -электронов вдоль следа ионизирующей частицы: необходимо только в выражении (1.14) время между последовательными отсчетами заменить отрезком  $l$  между соседними  $\delta$ -электронами.

Среднее значение длительности интервала и его дисперсия легко вычисляются интегрированием по частям выражения (1.14) и равны соответственно  $n^{-1}$  и  $n^{-2}$ . Заметим, что дисперсия распределения интервалов равна квадрату среднего значения, в то время как дисперсия распределения Пуассона равна среднему значению. Относительное квадратическое отклонение распределения интервалов  $\delta$  постоянно и равно единице для любого  $n$ . Большая дисперсия означает, что длительность интервала между последовательными событиями с большей вероятностью, не зависящей от средней интенсивности, может сильно отличаться от своего среднего значения.

**Равномерное (равновероятное) или прямоугольное распределение.** Если все значения случайной величины в интервале от  $a$  до  $b$  равновероятны, то

$$\left. \begin{aligned} p(x) &= 0 \quad \text{при } x < a, \quad x > b; \\ p(x) &= 1/(b-a) \quad \text{при } a \leq x \leq b. \end{aligned} \right\} \quad (1.15)$$

Такое распределение встречается, например, при анализе формы линии в некоторых типах спектрометров; оно описывает энергетическое распределение ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов. Прямоугольное распределение часто используют для качественного анализа статистических процессов.

Для прямоугольного распределения среднее значение равно  $(b-a)/2$ , а дисперсия  $(b-a)^2/12$ .

**Распределение Гаусса (нормальное).** Наиболее важным распределением, встречающимся в статистике, является распределение Гаусса (нормальное). Оно имеет вид симметричной колоколообразной кривой, распространяющейся до бесконечности в положительном и отрицательном направлениях. Частный случай распределения Гаусса с одним параметром можно получить предельным переходом (при  $\mu \rightarrow \infty$ ) из распределения Пуассона. В этом случае асимметрия распределения Пуассона стремится к нулю (как  $1/\sqrt{\mu}$ ). Заменяя  $x!$  в формуле (1.12) его приближенным выражением, справедливым при больших  $x$ , и используя то обстоятельство, что при росте  $\mu$  относительная ширина распределения Пуассона уменьшается ( $\delta = 1/\sqrt{\mu}$ ), можно получить функцию распределения в следующем виде:

$$p(x) = (1/\sqrt{2\pi\mu}) \exp[-(x-\mu)^2/(2\mu)]. \quad (1.16)$$

В этой формуле  $x$  — непрерывная случайная величина;  $p(x)$ , как обычно, имеет

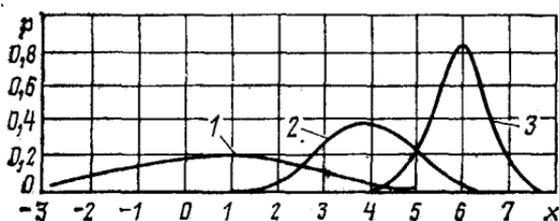


Рис. 1.3. Распределение Гаусса при различных значениях параметров  $\mu$  и  $\sigma$ :

1 —  $\mu=1$ ;  $\sigma=2$ ; 2 —  $\mu=4$ ,  $\sigma=1$ ; 3 —  $\mu=6$ ,  $\sigma=0.5$

смысл плотности вероятности. Распределение (1.16) является частным случаем распределения Гаусса, которое имеет следующий вид:

$$p(x) = (1/\sigma \sqrt{2\pi}) \exp [-(x - \mu)^2 / (2\sigma^2)]. \quad (1.17)$$

В отличие от своего частного случая (1.16) распределение Гаусса зависит от двух параметров:  $\mu$  и  $\sigma$ . Распределение (1.17) приведено на рис. 1.3.

Как ясно из введенных обозначений, среднее значение для распределения Гаусса равно  $\mu$ , а дисперсия —  $\sigma^2$ . Поскольку распределение Гаусса симметрично относительно среднего значения, то для него  $\gamma=0$ .

Часто используют представление распределения (1.17) в функции переменной  $u = (x - \mu)/\sigma$ , тогда

$$p(u) = (1/\sqrt{2\pi}) \exp (-u^2/2). \quad (1.18)$$

В таком представлении распределения Гаусса его среднее значение равно нулю, а стандартное отклонение — единице. Для функции (1.18) в справочниках и руководствах приводятся подробные таблицы. Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических процессов. В ядерной физике выражение (1.17) описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжелых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам при регистрации заряженных частиц полупроводниковым детектором и т. д.

Распределение Гаусса широко используется при анализе погрешностей эксперимента. Широкое применение нормального распределения в теории измерений основано на доказываемом в теории вероятности утверждении о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин с практически произвольным распределением, распределена согласно (1.17), т. е. условия для использования нормального закона распределения при описании экспериментальных данных возникают в тех случаях, когда исследуемую случайную величину можно представить в виде суммы достаточно большого числа независимых элементарных слагаемых, каждое из которых сравнительно мало влияет на сумму. Такая ситуация часто характерна для сложных экспериментов. Проиллюстрируем сходимость к нормальному распределению на простом примере суммы независимых случайных величин, подчиняющихся равномерному распределению. Легко видеть, что распределение суммы  $Z$  двух независимых случайных величин  $X$  и  $Y$ , имеющих распределения  $\varphi(x)$  и  $q(y)$ , определяется интегралом

$$p(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) q(z-x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(z-y) q(y) dy. \quad (1.19)$$

Эту операцию называют *сверткой* распределений  $\varphi(x)$  и  $q(y)$ . Если исследуемая величина  $Z$  есть сумма трех и более случайных величин, то ее распределение можно получить последовательной сверткой.

Равномерное распределение с  $a=0$  и  $b=1$  и распределения сумм двух и трех случайных величин, принадлежащих такому же распределению, приведены на рис. 1.4. Для сравнения на этом же рисунке дано распределение Гаусса с сред-

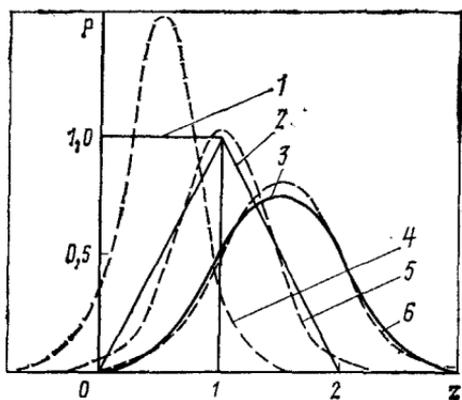


Рис. 1.4.

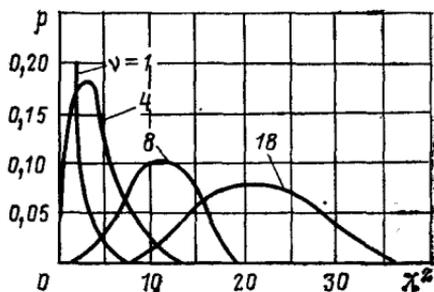


Рис. 1.5.

Рис. 1.4. Равномерное распределение с  $a=0$ ,  $b=1$  (1), распределение сумм двух независимых величин, каждая из которых равномерно распределена в интервале 0—1 (2) и распределение сумм трех независимых величин, каждая из которых равномерно распределена в интервале 0—1 (3), распределение Гаусса с  $\mu=1/2$ , 1 и  $3/2$  и  $\sigma^2=1/12$ ,  $1/6$  и  $1/4$  (соответственно 4—6)

Рис. 1.5. Распределение  $\chi^2$  при различных значениях степени свободы  $\nu$

ними значениями  $1/2$ , 1 и  $3/2$  и дисперсиями, соответственно равными  $1/12$ ,  $1/6$ ,  $1/4$ . Площади под соответствующими кривыми нормированы.

Видно, что сумма всего трех случайных величин, распределения которых далеки от нормального, хорошо аппроксимируется распределением Гаусса с соответствующим средним значением и дисперсией.

**Распределение  $\chi^2$ .** Распределение  $\chi^2$  (хи-квадрат) находит широкое применение при проверке согласия экспериментальных данных с некоторой априорной гипотезой, получении доверительных интервалов для статистических параметров, проверке независимости переменных и в ряде других задач.

Пусть  $X_1, X_2, \dots, X_i, \dots, X_\nu$  — набор  $\nu$  случайных величин, каждая из которых распределена по нормальному закону со своим математическим ожиданием  $\mu_i$  и дисперсией  $\sigma_i^2$ . Квадраты нормированных значений  $X_i$   $U_i^2 = (X_i - \mu_i)^2 / \sigma_i^2$  в силу случайности  $X_i$  — также случайные величины. образуем их сумму, которая является новой случайной величиной:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i^2 = \sum_{i=1}^{\nu} (X_i - \mu_i)^2 / \sigma_i^2. \quad (1.20)$$

Очевидно, что  $\chi^2$  всегда положительна. Параметр  $\nu$  в (1.20) называют числом степеней свободы. Поскольку величины  $U_i$  нормированы и имеют одно и то же среднее значение, равное нулю, и равную единице дисперсию, то распреде-

ление плотности вероятности случайной величины  $\chi^2$  должно зависеть только от одного параметра, а именно от  $\nu$ . Если не все  $\nu$  случайных величин (или наблюдений одной случайной величины) независимы, то число степеней свободы, являющееся параметром в распределении  $\chi^2$ , меньше  $\nu$  на число связей между отдельными значениями  $\chi^2$ . В курсах математической статистики показано, что плотность распределения вероятности для  $\chi^2$

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2} (\nu/2 - 1)!} (\chi^2)^{(\nu/2 - 1)} \exp[-(\chi^2/2)], \quad 0 < \chi^2 < \infty. \quad (1.21)$$

Графики этого распределения приведены на рис. 1.5.

Среднее значение  $\chi^2$  равно числу степеней свободы  $M(\chi^2) = \nu$ , а дисперсия —  $2\nu$ . Для приложений важно распределение накопленной вероятности  $P(\chi^2 < \chi^2_*) = \int_0^{\chi^2_*} p(\chi^2) d\chi^2$ , которое получить непосредственным интегрированием (1.21) трудно. В руководствах по статистике приводятся подробные таблицы  $P(\chi^2 < \chi^2_*)$  для различных  $\nu$ .

### § 1.3. Статистические характеристики экспериментальных данных

Разность между измеренным значением исследуемой величины и ее истинным значением называют *погрешностью измерения*, или *погрешностью измеренной величины*. При оценке достоверности результатов измерений различают две принципиально разные группы погрешностей: *систематические* (или калибровочные) и *статистические* (или случайные).

*Систематические погрешности* характеризуют точность градуировки и юстировки аппаратуры, смещение шкал приборов и т. п., они возникают, например, при использовании неверного значения эталонной величины, при неправильном учете внешних факторов, влияние которых на процесс измерения можно рассчитать. Если источник систематической погрешности (например, неверное значение сечения «стандартной» реакции) обнаружен, то соответствующая поправка, как правило, легко вводится. Возможность исключения систематической погрешности и является ее характерным признаком. Но обычно обнаружить постоянную (или медленно меняющуюся) систематическую погрешность трудно. Решающей проверкой является сопоставление результатов измерений одной и той же величины, полученных в нескольких принципиально различающихся экспериментах.

*Статистическая погрешность* характеризует воспроизводимость результатов наблюдений после устранения систематических погрешностей. Их нельзя исключить из каждого результата измерений.

В дальнейшем будем рассматривать только статистические характеристики экспериментальных данных.

Вначале проанализируем случай *прямых измерений*, когда непосредственно измеряемая величина связана с искомой однознач-

но, т. е. по каждому единичному измерению может быть найдено значение случайной величины.

Если целью эксперимента является определение какой-то физической величины  $X$  по  $n$  ее отдельным измеренным значениям  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , то результат измерений можно охарактеризовать с помощью нескольких статистических параметров. Как правило, в качестве таких статистических параметров принимают:

1) наиболее правдоподобное значение  $\bar{X}$ , в качестве которого используют *выборочное среднее значение*;

2) дисперсию распределения отдельных значений измеряемой величины около ее выборочного среднего, т. е. *выборочную дисперсию*;

3) погрешность выборочного среднего;

4) выборочный *коэффициент корреляции* (при измерении двух и более случайных величин).

В любой конечной серии измерений нельзя определить точно ни истинное среднее значение  $\mu$ , ни дисперсию  $\sigma^2$ , ни другие моменты функции распределения случайной величины. Рассмотренные ранее функции распределения описывают *генеральные совокупности*, т. е. гипотетический полный набор всех возможных значений, которые может принимать случайная величина.

В эксперименте всегда имеют дело с выборкой — конечным числом значений случайной величины. Цель статистического анализа — указать методы, с помощью которых можно было бы получить *оценки* неизвестных параметров генеральной совокупности и их погрешности, которые в свою очередь являются случайными величинами.

Рассмотрим статистические параметры.

**Выборочное среднее значение  $\langle X \rangle$ \***. На практике в подавляющем большинстве случаев для оценки истинного среднего значения случайной величины  $X$  используют среднее арифметическое

$$\langle X \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \approx \mu, \quad (1.22)$$

где  $n$  — число независимых измерений.

Это объясняется простотой формулы (1.22), а также максимальной из всех возможных оценок точностью при условии, что статистические погрешности величин  $x_i$  распределены по нормальному (или близкому к нему) закону.

С увеличением числа замеров  $\langle \bar{X} \rangle$  все более приближается к  $\mu$ . Математическое ожидание выборочного среднего при условии, что каждое значение  $x_i$  принадлежит к генеральной совокупности со средним  $\mu_i$  и дисперсией  $\sigma_i^2$ ,

$$M(\langle X \rangle) = \frac{1}{n} M\left(\sum_{i=1}^n x_i\right) = M(x_i) = \mu. \quad (1.23)$$

\* В литературе выборочное среднее значение иногда обозначают также  $\bar{x}$ .

Дисперсия выборочного среднего значения \*

$$D(\langle X \rangle) = D\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i\right) = \frac{1}{n^2} D\left(\sum_{i=1}^n x_i\right), \quad (1.24)$$

а так как дисперсия суммы равна сумме дисперсий слагаемых, то

$$D(\langle X \rangle) = \frac{1}{n} D(x_i), \quad (1.25)$$

Из выражения (1.25) очевидно, что выборочное среднее значение  $\langle X \rangle$  при больших  $n$  является значительно более точной оценкой  $\mu$ , чем отдельное значение  $x_i$ , так как  $\langle X \rangle$  имеет меньший разброс относительно истинного среднего.

Точность оценки определяется выражением

$$\sigma(\langle X \rangle) = \sigma(x_i) / \sqrt{n}, \quad (1.26)$$

которое показывает, что точность возрастает пропорционально  $\sqrt{n}$ . Это очень важное соотношение справедливо для любых распределений. Следует подчеркнуть, что оно получено при очень существенном предположении о независимости отдельных значений  $x_i$ .

**Выборочная дисперсия  $s^2$ .** В выражениях (1.25) и (1.26) предполагалось, что дисперсия распределения величины  $X$  известна. На самом же деле можно определить лишь выборочную дисперсию.

Оценка  $s^2$  истинного значения дисперсии  $\sigma^2$  должна основываться на выборочном среднем значении  $\langle X \rangle$  и конечном наборе результатов отдельных измерений. В таком случае выражение для выборочной дисперсии  $s^2$  получается из выражения для  $\sigma^2$  (1.4) заменой  $\mu$  на  $\langle X \rangle$  и переходом от усреднения по генеральной совокупности к усреднению по конечному числу  $n$  измерений:

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle)^2. \quad (1.27)$$

Выполним подстановку  $(x_i - \langle X \rangle) = [(x_i - \mu) - (\langle X \rangle - \mu)]$ . Тогда из (1.27) легко получить следующее выражение:

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [(x_i - \mu)^2 - (\langle X \rangle - \mu)^2].$$

Отсюда, учитывая (1.26), математическое ожидание выборочной дисперсии

$$M(s^2) = \sigma^2 - \sigma^2/n = \sigma^2 [(n-1)/n]. \quad (1.28)$$

Следовательно, наилучшая оценка истинной дисперсии  $\sigma^2$ , выраженной через результаты конечного числа  $n$  независимых измере-

\* Из определения дисперсии легко получить, что  $D(cx) = c^2 D(x)$ , если  $c =$

ний случайной величины  $X$ , имеет следующий вид:

$$\sigma^2 \approx \frac{n}{n-1} s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle)^2, \quad (1.29)$$

$$\sigma \approx \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle)^2}. \quad (1.30)$$

Появление перед знаком суммы множителя  $1/(n-1)$  вместо  $1/n$  связано с тем, что на  $n$  случайных величин  $(x_i - \langle X \rangle)$  наложена связь  $\sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle) = 0$ , поэтому независимых случайных величин  $n-1$ .

Заметим, что при выводе выражения (1.29) не вводилось никаких предположений о характере распределения величины  $X$ , т. е. оценка дисперсии справедлива для любых распределений.

В случае только одного измерения величины  $X$  выборочное среднее значение  $\langle X \rangle = x$ . При этом дисперсия оказывается неопределенной, поскольку неизвестен разброс экспериментальных данных. Например, для распределения Гаусса дисперсия является независимым параметром, никак не связанным со средним значением. Однако, как уже упоминалось, если есть основания предполагать, что данное распределение есть распределение Пуассона, а в ядерной физике это бывает часто, то оценить значение  $\sigma^2$  можно так:

$$\sigma^2 \approx \langle X \rangle \approx x. \quad (1.31)$$

**Погрешность выборочного среднего значения  $\sigma_{\langle X \rangle}$ .** Как упоминалось выше, обычно целью серии из  $n$  независимых измерений  $x_1, x_2, \dots, x_n$  какой-либо физической величины  $X$  является нахождение ее выборочного среднего  $\langle X \rangle$  и определение вероятности того, что выборочное среднее отличается от истинного среднего  $\mu$  меньше, чем на некоторое заданное значение. В качестве такой величины, как правило, выбирается *средняя квадратическая (или стандартная) погрешность среднего значения  $\sigma_{\langle X \rangle}$* \*

Выше было показано, что точность оценки  $\mu$  по выборочному среднему значения  $\langle X \rangle$  возрастает пропорционально  $\sqrt{n}$  (1.25). Центральная предельная теорема статистики позволяет сделать заключение о распределении  $\langle X \rangle$ . Она утверждает, что если случайная величина имеет среднее значение  $\mu$  и конечную дисперсию  $\sigma$ , то при стремлении объема выборки  $n$  к бесконечности\*\* распределение выборочного среднего значения  $\langle X \rangle$  стремится к нормальному со средним  $\mu$  и дисперсией  $\sigma^2/n$ . При этом распреде-

\* Иногда в литературе значок  $\langle X \rangle$  у  $\sigma_{\langle X \rangle}$  опускают, что приводит к путанице, так как среднее квадратическое отклонение распределения также обозначается  $\sigma$ .

\*\* Практически всегда достаточно, если  $n \geq 30$ .

ление  $X$  совсем необязательно должно быть нормальным. При малых  $n$  (выборках небольшого объема) распределение выборочных средних всегда более близко к нормальному, чем распределение исходных событий.

Стремление  $\langle X \rangle$  к нормальному распределению позволяет определить среднюю квадратическую погрешность выборочного среднего значения  $\sigma_{\langle X \rangle}$  как корень квадратный из дисперсии распределения выборочных средних. По определению  $\sigma_{\langle X \rangle} = \sigma / \sqrt{n}$ , где  $n$  — число измерений;  $\sigma$  — среднеквадратическое отклонение распределения  $X$ . Для вычисления средней квадратической погрешности заменяют неизвестное значение стандартного отклонения его выборочным значением по (1.29). Тогда

$$\sigma_{\langle X \rangle} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \approx \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle)^2}. \quad (1.32)$$

Сравнение (1.30) и (1.32) ясно показывает принципиальную разницу между  $\sigma$  и  $\sigma_{\langle X \rangle}$ . Увеличение числа измерений приводит к уменьшению средней квадратической погрешности  $\sigma_{\langle X \rangle}$  среднего значения  $\langle X \rangle$ , в то время как стандартное отклонение определяется самим физическим процессом и не зависит от числа измерений. Иными словами, увеличивая число замеров, можно при отсутствии систематических погрешностей и корреляции между отдельными замерами, получать выборочные средние  $\langle X \rangle$ , все более и более приближающиеся к истинному среднему, но при этом отдельные замеры будут флуктуировать пропорционально стандартному отклонению самой случайной величины и при больших  $\sigma$  эти флуктуации весьма заметны. Например, легко можно измерить средний интервал времени между отсчетами счетчика ионизирующего излучения со средней квадратической погрешностью меньше  $10^{-3}$ , в то время как вероятность наблюдать при отдельном замере интервал, в 2 и более раза превосходящий средний, равна 0,134.

Обратим внимание, что из (1.32) следует, что при стремлении числа замеров к бесконечности  $\sigma_{\langle X \rangle} \rightarrow 0$ . Этот вывод, справедливый для независимых измерений, несостоятелен при наличии корреляции между отдельными измерениями. Можно показать, например, что в случае равноточных измерений с одинаковым положительным коэффициентом корреляции  $\rho$  между каждой парой замеров  $\sigma_{\langle X \rangle}$  стремится к конечному значению  $\sigma\sqrt{\rho}$ .

Нормальность распределения  $\langle X \rangle$  около  $\mu$  важна для понимания смысла часто используемой физиками записи результатов измерений величины  $X$ :  $\langle X \rangle \pm \sigma_{\langle X \rangle}$ . Такая запись предполагает, что с вероятностью 0,68 неизвестная величина  $\mu$  (истинное среднее) находится в интервале  $\langle X \rangle \pm \sigma_{\langle X \rangle}$ . Эта вероятность повышается до 0,95, если интервал увеличивается до  $\langle X \rangle \pm 2\sigma_{\langle X \rangle}$ .

**Выборочный коэффициент корреляции  $q$ .** В эксперименте вне зависимости от того, является ли измеряемая величина дискрет-

ной или непрерывной, можно получить лишь конечный набор ее значений. Поэтому коэффициент корреляции между двумя случайными величинами оценивается по конечной выборке их значений. Для выборки, содержащей  $n$  пар значений  $(x_i, y_i)$  двух случайных величин  $X$  и  $Y$  выборочный коэффициент корреляции,  $q$  определяется в соответствии с (1.10) выражением

$$q = \left[ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle X \rangle)(y_i - \langle Y \rangle) \right] / (s_X s_Y), \quad (1.33)$$

где  $\langle X \rangle$ ,  $\langle Y \rangle$  и  $s_X$ ,  $s_Y$  определяются по (1.22) и (1.27).

На практике для определения  $q$  требуется проведение очень большого числа экспериментов, особенно при слабых корреляционных зависимостях, что связано, как принято говорить, с плохой статистической устойчивостью коэффициента корреляции. Можно считать, что надежное определение коэффициентов корреляции возможно, если их значение больше 0,1.

**Погрешность не прямых измерений.** Рассмотренные выше выражения для погрешностей относятся к непосредственно измеряемым случайным величинам. В сколько-нибудь сложных экспериментах исследуемая случайная величина представляет собой сложную комбинацию из многих непосредственно измеряемых случайных величин. Такие измерения называются *непрямыми*. Форму связи между непосредственно измеряемыми величинами и искомой можно получить как из известных физических законов, так и на основе экспериментальных данных.

Получим выражение для средней квадратической погрешности величины  $Z$ , являющейся функцией  $m$  независимых случайных величин  $X_i$ ,  $Z(X_1, X_2, \dots, X_m)$ . Для этого сначала вычислим среднюю квадратическую погрешность для функции одной случайной величины, а затем распространим вычисления на функцию многих случайных величин.

Разложим функцию  $Z(x)$  в ряд Тейлора относительно точки  $\mu$  и ограничимся несколькими первыми членами этого разложения:

$$Z(x) = Z(\mu) + (X - \mu) Z'(\mu) + (X - \mu)^2 Z''(\mu)/2 + \dots \quad (1.34)$$

Усредняя по распределению  $X$ , или, что то же самое, вычисляя математическое ожидание, получаем следующее приближенное выражение:

$$M[Z(X)] \approx Z(\mu) + 0 + \sigma^2 Z''(\mu)/2 + \dots$$

Пренебрегая членами второго порядка малости и выше, имеем

$$M[Z(X)] \approx Z(\mu).$$

Теперь, используя это выражение, запишем приближенное выражение для дисперсии:

$$D[Z(X)] = M[Z(X) - M[Z(X)]]^2 \approx M[(Z(X) - Z(\mu))^2], \quad (1.35)$$

т. е. дисперсия функции в линейном приближении равна математическому ожиданию квадрата разности между функцией и ее значением в точке  $\mu$ .

Из (1.34), отбрасывая члены второго порядка малости, имеем

$$Z(X) - Z(\mu) = (X - \mu) Z'(\mu).$$

Подставляя это выражение в (1.35), получаем

$$D[Z(X)] \approx M[(X - \mu) Z'(\mu)]^2 = [Z'(\mu)]^2 D(X) \approx [Z'(X)]^2 D(X). \quad (1.36)$$

Напомним, что выражение (1.36) записано в предположении, что ряд Тейлора оканчивается членом, содержащим  $Z'(\mu)$ , т. е. или когда  $Z(X)$  — линейная функция, или когда можно пренебречь нелинейными членами разложения. Если  $Z(X) = aX + b$ , то  $D(X)$  точно равно  $a^2\sigma^2$ .

В том случае, когда искомая величина  $Z$  является функцией  $m$  случайных независимых величин  $X_i$ , используют  $m$ -мерное разложение в ряд Тейлора в окрестности точки с координатами  $\mu_i$ . Рассуждения, аналогичные изложенным выше, приводят к выражению для дисперсии в линейном приближении:

$$D[Z(X_1, X_2, \dots, X_m)] = \sum_{i=1}^m [\partial Z(X_i) / \partial X_i]^2 \sigma_i^2, \quad (1.37)$$

и соответственно

$$\sigma_{\langle Z \rangle} = \sqrt{\sum_{i=1}^m [\partial Z(X_i) / \partial X_i]^2 \sigma_i^2}. \quad (1.38)$$

Здесь  $\sigma_i^2$  — дисперсия распределения  $X_i$  вокруг  $\mu_i^*$ .

Еще раз подчеркнем, что (1.37) — приближенная формула, справедливая при небольших отклонениях  $X_i$  относительно  $\mu_i$ . Выражение (1.38) широко используется при анализе погрешностей, и результат измерения  $Z$  принято записывать в виде

$$Z \pm \sigma_{\langle Z \rangle}. \quad (1.39)$$

При этом в большинстве случаев предполагается, но не оговаривается, что распределение  $\langle Z \rangle$  близко к нормальному. Хорошая сходимости большинства распределений к нормальному, даже при не очень большом числе независимых переменных, и малые значения относительных среднеквадратических погрешностей в обычных экспериментах оправдывают это предположение.

Более жестким является условие независимости случайных величин  $X_i$ . Если  $X_i$  коррелированы, то выражение для дисперсии усложняется и в нем появляются члены с перекрестными производными.

\* Естественно, что фактически вместо  $\mu_i$  и  $\sigma_i^2$  фигурируют их оценки  $\langle X_i \rangle$  и  $s_i^2$ .

Проиллюстрируем эффект корреляции на примере функции  $Z(X_1, X_2, \dots, X_m)$ , линейно зависящей от  $X_i$ , т. е. функции, для которой разложение в ряд Тейлора обрывается на линейном члене. Пусть  $Z(X_1, X_2, \dots, X_m) = a_1X_1 + a_2X_2 + \dots + a_mX_m$ . По определению

$$D(Z) = M [(a_1X_1 + a_2X_2 + \dots + a_mX_m - M[a_1X_1 + a_2X_2 + \dots + a_mX_m])^2]. \quad (1.40)$$

Принимая во внимание, что

$$M[Z] = M \left[ \sum_{i=1}^m a_i X_i \right] = \sum_{i=1}^m a_i M[X_i] = \sum_{i=1}^m a_i \mu_i, \quad (1.41)$$

запишем

$$D(Z) = M [(a_1(X_1 - \mu_1) + a_2(X_2 - \mu_2) + \dots + a_m(X_m - \mu_m))^2] = \\ = \sum_{j,k} a_j a_k M [(X_j - \mu_j)(X_k - \mu_k)], \quad (1.42)$$

где индексы  $j$  и  $k$  принимают значения от 1 до  $m$ . Диагональные члены матрицы (1.42), для которых  $j=k$ , есть дисперсии соответствующих  $X_i$ ;  $a_j^2 M[(X_j - \mu_j)^2] = a_j^2 D(X_j)$ . Недиagonальные члены равны 0, если все случайные величины  $X_i$  независимы. Действительно, учитывая, что математическое ожидание произведения независимых случайных величин равно произведению их математических ожиданий, и принимая во внимание (1.3), получаем

$$M[(X_j - \mu_j)(X_k - \mu_k)] = M[(X_j - \mu_j)] M[(X_k - \mu_k)] = 0$$

Тогда

$$D(Z) = \sum_{i=1}^m a_i^2 D(X_i) \quad (1.43)$$

в соответствии с формулой (1.38).

Если существует корреляция между  $X_j$  и  $X_k$ , то математическое ожидание произведения не равно произведению математических ожиданий, т. е.

$$M[(X_j - \mu_j)(X_k - \mu_k)] = M[(X_j X_k)] - \mu_j \mu_k \neq 0. \quad (1.44)$$

Запишем теперь выражение для дисперсии с учетом корреляции. Для линейной функции  $Z$  и  $m$  переменных  $X_i$

$$D(Z) = \sum_{i=1}^m a_i^2 D_i + 2 \sum_{j < k}^m a_j a_k \rho_{jk} \sigma_j \sigma_k. \quad (1.45)$$

При записи этого выражения учтено, что  $\rho_{jk} = \rho_{kj}$ . Если все  $\rho_{jk}$  не равны нулю, то число членов двойной суммы в (1.45) равно  $m(m-1)$  и, следовательно, дисперсия при наличии корреляции может значительно превосходить дисперсию для независимых переменных  $X_i$ . Даже для двух независимых переменных, учитывая, что  $\rho_{ik}$  изменяется в интервале от  $-1$  до  $+1$ , дисперсия может

меняться от нуля до удвоенного значения дисперсии для двух независимых случайных величин.

**Проверка гипотез о законе распределения. Критерий согласия  $\chi^2$ .** Целью многих экспериментов в ядерной физике является надежная оценка закона распределения некоторой физической величины, например углового распределения нейтронов, рассеянных на ядрах определенного элемента. Точный закон распределения случайной величины в эксперименте определить невозможно, поскольку для этого понадобилось бы бесконечное число измерений для получения генеральной совокупности, а из конечного числа измерений определяется лишь конечная выборка. Из этого сразу следует важный вывод о том, что эксперимент не доказывает правильность гипотезы (теории), а лишь позволяет сделать заключение о непротиворечивости ее с данными эксперимента.

Обычно перед проведением эксперимента уже сформулирована одна или несколько априорных гипотез, полученных из теории или в результате предыдущих экспериментов, часто косвенных. Поскольку измеряемая величина (в нашем примере — число отсчетов детектора в зависимости от угла рассеяния) — случайная, то, даже если закон ее распределения точно известен, ввиду ограниченности выборки будут наблюдаться отклонения результатов наблюдения от вычисленного по распределению. Возникает вопрос: случайны ли наблюдаемые отклонения измеренных величин от предсказываемых теорией или имеются систематические расхождения, т. е. теория неверна?

*Критерием согласия* называют критерий проверки гипотезы о предполагаемом распределении. С его помощью можно установить, задавшись так называемой *доверительной вероятностью*, согласуются экспериментальные наблюдения с априорной гипотезой или нет. Доверительная вероятность определяется условиями задачи и принимается близкой к единице — 0,9; 0,95.

На практике наиболее часто используют критерий согласия  $\chi^2$ . Рассмотрим этот критерий. Пусть требуется проверить гипотезу о том, что случайная величина  $X$  подчиняется закону распределения  $p(x)$ . Рассмотрим эксперимент, в котором получено  $n$  независимых измерений  $X$ . Разобьем всю область изменений  $X$  на  $l$  интервалов  $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_l$  и подсчитаем количество измеренных значений  $X$ , попавших в каждый из интервалов. Поскольку теоретическое распределение  $p(x)$  предполагается известным, можно рассчитать теоретическое число значений  $X$  в  $i$ -м интервале  $np_i$ , где  $p_i$  — вероятностное попадание случайной величины в  $i$ -й интервал. Если эмпирические частоты  $n_i$  сильно отличаются от теоретических  $np_i$ , то гипотезу о согласии теории и эксперимента следует отвергнуть. Критерий  $\chi^2$  дает возможность количественно выразить эту степень согласия.

Пусть проверяемая гипотеза  $p(x)$  верна. Тогда случайная величина  $n_i$  подчиняется биномиальному распределению с математическим ожиданием  $p_i n$  и дисперсией  $np_i(1-p_i)$ .

В курсе математической статистики показывается, что при  $n \rightarrow \infty$  сумма  $\sum_{i=1}^l \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i}$  имеет распределение  $\chi^2$  с  $\nu = l - 1$  степеней свободы независимо от закона распределения случайной величины  $X$ .

В качестве меры расхождения между теорией ( $np_i$ ) и экспериментом ( $n_i$ ) используется критерий

$$\chi_*^2 = \sum_{i=1}^l \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i}. \quad (1.46)$$

Ясно, что чем меньше различаются эмпирические и теоретические частоты, тем меньше значение  $\chi_*^2$ . Поскольку распределение  $\chi_*^2$  при  $n \rightarrow \infty$  стремится к распределению  $\chi^2$  [см. (1.21)], этот критерий и назван критерием согласия  $\chi_*^2$ . Применяют его следующим образом: рассчитав  $\chi_*^2$  и задавшись доверительной вероятностью, находят по таблицам значение  $\chi_{\alpha, \nu}^2$  для  $\nu = l - 1$ . Если при данном  $\alpha$   $\chi_*^2 > \chi_{\alpha, \nu}^2$ , то теория и эксперимент расходятся, если  $\chi_*^2 < \chi_{\alpha, \nu}^2$  — согласуются.

Следует еще раз отметить, что распределение  $\chi_*^2$  описывается формулой (1.21) только при  $n \rightarrow \infty$ . На практике вполне достаточно, чтобы  $n_i$  было больше 5. В противном случае увеличивают интервалы  $\Delta_i$  (равенство интервалов при построении критерия  $\chi_*^2$  не требуется).

## Глава 2

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

#### § 2.1. Общие замечания

*Ионизирующее излучение* — это такое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разного знака. Ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при атомных столкновениях, называют *непосредственно ионизирующим излучением*. Непосредственно ионизирующее излучение может состоять из протонов, электронов,  $\alpha$ -частиц, осколков деления и т. д. К *косвенно ионизирующему излучению* относят такое излучение, которое в результате взаимодействия со средой может создать непосредственно ионизирующее излучение. Косвенно ионизирующее излучение может состоять из фотонов, нейтронов, нейтральных мезонов и др.

Взаимодействия излучения с электронами, атомами, ядрами среды происходят в результате действия различных сил: кулоновских, электромагнитных, ядерных. Если учесть, что взаимодействия

могут быть упругими и неупругими, то количество различных процессов будет велико.

В данной главе рассматриваются только взаимодействия, существенные для регистрации излучения в определенной области энергий. Традиционно в ядерной физике низких и средних энергий исследуют различные явления в области энергий заряженных частиц и фотонов от десятков килоэлектрон-вольт и до десятков мегаэлектрон-вольт. Нейтронные взаимодействия представляют интерес в гораздо более широком энергетическом интервале: от сотых долей электрон-вольта до десятков мегаэлектрон-вольт. Учитывая эти энергетические диапазоны и конкретные свойства различных излучений, основные процессы взаимодействия удобно рассмотреть отдельно для следующих видов ионизирующих излучений: тяжелые заряженные частицы, масса которых много больше массы электрона, легкие заряженные частицы (электроны, позитроны), фотоны и нейтроны. Такая классификация удобна по следующим соображениям. При прохождении в веществе заряженные частицы расходуют значительную часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды (*ионизационные потери энергии*), а также (в зависимости от энергии и массы частицы) на электромагнитное излучение (*радиационные потери энергии*), которое возникает при ускоренном движении заряженных частиц. На потери энергии и изменение направления движения частиц оказывают заметное влияние также кулоновские взаимодействия с ядрами среды. Главное различие во взаимодействии тяжелых и легких заряженных частиц заключается в том, что для первых в рассматриваемом диапазоне энергий основными являются ионизационные потери энергии и их путь в среде оказывается практически прямолинейным, а для последних, напротив, существенными являются радиационные потери энергии и их траектории в среде не являются прямолинейными. Фотоны и нейтроны не имеют электрического заряда и поэтому не создают непосредственно сколько-нибудь заметных ионизационных и радиационных эффектов. Но в результате упругих и неупругих (ядерных, электромагнитных) столкновений с атомами и ядрами среды фотоны (в основном в результате электромагнитных взаимодействий с атомами) и нейтроны (в основном в результате ядерных взаимодействий с ядрами) образуют свободные заряженные частицы (электроны, ядра отдачи,  $\alpha$ -частицы и др.), передавая им значительную долю своей энергии.

Энергия, потерянная излучением в среде и отнесенная к единице пути в граммах на  $1 \text{ см}^2$ , практически не зависит от агрегатного состояния этой среды (газ, жидкость, твердое тело). Поглощение в среде энергии приводит к явлениям, которые используются для регистрации излучения. Миграция поглощенной энергии и сопровождающие ее явления существенно зависят от агрегатного состояния веществ. В газе в результате ионизационных потерь энергии образуются свободные электроны и ионы, что изменяет электрическое сопротивление газового объема. В полупроводниках при ионизационных потерях энергии также образуются положи-

тельные и отрицательные носители зарядов, что тоже изменяет электрическое сопротивление. В некоторых кристаллах поглощенная энергия преобразуется в электромагнитное излучение в видимой части спектра. Эти и другие явления, возникающие при взаимодействии излучения с веществом, и их количественные характеристики рассмотрены при изложении физических основ детектирования (см. гл. 5—9).

## § 2.2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

Тяжелые заряженные частицы при прохождении в веществе теряют свою энергию в основном в результате неупругих кулоновских столкновений с атомами, приводящих к ионизации и возбуждению электронных оболочек атомов. Таким образом, энергия частицы в случае ионизации передается электрону. В каждом акте ионизации частица теряет сравнительно малую долю своей энергии (наибольшая энергия, которую можно передать электрону, не превышает  $4 mE/M$ , где  $m$  — масса электрона;  $M$  — масса заряженной частицы;  $E$  — ее кинетическая энергия) и отклоняется на малый угол (наибольшее отклонение на угол  $m/M$ ). Еще меньшая энергия расходуется частицей при возбуждении атома (не более энергии связи электрона в атоме). Поэтому процесс потери энергии заряженной частицей в результате неупругих кулоновских столкновений с атомами можно считать непрерывным, а движение тяжелой заряженной частицы — практически прямолинейным.

В рассматриваемой области энергий потери энергии заряженными частицами в результате упругого кулоновского рассеяния на ядрах малы по сравнению с ионизационными, что связано в основном с малой вероятностью рассеяния заряженных частиц на большие углы. Однако этот эффект необходимо учитывать при детальном исследовании пути заряженной частицы, поскольку многократное кулоновское рассеяние заряженных частиц на ядрах приводит к заметной дисперсии в направлении их движения. Ядерные взаимодействия в процессах потери энергии заряженной частицей начинают вносить заметный вклад при достаточно высоких энергиях, когда энергия заряженной частицы выше кулоновского барьера и ионизационные потери малы. Так, для протонов, замедляющихся в графите, ядерное взаимодействие существенно при энергиях протонов  $\geq 30$  МэВ, а для  $\alpha$ -частиц — выше 100 МэВ. В то же время в свинце ядерные взаимодействия для протонов существенны при энергии выше 200 МэВ, а для  $\alpha$ -частиц — при еще более высокой энергии.

Для тяжелых заряженных частиц с большими зарядами (осколки деления) ядерные взаимодействия можно не принимать во внимание (высокий кулоновский барьер), однако для них более существенны потери энергии за счет кулоновского рассеяния на ядрах вещества.

Таким образом, в области энергий примерно ниже 50 МэВ для

тяжелых заряженных частиц имеет смысл рассматривать только кулоновское взаимодействие с атомами (неупругое — основная причина потерь энергии) и ядрами (упругое — основная причина возникновения дисперсии в направлении движения).

**Ионизационные потери энергии.** В классическом приближении сравнительно простой расчет, проведенный Бором, позволил оценить удельные потери энергии заряженными частицами в результате взаимодействия с электронами. Предположим, что частица, движущаяся в направлении  $x$ , проходит на расстоянии  $y$  (прицельный параметр) от покоящегося свободного электрона. Будем считать, что электрон в результате взаимодействия с частицей движется настолько медленно, что при расчете формы электрического поля и силы, действующей на него со стороны движущейся частицы, можно пренебречь его смещением. Последнее предположение, естественно, несправедливо, если скорость частицы сравнима со скоростью, приобретаемой электроном при столкновении, т. е. в случае минимальных значений прицельного параметра  $y_{\text{мин}}$ . Однако это предположение позволяет очень просто оценить импульс, переданный электрону, так как в этом случае составляющая импульса отлична от 0 только в направлении, перпендикулярном направлению движения частицы. Значение этого импульса по порядку равно произведению электростатической силы ( $ze^2/y^2$ ) на время ее действия ( $\sim y/v$ ). Следовательно, приобретаемая электроном при одном столкновении энергия

$$(ze^2/y^2)(y/v)^2/2m = e^4z^2/(2mv^2y^2).$$

Если плотность электронов в среде  $nZ$ , то потеря энергии заряженной частицей на единице пути в результате взаимодействия заряженной частицы с электронами в слое  $2\pi y dy$  пропорциональна  $[2\pi nZz^2e^4/(mv^2)](dy/y)$ . Полная потеря энергии на единице пути в результате взаимодействия со всеми электронами (расположенными на любых возможных  $y$ )

$$-dE/dx \approx 2\pi [e^4z^2/(mv^2)] nZ \ln(y_{\text{макс}}/y_{\text{мин}}). \quad (2.1)$$

Предельные значения прицельного параметра в (2.1), полученные в предположении взаимодействия заряженной частицы со свободными электронами, можно определить из следующих соображений. Заметим, что потерянная заряженной частицей энергия при одном столкновении со свободным электроном обратно пропорциональна квадрату прицельного параметра, т. е.

$$\ln(y_{\text{макс}}/y_{\text{мин}}) = \ln(E_{\text{макс}}/E_{\text{мин}})/2.$$

Из законов сохранения импульса и энергии для свободного электрона следует, что  $E_{\text{макс}} = 4mE/M = 2mv^2$ . Минимальная энергия, передаваемая электрону, должна рассматриваться с учетом его связи в атоме; определяется она энергией возбуждения или энергией связи электрона, которые различаются для электронов различных оболочек. Для каждого атома или молекулы есть свое

минимальное значение потерь энергии, которое характеризуется так называемым *средним ионизационным потенциалом*  $I$ . Таким образом,

$$\ln(E_{\text{макс}}/E_{\text{мин}}) = \ln(2mv^2/I).$$

Более детальные расчеты с учетом квантовомеханических и релятивистских эффектов позволили Бете получить более точное выражение для средней потери энергии частицей на единице пути:

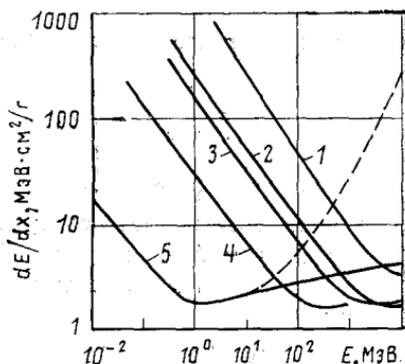
$$-dE/dx = [4\pi e^4 z^2 / (mv)^2] nZ [\ln(2mv^2/I) - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2)], \quad (2.2)$$

где  $\beta = v/c$ . Величину  $dE/dx$  называют *тормозной способностью вещества*.

Расчет удельных потерь энергии по (2.2) справедлив, если скорости частиц не очень малы. Это связано с тем, что при малых

Рис. 2.1. Зависимость тормозной способности воздуха при нормальных условиях от кинетической энергии различных частиц:

1 —  $\alpha$ -частицы; 2 — дейтроны; 3 — протоны; 4 —  $\mu$ -мезоны; 5 — электроны (пунктир — с учетом радиационных потерь)



скоростях возможны захваты и потери электронов заряженными частицами. Этот процесс не учтен в выражении (2.2). Кроме того, при малых энергиях заряженных частиц средний ионизационный потенциал начинает зависеть от скорости частицы.

Средний ионизационный потенциал изменяется от 15,6 эВ для водорода до 810 эВ для урана. Для элементов с  $Z > 47$  отношение  $I/Z \approx 8,8 \pm 0,3$ .

Зависимость тормозной способности воздуха от энергии для различных частиц показана на рис. 2.1. Видно, что частицы с одинаковыми зарядами при энергиях выше сотен мегаэлектронвольт имеют практически одинаковые удельные потери. Очевидно, что если построить  $dE/dx$  в функции скорости частиц, то они будут одинаковыми во всей области энергий для частиц с одинаковым  $z$ .

**Связь между энергией и длиной пробега.** Путь тяжелых заряженных частиц в веществе практически прямолинеен, а разброс длин путей невелик, поэтому можно говорить о длине пробега заряженных частиц в веществе. Правда, это справедливо не для всех частиц, поскольку в результате ядерного или кулоновского взаимодействия с ядром некоторые частицы могут (с малой вероятностью!) резко изменить направление своего движения или даже поглотиться ядром. Вычислим длину пробега частицы и его связь с энергией, не принимая во внимание кулоновское и ядерное взаимодействия частиц с ядрами.

Зная зависимость тормозной способности данного вещества от энергии частицы, можно вычислить длину пробега частицы, замедлившейся от начальной энергии  $E_0$  до конечной  $E_1$ . Длину пробега частицы с зарядом  $z$  и массой  $M$  в веществе с атомным номером  $Z$  можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{R}_{zM} = - \int_{E_1}^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)} = \frac{m}{4\pi e^4 z^2 n Z} \int_{E_1}^{E_0} \frac{v^2 dE}{B(v)}, \quad (2.3)$$

где  $B(v) = \ln(2mv^2/I) - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2)$ .

Ограничиваясь нерелятивистским случаем ( $\beta^2 \ll 1$ ) и принимая во внимание, что  $dE = Mvdv$ , получаем

$$\mathcal{R}_{zM} = \frac{Mm}{4\pi e^4 z^2 n Z} \int_{v_1}^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln(2mv^2/I)}. \quad (2.4)$$

Введем новую переменную  $x = 2mv^2/I$  и проинтегрируем (2.4):

$$\mathcal{R}_{zM} = \frac{Ml^2}{8\pi e^4 z^2 mn Z} \left\{ \ln |\ln x| + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{2 \ln x}{nn!} \right)^n \right\} \left| \begin{array}{l} x_0 = 2mv_0^2/I; \\ x_1 = 2mv_1^2/I. \end{array} \right. \quad (2.5)$$

Из формул (2.4) и (2.5) видно, что длина пробега частицы является функцией ее скорости, коэффициент пропорциональности перед которой содержит характеристики частицы  $M/z^2$  и среды  $nZ$ . Поэтому отношение длин пробегов разных частиц с одинаковыми начальными и конечными скоростями определяется соотношением

$$\mathcal{R}_{z_1 M_1} / \mathcal{R}_{z_2 M_2} = (M_1 z_2^2) / (M_2 z_1^2). \quad (2.6)$$

Вычисление длин пробегов по соотношениям (2.4) и (2.5) возможно только до таких значений  $v_1 \neq 0$ , пока справедливо (2.2). Отношение полных длин пробегов (до  $v_1 = 0$ ) частиц с одинаковыми зарядами и одинаковыми начальными скоростями прямо пропорционально отношению их масс. Но отношение длин полных пробегов для частиц с разными зарядами уже не определяется (2.6), поскольку их поведение при малых скоростях (изменение среднего ионизационного потенциала, потеря и приобретение электронов) различно. Поправка не очень значительна. Так, длины пробега протонов и  $\alpha$ -частиц связаны следующим соотношением:

$$\mathcal{R}_p = 1,007 \mathcal{R}_\alpha - 0,20, \quad (2.7)$$

где  $\mathcal{R}_p$  и  $\mathcal{R}_\alpha$  — длина пробега (см) соответственно протона и  $\alpha$ -частицы с начальной скоростью  $v$  в воздухе при нормальном давлении.

Для оценки длины пробега протонов в воздухе при нормальных условиях можно пользоваться следующей приближенной формулой, справедливой для энергии от нескольких мегаэлектрон-вольт до 200 МэВ:

$$\mathcal{R}_p = (E/9,3)^{1,8}, \quad (2.7a)$$

где  $\mathcal{R}_p$  — длина пробега протона, м;  $E$  — его энергия, МэВ.

Длина пробега заряженных частиц, выраженная в граммах вещества на  $1 \text{ см}^2$ , увеличивается с ростом атомного номера вещества. С одной стороны, это связа-

но с элементарной причиной — с ростом атомного номера вещества уменьшается число электронов в 1 г этого вещества. С другой стороны, с ростом  $Z$  увеличивается и средний ионизационный потенциал, что приводит к уменьшению тормозной способности вещества. Сказанное можно проиллюстрировать следующими цифрами: длина пробега протона с энергией 10 МэВ составляет 0,34 г/см<sup>2</sup> в свинце, 0,21 г/см<sup>2</sup> в меди, 0,15 г/см<sup>2</sup> в воздухе и лишь 0,055 г/см<sup>2</sup> в водороде.

Отношения длин пробегов заряженных частиц в газах при одинаковых давлениях определяются числом электронов в молекуле газа. Если не принимать во внимание изменение ионизационного потенциала  $I$ , то отношения длин пробегов обратно пропорциональны числу электронов в молекулах газа. Это следует иметь в виду при оценке длин пробегов заряженных частиц в газах со сложными молекулами. Так, длина пробега в метане приблизительно в 5 раз меньше, чем в водороде, при том же давлении.

В некоторых случаях представляет интерес зависимость  $dE/dx$  от пути, пройденного частицей в веществе. Чем больший путь прошла частица, тем меньше ее скорость и, следовательно, тем больше удельные потери энергии [см. (2.2)]. Другими словами, наибольшая плотность ионизованных и возбужденных атомов наблюдается в конце пробега частицы.

**Флуктуации длин пробегов.** Измеренные длины пробегов частиц с одинаковой энергией несколько различаются. Это связано с тем, что при замедлении потери энергии частицей имеют статистический характер. Кроме того, в результате упругого рассеяния частиц ядрами проекции их путей на выбранное направление различны. Разброс длин пробегов частиц можно измерить, например, регистрируя число частиц, прошедших различную толщину вещества (рис. 2.2). Если измеренное распределение продифференцировать, то получим распределение пробегов  $p(\mathcal{R})$  вблизи среднего значения  $\bar{\mathcal{R}}$ , которое достаточно хорошо описывается распределением Гаусса:

$$p(\mathcal{R}) d\mathcal{R} = \exp \left[ -(\mathcal{R} - \bar{\mathcal{R}})^2 / 2D_{\mathcal{R}} \right] d\mathcal{R} / \sqrt{2\pi D_{\mathcal{R}}}, \quad (2.8)$$

где  $D_{\mathcal{R}}$  — дисперсия распределения  $p(\mathcal{R})$ . Для пробегов протонов в воздухе, например, при  $\mathcal{R} = 3$  см среднее квадратическое отклонение  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 2\%$ , при  $\mathcal{R} = 10^3$  см  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 1,4\%$  и при  $\mathcal{R} = 10^5$  см  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 0,8\%$ .

Упругие кулоновские взаимодействия заряженных частиц с ядрами растут с увеличением атомного номера ядер среды, поэтому для веществ с большим атомным номером разбросы длин пробегов больше. Для свинца, например, они примерно в 1,5 раза больше, чем для воздуха. Сравнительно небольшие флуктуации длин пробегов заряженных частиц позволяют определять энергии частиц по измеренным длинам пробегов.

**Упругое рассеяние заряженных частиц ядрами.** Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами может привести к заметному изменению направления движения частицы и ее энергии. Вероятность кулоновского столкновения заряженной частицы с ядром описывается формулой Резерфорда. В предположении, что масса частицы мала по сравнению с массой ядра, эта формула имеет следующий вид:

$$d\sigma/d\Omega = z^2 Z^2 e^4 / [16E^2 \sin^4(\theta/2)]. \quad (2.9)$$

где  $d\sigma/d\Omega$  — сечение рассеяния на ядре с зарядом  $Z$  частицы с зарядом  $z$  и кинетической энергией  $E$  в направлении угла  $\theta$  относительно своего первоначального движения. Проинтегрировав выражение (2.9), можно получить интегральное сечение рассеяния на углы, превышающие угол  $\theta_1$ :

$$\sigma(\theta_1) = \pi e^4 z^2 Z^2 / [E^2 \sin^2(\theta_1/2)]. \quad (2.10)$$

Формулы (2.9) и (2.10) получены в предположении, что экранирование заряда ядра электронной оболочкой отсутствует и что заряд ядра точечный. Поэтому эти формулы справедливы в определенном интервале углов от  $\theta_{\text{мин}}$  до  $\theta_{\text{макс}}$ . Угол  $\theta_{\text{мин}}$  наблюдается при прохождении заряженной частицы на расстоянии от ядра, равном примерно размерам электронной оболочки, и по порядку равен отношению длины волны падающей частицы  $\lambda = \hbar/p$  к эффективному радиусу экранирования ядра  $a_0 Z^{-1/3}$  ( $a_0$  — боровский радиус;  $a_0 = \hbar^2/me^2 \approx 5 \cdot 10^{-9}$  см); для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ, взаимодействующих с ядрами со средней атомной массой, он составляет  $5 \cdot 10^{-5}$  ср. Угол  $\theta_{\text{макс}}$  наблюдается при прохождении заряженной частицы вблизи ядра, т. е. на расстоянии от центра ядра порядка его радиуса, и равен приблизительно 0,5 ср.

Принимая во внимание сделанные замечания, вычислим средний угол отклонения частицы при ее движении от первоначального направления и среднюю потерю энергии в результате упругих кулоновских столкновений с ядрами. При прохождении заряженной частицы в веществе происходит большое число отклонений на малые углы (средний угол рассеяния при одном столкновении приблизительно равен  $2\theta_{\text{мин}}$ ), и после прохождения слоя вещества  $t$  частицы будут иметь распределение по углам  $p(\theta)$ , которое описывается следующей формулой:

$$p(\theta) d\theta = 2\theta \exp(-\theta^2/\overline{\theta^2}(t)) d\theta/\overline{\theta^2}(t). \quad (2.11)$$

Средний квадрат угла рассеяния  $\overline{\theta^2}(t)$  зависит от пути, пройденного частицей, и его можно просто вычислить, полагая, что  $\overline{\theta^2}(t)$  после многих столкновений равен сумме  $\overline{\theta^2}_i$  после каждого столкновения и что на пробеге  $t$  не происходит существенного изменения энергии частицы.

Используя (2.9), запишем

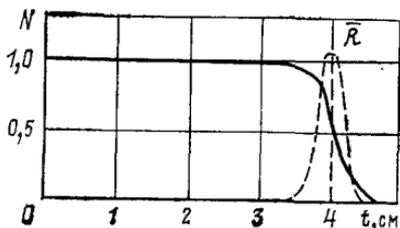
$$\overline{\theta^2}(t) = nt\sigma(\theta_{\text{мин}}) \int_{\theta_{\text{мин}}}^{\theta_{\text{макс}}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\theta^2}{\sigma(\theta_{\text{мин}})} 2\pi \sin\theta d\theta, \quad (2.12)$$

где множитель перед интегралом — число столкновений на пути  $t$ , а интеграл — средний квадрат угла рассеяния частицы при одном столкновении.

Оказывается, что подынтегральное выражение с точностью лучше чем 2% не изменяется при  $\theta_{\text{макс}} < 1,4$  ср, если положить  $\sin^4(\theta/2) \approx \theta^4/16$  и  $\sin\theta \approx \theta$ . Тогда значение среднего квадрата угла рассеяния будет иметь вид

$$\overline{\theta^2}(t) \approx nt \cdot 2\pi e^4 z^2 Z^2 \ln(\theta_{\text{макс}}/\theta_{\text{мин}})/E^2. \quad (2.13)$$

Фиг. 2.2. Зависимость относительного числа частиц  $N$ , прошедших через слой поглотителя, от толщины слоя  $t$  (пунктир — производная от этой зависимости)



Поскольку  $\ln(\theta_{\max}/\theta_{\min}) \approx 10$ , то изменение отношения  $\theta_{\max}/\theta_{\min}$  даже в 4 раза приведет к погрешности в  $\overline{\theta^2(t)}$  всего лишь на 10 %.

Оценку  $\overline{\theta^2(t)}$  можно проводить по следующей формуле, где уточнены отношения  $\theta_{\max}/\theta_{\min}$ :

$$\overline{\theta^2(t)} \approx 0,157 \frac{Z(Z+1)z^2t}{A(\rho c)^2\beta^2} \ln \left\{ 1,1 \cdot 10^4 \frac{z^2Z^{1/3}t}{A\beta^2} \right\}. \quad (2.14)$$

В (2.14) величина  $\rho c$  выражена в мегаэлектрон-вольтах,  $t$  — в граммах на  $1 \text{ см}^2$ ,  $A$  — атомная масса.

Из приведенных соотношений следует, что  $\overline{\theta^2(t)}$  быстро растет с увеличением атомного номера ядер-рассеивателей и с уменьшением кинетической энергии частиц.

При использовании формул для оценок  $\overline{\theta^2(t)}$  следует помнить, что расчеты проведены для частиц, масса которых мала по сравнению с массой ядер атомов-рассеивателей, и что на пути пробега  $t$  скорость частицы предполагалась постоянной. Для протонов с энергией 20 МэВ, прошедших путь в меди, равный толщине  $0,4 \text{ г/см}^2$  (это составляет примерно  $1/5$  длины пробега),  $\overline{\theta^2(t)} \sim \sim 3 \cdot 10^{-3}$  рад.

Чтобы вычислить среднюю потерю энергии на единице пути заряженной частицей в результате упругих соударений, необходимо сечение упругого рассеяния (2.9) умножить на потерю энергии при одном столкновении  $\Delta E(\theta)$  и проинтегрировать по всем возможным углам рассеяния:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{упр}} = \frac{nz^2Z^2e^4}{16E^2} \int_{\theta_{\min}}^{\pi/2} \frac{2\pi \sin \theta}{\sin^4(\theta/2)} \Delta E(\theta) d\theta. \quad (2.15)$$

Потерю энергии при одном столкновении  $\Delta E(\theta)$  можно вычислить из законов сохранения энергии и импульса:

$$\Delta E(\theta) = E \left\{ 1 - [M^2/(M + M_A)^2] [\sqrt{(M_A/M)^2 - \sin^2 \theta} + \cos \theta]^2 \right\}. \quad (2.16)$$

Предполагая, что отношение массы заряженной частицы  $M$  к массе ядра  $M_A$ , на котором происходит рассеяние, меньше 0,2, после интегрирования (2.15) получаем

$$\begin{aligned} (dE/dx)_{\text{упр}} &= [2\pi z^2 Z^2 e^4 n M / (M_A E)] \times \\ &\times \{ |\ln \sin(\theta_{\min}/2)| + (M_A^2 - M M_A - M^2) / [2(M + M_A)^2] \}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Интересно сравнить потери энергии в результате упругих соударений с ядрами с ионизационными потерями энергии:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{упр}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \approx \frac{Zm}{M_A} \frac{\{ |\ln \sin(\theta_{\min}/2)| + (M_A^2 - M M_A - M^2) / [2(M + M_A)^2] \}}{\ln(2mv^2/I)}. \quad (2.18)$$

Из формулы (2.18) следует, что при данной скорости роль упругих соударений растет с увеличением массы заряженной частицы (в результате уменьшения  $\theta_{\text{мнн}}$ ) и атомного номера вещества (в основном за счет увеличения  $I$ ). Отношение  $(dE/dx)_{\text{упр}}/(dE/dx)_{\text{ион}}$  уменьшается с ростом скорости (энергии) частиц. Так, если для протонов с энергией 10 МэВ потери энергии в результате упругих столкновений в алюминии составляют 0,09 % и при энергии 100 МэВ — 0,06 %, то в свинце при тех же энергиях потери в результате упругих столкновений составляют 0,17 и 0,06 % соответственно. Альфа-частицы с энергией 100 МэВ в результате упругих столкновений теряют в алюминии 0,08 % и в свинце 0,1 % своей энергии.

**Потери энергии осколками деления.** Образующиеся при делении ядер продукты деления — элементы с массовыми числами от 70 до 160 — называют *осколками деления*. Осколки деления при делении ядра нейтроном с не очень большой энергией ( $< 20$  МэВ) образуют две группы со средними массовыми числами 95 и 140 и зарядами 38 и 54. Средняя энергия легких осколков — около 100 МэВ, а тяжелых — 65 МэВ. Сразу же после деления легкий осколок имеет заряд  $+20e$ , а тяжелый —  $+22e$ . Средняя длина пробега легких осколков деления в воздухе при нормальных условиях — примерно 2,7 см, а тяжелых — 2,1 см.

Процесс торможения осколков деления в среде отличается от торможения других заряженных частиц, таких, как протоны и  $\alpha$ -частицы, которые почти по всей длине пробега сохраняют свой заряд. Вероятности захвата и потери электронов этими частицами существенны только в конце пробега. Осколки деления в процессе торможения непрерывно изменяют свой заряд, а это приводит к тому, что удельные ионизационные потери энергии  $dE/dx$  имеют наибольшее значение в начале пробега осколка и непрерывно уменьшаются с потерей осколком энергии. Напомним, что для протонов и  $\alpha$ -частиц значение  $dE/dx$  наибольшее в конце пробега.

При торможении осколков деления в среде более существенное значение имеют кулоновские упругие столкновения. В введенных выше формулах для ионизационных потерь всегда предполагалось, что заряженные частицы не несут с собой электронов, т. е. что их эффективный заряд совпадает с зарядом ядра заряженной частицы. И это было справедливо для протонов (ядра водорода), для  $\alpha$ -частиц (дважды ионизованные ядра гелия) и т. д. Однако средний заряд осколков деления не совпадает с зарядом ядра осколка деления. Поэтому ионизационные потери пропорциональны  $z_{\text{эф}}^2 Z$  (где  $z_{\text{эф}}$  — это эффективный заряд осколка — разность заряда ядра осколка и суммы зарядов электронов в его оболочке), поскольку ионизационные столкновения происходят на расстояниях между нуклидами порядка атомных размеров и здесь существен именно эффективный заряд осколков [см. (2.1)]. Потери же энергии при ядерных кулоновских столкновениях пропорциональны  $z^2 Z^2$ , где  $z$  — заряд ядра осколка деления [см. (2.15)]. В этом случае в (2.15) входит заряд ядра, так как кулоновские столкновения нуклидов происходят на столь близких расстояниях,

что можно не учитывать наличие заряда в электронных оболочках этих нуклидов. Таким образом, отношение потерь энергии в результате упругих кулоновских столкновений ядер к ионизационным пропорционально  $Z(z/z_{эф})^2$ . Для легких ионизованных ядер (протоны,  $\alpha$ -частицы)  $(z/z_{эф})^2=1$ ; для осколков деления даже в самом начале их пробега  $(z/z_{эф})^2 \approx 4$ , а в конце пробега это отношение достигает 400 и более. Сравнительно высокая вероятность упругих кулоновских столкновений осколков деления с ядрами приводит к увеличению среднего квадрата угла рассеяния. В связи с этим, а также со сравнительно большой массой осколков деления при их замедлении в среде с большой вероятностью образуются ядра отдачи, которые могут приобретать заметную энергию.

**Вторичные электроны при торможении тяжелых частиц.** При каждом ионизационном столкновении заряженной частицы с атомом выбивается один или несколько электронов. Наиболее быстрые из этих электронов способны создавать вторичную ионизацию, по которой эти вторичные электроны можно зарегистрировать в трековых приборах. Вторичные электроны, энергия которых велика в сравнении с энергией ионизации, называют  $\delta$ -электронами. Вычислим количество  $\delta$ -электронов, создаваемых заряженной частицей на единице пути. Рассматривая кулоновское взаимодействие свободных покоящихся электронов с заряженными частицами, можно записать сечение образования  $\delta$ -электрона с энергией  $E_\delta^*$  :

$$d\sigma = [2\pi e^4 z^2 dE_\delta / (mv^2 E_\delta^2)], \quad (2.19)$$

где  $v$  — скорость заряженной частицы. Электроны, вылетающие в направлении движения частицы, обладают наибольшей энергией, равной  $4mE/M$ , поэтому выражение (2.19) справедливо при  $E_\delta \leq 4mE/M$ .

Умножая  $d\sigma$  на число электронов в 1 см<sup>3</sup> среды  $nZ$ , получаем число  $\delta$ -электронов, образующихся на 1 см пути заряженной частицы:  $dN_\delta = nZ d\sigma$ . Интегрируя (2.19), получаем количество  $\delta$ -электронов с энергией  $E_\delta > E_\delta'$ , образующихся на 1 см длины пробега заряженной частицы:

$$N_\delta = [2\pi e^4 z^2 nZ / (mv^2)] [1/E_\delta' - M/(4mE)]. \quad (2.20)$$

В азоте при нормальных условиях протоны со скоростью  $v$  образуют следующее число  $\delta$ -электронов:

$$N_\delta = 4,7 \cdot 10^{-2} (1/E_\delta' - 10^{-3}/1,02\beta^2) / \beta^2, \quad (2.21)$$

где  $E_\delta'$  — минимальная энергия  $\delta$ -электрона, кэВ;  $\beta = v/c$  для заряженной частицы.

При энергии протонов 10 МэВ ( $\beta = 0,146$ ) на 1 см длины пробега появится около 0,33  $\delta$ -электронов с энергией выше 5 кэВ.

---

\* Сечение образования электрона с энергией  $E_\delta$  при прохождении заряженной частицы на расстоянии  $y$  от него можно записать так:  $d\sigma = 2\pi y dy$ . Используя связь между  $E_\delta$  и  $y [E_\delta = e^4 z^2 / (2mv^2 y^2)]$ , легко получить формулу (2.19).

### § 2.3. Взаимодействие электронов с веществом

Электроны с относительно малыми энергиями ( $\leq 2$  МэВ) при прохождении в веществе теряют свою энергию в результате ионизации и возбуждения атомных электронов так же, как и тяжелые заряженные частицы. Однако в отличие от тяжелых заряженных частиц электрон в одном соударении может потерять значительную часть своей энергии и рассеяться на больший угол. Это означает, что флуктуации в длине пробега электронов значительно больше и путь электрона в среде оказывается не прямолинейным, как для тяжелых заряженных частиц.

Упругое рассеяние электронов ядрами, так же как и тяжелых заряженных частиц, происходит преимущественно на малые углы, и потери энергии, связанные с упругим рассеянием на ядрах, малосущественны.

В результате рассеяния в кулоновском поле электронов и ядер электрон изменяет направление своего движения и, следовательно, движется с ускорением. Известно, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, излучает энергию, пропорциональную квадрату ускорения. В кулоновском поле ускорение пропорционально заряду и обратно пропорционально массе частицы. В связи с этим потери энергии на электромагнитное (тормозное) излучение для заряженных частиц с малой массой существенны. Интенсивность же тормозного излучения для тяжелых заряженных частиц в рассматриваемой области энергии на много порядков меньше и поэтому не принималась во внимание.

**Ионизационные потери энергии.** При соударениях электронов друг с другом они могут терять значительную часть своей энергии (в среднем до  $1/2$ ). Но если считать, что первичный электрон всегда обладает большей энергией, чем электрон отдачи, то его потери в среднем составят  $1/4$ . Расчеты потерь энергии на единице пути также были проведены Бете. В наиболее общей форме они определяются формулой

$$-dE/dx = 2\pi e^4 n Z \left\{ \ln (mv^2 [E/(1 - \beta^2)]/2I^2) - \right. \\ \left. - (2 \sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right\} / (mv^2), \quad (2.22)$$

где  $E$  — кинетическая энергия электрона:  $\beta = v/c$ ; остальные обозначения те же, что и в формуле (2.2).

Для медленных электронов

$$-dE/dx = 4\pi e^4 n Z \ln [(mv^2/2I) \sqrt{e/2}] / (mv^2), \quad (2.23)$$

где  $e$  — основание натурального логарифма.

Средние значения  $dE/dx$  для электронов приведены на рис. 2.1. Флуктуации потерь энергии электроном существенно больше, чем для тяжелых заряженных частиц, что связано с большим диапазо-

ном энергий, которую электрон может потерять в одном соударении. В связи с этим моноэнергетический пучок электронов после прохождения слоя вещества «размывается» по энергии (рис. 2.3). Конечно, в этом случае распределение электронов по энергиям после прохождения данной толщины графита обусловлено не только флуктуациями в потерях энергии. Не меньшее значение имеют и многократные упругие соударения электронов с атомами, что приводит к увеличению пути части электронов в поглотителе. Но и в этом случае, когда исключено влияние многократного рассеяния (в камере Вильсона, например, можно проследить пути отдельных электронов), разброс потерь энергии на определенном участке траектории велик.

**Радиационные потери энергии.** При ускоренном движении электроны испускают электромагнитное излучение, которое обычно называют *тормозным*. Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, верхняя граница которого определяется энергией электронов. Если известно сечение испускания фотона с частотой  $\nu$  при взаимодействии электрона с энергией  $E$  с атомами среды, равное  $\sigma(E, \nu)$  ( $\text{см}^2 \cdot \text{с}/\text{атом}$ ), то радиационные потери энергии, отнесенные к единице пути, можно записать в следующем виде:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = n \int_0^{\nu_{\text{макс}}} h\nu \sigma(E, \nu) d\nu, \quad (2.24)$$

где  $n$ , как и раньше, — число атомов в единице объема среды, а  $\nu_{\text{макс}} = E/h$ . Вероятность испускания фотонов тормозного излучения в поле атомного ядра и в поле электронов пропорциональна  $\nu^{-1}$ , поэтому радиационные потери энергии пропорциональны энергии электронов.

Для описания радиационных потерь удобно ввести эффективное сечение  $\sigma_{\text{рад}}$ , которое практически не зависит от энергии. Введенное среднее сечение радиационных потерь равно интегралу в уравнении (2.24), деленному на энергию электрона, т. е.

$$-(dE/dx)_{\text{рад}} = nE\sigma_{\text{рад}}. \quad (2.25)$$

Если энергии электронов удовлетворяют условию  $E \gg 137mc^2/Z^{1/3}$ , то  $\sigma_{\text{рад}}$  не зависит от энергии и составляет примерно  $2 \times 10^{-27} Z^2 \ln(183/Z^{1/3})$ . При меньших энергиях электронов  $\sigma_{\text{рад}}$  является функцией энергии, но эта зависимость слабая:

$$\sigma_{\text{рад}} \approx 6 \cdot 10^{-28} Z^2 \{4 \ln[2E/(mc^2)] - 4/3\}.$$

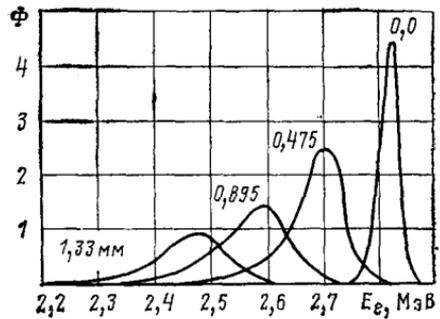


Рис. 2.3. Распределение электронов по энергиям после прохождения через слой графита различной толщины (начальная энергия электронов 2,83 МэВ)

Сравним потери энергии электронами на ионизацию атомов среды и на излучение. Ионизационные потери энергии при  $v \approx c$  пропорциональны  $Z$  и логарифму энергии, а потери на излучение растут линейно с энергией и пропорциональны  $Z^2$ , поэтому при больших энергиях потери на излучение преобладают. Можно ввести критическую энергию электронов  $E_{кр}$ , при которой ионизационные потери энергии и потери на излучение сравнимы. Ниже этой энергии преобладают потери ионизационные, а выше — потери на излучение. Бете и Гайтлер дают приближенное соотношение между ионизационными и радиационными потерями энергии:

$$\frac{(dE/dx)_{рад}}{(dE/dx)_{ион}} \approx \frac{EZ}{1600mc^2}, \quad (2.26)$$

отсюда и значение критической энергии  $E_{кр} = 800/Z$  МэВ. В тяжелых элементах, таких, как свинец, радиационные потери преобладают уже при энергиях электронов выше 10 МэВ.

Для тех случаев, когда  $E > E_{кр}$  и когда  $\sigma_{рад}$  не зависит от  $E$ , после интегрирования (2.25) получаем линейную связь между логарифмом энергии частицы и ее пробегом. Расстояние, на котором энергия электрона уменьшается в  $e$  раз в результате излучения, называют *радиационной длиной*  $X_0$ . Из (2.25), считая, что  $\sigma_{рад}$  не зависит от энергии, легко получить  $X_0 = 1/(N\sigma_{рад})$ . Тогда

$$-(dE/dx)/E = 1/X_0. \quad (2.27)$$

Радиационная длина изменяется от  $X_0 = 5,8$  г/см<sup>2</sup> для свинца до  $X_0 = 85$  г/см<sup>2</sup> для гелия.

Энергетическое распределение интенсивности тормозного излучения, испускаемого при торможении электронов в тонкой свинцовой мишени, дано на рис. 2.4. В случае толстой мишени, размеры которой больше нескольких радиационных длин, спектр будет другим. Чтобы его получить, необходимо усреднить приведенные спектры, принимая во внимание ионизационные потери и зависимость  $\sigma_{рад}(E)$ .

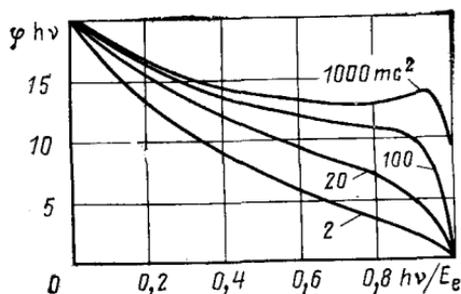


Рис. 2.4.

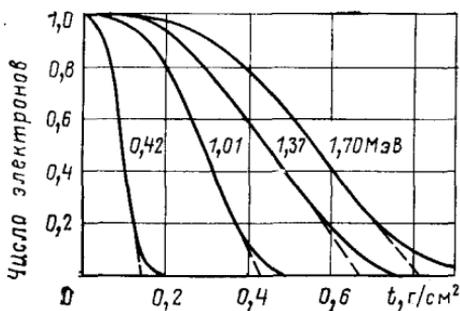


Рис. 2.5.

Рис. 2.4. Энергетическое распределение интенсивности тормозного излучения, испускаемого электронами с различной энергией (энергии указаны в единицах  $mc^2$ ) при торможении в тонкой свинцовой мишени; по оси ординат отложено произведение энергии фотона на число фотонов в единичном энергетическом интервале

Рис. 2.5. Зависимость числа электронов, прошедших слой поглотителя  $t$ , от толщины этого поглотителя. Пересечение пунктирной прямой с осью абсцисс дает значение экстраполированной длины пробега

В среде при пробеге, равном радиационной длине, электрон с энергией выше  $E_{кр}$  испускает один фотон с энергией, сравнимой с его собственной энергией, и несколько фотонов с гораздо меньшей энергией. Фотоны с энергией выше 1,02 МэВ могут образовывать электрон-позитронные пары. Таким образом, образуются электронно-фотонные лавины.

Угловое распределение тормозного излучения имеет ярко выраженную направленность. Так, при релятивистских энергиях электронов средний угол испускания квантов тормозного излучения равен  $mc^2/E$ , где  $E$  — энергия электрона, и не зависит от энергии квантов тормозного излучения.

**Длина пробега электронов.** Рассмотрение прохождения электронов через толстые слои вещества осложняется из-за многократного рассеяния и потерь энергии. Многократное рассеяние электронов можно характеризовать, так же как и для тяжелых заряженных частиц, средним углом отклонения. Однако такое рассмотрение справедливо для слоев материала небольшой толщины, когда потери энергии электроном в них незначительны. Если быстрый электрон входит в вещество, то вначале рассеяние на большие углы мало вероятно. В результате ионизационных и радиационных потерь энергия электрона уменьшается и все большее значение приобретает рассеяние на большие углы. Средний угол отклонения электронов возрастает с увеличением пройденного пути в веществе. Затем после большого числа актов рассеяния на большие углы электрон «забывает» о своем первоначальном направлении, и его перемещение можно рассматривать как диффузию. В результате процесса многократного рассеяния число электронов, прошедших слой заданной толщины, уменьшается с ростом толщины этого слоя. Зависимость числа электронов, прошедших слой вещества заданной толщины, от толщины слоя называют *функцией ослабления*. Типичные функции ослабления моноэнергетических пучков электронов в алюминии приведены на рис. 2.5. Функцию удобно характеризовать *экстраполированной длиной пробега*, которую определяют по пересечению продолжения линейного участка функции ослабления с осью абсцисс. Оказалось, что экстраполированная длина пробега линейно связана с энергией электронов. Например, для алюминия

$$\mathcal{R} = 0,526E, \quad (2.28)$$

если  $\mathcal{R}$  выразить в граммах на  $1 \text{ см}^2$ , а энергию  $E$  — в мегаэлектрон-вольтах.

Ослабление в фольгах электронов  $\beta$ -распада \* ядер имеет приближенно экспоненциальный характер. Тем не менее полученные экстраполированные длины пробега для  $\beta$ -частиц в функции граничной энергии  $\beta$ -спектра близки к данным для электронов (2.28). Так, для граничных энергий  $\beta$ -спектров выше 0,8 МэВ экстраполированная длина пробега в алюминии ( $\text{г/см}^2$ )

$$\mathcal{R} = 0,542E_{\beta} - 0,133, \quad (2.29)$$

где  $E_{\beta}$  выражена в МэВ.

## § 2.4. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Потерю энергии фотонами в среде нельзя считать непрерывным процессом, как для тяжелых заряженных частиц, поскольку при

\* При  $\beta$ -распаде ядер электроны имеют непрерывное энергетическое распределение, простирающееся до некоторой энергии, называемой граничной энергией. Спектр электронов при  $\beta$ -распаде описан в гл. 3.

взаимодействии с электронами и атомами среды фотон теряет или всю свою энергию (поглощается), или значительную часть своей энергии (рассеивается). В последнем случае в результате взаимодействия фотон существенно изменяет направление своего движения. Поэтому достаточно одного акта взаимодействия, чтобы вывести фотон из первоначального параллельного пучка фотонов. В силу этих особенностей (см. гл. 1) параллельный пучок фотонов при прохождении через слой материала толщиной  $t$  ослабляется по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \exp(-\mu t), \quad (2.30)$$

где  $N_0$  — число фотонов, падающих на слой толщиной  $t$ ;  $N$  — число фотонов с той же энергией и с тем же направлением после слоя материала;  $\mu$  — коэффициент пропорциональности, называемый *линейным коэффициентом ослабления*,  $\text{см}^{-1}$ .

Так как характер ослабления  $\gamma$ -излучения экспоненциальный, то имеется всегда малая, но ненулевая вероятность того, что фотон пройдет без соударений очень большие толщины материалов. Поэтому пробег фотонов между соударениями может значительно отличаться от среднего пробега.

Физический смысл коэффициента пропорциональности в формуле (2.30) следующий: пучок фотонов ослабляется в  $e$  раз на пути  $1/\mu$ , который является средним свободным пробегом фотона в веществе до соударения. Если ввести полное сечение взаимодействия фотонов с одним атомом  $\sigma$ , то  $\mu = n\sigma$  ( $n$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества).

Известно большое число различных взаимодействий электромагнитного излучения с электронами, атомами и ядрами среды. Для регистрации фотонов и особенно для их ослабления в среде практическое значение имеют следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект), рассеяние фотонов на свободных электронах (комптоновское рассеяние) и рождение фотоном в поле атома пары позитрон — электрон (образование пар). Полное сечение взаимодействия фотонов с атомами  $\sigma$  складывается из сечения фотоэффекта  $\sigma_{\text{ф}}$ , сечения комптоновского рассеяния  $\sigma_{\text{к}}$  и сечения образования пар  $\sigma_{\text{п}}$ .

Для регистрации фотонов имеет значение еще и ядерный фотоэффект (фотоядерные реакции), однако его сечение в области энергий до десятков мегаэлектрон-вольт незначительно в сравнении с сечением взаимодействия фотонов с электронами.

**Фотоэффект.** Вся энергия падающего фотона  $h\nu$  при фотоэффекте затрачивается на вырывание электрона из атома. Энергию электрона можно определить из следующего соотношения:

$$E_e = h\nu - B_e, \quad (2.31)$$

где  $B_e$  — энергия связи электрона. Из приведенного соотношения ясно, что фотоэффект возможен только в тех случаях, когда  $h\nu > B_e$ . Поэтому сечение фотоэффекта претерпевает резкие скачки при энергиях, равных энергиям ионизации  $K$ -,  $L$ -, ... оболочек.

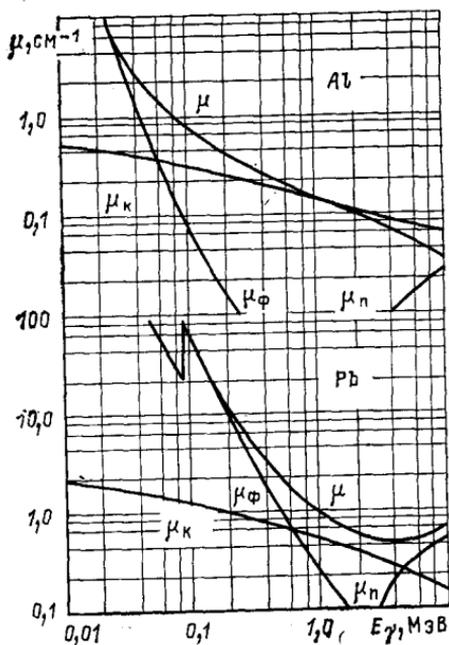
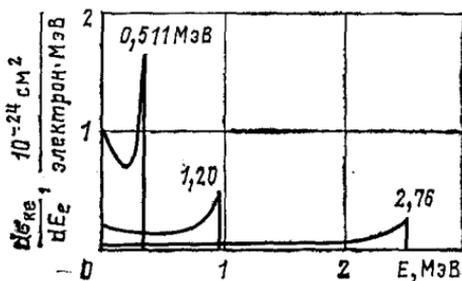


Рис. 2.6. Зависимость  $\mu_\phi$ ,  $\mu_\kappa$  и  $\mu_\pi$  для свинца и алюминия от энергии фотонов

Рис. 2.7. Энергетическое распределение комптон-электронов при рассеянии фотонов различной энергии



Расчеты сечения фотоэффекта показали, что он происходит главным образом на К-оболочке (около 80 %). Для энергии фотонов  $h\nu \approx mc^2$ , но не близких к границе К-полосы поглощения, сечение фотоэффекта на К-оболочке получено в виде

$$(\sigma_\phi)_K = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 4 \sqrt{2} \frac{(mc^2)^{3/2} Z^5}{(137)^4 (h\nu)^{3/2}} = \text{const} \frac{Z^5}{(h\nu)^{3/2}}. \quad (2.32)$$

В этом выражении  $(\sigma_\phi)_K$  — сечение фотоэффекта,  $\text{см}^2$ ;  $Z$  — заряд ядра атома. Полное сечение фотоэффекта  $\sigma_\phi \approx 5(\sigma_\phi)_K/4$ .

Как видно из (2.32), сечение фотоэффекта очень быстро уменьшается с ростом энергии фотонов и с уменьшением заряда ядра. Формула (2.32) неточно описывает поведение сечения в областях, близких к границе полосы поглощения. Однако она правильно передает качественную зависимость сечения фотоэффекта от энергии и заряда ядра.

При энергиях  $h\nu \gg mc^2$  сечение фотоэффекта обратно пропорционально энергии фотонов. По этой причине для тяжелых элементов, таких, как свинец, фотоэффект имеет заметное значение даже при энергии около 5 МэВ.

Фотоэффект сопровождается характеристическим излучением атомов в результате перехода электронов на вакантные места в электронной оболочке атома. Характеристическое излучение не всегда сопровождает фотоэффект. Энергию можно передать электронам внешней оболочки атома. В этом случае кроме фотоэлектронов с энергией  $E_0$  появляются электроны с энергией, близкой к  $I$  (так называемые оже-электроны). Оже-электроны с большой вероятностью наблюдаются при фотоэффекте на атомах с малыми и средними  $Z$ .

Угловое распределение фотоэлектронов зависит от их энергии. При малых энергиях (десятки килоэлектрон-вольт) фотоэлектроны испускаются преимуще-

ственно в направлении, перпендикулярном пучку фотонов. С ростом энергии средний угол вылета фотоэлектронов уменьшается ( $20-30^\circ$  при энергии  $0,5$  МэВ). Сечения фотоэффекта в зависимости от энергии фотонов для свинца и алюминия показаны на рис. 2.6.

**Комптоновское рассеяние.** Если энергия фотона значительно больше энергии связи электрона, то можно рассматривать упругое столкновение фотона со свободным электроном. Тогда из законов сохранения энергии и импульса можно получить связь между энергией рассеянного фотона  $h\nu'$ , энергией падающего фотона  $h\nu$  и углом рассеяния  $\theta$  (относительно первоначального направления фотона), а также связь между энергией комптон-электрона  $E_e$  и его углом вылета  $\varphi$ :

$$\left. \begin{aligned} h\nu' &= h\nu/[1 + (1 - \cos\theta)\gamma]; \\ E_e &= 2h\nu\gamma/[1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2\varphi]; \\ g(\theta/2) &= \operatorname{ctg}\varphi/(1 + \gamma), \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

где  $\gamma = h\nu/(mc^2)$ . Из приведенных соотношений, в частности, следует, что фотоны, рассеянные на углы  $\theta \geq 90^\circ$ , всегда имеют энергию  $h\nu' \leq mc^2$  независимо от начальной энергии, а при  $\theta = 180^\circ$   $h\nu' \leq mc^2/2$ . Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния, вычисленное по формуле Клейна — Нишины — Тамма, прекрасно согласуется с экспериментальными данными. Наиболее компактная запись этой формулы с учетом (2.33) выглядит так:

$$\frac{d\sigma_K}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left[ \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2\theta \right] Z. \quad (2.34)$$

Здесь приведена вероятность комптоновского рассеяния в направлении  $\theta$  в единице телесного угла на  $Z$  электронах (т. е. на атоме с зарядом  $Z$ );  $r_0 = e^2/(mc^2)$  — классический радиус электрона. При очень малых энергиях фотонов ( $h\nu \ll mc^2$ ) энергии рассеянных фотонов равны энергиям падающих [см. (2.33)], а сечение

$$d\sigma_K/d\Omega = r_0^2 (1 + \cos^2\theta) Z/2. \quad (2.35)$$

Полное сечение комптоновского рассеяния (рис. 2.6) можно получить, проинтегрировав (2.34) по всему телесному углу:

$$\sigma_K = \pi r_0^2 \{ [1 - 2(\gamma + 1)/\gamma^2] \ln(2\gamma + 1) + 1/2 + 4/\gamma - 1/2(2\gamma + 1)^2 \} Z/\gamma,$$

где

$$\gamma = h\nu/(mc^2). \quad (2.36)$$

Для некоторых практических задач важное значение имеют дифференциальное сечение  $d\sigma_{Ke}/d\Omega$  для числа электронов, рассеянных на угол  $\varphi$ , и дифференциальное сечение передачи электрону энергии в интервале от  $E_e$  до  $E_e + dE_e$ . Эти сечения можно получить из (2.34) при замене соответствующих переменных:

$$\begin{aligned} d\sigma_{Ke}/dE_e &= \pi r_0^2 mc^2 Z \{ [mc^2 E_e / (h^2 \nu^2)]^2 + 2[(h\nu - E_e)/(h\nu)]^2 + \\ &+ (h\nu - E_e) [(E_e - mc^2)^2 - (mc^2)^2] / (h\nu)^3 \} / (h\nu - E_e)^2. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Спектр электронов отдачи, вычисленный по (2.37), показан на рис. 2.7. Видно, что при высоких энергиях распределение комптон-электронов почти равно-

вероятно, за исключением области вблизи энергии фотонов, где имеется значительный подъем. Электроны отдачи при комптон-эффекте направлены в основном вдоль первоначального направления движения фотонов. Чем выше энергия фотонов, тем больше анизотропия. Если энергия фотонов превышает 2 МэВ, то большинство электронов имеют углы вылета меньше  $20^\circ$ .

В некоторых случаях необходимо учитывать скорость электронов, взаимодействующих с фотонами. Оказывается, что движение электронов в атомах приводит к заметному разбросу электронов отдачи по энергиям. В частности, если импульс фотона меньше импульса летящего навстречу ему электрона, то фотон не теряет, а приобретает энергию. Рассмотрим это. Пусть импульс электрона мал в сравнении с импульсом фотона. Оценим, насколько изменится энергия электрона отдачи при лобовом соударении с фотоном в зависимости от направления импульса электрона. Закон сохранения энергии имеет вид

$$E_\gamma + mc^2/\sqrt{1-\beta^2} = E'_\gamma + mc^2/\sqrt{1-(\beta')^2}, \quad (2.38)$$

где  $E_\gamma$  и  $E'_\gamma$  — энергия фотона до и после столкновения с электроном;  $\beta$  и  $\beta'$  — скорость электрона в долях скорости света до и после столкновения. Закон сохранения импульса

$$E_\gamma \pm m\beta c^2/\sqrt{1-\beta^2} = -E'_\gamma + m\beta' c^2/\sqrt{1-(\beta')^2}. \quad (2.39)$$

Сложим эти уравнения и после небольших преобразований, используя

$$mc^2/\sqrt{1-(\beta')^2} \approx mc^2 + E'_e; \quad \gamma = E_\gamma/(mc^2), \quad (2.40)$$

в случае малых энергий электронов до соударения, таких, что  $\sqrt{1-\beta^2} \approx 1$ , получим для кинетической энергии электрона после соударения следующее выражение:

$$E'_e = \left[ \frac{4\gamma^2 \pm 4\gamma\beta + \beta^2}{4\gamma + 2(1 \pm \beta)} \right] mc^2. \quad (2.41)$$

Здесь  $\beta$  в скобках берется с минусом при движении электрона навстречу фотону, а с плюсом при движении электрона по направлению движения фотона. Если считать  $\beta^2 \ll 1$ , то легко получить

$$\Delta E'_e/E_\gamma = 4(1 + \gamma)\beta/(1 + 2\gamma)^2. \quad (2.42)$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что даже для сравнительно медленных электронов (например, при  $\beta=0,02$ ) неопределенность в энергии электронов отдачи может достигать нескольких процентов. Аналогично легко вычислить энергию фотона при лобовом соударении с электроном, имеющим значительно больший импульс, чем фотон.

**Образование пар.** Фотон в электрическом поле электрона или ядра может образовать пару электрон — позитрон. Такой процесс превращения фотона в две частицы — процесс эндотермический и может происходить в том случае, если энергия фотона в единицах массы превышает сумму масс покоя электрона и позитрона, т. е. энергетический порог такого превращения равен 1,02 МэВ. Образование пары фотоном в вакууме невозможно, так как не будет выполняться закон сохранения импульса. Закон сохранения энергии

в этом процессе следует записать с учетом энергии ядра отдачи  $E_A$  (или электрона отдачи):

$$h\nu = m_+c^2 + m_-c^2 + E_A, \quad (2.43)$$

где  $m_+c^2$  и  $m_-c^2$  — полные энергии позитрона и электрона. Если же предположить, что фотоны образуют пары в вакууме, закон сохранения энергии запишется в виде  $h\nu = m_+c^2 + m_-c^2$ .

Суммарный импульс электрона и позитрона максимален, когда они оба движутся в направлении фотона. Тогда

$$h\nu/c = p_+ + p_- = m_+v_+ + m_-v_-. \quad (2.44)$$

Преыдущее и последнее выражения совместны лишь при  $v_+ = v_- = c$ , а это значит, что рождение фотонов пары электрон — позитрон в вакууме возможно формально лишь при  $h\nu \rightarrow \infty$ .

Оценим энергию ядра отдачи при рождении пары. Максимальная энергия отдачи будет в том случае, если электрон и позитрон вылетают относительно направления фотона под углами  $90^\circ$  и угол между их направлениями движения  $180^\circ$ . При этом импульс ядра отдачи равен импульсу фотона, т. е.  $h\nu/c = Mv$ , где  $M$  — масса ядра;  $v$  — его скорость, а энергия ядра отдачи (максимально возможная)  $E_A = (h\nu)^2 / (2Mc^2)$ . Выражая энергию в мегаэлектрон-вольтах, получаем  $E_A \approx (h\nu)^2 10^{-3} / (2A)$ .

Для фотонов с энергией, меньшей примерно 10 МэВ, и для  $A > 10$  энергия ядра отдачи  $E_A < 5$  кэВ. При образовании пары в поле электрона при тех же условиях его энергия отдачи может быть значительно больше ( $E_e = mc^2[\sqrt{1 + (h\nu)^2 / (m^2c^4)} - 1]$ ). Последнее обстоятельство позволяет выделять в эксперименте случаи рождения пары электрон — позитрон в поле электрона. В таких случаях в трековых приборах (например, в камере Вильсона) видны характерные триплеты (три трека, начало которых в одной точке).

Сечение образования пар на электронах и ядрах атома пропорционально  $Z^2$  и довольно сложным образом зависит от энергии (см. рис. 2.6). Вначале сечение образования пар растет очень быстро, затем рост замедляется и при очень большой энергии ( $h\nu \gg \gg 137mc^2 Z^{-1/3}$ ) достигает постоянного значения, зависящего от атомного номера материала  $Z$ . Если сечение выразить в квадратных сантиметрах, то

$$(\sigma_{\Pi})_{\text{макс}} \approx 1,9 \cdot 10^{-27} Z^2 \ln(183Z^{-1/3}). \quad (2.45)$$

Энергия фотона распределяется почти равновероятно между электроном и позитроном. Однако с ростом энергии фотонов преобладающим становится асимметричное распределение энергии. Следует отметить, что спектры электронов и позитронов несколько различаются, если принять во внимание, что при удалении от ядра, в поле которого образовалась пара, электроны испытывают торможение, а позитроны — ускорение. Этот эффект тем больше, чем выше атомный номер ядра и меньше энергия фотона.

Компоненты пары электрон-позитрон при большой энергии фотонов испускаются в направлении их движения в пределах углов по порядку значений, равных  $mc^2/(h\nu)$ . При низких энергиях угловое распределение менее анизотропно и зависит от  $Z$  атома.

При регистрации фотонов по эффекту образования пар имеет существенное значение то, что позитроны через очень короткое время аннигилируют, испуская два фотона с энергией 0,51 МэВ. Аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малой энергии позитронов, поэтому угол между направлениями аннигиляционных фотонов равен  $180^\circ$ .

**Множественное рассеяние фотонов.** Рассмотренные выше основные процессы взаимодействия  $\gamma$ -излучения с атомами и электронами вещества приводят к изменению направления движения фотонов и их энергии, а также к образованию электронов и позитронов с непрерывным спектром энергий, которые, в свою очередь, создают тормозное и аннигиляционное излучения. Поэтому в целом картина прохождения фотонов в веществе весьма сложная и значительно отличается от простого экспоненциального закона, который справедлив лишь для фотонов, не претерпевших ни одного соударения.

**Фотоядерные реакции.** При поглощении фотонов ядрами последние переходят в возбужденное состояние. Если энергия возбуждения выше энергии связи протона или  $\alpha$ -частицы в ядре или если энергия возбуждения выше порога деления, то возможны  $(\gamma, p)$ -,  $(\gamma, \alpha)$ -,  $(\gamma, f)$ -реакции с испусканием заряженных частиц и другие реакции. Использование этих реакций для регистрации  $\gamma$ -излучения ограничивается сравнительно малыми сечениями фотоядерных реакций по сравнению с аналогичными реакциями, вызываемыми нейтронами.

Наибольший практический интерес представляет реакция фоторасщепления дейтрона. Эта реакция, как и все фотоядерные реакции, пороговая с энергетическим порогом 2,23 МэВ. Сечение реакции фоторасщепления дейтрона имеет максимальное значение при энергии  $\gamma$ -излучения около 4 МэВ и равно примерно  $2 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>.

Энергии протонов, появляющихся при фоторасщеплении дейтронов, слабо зависят от угла их вылета. Различие в энергиях протонов, движущихся под углами 0 и  $180^\circ$  относительно направления движения фотона, мало: максимальный разброс составляет около  $(h\nu)^2/(4M_d c^2)$  (в знаменателе  $M_d$  — масса дейтрона).

## § 2.5. Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейтроны взаимодействуют с ядрами в результате действия ядерных сил. Сила электромагнитного взаимодействия нейтронов с электронами и ядрами в миллионы раз меньше ядерных сил, и поэтому его можно не принимать во внимание при регистрации нейтронов. Вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами зависит от энергии нейтрона и структуры ядра, поэтому вероятность и вид взаимодействия могут значительно различаться даже для изотопов одного и того же элемента.

Для последующего удобно нейтроны классифицировать по их энергии следующим образом. Тепловые (или подкадмиевые) нейтроны — нейтроны с энергией обычно ниже 0,4 эВ. Тепловыми эти

нейтроны называют потому, что в протяженных средах с малой вероятностью утечки и поглощения они находятся в термодинамическом равновесии с атомами окружающей среды и их распределение по энергиям максвелловское. Промежуточные нейтроны — нейтроны с энергией в интервале от 0,4 эВ до 200 кэВ. В этой области энергий вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами имеет резонансный характер. Нейтроны с энергией от 200 кэВ до 20 МэВ называют быстрыми нейтронами.

Вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами характеризуют сечением взаимодействия, которое интерпретируется как эффективная площадь ядра.

За единицу сечения принимают единицу площади\*. Если известно сечение взаимодействия нейтронов с ядрами  $\sigma$ , известна плотность потока нейтронов  $\Phi$  и число ядер в этом потоке  $N_0$ , то легко подсчитать число взаимодействий в единицу времени  $\Phi\sigma N_0$ . Такой расчет справедлив в предположении, что  $N_0$  настолько мало, что не изменяет заметно поток нейтронов.

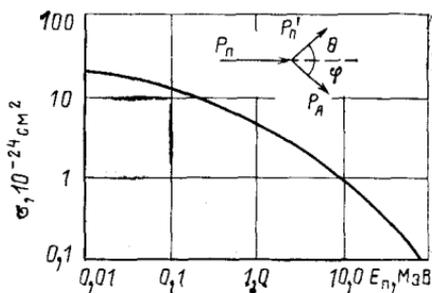
Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами часто выражают в единицах  $\text{см}^{-1}$  и называют макроскопическим сечением  $\Sigma$ . Очевидно, что  $\Sigma = \sigma n$ , где  $n$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ . Вероятность взаимодействия нейтрона с ядром в слое толщиной  $t$  определяется произведением  $\Sigma t$  (при условии  $\Sigma t \ll 1$ ). Вероятность того, что нейтрон пройдет слой вещества  $t$  без взаимодействия, равна  $\exp(-\Sigma t)$ . Соответственно вероятность того, что нейтрон хотя бы один раз провзаимодействует с ядром на пути  $t$ , есть  $[1 - \exp(-\Sigma t)]$ . Как и для фотонов; для нейтронов вводят среднюю длину свободного пробега между соударениями, равную  $1/\Sigma$ .

Все виды взаимодействия нейтронов с ядрами можно разделить на следующие: *упругое рассеяние* нейтронов ядрами ( $n, n$ ), при котором нейтрон и ядро обмениваются энергией подобно тому, как это имеет место при столкновении двух идеально упругих тел; *неупругое рассеяние* нейтронов ( $n, n'$ ) — рассеяние, при котором часть энергии нейтронов поглощается ядром и переводит его в возбужденное состояние. Неупругое рассеяние — это пороговое взаимодействие, которое возможно только в случае, если энергия нейтрона выше определенного значения, поскольку ядро может быть лишь в определенных дискретных возбужденных состояниях. Ядерные реакции ( $n, x$ ) — это реакции, в результате которых нейтрон поглощается ядром, а возбужденное ядро испускает либо фотоны (радиационный захват нейтрона), либо  $\alpha$ -частицы, либо протоны и др.

Ядерные реакции могут быть пороговыми (эндотермические), но могут быть и с выделением энергии (экзотермические). Особое значение имеет деление ядер нейтронами ( $n, f$ ). При этом возбужденное в результате поглощения нейтрона ядро разваливается на два осколка с испусканием нейтронов и фотонов. В результате

\* В периодической технической литературе пока еще применяется единица сечения *барн*;  $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$ .

Рис. 2.8. Зависимость сечения рассеяния нейтронов на ядрах водорода от энергии нейтронов (в верхней части рисунка изображена схема упругого рассеяния)



ядерных реакций и деления ядер часто образуются нестабильные относительно  $\beta$ -распада ядра.

Полное сечение взаимодействия  $\sigma_t$  является суммой сечений всех видов взаимодействия, т. е. упругого  $\sigma_{e1}$  и неупругого  $\sigma_{in}$  рассеяний, ядерных реакций  $\sigma_x$  и реакции деления  $\sigma_f$ . В области тепловых и промежуточных нейтронов потенциальное сечение упругого рассеяния составляет (по порядку)  $4\pi R^2$  ( $R$  — радиус ядра). В этой же области энергий полное сечение в нейтронных резонансах может достигать больших значений, равных  $\lambda^2$ , где  $\lambda$  — длина волны нейтрона. Полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами составляет примерно  $2\pi R^2$ .

Рассмотрим характеристики взаимодействий нейтронов с ядрами, которые можно использовать для их регистрации. Для этого удобны взаимодействия, в результате которых появляются заряженные частицы или ядра отдачи; энергия последних связана с энергией падающего нейтрона. Представляют интерес и такие взаимодействия, в результате которых образуются нестабильные ядра.

**Упругое рассеяние нейтронов.** При упругом рассеянии кинетическая энергия нейтрона перераспределяется между нейтроном и ядром. Ядро при этом не возбуждается. Будем считать, что ядро до столкновения с нейтроном покоилось. Кинетическую энергию ядра отдачи  $E_A$  с массой  $M_A$ , образующегося при упругом рассеянии нейтрона с энергией  $E_n$ , можно получить из законов сохранения энергии и импульса.

Пусть в лабораторной системе координат после упругого рассеяния нейтрон движется под углом  $\theta$ , а ядро отдачи — под углом  $\varphi$  относительно первоначального направления нейтрона. Тогда в нерелятивистском случае из закона сохранения импульса следует (рис. 2.8)

$$(p'_n)^2 = (p_n)^2 + (p_A)^2 - 2p_n p_A \cos\varphi. \quad (2.46)$$

Учитывая, что  $(p_n)^2 = 2m_n E_n$ , и заменяя в (2.46)  $E'_n = E_n - E_A$  (закон сохранения энергии), получаем

$$E_A = \alpha E_n \cos^2\varphi \quad (2.47)$$

$[E_n$  и  $E'_n$  — энергия нейтрона до и после рассеяния;  $\alpha = 4m_n M_A / (m_n + M_A)^2 \approx 4A / (1 + A)^2$ ].

Аналогичным образом можно получить еще два полезных соотношения, связывающих величины  $E_n$ ,  $E'_n$  и  $\theta$ , а также  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$E'_n = \frac{m_n E_n}{(m_n + M_A)^2} \left[ \cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M_A}{m_n}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right]^2; \quad (2.48)$$

$$\sin \theta = \sqrt{\alpha M_A / [m_n (1 - \alpha \cos^2 \varphi)]} \cos \varphi \sin \varphi. \quad (2.49)$$

Из приведенных соотношений видно, что по энергии ядра отдачи можно определить энергию нейтрона. Энергия ядра отдачи зависит от угла рассеяния. Максимальная энергия ядра отдачи равна  $4AE_n / (1 + A)^2$ , а минимальная — нулю\*\*.

Энергетическое распределение ядер отдачи  $\Phi(E_A)$  в указанном интервале энергий зависит от углового распределения рассеянных нейтронов или от связанного с ним вида дифференциального сечения образования ядер отдачи при упругом рассеянии  $d\sigma_A / d\Omega$ . Между углом рассеяния и энергией ядра отдачи существует однозначная зависимость, поэтому

$$\Phi(E_A) dE_A = (d\sigma_A / d\Omega) 2\pi \sin \varphi d\varphi.$$

Дифференцируя (2.47), получаем  $dE_A = 2\alpha E_n \cos \varphi \sin \varphi d\varphi$ , и тогда

$$\Phi(E_A) = (d\sigma_A / d\Omega) [\pi / (\alpha E_n \cos \varphi)]. \quad (2.50)$$

В частном случае изотропного рассеяния нейтронов в системе центра инерции (рассеяние нейтронов с орбитальным моментом, равным нулю) дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат имеет вид  $d\sigma_A / d\Omega = \sigma_{el} \cos \varphi / \pi$ . При таком угловом распределении нейтронов

$$\Phi(E_A) dE_A = \sigma_{el} dE_A / (\alpha E_n), \quad (2.51)$$

т. е. имеет место равномерное распределение ядер отдачи по энергии в интервале энергий от нуля до  $\alpha E_n$ .

Для регистрации нейтронов по ядрам отдачи наиболее удобен водород. И это понятно, если учесть, что энергия ядер отдачи при рассеянии нейтронов на ядрах водорода наибольшая, т. е.  $E_p = E_n \cos^2 \varphi$ . Кроме того, упругое рассеяние нейтронов на водороде в области энергий выше 100 эВ — практически единственный процесс взаимодействия, и сечение этого процесса является плавной функцией энергии нейтрона (рис. 2.8). Немаловажно и то, что водород может быть в составе детекторов (камеры, наполненные водородом, органические сцинтилляторы).

Наконец, рассеяние нейтронов на ядрах водорода в системе центра инерции изотропно до энергий нейтронов примерно 15 МэВ, что весьма существенно для так называемого интегрального метода ядер отдачи (см. гл. 13).

\* Знак приближенного равенства имеет здесь лишь принципиальное значение, так как из-за дефекта масс равенство  $m_n / M_A = 1/A$  имеет погрешность около 0,5—1 %.

\*\* Формулы (2.47) — (2.49) справедливы и для определения энергии других частиц при упругом рассеянии, если заменить массу нейтрона массой частицы.

**(n, p)-, (n, α)-Реакции.** Для регистрации нейтронов наиболее удобны экзотермические реакции (n, p) и (n, α), которые с большой вероятностью происходят на некоторых легких нуклидах:  ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}(Q=0,77 \text{ МэВ})$ ;  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}(Q=4,78 \text{ МэВ})$ ;  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}(Q=2,78 \text{ МэВ})$ .

Экзотермические реакции, правда, с существенно меньшим сечением, происходят и на других нуклидах, например  ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}(Q=0,626 \text{ МэВ})$ .

Сечения некоторых реакций приведены на рис. 2.9. В области тепловых энергий сечения выше  $10^{-21} \text{ см}^2$  и с ростом энергии умень-

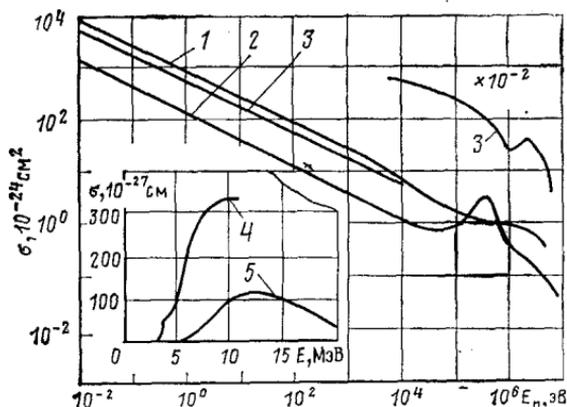


Рис. 2.9. Зависимость сечения (n, p)- и (n, α)-реакций от энергии нейтронов:

1 —  ${}^3\text{He}(n, p)$ ; 2 —  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ ; 3 —  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$ ; 4 —  ${}^{27}\text{Al}(n, p)$ ; 5 —  ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ .

шаются обратно пропорционально скорости нейтрона. Такая зависимость имеет место до энергии порядка 10 кэВ. Поэтому детекторы, содержащие  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  или  ${}^{10}\text{B}$ , высокоэффективны при регистрации тепловых и промежуточных нейтронов. Регистрация нейтронов в этом случае происходит по заряженным частицам, суммарная кинетическая энергия которых равна сумме энергии реакции и энергии поглощенного нейтрона, т. е. (в случае реакции  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ )  $E_\alpha + E_{\text{Li}} = E_n + 2,78 \text{ МэВ}$ . При энергии нейтронов, небольшой в сравнении с энергией реакции  $Q$ ,  $E_\alpha/E_{\text{Li}} \approx M_{\text{Li}}/M_\alpha$ . Отметим, что даже при регистрации нейтрона с очень малой энергией заряженные частицы обладают энергией реакции  $Q$  и создают значительный ионизационный эффект. В этом и заключается удобство экзотермических реакций. По ионизационному эффекту можно определить и энергию нейтрона, если она сравнима с  $Q$  или больше нее.

С гораздо меньшей вероятностью (n, p)- и (n, α)-реакции идут на многих других ядрах, причем они обычно эндотермические. Эти реакции называют *пороговыми*, поскольку они возможны, когда энергия нейтрона превышает значение  $Q(1+1/A)$ . Сечения этих

реакций могут достигать  $10^{-25}$  см<sup>2</sup>, если энергия протонов или  $\alpha$ -частиц, образуемых в реакциях, превышает кулоновский барьер ядра. В противном случае сечения этих реакций намного меньше. В качестве примера на рис. 2.9 приведены сечения таких реакций. Образующиеся в результате ядерных превращений нуклиды бывают нестабильными. В приведенном примере нуклиды <sup>27</sup>Mg и <sup>24</sup>Na претерпевают радиоактивные превращения. Периоды полураспада <sup>27</sup>Mg и <sup>24</sup>Na равны примерно 10 мин и 15 ч соответственно.

Нестабильные ядра образуются в результате многих ( $n, p$ )- и ( $n, \alpha$ )-реакций. По наведенной активности можно определить потоки нейтронов, а иногда и оценить их энергетический состав, если известны сечения этих реакций.

**( $n, \gamma$ )-, ( $n, 2n$ )-Реакции.** В результате этих реакций заряженные частицы не образуются, однако они часто приводят к образованию нестабильных изотопов, по активности которых и судят о потоках нейтронов и их энергетическом составе.

**( $n, \gamma$ )-Реакцию** называют *радиационным захватом нейтрона*. При поглощении нейтрона ядром с атомной массой  $A$  образуется изотоп ( $A+1$ ) в возбужденном состоянии, энергия возбуждения которого определяется энергией связи нейтрона и его кинетической энергией. Энергия возбуждения лежит обычно в области 5—10 МэВ. Возбужденное состояние неустойчиво и распадается с испусканием одного или нескольких фотонов. Сечение радиационного захвата составляет заметную долю полного сечения для тепловых и резонансных нейтронов. Все известные стабильные нуклиды (кроме нескольких) с большей или меньшей вероятностью поглощают тепловые нейтроны. Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов различными ядрами могут различаться на много порядков. Так, сечение захвата для <sup>135</sup>Xe составляет около ( $3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>), а для дейтрона — около ( $3 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup>). В тепловой области энергий нейтронов сечение радиационного захвата обычно обратно пропорционально скорости нейтрона.

Если для тепловых и резонансных нейтронов сечение радиационного захвата изменяется от нуклида к нуклиду нерегулярно, то в области энергий нейтронов выше 10—100 кэВ сечение достаточно плавно зависит от энергии нейтронов (сечение в грубом приближении уменьшается обратно пропорционально энергии нейтрона) и слабо зависит от атомного номера ядра, если не принимать во внимание магические и близкие к ним ядра.

**( $n, 2n$ )-Реакции** возможны при энергии нейтрона выше энергии связи нейтрона в ядре мишени. Эти реакции можно использовать для регистрации быстрых нейтронов, если образуются нестабильные ядра с удобными для измерений периодами полураспада. Довольно часто в результате ( $n, 2n$ )-реакции образуются ядра, нестабильные относительно позитронного распада. В этом случае выделение наведенной активности упрощается, так как регистрация позитронов по аннигиляционному излучению позволяет избавиться от фона сопутствующих реакций, идущих с большей вероятностью. Использование ( $n, 2n$ )-реакций с различными по-

рогами позволяет оценить спектр быстрых нейтронов. Сечение ( $n, 2n$ )-реакции очень резко растет вблизи порога. Сечение этой реакции в максимуме достигает  $(0,2—1,0) \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

**Деление ядер.** ( $n, f$ )-Реакция деления очень удобна для регистрации нейтронов, поскольку в ней образуются осколки деления с высокой энергией. Их свойства и прохождение в среде были описаны выше. Здесь рассмотрим лишь сечения деления ядер нейтронами.

Изотопы тория, урана и трансураниевых элементов могут делиться при поглощении нейтрона. Вероятность деления существенно зависит от энергии возбуждения ядра. Если при поглощении нейтрона энергия возбужденного состояния выше кулоновского барьера для образуемых осколков деления, то вероятность деления велика. Если же энергия возбуждения ниже кулоновского барьера, то деление сильно заторможено, поскольку осколки деления преодолевают в этом случае кулоновский барьер туннельным переходом. Деление тяжелых ядер на два осколка энергетически выгодно, поэтому возможно спонтанное (самопроизвольное) деление ядер. Среднее время жизни относительно спонтанного деления велико и для изотопов плутония, урана и тория лежит в пределах  $10^{10} — 10^{18}$  лет.

Энергия связи нейтрона в четно-четных ядрах обычно выше энергии связи нейтрона в четно-нечетных ядрах. Поскольку знание кулоновского барьера для изотопов одного элемента одно и то же, то четно-нечетные изотопы имеют эффективные пороги деления ниже, чем четно-четные. Этим и объясняется тот факт, что изотопы <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu делятся с большой вероятностью при поглощении тепловых нейтронов, а такие изотопы, как <sup>232</sup>Th, <sup>238</sup>U, <sup>240</sup>Pu, с большой вероятностью делятся, если энергия поглощенного нейтрона выше 1,5—0,5 МэВ.

Сечения деления <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu можно считать постоянными в области энергий 0,1—5 МэВ (с погрешностью 20 %) и равными соответственно  $2 \cdot 10^{-24}$ ,  $1,2 \cdot 10^{-24}$  и  $1,8 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Сечение деления <sup>238</sup>U в области энергий 2—6 МэВ равно примерно  $5 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> и в области 7—10 МэВ — примерно  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Сечения деления <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu тепловыми нейтронами равны соответственно  $(527, 582$  и  $746) \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

При делении ядер, кроме осколков деления, испускается в среднем 2,5—3,5 нейтрона со средней энергией около 2 МэВ на каждый акт деления и 5—7 фотонов со средней энергией около 1 МэВ. Имеются и запаздывающее  $\gamma$ -излучение, и запаздывающие нейтроны, которые испускаются нестабильными осколками деления.

Заметим, что все делящиеся ядра нестабильны относительно  $\alpha$ -распада. Если время жизни ядер относительно  $\alpha$ -распада не очень велико, то образцы делящихся ядер имеют очень высокую удельную активность. Например, 1 мг <sup>239</sup>Pu испускает  $2 \cdot 10^6$   $\alpha$ -частиц в 1 с (период полураспада равен  $2,4 \cdot 10^4$  лет). Высокая удельная активность в некоторых случаях затрудняет использование таких элементов для регистрации нейтронов.

Деление ядер возможно и при поглощении фотонов, если их энергия выше эффективного порога деления. Сечение фотоделения значительно меньше сечения деления быстрыми нейтронами. Например, сечение фотоделения  $^{238}\text{U}$   $\gamma$ -квантами с энергией 7 МэВ равно примерно  $2 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>, т. е. в 50 раз меньше, чем сечение деления быстрыми нейтронами. Это, в частности, означает, что регистрация быстрых нейтронов по осколкам деления возможна в том случае, если потоки быстрых нейтронов больше потоков фотонов с большой энергией.

## Глава 3

### ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

#### § 3.1. Источники заряженных частиц

**Радиоактивные ядра как источники заряженных частиц.** Экспериментальную информацию о свойствах ядра в ядерной физике в большинстве случаев получают при изучении процесса столкновения элементарных частиц с ядрами или ядер с ядрами. Чтобы проводить эти эксперименты, необходимо генерировать элементарные частицы и ядра с заранее заданными значениями импульса и энергии. Устройство для получения ядерных частиц с нужными свойствами назовем *источником излучения*.

**$\alpha$ -Источники.** Открытие  $\alpha$ -радиоактивности было началом современной ядерной физики. Известно около тридцати  $\alpha$ -активных ядер в цепочках последовательных распадов ядер, принадлежащих к урановому, актиниевому и ториевому рядам. Цепочки начинаются ядрами  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и после ряда переходов кончаются соответственно ядрами  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Кроме естественных  $\alpha$ -активных ядер распадаются с испусканием  $\alpha$ -частицы подавляющее большинство искусственно получаемых нуклидов, следующих за свинцом, а также группа более легких ядер. В общей сложности искусственно получено более ста  $\alpha$ -излучающих ядер.

Одним из самых примечательных свойств процесса излучения  $\alpha$ -частиц ядрами является огромный диапазон возможных значений периодов полураспада при малом изменении энергии  $\alpha$ -частиц. Для  $^{212}\text{Po}$ , например, испускающего  $\alpha$ -частицы с энергией 8,78 МэВ, период полураспада равен  $3,04 \cdot 10^{-7}$  с, а для  $^{232}\text{Th}$  при энергии  $\alpha$ -частиц 3,98 МэВ —  $1,41 \cdot 10^{10}$  лет, т. е. наблюдается различие в периодах на 24 порядка при различии в энергиях всего в 2 раза.

Энергетическое распределение вылетающих  $\alpha$ -частиц дискретно. Обычно спектр состоит из нескольких линий, интенсивность  $\alpha$ -частиц с максимальной энергией, как правило, максимальна. Появление малоинтенсивных линий в спектре связано с тем, что при  $\alpha$ -распаде конечное ядро может образоваться в основном и в возбужденном состояниях. У наиболее короткоживущих  $\alpha$ -излучающих элементов иногда наблюдаются очень слабые линии, соответствующие

щие  $\alpha$ -частицам с энергией, большей, чем в основной группе. Энергия  $\alpha$ -частиц известна в большинстве случаев с погрешностью до четвертого знака. Так, одна из линий в спектре  $^{210}\text{Po}$  соответствует энергии  $5304,2 \pm 1,6$  кэВ. Естественная ширина линий очень мала, а отдельные линии в спектре расположены близко друг к другу. Малая естественная ширина линий, хорошо известные значения энергий каждой группы  $\alpha$ -частиц, а также существование нескольких линий у одного источника позволяют использовать  $\alpha$ -источники для определения энергетической шкалы и энергетического разрешения различных детекторов. Конечно, эти свойства можно реализовать, если  $\alpha$ -источник изготовить в виде слоя толщиной, намного меньшей длины свободного пробега частицы в веществе источника, чтобы неопределенность в энергии  $\alpha$ -частиц, вышедших из слоя конечной толщины, была небольшой.

**$\beta$ -Источники.** Всего известно три типа  $\beta$ -распада нестабильных ядер: излучение электрона, излучение позитрона и захват атомного электрона. Чем больше энергия, выделяемая при  $\beta$ -распаде, тем меньше период полураспада. Для некоторых типов переходов период полураспада уменьшается приблизительно пропорционально пятой степени энергии перехода.

Интервал возможных значений периода полураспада  $\beta$ -излучающих ядер ограничен со стороны малых значений примерно  $10^{-2}$  с, так как при таких значениях периода выделяемая при  $\beta$ -распаде энергия становится больше энергии связи нуклонов в большинстве ядер. В этом случае с подавляющей вероятностью происходит испускание нуклона, а не  $\beta$ -частицы. При  $\beta$ -распаде возникает нейтрино; спектр  $\beta$ -частиц непрерывен, и с точностью до не очень сильно зависящих от энергии поправок его можно представить формулой

$$N(\epsilon) \sim \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2, \quad (3.1)$$

где  $\epsilon = (mc^2 + E_\beta)/mc^2$ ;  $\epsilon_0 = (mc^2 + E_\beta^{\text{макс}})/mc^2$ ;  $m$  — масса покоя электрона;  $E_\beta$  — энергия частицы;  $E_\beta^{\text{макс}}$  — ее максимальная энергия.

Интервал возможных значений  $E_\beta^{\text{макс}}$  простирается примерно от десятка килоэлектрон-вольт до десятка мегаэлектрон-вольт. Составлены подробные таблицы функций, описывающих спектры электронов и позитронов при  $\beta$ -распаде.

В большинстве случаев конечное ядро при  $\beta$ -распаде остается в возбужденном состоянии, что приводит, во-первых, к усложнению спектра  $\beta$ -частиц и, во-вторых, к появлению  $\gamma$ -квантов, испускаемых конечным ядром. Иногда конечное ядро настолько сильно возбуждено, что испускает не  $\gamma$ -кванты, а нейтроны и даже протоны. Есть ядра, например  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^3\text{H}$  или  $^{90}\text{Sr}$ , распад которых происходит только в основное состояние. Однако изготовить  $\beta$ -источники, совсем не излучающие  $\gamma$ -кванты, что в ряде случаев представляется желательным, не удастся по двум причинам: 1) возникает тормозное излучение при движении легкой частицы в плотной среде (в мате-

риале источника или подложки) и 2) перестройка электронной оболочки атома, ядро которого совершило  $\beta$ -переход, сопровождается появлением характеристического рентгеновского излучения. Если же источник испускает позитроны, то при аннигиляции их в материале источника или подложке дополнительно возникнут фотоны, энергия которых  $\geq 0,511$  МэВ. Если изготовить очень тонкий источник на тонкой подложке, то тормозное и аннигиляционное излучения из подложки и самого источника можно сделать пренебрежимо малыми.

Применяются  $\beta$ -источники в основном для градуировки экспериментальных устройств.

**Ускорители заряженных частиц.** Для того чтобы с заметной вероятностью наблюдать ядерное взаимодействие частицы с ядром, необходимо ускорить частицу до энергии, достаточной для преодоления силы отталкивания между заряженной частицей и заряженным ядром. Эта энергия по порядку равна кулоновскому барьеру, т. е. нескольким мегаэлектрон-вольтам. Поэтому в ядерной физике при изучении реакций с заряженными частицами используют ускорители с конечной энергией примерно от 1 МэВ вплоть до энергий около нескольких гигаэлектрон-вольт. Лишь в тех ускорителях, которые применяются для генерации нейтронов в реакциях с легкими ядрами, заряженные частицы могут иметь энергию существенно ниже 1 МэВ.

Существует много способов классификации ускорителей: по способу ускорения (постоянным или ВЧ-полем), по траектории движения частицы в процессе ускорения (линейные или циклические), по типу ускоряемых частиц (протонный или электронный), по методу удержания частицы на нужной траектории (ускоритель с жесткой или слабой фокусировкой) и т. д. Естественно, что здесь можно привести лишь очень краткое описание некоторых основных типов ускорителей.

**Ускорители прямого действия** (электростатические). В таких устройствах ускоряемая частица движется в постоянном во времени электрическом поле, причем в однокаскадных ускорителях (без перезарядки) конечная энергия ускоренных частиц в электрон-вольтах равна реально существующему в ускорителе напряжению в вольтах. Типичная машина прямого действия — ускоритель Ван-де-Граафа, в котором высоковольтный потенциал создается на изолированном электроде с помощью движущейся ленты, переносящей заряд от источника к электроду. Электрод заряжается до тех пор, пока не возникнет пробой или пока ток нагрузки не станет равным току, переносимому лентой. Все устройство заключается в стальную камеру высокого давления и различными способами предохраняется от электрического пробоя. В такой машине на ускоряющем электроде достигается потенциал 8—10 МэВ.

Широко применяются так называемые тандемные ускорители, в которых энергия ускоренных частиц соответствует удвоенному напряжению на ускоряющем электроде. Удвоение достигается тем,

что в процессе ускорения частица меняет свой заряд. Вначале из источника ионов выпускаются отрицательные ионы, которые при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду приобретают энергию, соответствующую его потенциалу. Затем внутри электрода, проходя через тонкий слой вещества, они теряют по два электрона, превращаясь в положительные ионы, и снова при движении от электрода приобретают еще такую же энергию. Добавление еще одного генератора противоположной полярности позволяет утроить энергию.

Генераторы Ван-де-Граафа — наиболее усовершенствованные и самые распространенные ускорители прямого действия. С их помощью получена основная масса наиболее точных и тонких результатов в физике низких и средних энергий. Основные достоинства таких ускорителей — это возможность плавного изменения энергии пучка ускоренных частиц и малый энергетический разброс в энергии частиц (обычно не превышает 0,01—0,1 %).

Хотя в электростатических ускорителях можно ускорять ионы с любым отношением заряда к массе, в том числе и электроны, чаще всего ускоряются протоны и дейтроны. В однокаскадных машинах токи ускоренных протонов достигают сотен микроампер при работе в режиме непрерывного ускорения и сотен миллиампер — в импульсном режиме. В тандемах токи пока значительно меньше из-за трудностей в создании мощных источников отрицательных ионов. В электростатических ускорителях диаметр пучка ускоренных частиц можно сделать существенно меньше 1 см при малом угловом разбросе в пучке (менее  $10^{-3}$  рад).

Циклические ускорители с постоянным во времени магнитным полем. Если изменить траекторию ускоряемой частицы так, чтобы заставить ее проходить многократно один и тот же ускоряющий промежуток, то можно получить частицы с энергиями, значительно большими, чем в электростатических ускорителях, при гораздо меньших ускоряющих напряжениях. Однако в этом случае ускоряющее напряжение должно изменяться во времени, чтобы частица при каждом прохождении ускоряющего промежутка попадала в электрическое поле нужного направления. Период обращения частицы  $T$  с зарядом  $ze$  в постоянном магнитном поле с напряженностью  $H$  зависит только от ее массы  $M$ :

$$T = 2\pi Mc/(zeH). \quad (3.2)$$

Круговая частота ускоряющего напряжения должна быть равна  $zeH/Mc$ . Эта идея используется в циклических ускорителях, в которых искривление траектории частицы осуществляется магнитным полем. Если магнитное поле постоянно во времени, то траектория ускоряемой частицы представляет собой развернутую спираль. Ускорение частиц в таких машинах происходит за счет высокочастотного электрического напряжения (около десятка мегагерц) с амплитудой в десятки и сотни киловольт.

Наиболее старый и отработанный ускоритель этого типа —

*циклотрон*, в котором период изменения ВЧ-напряжения постоянен, а магнитное поле не меняется по азимуту. В циклотронах ускоряются тяжелые частицы — протоны, дейтроны,  $\alpha$ -частицы и в больших циклотронах — тяжелые ионы.

Ток ускоренных протонов и дейтронов, которые направляются на мишень, расположенную внутри вакуумной камеры циклотрона, достигает единиц миллиампер и ограничивается в основном термостойкостью мишени и условиями теплосъема с нее. Ток многозарядных ионов меньше и определяется возможностями ионного источника. При выводе пучка из вакуумной камеры циклотрона возникают многочисленные технические трудности, и обычно ток выведенного пучка составляет 10—20 % внутреннего пучка. В большинстве циклотронов энергия частиц, выведенных из вакуумной камеры, не изменяется. Энергетический разброс в пучке ускоренных частиц около 1—2 %. При необходимости этот разброс можно уменьшить, но при этом теряется часть интенсивности пучка.

Важнейший недостаток циклотрона — это существование предельной энергии, обусловленной релятивистским ростом массы частицы при ускорении и, как следствие, увеличением периода ее вращения в магнитном поле\*, напряженность которого слабо падает с увеличением радиуса. Так как частота ускоряющего напряжения постоянна, то нарушается синхронизм между частотой вращения и частотой поля [см. (3.2)] и ускорение прекращается. В классических циклотронах, у которых напряженность магнитного поля не меняется по азимуту, предельная энергия для протонов равна 20—25 МэВ, для  $\alpha$ -частиц — 40—45 МэВ.

*Синхроциклотрон* является модификацией обычного циклотрона. Принципиально от циклотрона синхроциклотрон отличается тем, что в нем частота ускоряющего напряжения не остается постоянной, а падает в процессе ускорения синхронно с уменьшением частоты вращения частицы. В обычном циклотроне одновременно на разных расстояниях от центра вакуумной камеры находятся сгустки ускоряемых частиц. Энергия частиц в каждом сгустке определяется расстоянием сгустка от центра камеры. В синхроциклотроне переменная частота ускоряющегося напряжения совпадает с частотой вращения лишь небольшой группы частиц, и только эта группа ускоряется. Синхроциклотрон работает в импульсном режиме с частотой повторения циклов, равной частоте модуляции высокого напряжения. Длительность отдельного импульса порядка сотен микросекунд. Вследствие этого ток ускоренных частиц синхроциклотрона в сотни и тысячи раз меньше, чем у циклотрона. Ток протонов внутри вакуумной камеры не превышает 2—3 мкА; наружу выводится лишь несколько процентов внутреннего тока.

Энергия частиц, выведенных из вакуумной камеры наружу, имеет для каждого синхроциклотрона одно значение. Энергетиче-

---

\* В циклических ускорителях с постоянным по азимуту магнитным полем для устойчивого движения частицы необходимо, чтобы напряженность поля уменьшалась с ростом радиуса.

ский разброс частиц в пучке меньше 1%. В подавляющем большинстве работающих синхроциклотронов (а их в мире несколько десятков) ускоряются протоны, однако внутренняя мишень может служить источником мезонов. С помощью таких ускорителей можно получать протоны, дейтроны и  $\alpha$ -частицы с энергией в сотни мегаэлектрон-вольт, причем верхняя граница достижимых энергий определяется экономическими соображениями, так как стоимость ускорителя растет приблизительно пропорционально квадрату энергии ускоряемых частиц. Для протонов верхний предел равен 800—1000 МэВ.

Синхроциклотроны с мишенью тяжелого металла используются как интенсивные импульсные источники нейтронов для спектрометрии нейтронов по времени пролета.

Увеличить предельную энергию ускоренных частиц в циклотроне можно не только изменением частоты ускоряющего напряжения, а и введением азимутального градиента магнитного поля при сохранении постоянства частоты. Такая идея используется в *циклотронах с азимутальной вариацией магнитного поля*, или, как их еще называют, в *изохронных циклотронах*. Чтобы сохранить синхронизм между частотой ускоряющего поля и частотой вращения частицы, масса которой во время ускорения растет, необходимо увеличивать напряженность магнитного поля вдоль радиуса [см. (3.2)]. Однако при движении частицы в таком поле на нее в вертикальной плоскости действуют дефокусирующие силы. Избежать этого можно, если изменять напряженность магнитного поля по азимуту по определенному закону.

Основное преимущество изохронных циклотронов перед ускорителями других типов на энергию в десятки и сотни мегаэлектрон-вольт заключается в большей (на 2—3 порядка) интенсивности пучков частиц внутреннего и выведенного из вакуумной камеры. Ток протонов с энергией в сотню мегаэлектрон-вольт может достигать единиц миллиампер. В изохронных циклотронах ускоряют не только протоны, но и ионы с отношением заряда к массе  $z/M \geq 0,2$ . Как правило, в действующих и строящихся изохронных циклотронах предусматривается изменение энергии частиц в выведенном пучке в значительных пределах (в 10 и более раз).

Ни в классическом и в изохронном циклотронах, ни в синхроциклотроне нельзя ускорять электроны, поскольку их масса растет при ускорении настолько быстро, что условие резонанса нарушается уже при энергии в доли мегаэлектрон-вольт, т. е. при однократном прохождении ускоряющего промежутка. Электроны можно ускорять в *микротроне*, который представляет собой циклический резонансный ускоритель. Напряженность магнитного поля в нем не меняется по азимуту и радиусу и постоянна во времени, частота ускоряющего напряжения постоянна. Синхронизм между частотой вращения частицы и частотой ускоряющего напряжения обеспечивается такими значениями амплитуды и частоты ускоряющего напряжения, при которых полная энергия частицы за оборот изменяется так, что ее период обращения возрастает на  $\Delta T$ ,

кратный периоду ускоряющего напряжения; соответственно возрастает и радиус траектории электрона после прохождения ускоряющего промежутка. Условие синхронизма дается формулой, полученной из (3.2):

$$\Delta T = 2\pi\Delta M c^2 / (e c H). \quad (3.3)$$

Это условие легко выполняется для электронов. В микротроне прирост энергии электрона за оборот обычно равен 0,5 или 1,0 МэВ, а максимальная энергия ускоряемых частиц определяется экономическими соображениями и равна 50—100 МэВ. Средние токи пучка достигают десятков микроампер при энергии электронов 20—30 МэВ, а ток в импульсе — десятков миллиампер. Энергетический разброс в пучке — около 0,2 %.

Циклические ускорители с переменным во времени магнитным полем. Такие ускорители называют также *синхротронами*, протонными или электронными. В синхротроне частица во время ускорения движется внутри тороидальной камеры по окружности с постоянным радиусом. Магнит ускорителя не сплошной, а кольцевой, что позволяет довести его радиус до сотен метров, а энергию ускоренных частиц до десятков гигаэлектрон-вольт. Средний радиус орбиты частицы постоянен лишь в том случае, когда в течение всего времени ускорения напряженность магнитного поля растет. Каждому значению энергии ускоряемой частицы соответствует определенное значение напряженности магнитного поля и частоты ускоряющего напряжения. Поэтому в кольцевом ускорителе, так же как и в синхротроне, возможен только импульсный режим работы. Число циклов ускорения в единицу времени определяется возможной скоростью увеличения магнитного поля в ускорителе.

В первых *протонных синхротронах*, рассчитанных на энергию до 10 ГэВ, напряженность магнитного поля по азимуту (кроме прямолинейных участков, где оно отсутствует) не меняется, а по радиусу изменяется незначительно, а это приводит к тому, что фокусирующие силы, возвращающие частицу к равновесной траектории при малых возмущениях ее движения, слабы. Поперечные размеры вакуумной камеры у машин такого типа очень большие, например ускоритель в Дубне на 10 ГэВ имеет сечение камеры  $152 \times 41$  см, что приводит к громадной массе магнита — 36 000 т. Число циклов ускорения в протонных синхротронах со слабой фокусировкой равно 5—10 в 1 мин. В каждом цикле ускоряется  $10^{10}$ — $10^{12}$  протонов. Протоны можно вывести из вакуумной камеры. Если процесс ускорения не доводить до конца, то можно получить протоны с энергией меньше максимальной; энергетический разброс частиц в пучке незначителен. В настоящее время протонные синхротроны со слабой фокусировкой, в том числе и дубненский, используются для ускорения тяжелых ионов. В дубненском ускорителе достигнута энергия ионов 4 ГэВ/нуклон.

Сечение вакуумной камеры и масса магнита значительно умень-

шаются при использовании так называемой жесткой фокусировки, т. е. при резко меняющемся по азимуту магнитном поле. Отдельные секции кольцевого магнита ускорителя с жесткой фокусировкой спроектированы так, что в одной напряженность магнитного поля сильно уменьшается с ростом радиуса, и в этой секции действуют силы, фокусирующие частицу к равновесной орбите в радиальной плоскости и дефокусирующие в вертикальной, а в соседней секции напряженность магнитного поля растет с радиусом и фокусировка осуществляется в вертикальной, а дефокусировка — в радиальной плоскостях. В результате наблюдается сильная фокусировка в обеих плоскостях, что позволяет резко уменьшить размеры вакуумной камеры. Так, в протонном синхротроне на 76 ГэВ, построенном в Серпухове, размеры камеры  $19,5 \times 11,5$  см, что позволило при общей длине магнита около 1,5 км сделать его легче, чем магнит протонного синхротрона в Дубне. Масса магнита ускорителя в Серпухове 20 000 т. Длительность цикла ускорения серпуховского ускорителя составляет 2,6 с при восьми циклах ускорений в 1 мин. Число протонов, ускоряемых за цикл, достигает нескольких единиц на  $10^{13}$  (имп.)<sup>-1</sup>. Число циклов в 1 мин у протонных синхротронов с жесткой фокусировкой примерно такое же, как и у синхротронов со слабой фокусировкой. К 1980 г. максимальная энергия протонов в ускорителях этого типа достигла 500 ГэВ; проектируются ускорители на несколько тысяч гигаэлектрон-вольт.

*Электронные синхротроны* по устройству подобны протонным. Отличие состоит в том, что частота ускоряющего напряжения у них практически постоянна, так как скорость электрона уже в самом начале ускорения близка к скорости света. Однако в отличие от протонных синхротронов для электронных существует предельная энергия, до которой еще разумно экономически ускорять электроны в ускорителе циклического типа. Предел энергии обуславливается тем, что для электронов, движущихся по окружности, велики потери энергии на излучение. Эти потери быстро растут с уменьшением радиуса орбиты и увеличением энергии электрона. Так, при энергии электрона 10 ГэВ и радиусе окружности 30 м потери на излучение за 1 оборот составляют 29,5 МэВ. Следовательно, для продолжения ускорения необходимо, чтобы приращение энергии за 1 оборот было больше 29,5 МэВ, что чрезвычайно сложно достичь. Предельная энергия электронов в циклическом ускорителе примерно равна 7 ГэВ. Ток ускоренных электронов в синхротронах достигает нескольких микроампер, число частиц в импульсе около  $10^{12}$ — $10^{13}$ .

Электроны могут быть ускорены и без высокочастотного электрического поля в *бетатроне* — циклическом электронном ускорителе. Электроны в процессе ускорения движутся в тороидальной вакуумной камере по окружности с постоянным радиусом в нарастающем во времени магнитном поле, которое существует и внутри орбиты электронов. Магнитное поле не только удерживает электроны на орбите, но и создает вихревую электродвижущую силу, ускоряющую

щую электроны. Для обеспечения устойчивого движения частицы в бетатроне необходимо, чтобы напряженность магнитного поля на орбите частицы была в 2 раза меньше средней напряженности магнитного поля внутри орбиты. Поскольку скорость нарастания магнитного поля ограничена и, следовательно, ограничено приращение энергии за 1 оборот, а радиус электронной орбиты невелик, то предельное значение конечной энергии электрона в бетатроне, определяемое радиационными потерями, гораздо ниже, чем в синхротронах. Самый большой бетатрон ускоряет электроны до энергии 300 МэВ. В рядовых бетатронах конечная энергия меньше сотни мегаэлектрон-вольт. Бетатроны просты в изготовлении, дешевы и часто используются для генерации фотонов при сбросе пучка на внутреннюю мишень. Средние токи электронов в бетатроне малы (примерно 0,1 мкА).

**Линейные ускорители.** Так же как и в электростатическом ускорителе, в *линейном* частица в процессе ускорения движется по прямой, однако в линейном ускорителе частицы многократно проходят ускоряющие промежутки, и этим он похож на циклический. К каждому ускоряющему промежутку прикладывается переменное электрическое напряжение. Частота и фаза напряжения подбираются так, чтобы к моменту подхода частицы к промежутку напряжение на нем имело нужный знак. Поскольку в линейном ускорителе ускоряющих промежутков много и они расположены друг за другом, длина всего устройства может быть очень большой, например линейный ускоритель электронов на энергию 22 ГэВ имеет длину больше 3 км.

Хотя принципиально в линейном ускорителе можно ускорять частицы с любым отношением заряда к массе, до сих пор в основном строились *электронные линейные ускорители*, поскольку технически они наименее сложны, так как скорость электронов на всех стадиях ускорения практически постоянна. В линейных ускорителях отсутствуют потери на излучение и нет ограничений для достижения энергии в десятки гигаэлектрон-вольт. Максимальную энергию данного ускорителя можно увеличить добавлением при эксплуатации дополнительных секций. Этим удобным свойством обладают только линейные ускорители. Используя только часть ускорителя, можно получить пучок электронов с энергией, меньшей максимальной.

Большое преимущество линейных ускорителей перед циклическими состоит в естественном выходе всего пучка на внешнюю мишень.

Линейные ускорители в настоящее время работают в импульсном режиме, длительность отдельного импульса очень мала — порядка нескольких наносекунд. Средние токи достигают миллиампер, а токи в импульсе — нескольких сотен ампер. Особенно широко применяются линейные ускорители на энергию электронов в несколько десятков мегаэлектрон-вольт с мишенью из тяжелого металла как импульсные источники нейтронов для исследований по времени пролета.

*Протонные линейные ускорители* до сих пор строили в основном лишь как инжекторы протонных синхротронов, поскольку они способны обеспечивать большие импульсные токи при сравнительно малом среднем токе и малой частоте.

Развитие ускорительной техники привело к резкому улучшению основных параметров линейных протонных ускорителей и линейных ускорителей более тяжелых ионов. В настоящее время в протонном ускорителе с конечной энергией в 500—800 МэВ средний ток может достигать 1 мА. Это делает подобные ускорители основным инструментом получения мощных пучков мезонов и других вторичных частиц, например нейтронов. Такие ускорители получили название *мезонных фабрик*.

### § 3.2. Источники нейтронов

**Радиоактивные источники нейтронов.** Нейтронно-радиоактивных ядер не существует, и когда говорят о радиоактивных источниках нейтронов, имеют в виду образование нейтронов в  $(\alpha, n)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакциях с использованием радиоактивных ядер, испускающих  $\alpha$ -частицы или  $\gamma$ -кванты. В результате этих реакций образуется возбужденное компаунд-ядро, энергия возбуждения которого в системе центра инерции равна сумме энергии связи и кинетической энергии налетающей частицы. Если энергия возбуждения больше энергии связи «последнего» нейтрона в компаунд-ядре, то испускается нейтрон. Энергия возбуждения при образовании остаточного ядра в основном состоянии переходит в кинетическую энергию остаточного ядра и нейтрона. Если ядро после вылета нейтрона оказывается в возбужденном состоянии, то происходит излучение  $\gamma$ -кванта.

Наиболее широкое применение для генерации нейтронов получила реакция  ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$  из-за большого энергетического выхода ( $Q=5,71$  МэВ), малого заряда ядра-мишени и сравнительно большого сечения. Готовый источник представляет собой механическую смесь, сплав или химическое соединение  $\alpha$ -излучателя и бериллиевого порошка в герметичной упаковке. Из источников, использующих  $(\alpha, n)$ -реакцию, испускаются нейтроны с энергиями от нескольких килоэлектрон-вольт до 10—12 МэВ. Верхняя граница зависит от максимальной энергии  $\alpha$ -частиц источника и немного меньше суммы энергии реакции и энергии  $\alpha$ -частицы, так как некоторая доля полной энергии передается ядру  ${}^{12}\text{C}$ . Из большого числа  $\alpha$ -радиоактивных ядер наиболее часто для приготовления нейтронных источников используется  ${}^{210}\text{Po}$ , несмотря на относительно малый период полураспада — 139 сут (энергия  $\alpha$ -частиц равна 5,3 МэВ). Его широкое применение объясняется малой  $\gamma$ -активностью.

На два выходящих нейтрона в среднем приходится примерно один  $\gamma$ -квант с энергией 0,88 МэВ, возникающий в результате маловероятного перехода при распаде  ${}^{210}\text{Po}$ , и примерно один  $\gamma$ -квант с энергией 4,45 МэВ в результате перехода ядра  ${}^{12}\text{C}$  из возбужден-

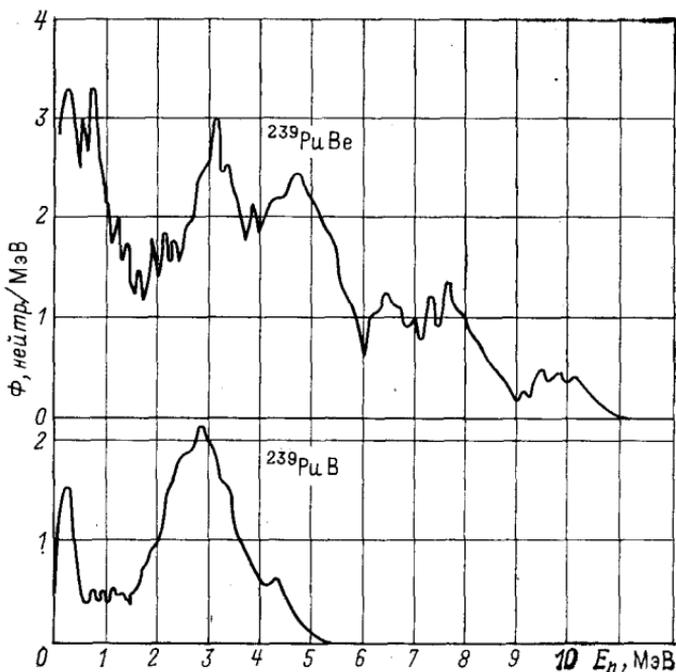


Рис. 3.1. Энергетическое распределение нейтронов, испускаемых из источников, изготовленных из смеси Вe и  $^{239}\text{Pu}$  и смеси В и  $^{239}\text{Pu}$

ного состояния в основное. Могут быть изготовлены источники с выходом до  $5 \cdot 10^8$  нейтронов в 1 с.

Кроме  $^{210}\text{Po} - \alpha - \text{Be}$ -источников выпускаются  $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ -источники, обладающие тем несомненным преимуществом перед источниками с Po, что они «вечные», так как период полураспада Pu равен  $2,44 \cdot 10^4$  лет. Спектр нейтронов такого источника практически совпадает со спектром нейтронов Po —  $\alpha$  — Be-источника. Число  $\gamma$ -квантов с энергией 4,45 МэВ, испускаемых на один нейтрон, такое же, как и у полониевого источника; кроме того, на один нейтрон испускается около трех  $\gamma$ -квантов меньшей энергии. Спектр нейтронов Pu —  $\alpha$  — Be-источника приведен на рис. 3.1. Заметны максимумы, обусловленные тем, что остаточное ядро  $^{12}\text{C}$  может оставаться в основном и возбужденном состояниях.

Хотя уровни ядра  $^{12}\text{C}$  отстоят друг от друга достаточно далеко (первый при энергии 4,43 МэВ, а второй при энергии 7,6 МэВ), спектр нейтронов сплошной, что объясняется двумя причинами: 1) остаточному ядру в реакции можно передать разную кинетическую энергию в зависимости от угла вылета нейтрона относительно движения  $\alpha$ -частицы; 2)  $\alpha$ -частицы, вступающие в реакцию, имеют разную энергию в зависимости от расстояния, которое они прошли от места возникновения до точки, где произошла реакция.

Выпускаются и  $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$ -источники, обладающие ввиду сравнительно небольшого периода полураспада  $^{238}\text{Pu}$  (87 лет) существенно бóльшим выходом [ $2 \cdot 10^7$  нейтр./с на 1 г  $^{238}\text{Pu}$ ], чем источники

на основе  $^{239}\text{Pu}$ . В остальном их характеристики практически одинаковы. В качестве ядер, испускающих  $\alpha$ -частицы, в нейтронных источниках на основе реакции  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  применяют и ряд других трансплутониевых элементов.

Кроме Be для получения нейтронов применяют и другие легкие элементы, например B или Li. На двух стабильных изотопах бора  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  идет  $(\alpha, n)$ -реакция, причем реакция на  $^{11}\text{B}$  дает большую часть нейтронов в естественной смеси изотопов B. Спектр нейтронов имеет менее сложную форму, чем спектр нейтронов из реакции с Be (рис. 3.1), а выход в несколько раз меньше.

Сопровождающее  $\beta$ -распад ядер  $\gamma$ -излучение можно использовать для получения нейтронов в  $(\gamma, n)$ -реакции, облучая только два ядра — Be и D, энергии связи нейтрона в которых равны соответственно 1,67 и 2,23 МэВ. У остальных ядер энергия связи нейтронов больше 6 МэВ,  $\beta$ -источников, распад которых сопровождался  $\gamma$ -квантами с такой энергией, не существует.

В  $(\gamma, n)$ -реакции на Be и D энергия вылетевшего нейтрона однозначно задается энергией реакции, энергией  $\gamma$ -кванта и углом между направлением вылетевшего нейтрона и  $\gamma$ -кванта. Энергия нейтрона  $E_n$  связана с энергией  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  очевидным образом:

$$E_n = E_\gamma - B_n - E_{я.о.}, \quad (3.4)$$

где  $B_n$  — энергия связи нейтрона;  $E_{я.о.}$  — энергия ядра отдачи. Из-за малого импульса  $\gamma$ -кванта энергия нейтрона не сильно зависит от его угла вылета. Так, при  $E_\gamma = 2,76$  МэВ в реакции на D нейтроны испускаются в интервале  $265 \pm 33$  кэВ, а на Be —  $969 \pm 5$  кэВ.

При изготовлении фотонейтронных источников в сферу из Be или  $\text{D}_2\text{O}$  помещают источник  $\gamma$ -излучения. Чтобы получить заметное число нейтронов, стенки сферы должны быть достаточно толстыми, и, следовательно, энергия нейтронов из такого источника описывается некоторым распределением, форма которого определяется, во-первых, тем, что угол вылета нейтрона не фиксирован относительно направления  $\gamma$ -кванта, во-вторых, рассеянием фотона в самом источнике и изменением их энергии и, в-третьих, рассеянием нейтронов в источнике. Число нейтронов с энергией, меньшей основной, зависит от размеров источника и составляет несколько процентов. С фотонейтронными источниками можно получать почти моноэнергетические нейтроны с энергией от десятка килоэлектрон-вольт до 1 МэВ. Существенный недостаток таких источников — большой  $\gamma$ -фон. Даже в лучшем случае число  $\gamma$ -квантов, выходящих из источника, больше чем в  $10^3$  раз превышает число нейтронов.

Появление в заметных количествах спонтанно делящихся трансурановых элементов позволяет изготавливать стандартные источники нейтронов с известной абсолютной активностью.

Особенно удобен изотоп  $^{252}\text{Cf}$ , период  $\alpha$ -распада которого составляет 2,55 года. Нейтронная активность равна  $2,5 \times 10^6$  нейтр./(с·мкг), что позволяет изготавливать практически не-

сомые и точечные источники. Абсолютную нейтронную активность можно определить достаточно точно подсчетом числа делений в таком источнике, поскольку среднее число мгновенных нейтронов на деление, равное 3,78, известно с погрешностью около 1%. Абсолютный счет числа делений осуществляется много проще, чем определение абсолютного числа нейтронов. Спектр нейтронов соответствует спектру деления и хорошо аппроксимируется выражением типа (3.5) с несколько меньшим значением постоянной в показателе экспоненты (0,71 вместо 0,776). На каждый акт спонтанного деления приходится в среднем 31  $\alpha$ -частица и около  $10^9$   $\gamma$ -квантов. Выпускаются источники с выходом до  $10^{10}$  нейтр./с.

**Ядерный реактор как источник нейтронов.** Широкое использование реактора как источника нейтронов для экспериментов по ядерной физике объясняется его огромной мощностью. Через поверхность активной зоны мощного реактора проходит до  $10^{17}$ — $10^{18}$  нейтр./с, что на много порядков больше мощности любого нейтронного источника, за исключением атомной бомбы. Огромные потоки нейтронов у активной зоны позволяют создавать хорошо коллимированные (с углом расходимости  $1$ — $5^\circ$ ) пучки нейтронов с интенсивностью до  $10^{10}$  нейтр./с. Интервал энергий, которыми могут обладать нейтроны в таком пучке, чрезвычайно широк: от холодных нейтронов с энергией меньше  $10^{-3}$  эВ до быстрых с энергией до 20 МэВ. Энергетическое распределение нейтронов в пучке можно описать (за исключением нескольких специальных случаев) плавной функцией.

Нейтроны в реакторе возникают в процессе деления (мгновенные нейтроны деления) или испускаются радиоактивными ядрами в цепочках распада продуктов деления (запаздывающие нейтроны), а также в ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакциях. Во всех этих случаях спектр испускаемых нейтронов сплошной. Распределение нейтронов по энергиям в основном процессе — делении ядра — слабо зависит от того, какое ядро делится. Функция, описывающая это распределение, имеет максимум в области энергий около 1 МэВ и не симметрична относительно этого максимума. Существует много эмпирических формул, описывающих спектр нейтронов деления. Одна из наиболее простых

$$\Phi(E_n) = 0,77E_n^{1/2} \exp[-0,776E_n], \quad (3.5)$$

где  $E_n$  — энергия нейтронов, МэВ. Эта формула нормирована на один нейтрон на одно деление и описывает экспериментальный спектр с погрешностью примерно до 10% вплоть до 9 МэВ.

Однако спектр нейтронов в реакторе, а также в канале, ведущем к активной зоне или отражателю реактора, не описывается этой формулой во всем диапазоне энергий, поскольку спектр нейтронов в реакторе устанавливается в результате многократных упругих и неупругих столкновений нейтронов с ядрами, содержащимися в активной зоне. Поэтому спектр нейтронов в реакторе содержит существенно больше нейтронов с малыми энергиями, чем спектр

деления. Степень деформации спектра деления зависит от материала и конструкции активной зоны и отражателя. Для реактора на быстрых нейтронах деформация существенно меньше, чем для реактора на тепловых нейтронах. Можно считать, что лишь спектр нейтронов с энергиями больше 2—3 МэВ может аппроксимироваться формулой (3.5) безотносительно к типу реактора. Для большого объема замедлителя, расположенного у активной зоны реактора любого типа, хорошей аппроксимацией истинного распределения медленных и промежуточных нейтронов, т. е. нейтронов с энергией, большей характерной энергии нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой (тепловых нейтронов), и меньшей 0,2 МэВ, является спектр Ферми

$$\Phi(E_n) = \text{const}/E_n. \quad (3.6)$$

Для описания энергетического распределения тепловых нейтронов используют распределение Максвелла:

$$\Phi(E_n) = \text{const } E_n \exp[-E_n/(kT)], \quad (3.7)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура замедлителя.

Для увеличения числа тепловых нейтронов используют так называемые *тепловые колонны*, т. е. большие блоки материала с хорошими замедляющими свойствами (малой атомной массой) и малым сечением поглощения. Чаще всего применяют графит. Чем больше блок замедлителя, тем больше число нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой. Нагревая или охлаждая замедлитель, можно изменять спектр нейтронов. Тепловые нейтроны можно легко отделить от нейтронов с большой энергией с помощью поглотителя из кадмия, имеющего сильный резонанс в сечении поглощения при энергии 0,176 эВ. Используя фильтры из В, сечение поглощения которого обратно пропорционально скорости нейтрона, можно изменять форму спектра нейтронов в области энергий от тепловых до десятков килоэлектрон-вольт.

В активной зоне реактора на быстрых нейтронах практически нет нейтронов с энергией меньше 1 кэВ, а спектр нейтронов имеет максимум в районе около сотни килоэлектрон-вольт. Однако спектр может быть сильно изменен при прохождении нейтронов через отражатель, и в нем могут появиться нерегулярности, связанные с зависимостью сечения взаимодействия материала отражателя от энергии нейтронов.

На рис. 3.2 приведен характерный спектр нейтронов в экспериментальном канале, проходящем через радиационную защиту реактора на тепловых нейтронах.

Особенно широко применяют в экспериментальной ядерной физике импульсные реакторы разных типов для измерения дифференциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами в установках, использующих принцип времени пролета. Подробно такие установки рассмотрены в гл. 13.

**Ядерный взрыв как источник нейтронов.** Хотя в активной зоне

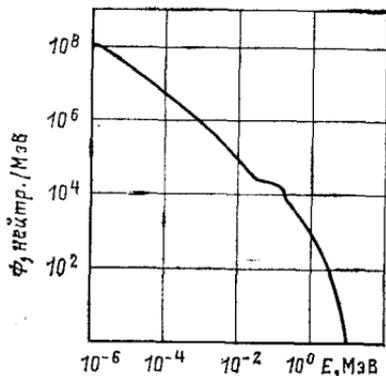


Рис. 3.2. Энергетическое распределение нейтронов, выходящих из активной зоны экспериментального реактора ВВР-С с обычной водой в качестве замедлителя и теплоносителя

реактора плотность потока нейтронов может достигать нескольких единиц на  $10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , доступные для большинства физических экспериментов плотности потока в каналах за защитой составляют в лучшем случае  $10^{10}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , что эквивалентно примерно  $10^{16}$  нейтр./ $\text{см}^2$  за время проведения одного эксперимента. На ускорителях можно получить до  $10^{21}$  нейтр./год в виде импульсов длительностью порядка  $10^{-7}$  с и меньше. Значительно большие флюенсы нейтронов можно получить в экспериментальных установках, использующих в качестве источника подземный ядерный взрыв.

При ядерном взрыве, использующем реакцию деления, образуется  $2 \cdot 10^{23}$  нейтронов на 1 кт тротилового эквивалента и на короткое время создается поток нейтронов с плотностью  $10^{23}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , который можно использовать для получения трансурановых элементов. При термоядерном взрыве образуется приблизительно в 10 раз больше нейтронов при одинаковом тротиловом эквиваленте заряда. Энергетическое распределение нейтронов ядерного взрыва близко к спектру в активной зоне реактора на быстрых нейтронах. Если основной реакцией при термоядерном взрыве является реакция  $T(d, n)^3\text{He}$ , при которой испускаются нейтроны с энергией 14 МэВ, то и в этом случае при взаимодействии нейтронов с ядрами оболочки и ядрами U в реакции деления спектр нейтронов, вышедших из термоядерного взрывного устройства, также в первом приближении близок к спектру излучения реактора на быстрых нейтронах. В ядерном взрыве весь процесс выделения энергии и образования нейтронов происходит за время порядка  $10^{-7}$  с, поэтому подземный ядерный взрыв используют как импульсный источник однократного действия для селекции нейтронов по времени пролета. Ядерный взрыв, образующий  $10^{24}$  нейтронов, при соответствующем замедлении создает в интервале энергий от 1 до 100 эВ на расстоянии 100 м от места взрыва флюенс нейтронов порядка  $10^{10}$  нейтр./ $\text{см}^2$ . Временное разрешение  $5 \cdot 10^{-4}$  мкс/м, получаемое в этих условиях, не лучше, чем в лабораторных установках, но гораздо большая интенсивность источника открывает новые экспериментальные возможности и улучшает отношение эффект/фон. Особенно это важно для измерений сечений элементов с высокой удельной активностью, например трансплутониевых. Конечно, существенными недостатками такого взрывного источника кроме одноразовости действия является его относительная недоступность и невозможность использования временных и амплитудных анализаторов и методики совпадений.

**Нейтроны из мишеней электронных ускорителей.** Появление нейтронов при облучении мишени пучком быстрых электронов возможно в результате двухэтапного процесса: образования тормозного  $\gamma$ -излучения и последующей генерации нейтронов в  $(\gamma, n)$ -реакции. Современные ускорители электронов позволяют создать достаточно мощные источники нейтронов, которые широко применяются в установках для селекции нейтронов по времени пролета.

Характеристики первого этапа процесса — возникновения тормозного излучения — рассмотрены в § 3.3. Поток быстрых нейтронов из мишени (обычно используют одну мишень из тяжелого металла — чаще из урана, вольфрама или свинца, в которой образуются и фотоны и нейтроны) зависит от материала мишени, ее толщины и энергии электронного пучка. Для начальной энергии электронов 30 МэВ выход из толстой урановой мишени приблизительно равен  $10^{11}$  нейтр./ $(\text{с} \cdot \text{мкА})$ . Поскольку сечение  $(\gamma, n)$ -реакции слабо зависит от энергии  $\gamma$ -кванта в достаточно широкой области энергий выше порога реакции, то зависимость нейтронного выхода от материала мишени и энергии электронов близка к зависимости выхода тормозного излучения от этих же параметров. Спектр нейтронов, вылетевших из мишени, можно достаточно хорошо (за исключением малой доли нейтронов больших энергий) описать выражением

$$\Phi(E_n) = \text{const } E_n \exp(-E_n/T), \quad (3.8)$$

где  $T$  — температура возбужденного ядра, равная примерно 0,8 МэВ.

Если толщина мишени такова, что существует заметная вероятность для нейтрона, генерированного в этой мишени, испытать в ней неупругое взаимодействие, то спектр нейтронов будет обогащен нейтронами малой энергии. Угловое распределение нейтронов для не слишком толстых мишеней практически изотропно.

Наиболее часто для генерации нейтронов в установках, работающих по принципу времени пролета, используют электронные ускорители. Как правило, это линейные импульсные ускорители, частота импульсов в которых варьируется обычно от десятков до сотен импульсов в 1 с, а длительность импульса — от единиц наносекунд до единиц микросекунд.

**Немоноэнергетические нейтроны из мишеней ускорителей тяжелых заряженных частиц.** Нейтроны возникают в любых мишенях, которые облучают тяжелыми заряженными частицами, если только рождение нейтрона не запрещено энергетически. Практически это означает, что появление нейтронов следует ожидать в любой мишени, за исключением мишени из водорода, облучаемой протонами с энергией, большей 20 МэВ, и в любой мишени без исключения, облучаемой дейтронами. При энергии ускоренных частиц, не превышающей 30 МэВ, самый большой выход нейтронов можно получить, облучая мишени из легких ядер (обычно из Li или Be) дейтронами. Таким способом получают интенсивные пучки нейтронов на циклотронах. Например, при энергии дейтрона 24 МэВ пол-

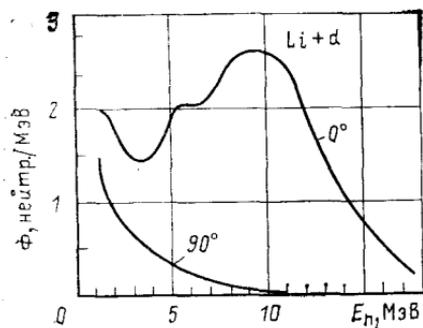


Рис. 3.3. Энергетическое распределение нейтронов из литиевой мишени, облучаемой дейтронами с энергией 21,5 МэВ, вылетевших под различными углами к направлению пучка дейтронов (толщина мишени больше пробега дейтронов в ней)

ный выход нейтронов, вылетающих под всеми углами из бериллиевой мишени, составляет около  $2 \times 10^{11}$  нейтр./ $(\text{с} \cdot \text{мкА})$ . Обычно используют мишени толщиной, сравнимой с длиной свободного пробега заряженной частицы в материале мишени. Поэтому, а также из-за того, что в данной мишени может происходить не одна, а несколько реакций, например  $(d, n)$ -,  $(d, 2n)$ -,  $(d, pn)$ -реакции и т. д., причем остаточное ядро может оказаться возбужденным, спектр генерируемых в мишени нейтронов непрерывен. Угловое распределение вылетевших нейтронов резко анизотропно с максимумом в направлении движения дейтона.

Спектр нейтронов зависит от угла вылета. При малых углах вылета (по отношению к направлению дейтрона) в спектре много нейтронов больших энергий. На рис. 3.3 показан спектр нейтронов из литиевой мишени, облучаемой дейтронами с энергией 21,5 МэВ. Широкий максимум в спектре нейтронов под углом  $0^\circ$  характерен для реакций с дейтронами на любой мишени и обусловлен реакцией «развала» дейтрона в поле ядра. При облучении мишеней протонами или  $\alpha$ -частицами, ускоренными на циклотроне, спектр нейтронов достаточно хорошо аппроксимируется распределением (3.8) с температурой  $T$ , зависящей от атомного номера материала мишени и энергии ускоренных частиц и изменяющейся в интервале 0,8—2 МэВ.

С увеличением энергии протонов выход нейтронов резко растет, а характер спектра изменяется. И хотя токи ускоренных протонов на синхроциклотронах приблизительно на три порядка меньше, чем токи циклотронов, их нейтронные выходы сравнимы. Так, выход нейтронов, генерируемых в свинцовой мишени толщиной 5 см протонами с энергией 600 МэВ, равен  $2 \cdot 10^{14}$  нейтр./ $(\text{с} \cdot \text{мкА})$ . В спектре нейтронов достаточно четко можно выделить две группы нейтронов: так называемые *каскадные*, т. е. выбитые из ядра в результате нескольких столкновений налетающего протона с нуклонами внутри ядра, и *испарительные*, вылетевшие из возбужденного ядра после окончания каскадной стадии взаимодействия. Среднее число каскадных нейтронов почти не зависит от атомного номера ядра, медленно увеличивается с ростом энергии налетающего протона и равно двум-трем для энергии протона 500—600 МэВ. Энергия каскадных нейтронов изменяется в широком интервале. Число испарительных нейтронов заметно увеличивается с ростом атомного ядра мишени; при энергии протона 500 МэВ оно около трех для ядер с  $A=50$  и порядка восьми — де-

сяти для ядер с  $A \approx 100$ . Энергетическое распределение испарительных нейтронов удовлетворительно описывается формулой (3.8) с температурами  $T \approx 1 \div 3$  МэВ.

Угловое распределение каскадных нейтронов резко анизотропно, большая часть их вылетает под малыми углами к пучку протонов. Приближенно можно считать, что испарительные нейтроны испускаются изотропно. Напомним, что синхроциклотроны работают в импульсном режиме, что и позволяет использовать их в качестве пульсирующих источников нейтронов с длительностью импульса в несколько наносекунд и частотой в несколько десятков герц для систем, работающих по принципу времени пролета.

**Получение моноэнергетических нейтронов в реакциях с заряженными частицами.** Для этих целей используются  $(p, n)$ - и  $(d, n)$ -реакции на легких ядрах. Необходимое условие генерации нейтронов в узком энергетическом интервале заключается в малом разбросе по энергии пучка заряженных частиц, инициирующих реакцию. Поэтому широкое применение в качестве источников заряженных частиц для получения нейтрона нашли электростатические ускорители типа ускорителей Ван-де-Граафа.

Чтобы получить основные характеристики нейтронного источника, т. е. зависимости числа и энергии вылетевших нейтронов от угла вылета и от энергии ускоренных частиц, необходимо учитывать не только свойства самой реакции, но и кинематические соотношения между налетающей частицей, ядром-мишенью, вылетевшим нейтроном и остаточным ядром, вытекающие из законов сохранения энергии и импульса.

**Общие свойства реакций с образованием одного нейтрона.** Законы сохранения импульса и энергии позволяют сделать во многих случаях важные выводы об энергетических и угловых соотношениях между продуктами реакции, не анализируя детально механизм конкретной реакции. Наиболее просто такие соотношения получаются, если неупругие столкновения рассматривать в системе отсчета, в которой суммы импульсов частиц до и после распада равны нулю, т. е. в системе центра инерции, а затем перейти к соотношениям в лабораторной системе отсчета, в которой импульс ядра-мишени равен нулю.

Рассмотрим реакцию, в которой налетающая частица с массой  $m_1$  и энергией  $E_1$  сталкивается с частицей массой  $m_2$ , находящейся в покое. В результате образуются ядро с массой  $m_3$  и энергией  $E_3$  и нейтрон с массой  $m_n$  и энергией  $E_n$ .

Будем обозначать характеристики частиц в лабораторной системе буквами без штрихов, например  $v_n$  — скорость нейтрона, а в системе центра инерции — со штрихом, например  $\theta'$  — угол вылета нейтрона по отношению к направлению движения общего центра инерции. Получим минимальное значение кинетической энергии, при которой возможно протекание реакции данного типа. Обозначим  $Q$  внутреннюю энергию, выделяемую при реакции. Очевидно, что  $Q = (m_1 + m_2) - (m_3 + m_n)$ , где массы выражены в энергетических единицах. Если  $Q > 0$  (реакция экзотермическая), то реакция энергетически возможна при любой, даже нулевой кинетической энергии налетающей частицы. Если  $Q < 0$  (реакция эндотермическая), то для протекания реакции необходимо, чтобы налетающая частица имела определенную кинетическую энергию. Минимальное значение кинетической

энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при которой возможно протекание данной реакции, называется энергетическим порогом реакции  $E_{\text{пор}}$ . Найдем  $E_{\text{пор}}$ ; для этого рассмотрим систему центра инерции. Законы сохранения импульса и энергии в этой системе

$$\left. \begin{aligned} p'_1 + p'_2 &= 0; & p'_3 + p'_n &= 0; \\ E'_1 + E'_2 + Q &= E'_3 + E'_n. \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

Легко получить, что

$$E'_n = [E'_1 (m_1 + m_2)/m_2 + Q] m_3/(m_n + m_2). \quad (3.10)$$

Для протекания реакции необходимо, чтобы  $E'_n$  не была отрицательной. Минимальное ее значение равно нулю, т. е. условие протекания реакции

$$E'_1 \geq -m_2 Q/(m_1 + m_2). \quad (3.11)$$

Перейдя к лабораторной системе координат, в которой  $E'_1 = m_1 |(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_c)^2|/2$ , где  $\mathbf{v}_c$  — скорость движения центра инерции частиц  $m_1$  и  $m_2$ , равная  $\mathbf{v}_1 m_1/(m_1 + m_2)$ , получаем

$$E'_1 = [m_2/(m_1 + m_2)]^2 E_1. \quad (3.12)$$

Подставляя  $E'_1$  в формулу (3.11), находим условие протекания реакции

$$E_1 \geq -(m_1 + m_2) Q/m_2 \quad (3.13)$$

и энергетический порог реакции

$$E_{\text{пор}} = -(m_1 + m_2) Q/m_2. \quad (3.13a)$$

Скорость нейтрона в лабораторной системе связана с его скоростью в системе центра инерции очевидным соотношением  $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_c + \mathbf{v}'_n$ , а ее абсолютное значение можно найти из уравнения

$$v_n^2 = v_c^2 + v_n'^2 + 2v_c v_n' \cos \theta', \quad (3.14)$$

где  $\theta'$  — угол вылета нейтрона по отношению к направлению движения налетающей частицы  $m_1$ . Это уравнение можно представить графически с помощью диаграммы, изображенной на рис. 3.4.

Скорость  $\mathbf{v}_n$  определяется вектором, который проведен в какую-либо точку окружности с радиусом  $v_n'$  из точки  $A$ , отстоящей от центра окружности на расстоянии  $v_c$ . В первом случае при  $v_c < v_n'$  (рис. 3.4, а) нейтрон может вылететь под любым углом  $\theta$ , во втором — при  $v_c > v_n'$  (рис. 3.4, б) только в переднюю полусферу под углом  $\theta$  не больше, чем  $\theta_{\text{макс}}$ , определяемым равенством

$$\sin \theta_{\text{макс}} = v_n'/v_c. \quad (3.15)$$

Связь между углами вылета нейтрона  $\theta$  и  $\theta'$  легко получить из рис. 3.4:

$$\text{tg } \theta = v_n' \sin \theta' / (v_n' \cos \theta' + v_c). \quad (3.16)$$

Из этого же рисунка ясно, что при  $v_c > v_n'$  одному направлению вылета нейтрона в лабораторной системе координат соответствуют два угла вылета в системе центра инерции и, следовательно, два значения скорости  $v_n$ , например

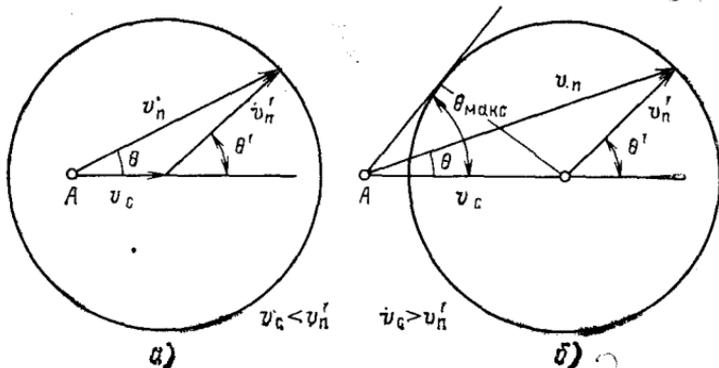


Рис. 3.4. К расчету углового распределения нейтронов, возникающих в ядерных реакциях

при  $v_c > v'_n$   $\theta = 0$  при  $\theta' = 0$  и  $\theta' = \pi$ . Таким образом, в эндотермических реакциях вблизи порога реакций каждому углу вылета нейтронов в передней полусфере соответствуют два значения энергии нейтрона, в нашем примере  $m(v_c + v'_n)^2/2$  и  $m(v_c - v'_n)^2/2$ . Поскольку с увеличением  $E_1$  скорость  $v_c$  растет медленнее, чем  $v_n$ , то с ростом  $E_1$  предельный угол увеличивается до  $\pi$ , а неоднозначность исчезает.

Более конкретные сведения о характеристиках нейтронных источников нельзя получить только из законов сохранения, необходимо рассматривать и конкретные ядерные реакции.

**Требования к ядерным реакциям, используемым для генерации нейтронов.** Кроме очевидного требования к ускорителю заряженных частиц, применяемому для генерации моноэнергетических нейтронов, — иметь возможно меньший энергетический разброс ускоренных частиц, поскольку нейтроны повторяют этот разброс, — существуют и вполне определенные требования к ядерным реакциям, используемым для получения нейтронов. Так, у остаточного ядра не должно быть низколежащих возбужденных уровней, поскольку если они есть, то энергия вылетевшего нейтрона не определяется однозначно кинематическими соотношениями, а зависит от состояния остаточного ядра, о котором в эксперименте обычно никаких сведений нет. Если эндотермическая реакция используется для генерации нейтронов в килоэлектрон-вольтной области, то она должна иметь достаточно низкое пороговое значение энергии бомбардирующих частиц, а масса ядра-мишени должна быть возможно больше, с тем чтобы неоднозначность в энергии нейтронов, связанная с существованием предельных углов, была менее заметна. Кроме того, сечение реакции вблизи порога должно быть достаточно велико, чтобы обеспечить приемлемый поток нейтронов.

Для получения нейтронов с малым разбросом в энергии толщина мишени должна быть небольшой, так как в материале мишени происходит торможение заряженной частицы вследствие неизбежных ионизационных потерь и возникает неопределенность в энергии, при которой происходит генерация нейтрона. Часто поэтому

толщину мишени выражают не в граммах на  $1 \text{ см}^2$  или в сантиметрах, а в энергетических единицах — килоэлектрон-вольтах, т. е. в энергии, теряемой частицей данного вида при прохождении мишени.

**Характеристики некоторых ядерных реакций.** Характеристики наиболее часто используемых реакций приведены в табл. 3.1. Пол-

**Таблица 3.1. Энергетические характеристики ядерных реакций, используемых для получения моноэнергетических нейтронов**

Характеристика	Эндотермические реакции			Экзотермические реакции	
	$T(p, n)^3\text{He}$	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$	$^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$	$D(d, n)^3\text{He}$	$T(d, n)^4\text{He}$
$Q$ , МэВ	-0,764	-1,65	-1,54	3,27	17,6
Пороговая энергия, МэВ	1,019	1,88	1,57	—	—
Минимальная энергия моноэнергетических нейтронов под углом $0^\circ$ , кэВ	288	120	2,4	2450	14 080

ное сечение реакции в функции энергии налетающей частицы и угловое энергетическое распределение вылетевших нейтронов определяются многими факторами (характером взаимодействия,  $Q$  реакции и т. д.), существенно различными для разных реакций, и не могут быть рассчитаны. Все характеристики наиболее часто используемых реакций тщательно измерены и сведены в таблицы. Однако в большинстве экспериментов с нейтронами, получаемыми в реакциях с тяжелыми изотопами водорода, не удается рассчитать абсолютный выход нейтронов по сечению реакции, поскольку обычно содержание водорода в мишени точно неизвестно. Водородную мишень получают адсорбцией H на поверхность металла, обычно Ti или Zr, причем на один атом сорбента может приходиться один-два атома H. Иногда используют и газовые мишени, т. е. камеры, наполненные  $\text{H}_2$  и закрытые тонким окном, через которое проходит пучок ускоренных частиц. В этом случае по сечению реакции можно оценить мощность нейтронного источника.

Реакция  $T(p, n)^3\text{He}$  используется для получения моноэнергетических нейтронов вплоть до энергии 10 МэВ, поскольку у ядра  $^3\text{He}$  нет низколежащих возбужденных уровней. Эта реакция эндотермическая ( $Q = -0,764$  МэВ), так что энергетический порог в лабораторной системе равен 1,019 МэВ. В результате движения центра инерции в лабораторной системе нейтроны, образующиеся при близких к порогу значениях энергии протона, летят вперед в узком конусе. С ростом энергии протонов раствор конуса увеличивается, и при  $E_p = 1,148$  МэВ нейтроны испускаются во всех направлениях. Для энергии протонов от 1,019 до 1,148 МэВ каждому

направлению соответствуют две энергетические группы нейтронов, при этом относительная интенсивность группы более медленных нейтронов мала. Точно на пороге энергии обеих групп совпадают и становятся равными 63,9 кэВ. Сечение реакции  $T(p, n)^3\text{He}$  вблизи порога резко растет с увеличением энергии протона, достигая максимума  $5,3 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> при энергии протона около 2 МэВ, и плавно уменьшается (при энергии 5 МэВ сечение около  $3,5 \times 10^{-25}$  см<sup>2</sup>) в основном из-за конкуренции реакции  $p + T \rightarrow D + D$ . Зависимость выхода нейтронов от угла вылета в лабораторной системе координат заметно меняется с изменением энергий протонов от резко анизотропного вблизи пороговой энергии до почти симметричного относительно 90° при энергии протона в районе 6 МэВ.

Реакция  $D(d, n)^3\text{He}$  экзотермическая и часто используется для получения нейтронов с энергией, большей 2,5 МэВ, на низковольтных ускорителях каскадного типа. Сечение реакции при малых энергиях определяется проникаемостью кулоновского барьера и резко растет с увеличением энергии дейтрона от  $10^{-29}$  см<sup>2</sup> при энергии 0,01 МэВ до  $10^{-26}$  см<sup>2</sup> при энергии 0,08 МэВ, достигая максимума  $10^{-25}$  см<sup>2</sup> при энергии около 2 МэВ. При дальнейшем росте энергии дейтрона сечение плавно уменьшается из-за конкуренции с реакциями типа  $d + D \rightarrow p + n + D$ .

Поскольку значение  $Q$  основной реакции  $D(d, n)^3\text{He}$  велико, то, несмотря на равенство масс налетающей частицы и ядра-мишени, а следовательно, и большую скорость центра инерции, угловое распределение вылетевших нейтронов при малых энергиях дейтрона не очень отличается от изотропного. Так, при энергии дейтрона 0,2 МэВ отношение вероятности вылета нейтрона в направлении налетающего дейтрона к вероятности вылета под углом 180° к этому направлению равно 1,5. С увеличением энергии дейтрона анизотропия растет, и при энергии 5,8 МэВ отношение вероятностей вылета вперед/назад равно 5,2.

Реакция  $T(d, n)^4\text{He}$  позволяет получать моноэнергетические нейтроны с энергией от 14 до 30 МэВ. Получение нейтронов таких энергий при сравнительно низкой энергии бомбардирующих частиц возможно из-за очень большого значения  $Q$ -реакции. По этой же причине энергия вылетевшего нейтрона при малых энергиях дейтрона (100—300 кэВ) практически одинакова по всем направлениям вылета. Например, для энергии дейтрона 200 кэВ энергия нейтронов изменяется относительно значения 14,1 МэВ, соответствующего углу вылета 90°, не более чем на  $\pm 7\%$  для всех остальных углов вылета. Составное ядро  $^5\text{He}$  имеет уровень возбуждения, обуславливающий резонанс в ходе сечения реакции  $T(d, n)^4\text{He}$  при энергии дейтрона 107 кэВ с максимальным сечением  $5 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Такое большое сечение делает эту реакцию особенно удобным источником нейтронов, позволяя получать большие потоки быстрых нейтронов на низковольтных ускорителях. Для энергий дейтронов, меньших 400 кэВ, угловое распределение вылетевших нейтронов практически изотропно в системе центра инерции.

Реакция  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ . Пороговой энергии, равной 1,57 МэВ, в этой реакции легко достигнуть на сравнительно низковольтных ускорителях. Реакция удобна тем, что содержание изотопа  $^{51}\text{V}$  в естественной смеси равно 99,7 %, следовательно, нет необходимости использовать разделенные изотопы. Однако низкая пороговая энергия при сравнительно большом атомном номере ядра-мишени обуславливает чрезвычайно малое сечение реакции вблизи порога, т. е. как раз при тех энергиях протонов, которые необходимы для генерации нейтронов с энергиями в десятки килоэлектрон-вольт. Так, при энергии протонов, превышающей пороговую энергию на 100 кэВ, сечение реакции равно  $9 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Малое сечение ограничивает возможности генерации заметных количеств нейтронов с малыми энергиями, хотя принципиально с помощью такой реакции можно получать моноэнергетические нейтроны с энергией от 2,5 до 775 кэВ, т. е. до энергии, соответствующей первому возбужденному уровню остаточного ядра.

Реакция  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  позволяет получать моноэнергетические нейтроны, излучаемые в направлении вперед в интервале энергий 120—670 кэВ. Получению моноэнергетических нейтронов более высоких энергий мешает образование возбужденного ядра  $^7\text{Be}$ .

Нужно иметь в виду, что в некоторых реакциях нейтроны, вылетевшие под отличными от нуля углами, частично поляризованы. Для реакции  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$  поляризация составляет 15 %, а для реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  — около 30 %. Это обстоятельство требует учета возможной азимутальной асимметрии в реакциях с поляризованными нейтронами. Эксперименты с поляризованными нейтронами позволяют получать весьма детальные сведения о ядерных силах.

**Выделение нейтронов в узком энергетическом интервале из сплошного спектра реактора с помощью фильтров.** В этом методе сформированный системой коллиматоров пучок нейтронов из реактора пропускается через фильтр из одного или нескольких элементов. Ядра входящих в фильтр элементов (обычно это ядра с малым и средним атомными номерами — В, Al, Si, Fe, Sc) имеют в полном сечении взаимодействия с нейтронами глубокие минимумы, появляющиеся из-за интерференции потенциального и резонансного рассеяний нейтронов. Сечение в области минимума у таких ядер может быть в десятки раз меньше сечения вдали от минимума. Ширина минимума зависит от многих факторов, в частности от положения максимума на энергетической шкале.

Толщину и состав фильтра подбирают таким образом, чтобы в эффективном сечении оставался практически только один основной минимум и через фильтр проходили нейтроны с энергией, близкой к энергии минимума, а остальные рассеивались и поглощались частично в фильтре, а главным образом в стенках коллиматора. Отметим, что фильтр весьма эффективно выводит из пучка и  $\gamma$ -кванты, это позволяет получать пучки нейтронов с малой примесью  $\gamma$ -квантов. Поясним идею фильтрации на примере фильтра из одного элемента, у которого в сечении только один минимум. Для

хорошо сколлимированного пучка плотность потока нейтронов  $\varphi(E_n)$ , прошедших через фильтр с макроскопическим полным сечением  $\Sigma(E_n)$ , имеет следующий вид:

$$\varphi(E_n) = \varphi_0(E_n) \exp[-\Sigma(E_n)x], \quad (3.17)$$

где  $\varphi_0(E_n)$  — плотность потока нейтронов, падающих на фильтр;  $x$  — толщина фильтра.

Чем больше, глубже и уже минимум, тем в более узком интервале сосредоточены нейтроны, прошедшие через фильтр. Интегральную плотность потока нейтронов  $\Phi(E'_n, E''_n, x)$  в интервале  $E''_n - E'_n$  можно получить из следующего выражения:

$$\Phi(E'_n, E''_n, x) = \int_{E'_n}^{E''_n} \varphi(E_n) \exp[-\Sigma(E_n)x] dE_n, \quad (3.18)$$

где граничные значения  $E'_n, E''_n$  определяются шириной интерференционного минимума. Величина  $\Phi(E'_n, E''_n, x)$  зависит также от системы коллимации и мощности реактора и может достигать значения порядка  $10^5$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Ширина энергетического распределения нейтронов, прошедших через фильтр, зависит от  $\Sigma(E_n)$  и от  $x$ . Увеличение толщины фильтра приводит к уменьшению ширины распределения, но при этом падает полное число нейтронов, прошедших через фильтр и, как правило, появляются дополнительные пики, обязанные неосновным минимумам в сечении. Энергетическое распределение фильтрованного нейтронного пучка иллюстрируется рис. 3.5, где показан спектр нейтронов, которые прошли через скандиевый фильтр (скандий имеет минимум в сечении при энергии  $E_n = 2$  кэВ), ширина этого распределения на полувысоте — 0,9 кэВ.

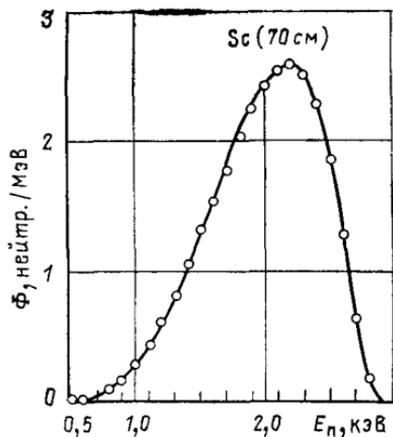


Рис. 3.5. Энергетическое распределение нейтронов, выходящих из активной зоны ядерного реактора, прошедших через скандиевый фильтр толщиной 70 см

### § 3.3. Источники гамма-излучения

Гамма-излучение возникает при переходах между различными энергетическими уровнями возбужденных ядер. Ядро может возбуждаться различными путями: в цепочках радиоактивных распадов, в результате различных ядерных реакций, кулоновским полем пролетающей заряженной частицы. Во всех этих случаях спектр  $\gamma$ -излучения дискретен, а энергии  $\gamma$ -излучения лежат в диа-

пазоне от нескольких килоэлектрон-вольт до 10—20 МэВ. Кроме  $\gamma$ -излучения, образующегося при изменении внутреннего состояния ядра, коротковолновое электромагнитное излучение возникает при торможении быстрых электронов в веществе. Спектр этого тормозного излучения непрерывен и простирается от самых малых энергий (световые фотоны) до максимальной энергии электрона, которая на современных ускорителях может достигать десятков гигаэлектрон-вольт. Существует еще один важный механизм возникновения высокоэнергетических гамма-квантов — аннигиляция электрон-позитронных пар, который используется для создания источников почти моноэнергетических фотонов с энергиями в десятки мегаэлектрон-вольт.  $\gamma$ -Излучение с энергией в сотни мегаэлектрон-вольт возникает при распаде  $\pi^0$ -мезонов. Моноэнергетические фотоны можно получить также, используя обратный комптон-эффект.

**Радиоактивные источники  $\gamma$ -квантов.** Наиболее удобные, дешевые и часто очень мощные источники — это  $\beta$ -препараты. Можно получить источники, генерирующие  $\gamma$ -кванты с интенсивностью  $10^{16}$  квант/с. Максимальная энергия  $\beta$ -распада, а соответственно и энергия  $\gamma$ -квантов не превосходят нескольких мегаэлектрон-вольт.

Период полураспада источника  $\gamma$ -излучения определяется периодом  $\beta$ -распада, за исключением редких случаев переходов с изомерных уровней. Очень часто возбуждение конечного ядра при  $\beta$ -распаде снимается несколькими путями или при последовательном испускании квантов, следующих друг за другом. В этом случае из источника испускаются кванты с разной энергией. Поскольку время жизни ядер по отношению к  $\gamma$ -переходам велико по ядерным масштабам времени (обычно больше  $10^{-15}$  с), то естественная ширина  $\gamma$ -линий в миллионы раз меньше их энергии и в большинстве случаев можно пренебречь естественной шириной и считать излучение из ядра моноэнергетическим.

Реальные радиоактивные источники  $\gamma$ -квантов всегда излучают некоторое число квантов с энергией, меньшей, чем энергия  $\gamma$ -переходов, из-за рассеяния в материале источника, доля которого зависит от размеров источника. В ядерной физике источники  $\gamma$ -излучения используют в основном для градуирования детекторов.

Особенно ценны для градуировки источники, спектр которых состоит из одной или в крайнем случае из двух-трех линий, далеко отстоящих друг от друга. Характеристики некоторых удобных источников, используемых для градуировки детекторов, приведены в табл. 3.2. Видно, что энергия  $\gamma$ -квантов невелика и, как правило, меньше 3 МэВ. Единственным удобным радиоактивным источником, при распаде которого возникает моноэнергетическое  $\gamma$ -излучение сравнительно высокой энергии, — это источник нейтронов, использующий  $(\alpha, n)$ -реакцию на  ${}^9\text{Be}$ . В реакции  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  приблизительно в половине случаев ядро углерода остается в возбужденном состоянии, которое снимается излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 4,43 МэВ, при этом на один  $\gamma$ -квант с энергией 4,43 МэВ из источника испускается в среднем около одного кванта с энергией 0,8 МэВ.

Т а б л и ц а 3.2. Характеристики радиоактивных источников  $\gamma$ -квантов, применяемых для градуировки детекторов

Ядро-излучатель	Период полураспада	Энергия, кэВ	Выход $\gamma$ -квантов на распад	Ядро-излучатель	Период полураспада	Энергия, кэВ	Выход $\gamma$ -квантов на распад
$^{141}\text{Ce}$	32,5 сут	145,4	0,67	$^{60}\text{Co}$	5,25 года	1173,2	1,0
$^{198}\text{Au}$	2,69 сут	411,79	1,0			1332,5	1,0
$^{137}\text{Cs}$	33 года	661,6	0,92	$^{24}\text{Na}$	14,9 ч	1368,5	1,0
$^{65}\text{Zn}$	245 сут	1112	0,455			2753,9	1,0
		511,006	0,03			3862	$5 \cdot 10^{-4}$

**Гамма-излучение в реакциях с заряженными частицами.** Любую ядерную реакцию, в которой конечное ядро остается в возбужденном состоянии, снимаемом испусканием электромагнитного излучения, можно использовать в качестве источника  $\gamma$ -излучения. В ядерной физике такие источники применяют для градуировки детекторов (конечно, если изучение характеристик  $\gamma$ -излучения из реакции с заряженными частицами не является целью самого эксперимента), и очень желательно, чтобы спектр такого источника содержал одну или максимум две-три линии.

Более удобно для этих целей использовать ( $p, \gamma$ )-реакцию на легких ядрах при энергии ускоренных протонов около 1 МэВ. Так как энергия связи протона в легких ядрах порядка десятка мегэлектрон-вольт, то суммарная энергия, уносимая  $\gamma$ -квантами из возбужденного конечного ядра, существенно больше, чем при  $\beta$ -распаде, и можно ожидать появления  $\gamma$ -квантов с сопутствующей энергией, если переходы в основное состояние с испусканием одного кванта не запрещены.

При малых энергиях протонов сечение ( $p, \gamma$ )-реакции на легких ядрах имеет резонансный характер, т. е. наблюдается резкое увеличение сечения при энергии протона, соответствующей энергии возбуждения составного ядра. Если разброс в энергии пучка ускоренных протонов и потери энергии протонами при торможении в мишени меньше энергетического интервала между соседними уровнями\*, то наблюдают переходы только из одного возбужденного состояния, и возможны случаи, когда эти переходы практически однофотонные. Например, в реакции  $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$  при энергии протона 991 кэВ наблюдается сильный резонанс и в 90 % случаев возникают  $\gamma$ -кванты с энергией 7,48 МэВ. В реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  при энергии протонов 992 кэВ можно получить  $\gamma$ -кванты с энергией 10,71 МэВ. Гамма-кванты с энергией, большей 20 МэВ, образуются в реакции  $\text{T}(p, \gamma)^4\text{He}$  (энергия связи протона в  $^4\text{He}$  19,8 МэВ). Если энергия налетающего протона при этом меньше 1,02 МэВ, то при бомбардировке тритиевой мишени

\* Те же требования к пучку и мишени возникают и при получении моноэнергетических нейтронов в реакции с заряженными частицами (см. § 3.2).

протонами не возникают нейтроны. Для получения  $\gamma$ -квантов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт используют и радиационный захват протонов в литии.

**Гамма-излучение при радиационном захвате нейтронов.** После того как были построены мощные ядерные реакторы, у которых плотности потоков нейтронов в активной зоне достигают  $10^{14}$ — $10^{15}$  и около  $10^{10}$  нейтр. (см<sup>2</sup>·с) на выходе из экспериментальных каналов в защите реактора, стало возможным использовать ( $n, \gamma$ )-реакцию как источник  $\gamma$ -излучения. Образующееся в результате захвата нейтрона новое ядро сильно возбуждено. Выделяемая при снятии возбуждения энергия, равная энергии связи нейтрона (около 6—9 МэВ), может быть унесена или одним, или целой группой  $\gamma$ -квантов иногда в несколько сот.

Знание положения на энергетической шкале и интенсивности  $\gamma$ -линий при захвате позволяет сразу произвести градуировку детектора, например полупроводникового спектрометра, в широком диапазоне энергий. В табл. 3.3 для при-

**Таблица 3.3. Энергия и относительная интенсивность  $\gamma$ -квантов, возникающих при захвате тепловых нейтронов в реакции  $^{53}\text{Cr}(n, \gamma)^{54}\text{Cr}$**

Энергия $\gamma$ -квантов, кэВ	Относительная интенсивность	Энергия $\gamma$ -квантов, кэВ	Относительная интенсивность
835	100	5999	1,0
1783	11,9	6642	5,5
2239	12,8	7100	10,5
3720	4,0	8883	64,0
4872	1,9		

мера приведены интенсивности и положения  $\gamma$ -линий в реакции  $^{53}\text{Cr}(n, \gamma)^{54}\text{Cr}$  в области энергий, которая недоступна для радиоактивных источников. Поместив образец из подходящего материала на выходе канала в защите реактора, можно получить источник  $\gamma$ -квантов интенсивностью до  $10^8$  с<sup>-1</sup>. Чтобы увеличить мощность источника, необходимо образец поместить в тепловую колонну реактора, поскольку сечение ( $n, \gamma$ )-реакции обратно пропорционально скорости нейтрона. В этом случае меньше и фон  $\gamma$ -излучения из реактора.

К сожалению, ядра, в которых при захвате нейтронов возникают  $\gamma$ -кванты только одной энергии, как правило, характеризуются малым сечением захвата. Так, при захвате тепловых нейтронов в естественной смеси изотопов свинца в 7% случаев появляются  $\gamma$ -кванты с энергией 6,13 МэВ и в 93% с энергией 7,38 МэВ; захват нейтронов в висмуте приводит к появлению во всех случаях  $\gamma$ -квантов с энергией 4,17 МэВ. Сечение захвата свинца на тепловых нейтронах  $1,7 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>, а висмута  $3,4 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>. Это означает, что если источник захваченных  $\gamma$ -квантов представляет собой свинцовый диск площадью 10 см<sup>2</sup> и толщиной 0,5 см, помещенный в поток тепловых нейтронов  $10^9$  нейтр./(см<sup>2</sup>·с), то его активность будет около  $10^8$  с<sup>-1</sup>. Можно увеличить выход  $\gamma$ -квантов, увеличив толщину мишени, но это приведет к заметному их рассеянию в самой мишени, и, следовательно, к сплошному спектру источника. Иногда приходится жертвовать моноэнергетичностью источника, чтобы получить большую интенсивность. Так,

можно получить источник  $\gamma$ -квантов со сплошным спектром и интенсивностью  $10^{10} \text{ с}^{-1}$ , если использовать захват нейтронов в элементе с большим сечением и большой долей  $\gamma$ -квантов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт. Подходящим материалом является никель, сечение захвата тепловых нейтронов для которого равно  $4,6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , а около 50 %  $\gamma$ -квантов имеют энергию выше 3 МэВ. Если мишень из никеля толщиной в несколько сантиметров установить на пучке тепловых нейтронов, то почти все они захватятся в ней и активность источника будет приблизительно равна полному потоку нейтронов на мишень. В первом приближении вероятность испускания  $\gamma$ -квантов с определенной энергией в интервале 1—9 МэВ для такой мишени не зависит от энергии, и в этом случае говорят, что спектр  $\gamma$ -квантов источника «белый».

Существенный недостаток источников  $\gamma$ -излучения, использующих ( $n, \gamma$ )-реакцию, — это неизбежно большой нейтронный фон, особенно если сечения ( $n, \gamma$ )-реакции материала мишени малы.

**Реактор как источник  $\gamma$ -излучения.** В каждом ядерном превращении в реакторе (за исключением тормозного излучения  $\beta$ -частиц, вклад которого в полную энергию, уносимую  $\gamma$ -квантами, мал) возникают  $\gamma$ -кванты с дискретным спектром, однако огромное число возможных энергий квантов, а также рассеяние с изменением энергии  $\gamma$ -квантов на атомах приводят к тому, что реальный спектр из активной зоны любого реактора можно считать непрерывным. И лишь в тех случаях, когда преобладает один из возможных процессов, например захват нейтронов водородом в водяном отражателе теплового реактора, можно обнаружить отдельные линии на фоне сплошного распределения.

Основным процессом, приводящим к появлению  $\gamma$ -излучения в активной зоне реактора, является излучение из возбужденных осколков деления — так называемые мгновенные  $\gamma$ -кванты деления,  $\gamma$ -излучение продуктов деления и  $\gamma$ -излучение из ( $n, \gamma$ )-реакции. Менее существенны (по интенсивности) такие источники, как реакция неупругого рассеяния быстрых нейтронов, распад радиоактивных ядер, образованных в конструкционных материалах активной зоны, аннигиляция позитронов и тормозное излучение.

Энергия, уносимая  $\gamma$ -излучением в процессе деления, равна примерно 8 МэВ, еще около 6 МэВ приходится на  $\gamma$ -излучение из продуктов деления и приблизительно столько же возникает при захвате нейтронов в конструкционных материалах активной зоны и в топливе без деления. Известно, что каким бы способом ни было возбуждено ядро, вероятность электромагнитного перехода мала, если энергия возбуждения заметно больше энергии связи нейтрона в ядре, которая не превосходит 6—8 МэВ, за исключением нескольких легких ядер. Следовательно, энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов в активной зоне должно резко обрываться при энергиях примерно 7—8 МэВ. Поскольку вероятность переходов, при которых  $\gamma$ -квант уносит всю энергию возбуждения, мала, а рассеяние  $\gamma$ -квантов в активной зоне приводит к уменьшению их энергии, следует ожидать, что энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов будет характеризоваться резким подъемом в области малых энергий. Действительно, суммарный спектр  $\gamma$ -излучения от всех источников внутри активной зоны хорошо аппроксимируется выражением

$$\Phi(E_\gamma) = \text{const} \cdot \exp(-1,1E_\gamma), \quad (3.19)$$

где  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -излучения, МэВ.

Эта формула справедлива в интервале энергий 0,5—7 МэВ. Интересно, что спектр  $\gamma$ -излучения в активной зоне реактора совсем не зависит от топлива и очень слабо зависит от состава зоны.

Полное число  $\gamma$ -квантов, выходящих из активной зоны реактора, зависит не от его полной мощности, а от удельной мощности, поскольку  $\gamma$ -кванты выходят не из всего объема активной зоны, а лишь с некоторой глубины. Гамма-кванты, рожденные в глубине активной зоны, там и поглощаются. Эффективная толщина слоя, из которого  $\gamma$ -кванты могут достичь поверхности зоны, приблизительно равна средней длине пробега  $\gamma$ -квантов до взаимодействия, т. е. 10—30 г/см<sup>2</sup>. При плотности тепловыделения 40—100 Вт/см<sup>3</sup> интенсивность  $\gamma$ -излучения на поверхности активной зоны равна около 10<sup>14</sup> МэВ/(см<sup>2</sup>·с).

**Электромагнитное излучение из мишеней электронных ускорителей.** Быстрый электрон, проходя через вещество, в результате взаимодействия с ядрами изменяет направление движения, т. е. испытывает ускорение. При ускорении заряженной частицы неизбежно испускается электромагнитное излучение. Доля энергии, которая теряется электроном на тормозное излучение, зависит от энергии электрона и вещества, в котором происходит торможение (характеристики тормозного излучения описаны в гл. 2).

Современный электронный ускоритель со средним током 1 мА и энергией ускоренных электронов 30—40 МэВ создает мощность дозы около 10<sup>2</sup> Вт/кг в 1 м от вольфрамовой мишени. Хотя спектр тормозного излучения сплошной, но, проводя измерения при разных энергиях ускоренных электронов и сравнивая их, можно получить зависимость сечения какого-либо процесса от энергии фотонов, пользуясь тем, что максимальная энергия фотонов в спектре равна максимальной энергии электронов в мишени. Естественно, что при этом нужно хорошо знать форму спектра фотонов излучения вблизи верхней границы.

**Получение квазимоноэнергетических фотонов.** Ядерные реакции с фотонами, энергия которых точно известна, являются мощным инструментом для изучения свойств ядер, поскольку механизм взаимодействия между электромагнитным полем и ядром точно известен. Однако до сих пор очень мало исследователей работали с моноэнергетическими фотонами высокой энергии, и только потому, что создать достаточно интенсивный их источник с энергией в интервале 5—15 МэВ труднее, чем выполнить остальную часть измерений.

Ранее рассмотренные источники  $\gamma$ -квантов имеют или сплошной спектр, или недостаточную для большинства экспериментов интенсивность, к тому же энергия  $\gamma$ -квантов в ходе эксперимента с такими источниками не может меняться (например, в реакциях с заряженными частицами). Квантовые генераторы света и мощные электронные ускорители на большие энергии позволяют получить моноэнергетические фотоны с помощью обратного комптон-эффекта.

Интенсивный пучок световых фотонов из лазера можно направить навстречу пучку релятивистских электронов. Рассеянные на быстрых электронах фотоны обладают большей энергией, чем падающие, при этом доля передаваемой фотоном энергии зависит от угла рассеяния и увеличивается с ростом энергии электронов. Мак-

симальная энергия рассеянного фотона

$$hv' = 4hv [E_e/(m_0c^2)]^2, \quad (3.20)$$

где  $hv'$  и  $hv$  — энергии рассеянного и первичного фотона;  $E_e$  — энергия электрона. Для  $hv=2$  эВ и  $E_e=10^9$  эВ энергия  $hv'$  равна 30 МэВ. Расчеты показывают, что при современных параметрах лазеров и ускорителей можно получить  $10^5$  —  $10^7$  с<sup>-1</sup> фотонов с размытием по энергии около 5 % и огромным интервалом возможных значений энергий, вплоть до единиц гигаэлектрон-вольт.

Единственный практически осуществленный метод создания источника моноэнергетических фотонов большой энергии, которую можно изменять в процессе эксперимента, основан на использовании процесса аннигиляции электрон-позитронных пар. По этому методу пучок ускоренных до энергии несколько десятков мегаэлектрон-вольт электронов направляется на мишень, в которой в результате каскадных процессов образуются позитроны.

Образование позитронов в мишени происходит следующим образом. Сначала при торможении электрона в поле ядра возникают фотоны, которые образуют (для тяжелых ядер это основная ветвь процесса) электрон-позитронные пары. Затем вылетевшие из мишени позитроны (в основном в направлении движения первичных электронов) сортируются магнитным полем по энергии, и сформированный пучок позитронов с малым разбросом по энергии направляется на другую мишень, где и происходит их аннигиляция с атомными электронами. Изменяя энергию позитронного пучка, а это можно делать или меняя энергию первичных электронов, или ускоряя позитроны, можно варьировать энергию аннигиляционных фотонов.

Первую мишень толщиной в несколько граммов на 1 см<sup>2</sup>, т. е. порядка радиационной длины, для увеличения вероятности рождения электрон-позитронных пар изготавливают из материала с большим атомным номером, вторую, аннигиляционную мишень — из легкого материала (LiH или Be) для уменьшения образования тормозного излучения, создающего нежелательный фон. Эту мишень делают тонкой ( $\sim 0,1$  г/см<sup>2</sup>); в ней происходит торможение позитронов и, следовательно, появляется разброс в энергии аннигиляционных фотонов. При энергии позитронов 10 МэВ отношение полной интенсивности тормозного излучения из мишени к аннигиляционному составляет около 0,3. Так как аннигиляционное излучение сосредоточено в узком энергетическом интервале, а тормозное — в интервале от нуля до максимальной энергии позитрона, то на ширине пика аннигиляционного излучения это отношение равно примерно 70. С увеличением энергии растет вклад тормозного излучения в полную интенсивность.

Экспериментально легко выделить эффекты, обусловленные только аннигиляционными фотонами, если аннигиляционную мишень облучать попеременно пучками электронов и позитронов одной энергии. Так как тормозное излучение электронов не от-

личается от тормозного излучения позитронов, то простым сравнением результатов, полученных с электронным и позитронным пучками, выделяется нужный эффект. В установках подобного типа удается получить  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  фотонов на один электрон. При среднем токе в линейных электронных ускорителях порядка десятков микроампер можно создать источники фотонов интенсивностью  $10^5$ — $10^6$  с $^{-1}$  с энергией в десятки мегаэлектрон-вольт и энергетическим разбросом около  $3 \cdot 10^{-2}$ . Для углового распределения аннигиляционного излучения характерна сильная анизотропия, в телесном угле  $10^{-3}$  с в направлении движения позитронов излучается около 10 % полного числа аннигиляционных фотонов.

# ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

## Глава 4

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ

### § 4.1. Функция отклика детектора

Чтобы рассмотреть основные характеристики детекторов, нет необходимости знать, какие процессы происходят в них. Детектор можно рассматривать как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе появляются сигналы. В разных детекторах сигналы различны: это и вспышки света, и импульсы тока, и пузырьки пара, и капельки жидкости, и др. Методы регистрации и измерения сигналов также самые разнообразны. Тем не менее при таком общем подходе можно определить целый ряд важнейших свойств детекторов и обсудить требования, которым они должны удовлетворять.

Свойства детектора достаточно полно можно описать с помощью *функции отклика*  $G$ , которая определяет вероятность возникновения в детекторе сигнала с данными характеристиками (амплитуда, время появления) при попадании в детектор частиц с конкретными свойствами (энергия, время попадания). Таким образом, например,  $G(E, t; V, t')$  — это плотность вероятности возникновения в детекторе сигнала в момент времени  $t'$  с амплитудой  $V$ , если в момент времени  $t$  в детектор попала частица с энергией  $E$ . Функция отклика может зависеть и от большего числа переменных, если, например, свойства сигнала зависят от направления движения частицы, от места попадания в детектор и т. д. Ясно, что конкретный вид функции отклика определяется свойствами излучения и теми процессами, которые происходят в детекторе. Обычно функция отклика не имеет простого аналитического представления и задается в виде таблиц, графиков или матриц. Ее можно вычислить или определить экспериментально, измерив амплитудные и другие распределения сигналов для частиц с фиксированными свойствами. Рассмотрим на конкретных примерах, каким образом, зная функцию отклика, можно определить свойства частиц по измеренным сигналам.

Пусть необходимо найти число многоэнергетических частиц, попадающих в детектор. Очевидно, что  $\int G(E, V) dV$  — суммарная плотность вероятности возникновения сигнала при попадании частицы с энергией  $E$  в детектор. Следовательно, отношение числа появившихся сигналов к величине  $\int G(E, V) dV$  и даст число частиц, попавших в детектор. Если регистрируются частицы с известным спектром  $\Phi(E)$ , то искомая величина — это отношение числа появившихся сигналов к  $\iint \Phi(E) G(E, V) dE dV / \int \Phi(E) dE$ .

Более сложная задача — измерение распределения частиц по энергиям. В этом случае спектр сигналов детектора  $N(V)$  и энергетический спектр частиц  $\Phi(E)$  связаны интегральным уравнением:

$$N(V) = \int \Phi(E) G(E, V) dE. \quad (4.1)$$

Аналогичные интегральные уравнения можно записать и для других измеряемых характеристик частиц. Например, при исследовании распределения частиц во времени  $\Phi(t)$  распределение сигналов детектора во времени  $N(t')$  будет следующим:

$$N(t') = \int \Phi(t) G(t, t') dt, \quad (4.2)$$

где  $G(t, t')$  — плотность вероятности возникновения в детекторе сигнала в момент  $t'$ , если частица попадает в детектор в момент  $t$ . Если одновременно исследуется и распределение частиц по энергиям и во времени, то спектр сигналов детектора будет двухмерным и интегральное уравнение усложняется.

Таким образом, чтобы найти исследуемое распределение  $\Phi(E)$  или  $\Phi(t)$ , необходимо решить интегральное уравнение типа (4.1), ядро которого  $G$  предполагается известным. Успех решения интегрального уравнения в основном определяется видом функции  $G$ . Если функцию  $G(E, V)$  можно представить в виде произведения некоторой функции  $g(E)$  и  $\delta$ -функции  $\delta(E, V)$  при известной функциональной зависимости  $V=f(E)$ , то решение будет очень простым:

$$\Phi(E) = \frac{1}{g(E)} N(V) \frac{dV}{dE} = \frac{1}{g(E)} N(V) f'(V) \Big|_{V=f(E)}. \quad (4.3)$$

Приведенные соображения позволяют сформулировать требования к характеристикам детекторов. Желательно, чтобы функция отклика детектора была  $\delta$ -функцией, а связь между измеряемой характеристикой частицы и характеристикой сигнала — линейной.

Функция отклика детектора на самом деле не может быть  $\delta$ -функцией. В детекторах сигнал вырабатывается в результате поглощения и преобразования энергии частицы. Процессы потери энергии частицы носят статистический характер. В связи с этим сигналы детектора имеют некоторое статистическое распределение и по амплитуде, и по времени их появления, даже если эти сигналы возбуждаются частицами с совершенно одинаковыми свойствами. Таким образом, в реальных детекторах функции  $G$  имеют некоторую ширину, т. е. при заданном  $E$  или  $t$ , или еще какой-либо характеристике частицы сигналы  $V$  и  $t'$  и другие имеют конечную вероятность получить значение в интервалах  $V \pm \Delta V$ ;  $t' \pm \Delta t'$  и т. д.

Для некоторых детекторов, предназначенных для регистрации  $\gamma$ -излучения и нейтронов, функция отклика оказывается очень сложной. Фотоны или нейтроны с определенной энергией возбуждают сигналы с непрерывным спектром. В этом случае решение уравнения (4.1) усложняется. Некоторые практические методы решения уравнения (4.1) со сложной функцией отклика приведены в приложении 2 второго издания этого учебного пособия.

В реальных детекторах преобразование энергии происходит не бесконечно быстро, следовательно, сигналы детекторов имеют конечную длительность, что приводит к дополнительным осложнениям. Две или более частицы могут попасть в детектор во временном интервале, меньшем длительности сигнала детектора, что приведет к искажению сигналов. Это обстоятельство не учтено в уравнении (4.1). Следовательно, в спектр (или число) зарегистрированных сигналов необходимо ввести соответствующие поправки, которые зависят от временных характеристик детектора, т. е. от того, насколько быстро происходит в детекторе образование сигнала и насколько велика его длительность, и от временных характеристик аппаратуры, регистрирующей сигналы детектора.

Пространственное распределение (поле) частиц характеризуют дифференциальным и интегральным потоками или токами. В результате особенностей функций отклика детектора его сигналы не всегда можно однозначно сопоставить с этими характеристиками частиц. Поэтому очень важно установить для каждого детектора, с какой характеристикой поля частиц можно сопоставить его сигналы.

#### **§ 4.2. Временные характеристики детекторов**

Временные характеристики детекторов необходимо учитывать во многих физических измерениях: числа частиц, временных интервалов между появлением двух актов регистраций частиц, распределения частиц по энергиям и т. д.

Фотоны, нейтроны, заряженные частицы распределены во времени по тому или иному статистическому закону; часто это распределение Пуассона (см. гл. 1). Поэтому даже при небольшом количестве частиц, поступающих в детектор за единицу времени, всегда имеется конечная вероятность того, что временной интервал между двумя частицами будет очень мал. Если этот интервал времени между двумя попавшими в детектор частицами меньше длительности сигнала детектора, то возможны следующие искажения информации. При регистрации числа событий зафиксировается меньшее их число (две частицы образуют один сигнал), т. е. прибор просчитывает. В случае измерения распределения временных интервалов между частицами результаты искажены в области малых интервалов. При измерении энергии частиц в случае наложения во времени частиц прибор регистрирует сигнал, пропорциональный сумме энергий этих частиц, т. е. детектор и в этом случае дает искаженную информацию.

Приведенные соображения справедливы не для всех детекторов. Например, несколько частиц, попавших одновременно в какой-либо трековый прибор (камера Вильсона, пузырьковая камера, некоторые искровые камеры), будут все зарегистрированы, и их треки не будут искажены при условии, что они не сольются в единый, т. е. здесь уже более важно пространственное распределение частиц.

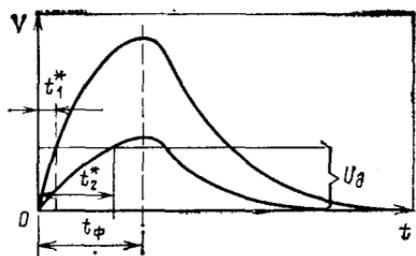


Рис. 4.1. Зависимость амплитуды сигнала от времени

ной задачи и от свойств регистрирующей аппаратуры нужна различная информация о сигнале детектора. Так, при измерениях временных интервалов или при измерениях числа совпадающих во времени явлений достаточно знать дисперсию во времени  $t^*$  достижения сигналом детектора определенного значения. При измерениях энергии частиц необходима информация о форме сигнала, а при нахождении числа частиц, попадающих в детектор, важна длительность сигнала на заданном уровне. Распространенной характеристикой сигнала является его передний фронт  $t_\phi$  — время, необходимое для достижения сигналом максимального значения (см. рис. 4.1).

В дальнейшем при рассмотрении конкретных детекторов будут вычислены формы сигналов и получены временные характеристики детекторов. В этом параграфе остановимся на общих экспериментальных способах определения временных характеристик детекторов, необходимых при проведении типичных измерений.

**Измерения временных интервалов и числа совпадающих во времени событий.** При такого рода измерениях необходимо знать распределение временных интервалов  $t^*$  между моментом попадания частицы в детектор и моментом появления сигнала на выходе регистрирующего устройства. Пусть, например, регистрирующее устройство вырабатывает сигнал, если ток (или напряжение, или количество света и т. д.) превышает порог его чувствительности. На рис. 4.1 указан уровень чувствительности регистрирующего устройства  $U_\text{д}$ . Если амплитуды сигналов детектора различны, то и время  $t^*$  для таких сигналов будет разным ( $t_1^*$  и  $t_2^*$ ). Но даже если амплитуды сигналов одинаковы, время  $t^*$  для них будет разным из-за статистической природы образования сигналов в детекторе. (В других электронных схемах, где исключается зависимость  $t^*$  от амплитуды сигнала детектора, например метод пересечения нуля, флуктуации  $t^*$  определяются статистической природой образования сигнала в детекторе.) Другими словами, момент попадания частицы в детектор по сигналу регистрирующего устройства всегда определяется с некоторой погрешностью, которую характеризуют средним квадратическим стандартным отклонением  $\sigma_{t^*} = = [(\Delta t^*)^2]^{1/2}$ , где  $\Delta t^*$  — отклонение от среднего значения интервала  $t^*$ .

Сигнал от детектора ограничен во времени, поэтому в самом общем случае его можно представить в виде кривой с максимумом (рис. 4.1). Формы импульса еще недостаточно, чтобы полностью определить временные характеристики. Необходимо иметь и представления о том, насколько флуктуирует сама форма сигнала детектора при регистрации совершенно одинаковых частиц. В зависимости от поставлен-

Величина  $\sigma_t^*$  характеризует временное разрешение детектора и в общем случае зависит от свойств детектора и регистрируемых частиц, а также от конкретных характеристик и схемных решений регистрирующих устройств.

Временное разрешение детектора  $\tau_d$  определим как ширину на половине высоты распределения отрезка времени  $t^*$ . В случае нормального распределения  $\tau_d = 2,4 \sigma_t$ . Физический смысл временного разрешения следующий. Если в момент  $t=0$  в детектор попадает частица, то регистрирующая система с вероятностью 0,6 вырабатывает сигнал в момент времени  $t^* \pm \tau_d$  (при нормальном распределении отрезков времени  $t^*$ ). В связи с важностью временного разрешения рассмотрим способ его определения.

Чтобы определить  $\tau_d$  расчетом, необходимо вычислить распределение  $p(t^*)$ . Однако это не всегда можно выполнить с необходимой точностью. Поэтому укажем один из способов измерения разрешающего времени детектора. Величину  $\tau_d$  можно измерить методом задержанных совпадений. Для этого два детектора с одинаковыми временными характеристиками включают в схему совпадений. Пусть сигналы с детекторов поступают в формирующие устройства, которые создают стандартные (по длительности и амплитуде) импульсы, если сигнал детектора превышает уровень  $U_d$ . Схема совпадений вырабатывает сигнал, если временной интервал между стандартными импульсами на ее входе не превышает  $\tau_c$ . Значение  $\tau_c$  зависит от длительности и формы стандартных импульсов. В частном случае прямоугольных стандартных импульсов длительностью  $\tau_c = \tau$ .

Между двумя детекторами располагают источник излучения, в котором при распаде ядер одновременно появляются две частицы (например, электрон и фотон). Число регистрируемых совпадений в единицу времени пропорционально активности источника  $A$  и произведению  $\varepsilon_1 \varepsilon_2$  вероятностей регистрации частиц каждым детектором. Тогда число совпадений в единицу времени  $N_c$  будет равно  $N_c = A \varepsilon_1 \varepsilon_2$  при условии регистрации частиц одного вида только первым детектором, а частиц другого вида — только вторым детектором. Последняя оговорка не принципиальна, но значительно упрощает все дальнейшие рассуждения. Среднее число импульсов, вырабатываемых формирующими устройствами, связано с  $A$  и  $\varepsilon$  ( $N_1 = A \varepsilon_1$ ;  $N_2 = A \varepsilon_2$ ), поэтому

$$N_c = N_1 N_2 / A. \quad (4.4)$$

Кроме истинных совпадений возможны и случайные, обусловленные одновременным попаданием (в пределах разрешающего времени схемы совпадений) частиц в детектор при распаде различных ядер. Такие события возможны, так как распады ядер во времени распределены случайно. Число случайных совпадений можно определить по числу импульсов, вырабатываемых формирующими устройствами в единицу времени  $N_1$ ,  $N_2$ , и разрешающему времени схемы совпадений  $\tau_c$ . Количество случайных совпадений в единицу времени равно произведению скорости счета в одном канале (например,  $N_1$ ) на вероятность появления импульса во втором канале в интервале  $\pm \tau_c$  (эта вероятность равна  $2\tau_c N_2$ ). Таким образом, скорость счета случайных совпадений

$$N_{c.c} = 2\tau_c N_1 N_2 \quad (4.5)$$

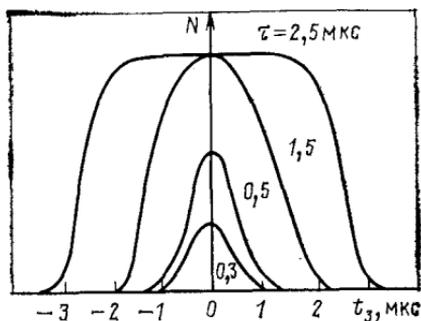


Рис. 4.2.

Рис. 4.2. Зависимость числа совпадений от величины временной задержки при различных длительностях стандартных сигналов для  $\sigma_t = 1$  мкс

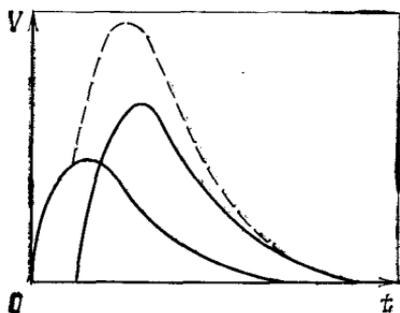


Рис. 4.3.

Рис. 4.3. Наложение двух сигналов детектора (пунктирной линией показан суммарный сигнал)

и число отсчетов схемы совпадений

$$N'_c = 2\tau_c N_1 N_2 + N_1 N_2 / A. \quad (4.6)$$

Исследуем зависимость  $N_c$  от временной задержки импульса, введенной в один из счетных каналов между схемой совпадения и формирующим устройством, и от длительности стандартных импульсов  $\tau$ , вырабатываемых формирующими устройствами. Прежде всего обратим внимание на то, что при большом времени задержки импульсов, превышающем длительность стандартных импульсов, истинные совпадения нельзя зарегистрировать (при распаде *одновременно* испускаются две частицы) и регистрируются только случайные совпадения.

Число случайных совпадений не зависит от времени задержки импульса, поскольку вероятность распада двух ядер в заданные моменты времени не зависит от временного интервала между этими моментами (предполагается, что  $A$  не изменяется). Вычитая из измеренного числа совпадений случайные совпадения  $N_{c.c.}$  можно получить зависимость истинных совпадений  $N_c$  от временной задержки (рис. 4.2.).

Ширина распределения задержанных совпадений  $\tau_0$  при  $\tau_0 \gg \sigma_t$  практически равна  $2\tau$ . Однако когда длительности стандартных импульсов становятся меньше  $\sigma_t$ , то  $\tau_0$  уже практически не зависит от  $\tau$  и при дальнейшем его уменьшении остается постоянной. При этом форма распределения задержанных совпадений определяется распределением времени появления стандартных сигналов, отсчитываемых от момента попадания частицы в детектор. В пределе ( $\tau \ll \sigma_t$ )  $\tau_0$  связано с временным разрешением детектора следующим соотношением:

$$\tau_d = \tau_0 / \sqrt{2} = 2,35\sigma_t.$$

Такой результат можно получить, принимая во внимание, что распределение задержанных совпадений  $p(t_3)$  при  $\tau \ll \sigma_t$  — свертка распределений времен появления стандартных импульсов в обоих детекторах  $p_1(t^*)$  и  $p_2(t^*)$ :

$$p(t_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_1(t^*) p_2(t^* - t_3) dt^*,$$

где  $t_3$  — временная задержка импульса.

Следует отметить еще одну особенность в распределениях истинных задержанных совпадений. Число истинных совпадений уменьшается, когда длительность стандартных импульсов становится меньше  $\sigma_t$ . Поясним это явление. Пусть стандартные прямоугольные импульсы возникают равновероятно в интервале  $t_\phi$ , а длительность стандартных импульсов  $\tau \ll t_\phi$ . В этом случае частицы, пришедшие в оба детектора одновременно, не всегда регистрируются схемой совпадений, поскольку временной интервал между ними может быть больше  $\tau$ . Для регистрации акта совпадения необходимо, чтобы при появлении стандартного импульса в первом канале в момент  $t^*$  во втором канале был стандартный импульс в интервале  $t^* \pm \tau$ . Учитывая равновероятное распределение  $t^*$ , получаем, что

$$N_c \approx (N_1 N_2 / A) (2\tau / t_\phi),$$

т. е. число истинных совпадений в первом приближении уменьшается в  $\tau / \sigma_t$  раз при  $\tau \ll \sigma_t$ .

**Измерения распределения частиц по энергиям.** Влияние на измененные спектры временных характеристик детектора (в данном случае длительности импульса) рассмотрим на примере, когда амплитуда сигнала пропорциональна энергии попавшей в детектор частицы. Измеренные спектры сигналов могут быть искажены, если две или более частиц попадут в детектор во временном интервале  $\Delta t$ , меньшем, чем длительность сигнала детектора (наложение сигналов детектора показано на рис. 4.3). При этом измерительное устройство зарегистрирует амплитуду суммарного сигнала. Таким образом, для расчета искажений, связанных с наложением сигналов, необходимо знать распределения частиц во времени и по энергиям, форму сигнала и характеристики регистрирующего устройства. Определение и внесение поправок в спектр сигналов могут оказаться сложной для расчета задачей и при больших поправках внести значительные погрешности. Поэтому лучше выбирать такие условия измерения, чтобы вероятность наложения сигналов была небольшой. Считая, что временное распределение частиц хорошо описывается распределением Пуассона, легко оценить вероятность наложения импульсов. Если в детектор в среднем попадает  $N_0$  частиц в 1 с, то вероятность того, что интервал между двумя частицами будет больше  $t_1$ , т. е. после прихода одной частицы в течение времени  $t_1$  не появится ни одной частицы, равна  $\exp(-N_0 t_1)$  (см. гл. 1). Пусть  $t_1$  — это длительность сигнала детектора на определенном уровне  $V_d$ . Тогда вероятность наложения сигналов равна  $[1 - \exp(-N_0 t_1)]$ . При малых значениях  $N_0 t_1$  вероятность наложения импульсов равна  $N_0 t_1$ . Например, при  $t_1 = 10$  мкс и  $N_0 = 10^3$  имп./с 1% всех зарегистрированных импульсов будет в результате наложения иметь искаженные амплитуды.

**Измерение числа частиц.** При измерениях числа частиц, попавших в детектор, регистрирующая аппаратура может зафиксировать меньшее число импульсов из-за наложения их во времени. Кроме того, некоторые детекторы после регистрации частицы в течение определенного времени, называемого *мертвым временем*

$\tau_m$ , теряют способность регистрировать частицы. Аналогичными свойствами может обладать и регистрирующая аппаратура. В большинстве случаев  $\tau_m$  и в детекторах, и в регистрирующей аппаратуре не зависит от того, попала или не попала частица в детектор во временной интервал  $\tau_m$  после регистрации предыдущей частицы. Такое время называют *мертвым временем непродлевающегося типа*. Имеются регистрирующие схемы, в которых мертвое время не остается постоянным и зависит от числа последовательных сигналов, временные интервалы между которыми менее  $\tau_m$ . Такое время называют *мертвым временем продлевающегося типа*. В сложных измерительных устройствах могут быть элементы с мертвым временем обоих типов; кроме того, значение мертвого времени может зависеть и от амплитуды сигнала, и от количества частиц, регистрируемых в единицу времени. Будем считать, что детектор вместе с регистрирующей аппаратурой обладает некоторым мертвым временем  $\tau_m$ , в течение которого он не способен зарегистрировать частицу. При этом не важно, в результате каких процессов система (детектор и измерительное устройство) не способна зафиксировать частицу: то ли произошло наложение импульсов, то ли имеется мертвое время.

Рассмотрим, как по измеренной средней скорости счета  $N$  определить среднюю истинную скорость счета  $N_0$ , которая наблюдалась бы в случае  $\tau_m = 0$ . Пусть в течение времени  $t \gg \tau_m$  система с мертвым временем непродлевающегося типа зарегистрировала  $Nt$  сигналов. Очевидно, что регистрирующая система в течение регистрации  $Nt$  импульсов была нечувствительной  $Nt\tau_m$  с. Следовательно, среднее число незарегистрированных событий равно  $N_0 N \tau_m t$ , а полное число событий — сумме зарегистрированных и незарегистрированных:

$$N_0 t = N_0 N t \tau_m + Nt \quad \text{или} \quad N_0 = N / (1 - N \tau_m). \quad (4.7)$$

Зная  $\tau_m$  и измеряя  $N$ , можно найти  $N_0$ . Как видно из (4.7), мертвое время регистрирующего устройства можно определить экспериментально, если знать закон изменения  $N_0$  и измерять  $N$ . Действительно, пусть известен закон изменения  $N_0$  в функции какой-либо переменной  $x$  (время, расстояние между источником и детектором и т. д.), тогда, измерив  $N$  при двух различных значениях  $x$ , можно по известному закону  $N_0(x)$  и по  $N(x_1)$  и  $N(x_2)$  найти  $\tau_m$ .

Довольно распространен метод измерения  $\tau_m$  с помощью двух источников. Пусть в определенном положении первого источника измерительное устройство регистрирует  $N_1$  отсчетов в 1 с. Облучая детектор одновременно первым и вторым источниками, измерим скорость отсчетов  $N_{12}$  и затем, убрав первый источник, измерим скорость отсчетов  $N_2$ . Средние скорости счета  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_{12}$ , исправленные на просчеты по формуле (4.7), должны удовлетворять соотношению

$$N_1 / (1 - N_1 \tau_m) + N_2 / (1 - N_2 \tau_m) = N_{12} / (1 - N_{12} \tau_m), \quad (4.8)$$

откуда

$$\tau_m = \{1 - \sqrt{1 - (N_1 + N_2 - N_{12}) N_{12} / (N_1 N_2)}\} / N_{12}. \quad (4.9)$$

Если  $N_{12}\tau_m < 0,1$ , то с достаточной точностью

$$\tau_m = (N_1 + N_2 - N_{12}) / (2N_1N_2). \quad (4.10)$$

Удобно определять мертвое время при измерениях зависимости скорости счета от времени при облучении детектора частицами из источника с подходящей постоянной распада. Действительно, в этом случае число отсчетов при  $\tau_m = 0$  изменяется во времени по закону  $N_0(t) = A \exp(-\lambda t)$ . Если постоянная распада  $\lambda$  известна, то, измерив скорость счета  $N(t_1)$  и  $N(t_2)$  вблизи  $t = t_1$  и  $t = t_2$ , получим

$$\tau_m = \frac{N_2 \exp(-\lambda t_1) - N_1 \exp(-\lambda t_2)}{N_1 N_2 [\exp(-\lambda t_1) - \exp(-\lambda t_2)]} = \frac{N_2 - N_1 \exp[-\lambda(t_2 - t_1)]}{N_1 N_2 \{1 - \exp[-\lambda(t_2 - t_1)]\}}. \quad (4.11)$$

Выражения (4.8) и (4.11) справедливы, если  $\tau_m$  непродлевающегося типа [при выводе (4.8) и (4.11) использовано выражение (4.7)] и если  $\tau_m$  не зависит от количества сигналов, регистрируемых в единицу времени. В общем случае, когда тип мертвого времени неизвестен или когда  $\tau_m$  — функция скорости отсчета, можно измерить поправочную функцию  $f(N)$ , используя какой-либо известный закон изменения интенсивности источника  $A(x)$ :

$$f(N) = N(x) A(x_0) / N(x_0) A(x), \quad (4.12)$$

где  $N(x_0)$  — скорость счета при таких  $x_0$ , когда просчетами регистрирующего устройства можно пренебречь. Чтобы найти эту область значений  $x_0$ , где просчеты несутельственны, можно построить в функции  $x$  отношения  $N(x)/A(x)$ . Независимость этого отношения от  $x$  укажет искомую область значения  $x_0$  и позволит получить поправочную функцию для внесения поправок на просчеты для данного регистрирующего устройства. Если, например, функцию  $f(N)$  определять с помощью источника с подходящей постоянной распада  $\lambda$ , то (4.12) примет вид

$$f(N) = N(t) \exp(\lambda t) / [N(t_0) \exp(\lambda t_0)],$$

где  $t_0 > t$ .

### § 4.3. Энергетическое разрешение детекторов

Детекторы, предназначенные для исследования энергетических распределений частиц, наиболее удобны в том случае, когда их функция отклика  $G(E, V)$  представляет собой колоколообразное распределение  $V$  при заданном  $E^*$ . Многие детекторы имеют такой вид  $G(E, V)$ . Например, при определении энергий частиц по пробегаем в трековых приборах  $V$  — это длина пробега. При заданной энергии частиц длины пробега  $V$  оказываются распределенными по закону Гаусса. При измерении энергии заряженных частиц по ионизационному эффекту амплитуды импульсов, созданные частицами определенной энергии, также распределены по закону Гаусса. Имеются и другие распределения сигналов  $V$ , например в маг-

\* При исследованиях непрерывных, плавных распределений частиц по энергиям можно использовать детекторы, для которых  $G(E, V)$  имеет непрерывный спектр значений  $V$  от нуля до некоторого максимального значения, определяемого энергией частиц  $E$ .

нитных спектрометрах, где энергия частицы определяется по напряженности магнитного поля. Здесь обычно функция  $G(E, V)$  имеет значительную асимметрию.

Относительная ширина распределения  $G(E, V)$  не может быть сколь угодно малой. В одних случаях, когда энергия частицы измеряется по ионизационному и сцинтилляционному эффектам, а также по длине пробега, это обусловлено статистическим характером потери энергии частицами в веществе, что приводит к флуктуации числа свободных зарядов или атомов в нестабильных состояниях, или длины пробега. В других случаях, когда энергия определяется по траектории частиц в магнитном поле, ширина распределения  $G(E, V)$  ограничивается геометрией прибора [уменьшение ширины распределения  $G(E, V)$  требует источников с большей удельной активностью].

*Энергетическим разрешением детектора  $\eta$*  называют отношение ширины  $\Delta E$  на полувысоте распределения  $G(E, V)$  при фиксированном  $V$  к энергии  $E$ , соответствующей максимуму распределения, т. е.  $\Delta E/E$ . Энергетическое разрешение полезно связать с разрешением в шкале сигналов детектора. Если считать  $V=f(E)$ , то

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.13)$$

В случае если амплитуда сигнала пропорциональна энергии частицы, то

$$\Delta E/E = \Delta V/V. \quad (4.14)$$

Характеристика энергетического разрешения отношением  $\Delta E/E$  имеет простой физический смысл. Пусть в детектор попадают две группы частиц, создающих две группы сигналов со средними значениями  $V_1$  и  $V_2$ . Тогда при  $|V_1 - V_2| \lesssim \Delta V$  оба распределения сольются и их практически нельзя будет разделить, т. е. нельзя будет однозначно определить, сколько групп частиц с разными энергиями заключено в полученном распределении. Однако можно с уверенностью утверждать, что в суммарном распределении имеется не одна группа частиц, поскольку его ширина больше  $\Delta V$ , которую можно измерить, облучив детектор моноэнергетическим пучком частиц. Если  $|V_1 - V_2| > \Delta V$ , то в распределении сигналов будет два максимума. Заметим, что приведенное условие получения в спектре сигналов двух максимумов приближенное и зависит от вида функции  $G(E, V)$  и связи сигнала с энергией частицы  $V=f(E)$ .

Так, если  $G(E, V)$  аппроксимировать распределением Гаусса и считать, что сигнал пропорционален энергии частицы, то две группы моноэнергетических частиц образуют два максимума при  $|V_2 - V_1| > 0,85 \Delta V$ , где  $V_1$  и  $V_2$  — средние значения амплитуд импульсов, соответствующие энергиям частиц;  $\Delta V$  — ширина распределения  $G(E, V)$ . Энергетическое разрешение детектора связано с дис-

персией следующим образом:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = \frac{2\sqrt{2D \ln 2}}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = 2,36 \frac{\sigma}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.15)$$

Дисперсию для детекторов, в которых энергия заряженной частицы определяется по числу пар ионов, числу пар носителей и числу фотонов люминесценции, созданных этой частицей (ионизационные, полупроводниковые, сцинтилляционные детекторы), можно определить, если считать, что все акты ионизации и другие явления происходят независимо друг от друга и подчинены закону Пуассона. Тогда дисперсия будет равна среднему числу  $N$  созданных пар ионов, фотонов и т. д. Последнюю величину можно подсчитать и связать с энергией частицы, если известна средняя энергия, затрачиваемая частицей на образование одной пары ионов, одного фотона, одной пары носителей. Считая, что сигнал пропорционален  $N$ , а энергия на создание одной пары ионов —  $W$ , получаем

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{2,36}{\sqrt{N}} = \frac{2,36}{\sqrt{E/W}}; \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{2,36}{\sqrt{E/W}} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.16)$$

Предположение о независимости актов взаимодействия, приводящих к появлению, например, пары ионов, оправдывается не всегда. Поясним это на примере работы ионизационных детекторов. Все акты ионизации нельзя считать совершенно независимыми, так как частица на всем своем пробеге должна потерять энергию, точно равную первоначальной. И здесь оказывается существенным соотношение между энергией, затрачиваемой на ионизацию, и энергией на возбуждение атомов. Действительно, если бы энергия, затрачиваемая на ионизацию, была строго определенной в каждом акте ионизации, а вероятность возбуждения атомов была бы пренебрежимо малой в сравнении с вероятностью ионизации, то флуктуация числа созданных пар ионов равнялась бы  $\pm 1$  пара ионов. И наоборот, когда вероятность ионизации мала в сравнении с вероятностью возбуждения, то процесс ионизации можно считать статистически независимым и дисперсия в числе созданных пар ионов равна  $N$ . Для водорода предположение о независимости актов ионизации приводит к завышению дисперсии почти в 3 раза по сравнению с наблюдаемой. Обычно вводят коэффициент  $F$  (называемый коэффициентом Фано), равный отношению наблюдаемой дисперсии к  $N$  (дисперсии при независимых актах ионизации). Коэффициент Фано обычно меньше, чем  $(1 - p_{\text{ион}})$ , где  $p_{\text{ион}}$  — вероятность столкновения, приводящего к ионизации.

Таким образом, энергетическое разрешение с учетом коэффициента Фано  $F$  запишется так:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2,36 \sqrt{F}}{\sqrt{E/W}} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.17)$$

В рассматриваемых случаях энергетическое разрешение детектора — функция энергии частицы [см. (4.16)]. При линейной связи амплитуды сигнала  $V$  с энергией  $E$  энергетическое разрешение детектора обычно тем лучше, чем выше энергия частицы, и уменьшается с ростом энергии как  $1/\sqrt{E}$ .

Вычисление энергетического разрешения  $\eta = \Delta E/E$  по средним квадратическим флуктуациям сигнала, обусловленным характером взаимодействия частиц с веществом, позволяет оценить только нижний предел  $\eta$ . На самом деле имеется

еще много различных аппаратурных факторов, которые могут его значительно ухудшить. Это шумы измерительных устройств, неоднородности детекторов, краевые эффекты (пробег не каждой частицы может уложиться в чувствительном объеме детектора) и др.

Экспериментальное нахождение энергетического разрешения сводится к измерению амплитудного распределения сигналов при облучении детектора пучками моноэнергетических частиц и получению функций  $G(E, V)$ . Для каждой группы моноэнергетических частиц можно найти ширину пика на полувысоте, т. е.  $\Delta V/V$ . По положению максимумов в распределениях  $G(E, V)$ , измеренных для частиц с различными энергиями  $E$ , определяют функцию  $V=f(E)$  и ее производную  $f'(E)$ .

При измерениях амплитудного распределения сигналов необходимо, чтобы ширина канала измерительного устройства была по крайней мере в 5—10 раз меньше ширины функции  $G(E, V)$  на полувысоте при заданном значении энергии частиц  $E$ . В противном случае измерение энергетического разрешения и функциональной зависимости между средней амплитудой сигнала и энергией частиц может дать недостаточную точность.

#### § 4.4. Эффективность регистрации

При измерении числа частиц, попадающих в детектор, требования к функции отклика детектора очень скромные — она должна определить только вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании частицы в детектор. Не каждая частица (особенно незаряженные — фотон, нейтрон) провзаимодействует с веществом детектора при попадании в него. Более того, даже если взаимодействие и произошло, то сигнал будет зарегистрирован тогда, когда его амплитуда превысит уровень чувствительности регистрирующей системы. Вероятность регистрации может зависеть от вида излучения и его энергии, размеров детектора, удаленности и геометрической формы источников излучения, уровня дискриминации регистрирующего устройства (уровня чувствительности).

Если определить *эффективность детектора*  $\epsilon_d$  как отношение числа зарегистрированных сигналов (импульсов, треков, световых вспышек и т. д.) к числу частиц, попавших в детектор, то ее можно просто связать с функцией отклика, принимая во внимание ее определение (см. с. 85). Так, в зависимости от энергии излучения эффективность детектора будет связана с  $G(E, V)$  следующим образом:

$$\epsilon_d(E) = \int_{V_B}^{\infty} G(E, V) dV, \quad (4.18)$$

где  $V_B$  — уровень чувствительности регистрирующего устройства.

Иногда вероятность регистрации удобнее нормировать к потоку частиц в месте расположения детектора. В этом случае говорят о *чувствительности детектора*  $S_d$ , которая представляет собой от-

ношение числа зарегистрированных сигналов в единицу времени к потоку частиц в месте расположения детектора излучения.

Для некоторых приборов (магнитных, дифракционных гамма-спектрометров) вероятность регистрации имеет смысл относить к активности источника. Такую величину называют светосилой. Светосила  $L$  — это отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, испущенных источником. Светосила, как это следует из определения, существенно зависит от взаимного расположения источника и детектора, поэтому она характеризует прибор или измерительное устройство (вместе с источником излучений) в целом.

Величины  $\epsilon_d$  и  $L$  — безразмерные и могут принимать значения в пределах от 0 до 1. Чувствительность детектора имеет размерность площади, и ее значения лежат в области  $>0$ . Эффективность, светосила и чувствительность связаны между собой, но в общем случае эти связи достаточно сложные. В простейшем случае, например, когда известна эффективность детектора при заданном взаимном расположении детектора и источника, связь между эффективностью и светосилой следующая:

$$L = \epsilon_d \Delta\Omega,$$

где  $\Delta\Omega$  — средний телесный угол, под которым излучение от источника попадает в детектор.

Чтобы рассчитать эффективность и чувствительность детектора, надо определить при заданном поле излучения количество частиц, попадающих в детектор, вероятность регистрации частицы детектором и вероятность регистрации сигнала регистрирующим устройством. А для этого надо знать угловое распределение частиц в месте расположения детектора.

Вычислим количество частиц, попадающих в детектор, при заданном поле частиц. Пусть угловое распределение моноэнергетического потока излучения задано функцией  $\Phi(\Omega)$  в сферической системе координат (рис. 4.4). Количество излучения, попадающего внутрь детектора через элемент его поверхности  $ds$ , можно вычислить как плотность тока\* излучения при заданном угловом распределении плотности потока излучения  $\Phi(\Omega)$ . Заддим нормаль  $CO$  к элементу поверхности  $ds$  углами  $\theta_0$  и  $\varphi_0$ . Тогда количество частиц, движущихся вдоль  $AO$  и пересекающих элемент поверхности  $ds$ , равно  $\Phi(\theta, \varphi) \cos \psi ds$ , где  $\psi$  — угол

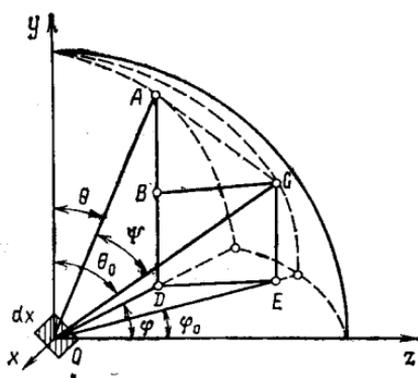


Рис. 4.4. К вычислению эффективности детектора и соотношения между дифференциальными током и потоком:

$$u = AC; \quad \rho = AO = CO; \quad z_0 = BC = DE; \quad y_1 = AD; \quad y_0 = BD = CE$$

\* Определения плотности тока и плотности потока см. на с. 101.

между нормалью к элементу поверхности  $ds$  и направлением частиц, определяемым углами  $\theta$  и  $\varphi$ . Из рис. 4.4 следует, что

$$\cos \psi = 1 - u^2/(2\rho^2) = [\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos (\varphi_0 - \varphi)], \quad (4.19)$$

где  $u^2 = z_0^2 + (y_1 - y_0)^2 = z_0^2 + \rho^2 (\cos \theta - \cos \theta_0)^2$ ;

$$z_0^2 = \rho^2 \sin^2 \theta_0 + \rho^2 \sin^2 \theta - 2\rho^2 \sin \theta_0 \sin \theta \cos (\varphi_0 - \varphi).$$

Следовательно, через площадку  $ds$  внутрь детектора попадает следующее количество частиц (излучения):

$$\begin{aligned} dJ &= ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) [\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos (\varphi_0 - \varphi)] \sin \theta d\theta = \\ &= ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi \sin \theta d\theta. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Предел интегрирования  $\theta^*$  в (4.20) зависит от  $|\varphi_0 - \varphi|$ ,  $\theta_0$ , и его можно найти из (4.19), полагая  $\cos \psi = 0$ . Если  $\cos(\varphi_0 - \varphi) > 0$ , то  $\theta^* = \pi + \arctg [\tg(\theta_0 - \pi/2)/\cos(\varphi_0 - \varphi)]$ . Если  $\cos(\varphi_0 - \varphi) < 0$ , то  $\theta^* = \arctg [\tg(\theta_0 - \pi/2)/\cos(\varphi_0 - \varphi)]$ . Например, при  $(\varphi_0 - \varphi) = 0$  угол  $\theta^* = \pi/2 + \theta_0$ , при  $(\varphi_0 - \varphi) = \pm \pi/2$  угол  $\theta^* = \pi/2$ , при  $(\varphi_0 - \varphi) = \pm \pi$  угол  $\theta^* = \theta_0$ . Заметим, что в случае изотропного распределения излучения, т. е.  $\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_0/4\pi$ , где  $\Phi_0 = \int \Phi(\theta, \varphi) d\Omega$ , при расчете величины  $dJ$  имеет смысл выбирать систему координат так, чтобы  $\theta_0 = \varphi_0 = 0$ , и тогда  $\cos \psi = \cos \theta$  и соотношение (4.20) значительно упрощается:

$$dJ = ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \Phi(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (4.21)$$

При изотропном распределении излучения  $dJ = \Phi_0 ds/4$ .

Соотношения (4.20) позволяют в общем случае вычислить число частиц, попадающих в детектор. Для этого необходимо просуммировать излучение, проходящее через все площадки поверхности детектора  $\Delta s_i$ , учитывая, что для каждой из площадок будет свой  $\cos \psi_i$ , определяемый углами  $\theta_{oi}$  и  $\varphi_{oi}$ . Таким образом, полное число частиц, попавших в детектор,

$$n = \sum_i \Delta s_i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi_i \sin \theta d\theta. \quad (4.22)$$

Вначале вычислим эффективность и чувствительность детектора в предположении, что каждый сигнал фиксируется регистрирующей системой. Если частицы имеют заряд, то каждая попавшая в детектор частица создает сигнал, который будет зарегистрирован. Тогда для данного случая

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_d &= 1; \\ S_d &= \frac{\sum_i \Delta s_i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi_i \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \Phi(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta} \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

Если же частицы не имеют заряда (нейтроны, фотоны), то вероятность их взаимодействия внутри детектора равна  $1 - \exp[-\Sigma l(\theta, \varphi)]$ , где  $\Sigma$  — макроскопическое сечение взаимодействия излучения с атомами и ядрами детектора, приводящее к появлению заряженных частиц;  $l(\theta, \varphi)$  — линейный размер детектора от элемента рассматриваемой поверхности  $\Delta s_i$  в направлении, определяемом углами  $\theta$  и  $\varphi$ . В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{\text{д}} &= \frac{\sum_i \Delta s_i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi_i [1 - \exp(-\Sigma l(\theta, \varphi))] \sin \theta d\theta}{\sum_i \Delta s_i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi_i \sin \theta d\theta} ; \\ S_{\text{д}} &= \frac{\sum_i \Delta s_i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta^*} \Phi(\theta, \varphi) \cos \psi_i [1 - \exp(-\Sigma l(\theta, \varphi))] \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \Phi(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta} . \end{aligned} \right\} (4.24)$$

Формулы для  $\varepsilon_{\text{д}}$  и  $S_{\text{д}}$  не учитывают двух обстоятельств: здесь предполагается, что детектор не возмущает поле излучения и что оно на расстоянии, сравнимом с размерами детектора, постоянно. Учет этих обстоятельств безнадежно усложняет вычисление эффективности и чувствительности.

В некоторых случаях вычислить эффективность и чувствительность детектора можно сравнительно просто. Рассмотрим детектор произвольной формы с такими размерами, что любое  $\Sigma l(\theta, \varphi) \ll 1$ . Это условие позволяет очень просто определить количество взаимодействий в детекторе при заданном потоке  $\Phi(\theta, \varphi)$ . Действительно, когда вероятность взаимодействия в детекторе мала, то полное число взаимодействий в единицу времени определится произведением числа ядер (атомов) в детекторе на микроскопическое сечение  $\sigma$ , см<sup>2</sup>/ядро, и на поток излучения:  $n\sigma \int_{\Omega} \Phi(\theta, \varphi) d\Omega = \Phi_0 n \sigma \mathcal{V}$ , где  $n$  — число ядер в единице объема детектора;  $\mathcal{V}$  — объем детектора. В этом случае чувствительность детектора

$$S_{\text{д}} = \sigma \mathcal{V} n = \mathcal{V} \Sigma. \quad (4.25)$$

Если при  $\Sigma l(\theta, \varphi) \ll 1$  угловое распределение излучения изотропно, т. е.  $\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_0/4\pi$ , то легко вычислить и эффективность, воспользовавшись теоремой Гаусса о средней хорде:

$$\varepsilon_{\text{д}} = 4\mathcal{V}\Sigma/s, \quad (4.26)$$

где  $s$  — площадь поверхности детектора;  $\mathcal{V}$  — его объем.

Легко видеть, что соотношения (4.24) сводятся к случаю заряженных частиц, если размеры детектора таковы, что  $\Sigma l(\theta, \varphi) \gg 1$ .

Итак, в оговоренных выше условиях детекторы малых размеров относительно средней длины свободного пробега регистрируемых частиц удобно характеризовать чувствительностью особенно тогда, когда угловое распределение излучения неизотропно. В случае заряженных частиц (или при  $\Sigma l(\theta, \varphi) \gg 1$ ) гораздо проще определить эффективность.

Напомним, что соотношения (4.23) и (4.24) получены в предположении регистрации моноэнергетического излучения и при условии, что каждый сигнал фиксируется регистрирующей системой. Чтобы вычислить эффективность для спектра частиц, необходимо в (4.23) и (4.24) ввести зависимости  $\Phi(\theta, \varphi, E)$  и  $\Sigma(E)$  и проинтегрировать числитель и знаменатель по всей области энергий регистрируемого излучения. Гораздо сложнее дело обстоит в том случае, когда необходимо принять во внимание порог чувствительности регистрирующей системы. Если пренебречь статистическими флуктуациями, то даже моноэнергетические заряженные частицы не всегда создают одинаковые сигналы. Это связано с тем, что при произвольных угловом распределении излучения и форме детектора пробег заряженных частиц не всегда может уложиться внутри объема детектора. Учет этого эффекта приводит к очень громоздким выражениям. Впрочем, при регистрации заряженных частиц обычно можно создать такие условия измерений, когда этот эффект становится пренебрежимым. В случае же регистрации даже моноэнергетических нейтронов и фотонов сигналы детектора, как правило, представляют собой сплошной спектр. В этом случае эффективность и чувствительность содержат коэффициент  $B(V_B)$ , который связан с функцией отклика и спектром регистрируемого излучения:

$$B(V_B) = \int_{E=f(V_B)}^{\infty} dE \int_{V_B}^{\infty} G(E, V) \Phi(E) dV / \int_0^{\infty} dE \int_0^{\infty} G(E, V) \Phi(E) dV, \quad (4.27)$$

где  $V_B$  — порог регистрирующего устройства.

Наконец, рассмотрим детектор определенной, например цилиндрической, формы и направленный пучок излучения  $\Phi(E)$ , параллельный оси цилиндра. В этом случае эффективность регистрации фотонов

$$\epsilon_d = B \int_0^{\infty} \Phi(E) [1 - \exp(-\Sigma l)] dE / \int_0^{\infty} \Phi(E) dE, \quad (4.28)$$

где  $\Sigma(E)$  — сечение взаимодействия фотонов с атомными электронами;  $l$  — длина цилиндра. Чувствительность

$$S_d = \pi r^2 \epsilon_d. \quad (4.29)$$

Здесь  $r$  — радиус детектора.

Светосила измерительного устройства с цилиндрическим детектором, когда изотропный источник удален от детектора на расстояние  $R \gg r$ ,

$$L = \pi r^2 \epsilon_d / (4\pi R^2) = S_d / (4\pi R^2). \quad (4.30)$$

Расчетное определение эффективности и чувствительности детектора — довольно сложная задача, причем точность расчета может быть ограничена из-за погрешностей в знании углового распределения излучения, из-за неопределенностей в геометрии измерения и, наконец, из-за погрешностей в  $B(V_B)$ . Поэтому в прецизионных измерениях эффективность и чувствительность детектора определяются экспериментально.

Экспериментальное определение эффективности, чувствительности и светосилы детектора проводят с источником моноэнергетического излучения, интенсивность которого известна с достаточной точностью. Иногда оказывается достаточно определить эффективность (или чувствительность) детектора для излучения с известным спектральным составом. Так определяют эффективность нейт-

ронных детекторов для спектра нейтронов деления, спектра Ферми ( $1/E$ ) и нейтронов тепловых энергий, распределение по скоростям которых описывается распределением Максвелла.

При проведении исследований немаловажное значение имеет избирательность детекторов, которую можно определить как отношение эффективности (или чувствительности, или светосилы) детектора к исследуемому излучению, к эффективности детектора, к сопутствующему излучению. Так, при регистрации нейтронов необходимо выбирать детекторы, малочувствительные к  $\gamma$ -излучению, поскольку потоки нейтронов, как правило, сопровождаются фотонами, потоки которых могут быть сравнимы с потоками нейтронов, а сечения взаимодействия фотонов с атомами и нейтронов с ядрами для некоторых веществ оказываются близкими. Поэтому при выборе детекторов для проведения конкретных измерений необходимо принимать во внимание избирательность детектора и возможную интенсивность сопутствующего излучения.

#### § 4.5. Связь между характеристиками поля излучения и показаниями детектора

Информацию о поле частиц можно считать исчерпывающей, если известно распределение частиц во времени, пространстве и по энергиям. Поле частиц характеризуют функцией  $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d\Omega dt$ , которую называют дифференциальной (по энергии, времени и углам) плотностью потока\*. Дифференциальная плотность потока — это число частиц с энергией  $E$  в интервале  $dE$ , движущихся в направлении  $\Omega$  в интервале телесного угла  $d\Omega$  и пересекающих в точке  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  и интервале  $dt$  единичную площадку, нормаль к которой совпадает с направлением  $\Omega$ . Интегральная плотность потока  $\Phi(\mathbf{r}, t) dt$  — это интеграл от дифференциальной плотности потока по всем энергиям и направлениям движения частиц.

Таким образом, интегральная плотность потока — это число частиц в момент времени  $t$  в интервале  $dt$ , пересекающих по всем направлениям сферу с единичной площадью центрального сечения и с центром в точке  $\mathbf{r}$ .

Введем еще понятие дифференциальной плотности тока  $J(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d\Omega dt$ .

---

\* Помимо плотности потока в ГОСТ 19.849—74 предусмотрены и другие характеристики поля излучения. Например, для нейтронов введены следующие понятия: *поток нейтронов* — отношение числа нейтронов  $dN$ , падающих на данную поверхность за интервал времени  $dt$ , к этому интервалу времени, т. е.  $dN/dt$ . Единица потока нейтронов — секунда в минус первой степени.

*Флюенс нейтронов* — отношение числа нейтронов  $dN$ , проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения этой сферы  $dS$ , т. е.  $dN/dS$ . Единица флюенса нейтронов — нейтрон на квадратный сантиметр.

*Ток нейтронов* — векторная величина, скалярное значение которой равно разности чисел нейтронов, пересекающих в противоположных направлениях перпендикулярную данному вектору плоскую поверхность за некоторый интервал времени  $dt$ , отнесенный к этому интервалу времени. Единица тока нейтронов — секунда в минус первой степени. Не представляет труда найти связь этих величин с плотностью потока и плотностью тока нейтронов.

*Дифференциальная плотность тока* — это число частиц с энергией  $E$  в интервале  $dE$ , пересекающих в данный момент времени  $t$  в интервале  $dt$  в направлении  $\Omega$  в интервале телесного угла  $d\Omega$  единичную площадку, нормаль к которой задана вектором  $\Omega_J$ . Аналогично интегральной плотности потока определяется *интегральная плотность тока*, которая является векторной величиной и дает разность между числом частиц, прошедших за время  $dt$  в момент  $t$  через единичную площадку, перпендикулярную вектору  $\Omega_J$ , со стороны полупространства, куда направлен вектор  $\Omega_J$ , и числом частиц, прошедших через ту же площадку, но со стороны другой половины пространства. Интегральная плотность тока при изотропной плотности потока равна нулю.

Дифференциальные плотности тока и потока связаны между собой. В общем случае, когда нормаль к единичной площадке  $\Omega_J$  задана в сферической системе координат углами  $\theta_0$  и  $\varphi_0$ , связь между дифференциальными плотностями тока и потока можно получить так же, как это было сделано при выводе соотношения (4.20):

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \Omega) = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) [\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)]. \quad (4.31)$$

Если рассматривать плотность тока через площадку, нормаль к которой задана углами  $\theta_0 = \varphi_0 = 0$ , то

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \Omega) = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) \cos \theta. \quad (4.32)$$

Из определений эффективности детектора и интегральной плотности потока излучения следует, что вычисление интегральной плотности потока по показаниям детектора в общем случае возможно при условии, что известна дифференциальная (по углам) плотность потока в относительных единицах. Однако полезно указать практически важный случай, когда можно определить плотность потока излучения, не используя информацию о дифференциальном (по углам) распределении плотности потока излучения. Если размеры детектора таковы, что  $\Sigma l \ll 1$ , поле излучения постоянно во времени и является моноэнергетическим, то скорость счета  $N$  такого детектора связана с интегральной плотностью потока \*:

$$N = S_d \Phi(\mathbf{r}) = \mathcal{V} \Sigma \int_{\Omega} \Phi(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega. \quad (4.33)$$

Чувствительность детектора в этом случае ( $\Sigma l \ll 1$ ), как было показано раньше, определяется макроскопическим сечением и объемом детектора и не зависит ни от геометрической формы детектора, ни от углового распределения излучения. Этим пользуются при измерениях плотности потока нейтронов внутри реактора или его защиты, используя детекторы с газовым наполнением, или камеры

\* Вопросы, связанные с возмущением поля излучения детектором, здесь не рассматриваются. Они изложены, например, в книге К. Беркуца и К. Виртца «Нейтронная физика». Пер. с англ. М., Атомиздат, 1968.

деления с тонкими слоями вещества, или тонкие активационные детекторы. Для перечисленных детекторов условие  $\Sigma l \ll 1$  практически всегда достижимо.

Укажем еще один случай, когда с помощью детектора можно получить информацию о сумме абсолютных значений составляющих интегральный ток без привлечения информации об угловом распределении излучения. Сумму абсолютных составляющих интегральной плотности тока можно записать следующим образом:

$$|J_+| + |J_-| = \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} J(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta \right| + \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} J(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta \right|. \quad (4.34)$$

Число отсчетов детектора в виде пластины, толщина которой такова, что  $\Sigma l \gg 1$ , пропорционально величине  $|J_+| + |J_-|$ . Практически такие измерения можно осуществить, например, в полях нейтронов с низкими энергиями (внутри блоков замедлителей, в реакторах на тепловых нейтронах и т. д.).

Для измерения дифференциальных характеристик поля эффективности детектора должна быть большой только для излучения, движущегося в определенном направлении. Это достигается с помощью коллиматоров. Если детектор поместить внутри непрозрачной для частиц сферы, в которой вырезать конус с углом  $\Delta\Omega$ , то детектор будет регистрировать частицы в направлении  $\Omega$  в телесном угле  $\Delta\Omega$ . Проведя измерения при всех значениях  $\Omega$ , получим значения  $\varepsilon_d \Phi(\mathbf{r}, \Omega)$  в точке, где расположен детектор и которая является центром вращения конуса с углом  $\Delta\Omega$ . Используя (4.32) или (4.33) в зависимости от выбора системы координат, можно найти  $J(\mathbf{r}, \Omega)^*$  по измеренным  $\varepsilon_d \Phi(\mathbf{r}, \Omega)$ .

Таким образом, чтобы измерить угловые характеристики поля, необходимо хорошее угловое разрешение детектора (узкая направленность). Если считать, что стенки коллиматоров абсолютно черные для частиц, то угловое разрешение детектора с цилиндрическим коллиматором

$$\Delta\Omega_0/4\pi = (1 - \cos \theta^*)/2; \quad \theta^* = \arctg(2r_0/l), \quad (4.35)$$

где  $r_0$  и  $l$  — радиус и длина коллиматора соответственно.

Но поскольку стенки коллиматоров не абсолютно черные, то необходимо учитывать ухудшение углового разрешения детектора из-за прозрачности стенок коллиматора. Реальное значение  $\Delta\Omega$  больше оптического  $\Delta\Omega_0$ , и при достаточно малых значениях  $\Delta\Omega_0$  с хорошей точностью можно считать, что

$$\Delta\Omega/\Delta\Omega_0 = 1 + 2/\Sigma l, \quad (4.36)$$

где  $\Sigma$  — полное сечение взаимодействия излучения со стенками коллиматора.

\* Если центр вращения направленного детектора не совпадает с местом расположения детектора, то при известных условиях полученные данные будут также давать  $J(\mathbf{r}, \Omega)$ , но для точки  $\mathbf{r}$ , относительно которой происходит вращение детектора.

## ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

## § 5.1. Типы детекторов

При прохождении заряженных частиц в газах в результате ионизации образуются электроны и ионы. Если ионизация происходит в объеме между двумя электродами с различными потенциалами, то в результате движения электронов и ионов к соответствующим электродам в электрической цепи возникнет ток.

Все газовые ионизационные детекторы представляют собой по сути дела конденсаторы, в которых пространство между электродами заполнено каким-либо газом. В зависимости от значения и распределения напряженности электрического поля в газовом промежутке эти детекторы обладают разными свойствами. Так, при сравнительно малой напряженности электрического поля ток, протекающий в электрической цепи, не зависит от напряжения на конденсаторе и равен произведению заряда электрона на число пар ионов, которые возникают в единицу времени в объеме конденсатора. Такие детекторы называют *ионизационными камерами*. При более высоких значениях напряженности поля в результате вторичной ионизации происходит усиление первичного ионизационного эффекта. При этом ток зависит от напряжения на конденсаторе и пропорционален ионизационному эффекту, создаваемому излучением. Такие детекторы называют *пропорциональными счетчиками*. Наконец, при еще более высоких значениях напряженности поля в конденсаторе возникает разряд, если в объем детектора попадает заряженная частица. Такие детекторы называют *газо-разрядными счетчиками*.

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда или тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении в газовой полости конденсатора. Рассмотрим связь между энергией заряженной частицы и созданной ею ионизацией. Это очень существенная зависимость, поскольку в ионизационных камерах и пропорциональных счетчиках по ионизационному эффекту определяют энергию частицы. Экспериментально было установлено, что средняя энергия  $W$ , расходуемая на создание одной пары ионов, слабо зависит от энергии заряженной частицы, ее массы и заряда (табл. 5.1). Это можно объяснить тем, что отноше-

Таблица 5.1. Средние значения энергии, расходуемой на образование пары ионов в газах, эВ

Частицы	Воздух	H <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Ar	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>
$\alpha$ -частицы	35,0	36,0	30,2	36,0	32,2	25,8	29,0	27,0
Протоны	33,3	35,3	29,9	33,6	31,5	25,5	—	—
Электроны	35,0	38,0	32,5	35,8	32,2	27,0	—	—

ние вероятностей возбуждения и ионизации атомов слабо зависит от свойств частиц. Действительно, отношение этих эффектов можно качественно выразить через отношение площадей, определяемых некоторыми значениями прицельного параметра (как это было сделано в гл. 2). В таком приближении вероятность возбуждения пропорциональна вероятности пройти частице на расстоянии от электрона от  $y_{\max}$  до  $y_{\text{в}}$  (где  $y_{\text{в}}$  — прицельный параметр, соответствующий максимально возможной энергии возбуждения), т. е.  $y_{\max}^2 - y_{\text{в}}^2$ . Значения  $y_{\max}$  и  $y_{\text{в}}$  определяются свойствами атома. Вероятность ионизации пропорциональна ( $y_{\text{и}}^2 - y_{\min}^2$ ). Как уже отмечалось в гл. 2,  $y_{\min}$  определяется свойствами частицы и не зависит от свойств атома, а  $y_{\text{и}}$  — минимальной энергией, необходимой для ионизации атома. Заметим, что  $(y_{\text{и}}^2 - y_{\min}^2) \sim (1/E_{\text{и}} - M/4mE)$ , где  $E_{\text{и}}$  — минимальная энергия, необходимая для ионизации;  $E$  — энергия частицы;  $M$  — ее масса;  $m$  — масса электрона. Для газов  $E_{\text{и}} \approx 15$  эВ, а  $4mE/M > 200$  эВ, если  $E \geq 100$  кэВ и  $M \leq 4$ . Из приведенных качественных оценок видно, что отношение вероятностей возбуждения и ионизации не зависит от заряда частицы и слабо зависит от ее энергии и массы.

Для спектрометрических измерений существенно знать с большой точностью связь  $\mathcal{W}$  с энергией частицы. Многочисленные исследования показали, что в аргоне, например, с погрешностью до 0,5 % энергия  $\mathcal{W}$  не зависит от энергии заряженных частиц. Для воздуха  $\mathcal{W}$  зависит заметно от энергии частиц. Так, для  $\alpha$ -частиц при изменении энергии от 3—4 МэВ до 50 кэВ средняя энергия  $\mathcal{W}$  изменяется примерно на 10 %. Наиболее тщательно в последнее время было измерено значение  $\mathcal{W}(E)$  при ионизации протонами молекул водорода. Оказалось, что в области энергий протонов ниже 10 кэВ наблюдается рост  $\mathcal{W}$  с уменьшением энергии протонов.

## § 5.2. Методы регистрации без газового усиления

**Движение электронов и ионов в газе.** Для точного измерения энергии частицы по созданному ионизационному эффекту необходимо, чтобы все образовавшиеся электроны и ионы достигли электродов камеры. Последнее не всегда возможно, поскольку электроны и ионы помимо движения вдоль силовых линий электрического поля находятся в непрерывном беспорядочном тепловом движении, что мешает всем носителям заряда собраться на соответствующем электроде. Кроме того, при соударениях электронов с молекулами образуются электроотрицательные ионы, происходит рекомбинация, ионизация ударом. Все эти явления — и диффузия, и рекомбинация, и образование электроотрицательных ионов — меняют значения среднего тока или импульса. То, что перечисленные явления существенны, убедительно показывает зависимость тока от напряжения для камеры (конденсатора), облучаемой заряженными частицами (рис. 5.1). В области  $I$  электрическое поле, создаваемое внешним источником с напряжением  $U_0$ , еще недостаточно,

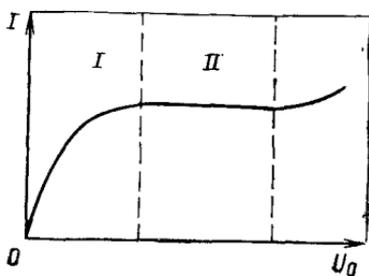


Рис. 5.1. Зависимость тока в камере от разности потенциалов на ее электродах при постоянном ионизационном эффекте

давления, температуры, плотности ионизации. При больших давлении и плотности ионизации, особенно в случае наполнения камер газами с большой вероятностью образования электроотрицательных ионов, вольт-амперная характеристика может даже не иметь плато. Верхняя граница плато определяется такими значениями напряженности электрического поля в камере, при которых электроны могут приобрести на пути между двумя соударениями энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Очевидно, что чем больше длина свободного пробега электрона и чем ниже потенциал ионизации, тем раньше наступает вторичная ионизация. Нижняя граница плато зависит от того, насколько велико значение процессов диффузии и рекомбинации. Рассмотрим количественные характеристики процессов диффузии, рекомбинации и образования электроотрицательных ионов.

**Диффузия электронов и ионов.** Электроны и ионы, как и молекулы любого газа, движутся в среднем всегда в направлении меньшей концентрации частиц данного вида. Такое «среднее движение» обычно характеризуют *коэффициентом диффузии*. Коэффициент диффузии — это величина, постоянная для данного вида частиц и заданных условий, связывает изменение числа частиц данного вида в единице объема во времени  $\partial n/\partial t$  со скоростью изменения плотности этих же частиц в заданном направлении  $\partial^2 n/\partial x^2$ , т. е.

$$\partial n/\partial t = D \partial^2 n/\partial x^2. \quad (5.1)$$

Коэффициент диффузии имеет размерность (измеряют в сантиметрах квадратных в секунду). Из статистической физики известно, что коэффициент диффузии связан со средней длиной свободного пробега частиц между соударениями  $\lambda$  и средней скоростью между соударениями  $v$ . Эта связь имеет очень простой вид, если предпологается, что  $\lambda$  не зависит от  $v$  и что при соударениях имеется равновероятное распределение частиц по углам после рассеяния. В этом приближении

$$D = \lambda v/3 \quad \text{или} \quad D = \lambda_0 v/(3\rho), \quad \text{если ввести } \lambda = \lambda_0/\rho, \quad (5.2)$$

где  $\lambda_0$  — средняя длина свободного пробега при единичном давлении;  $p$  — давление.

Коэффициенты диффузии для тяжелых ионов и электронов значительно различаются. Однако различие состоит не только в их абсолютных значениях. Коэффициенты диффузии для тяжелых положительных и отрицательных ионов можно считать независимыми от внешнего электрического поля. Это связано с тем, что при небольших значениях напряженности электрического поля энергии ионов мало отличаются от энергии нейтральных молекул, поскольку при соударениях ионов с молекулами газа происходит интенсивный обмен энергией (упругие соударения частиц с равными массами). Поэтому и величины  $\lambda_0$ ,  $v$  и  $D$  изменяются слабо при изменениях напряженности электрического поля. Для электронов дело обстоит иначе.

В результате упругого соударения с атомами электроны теряют малую долю своей энергии, следовательно, средняя скорость движения электронов связана с напряженностью электрического поля и, кроме того,  $\lambda_0$  для электронов зависит от их скорости.

О значениях коэффициентов диффузии для ионов можно судить по данным табл. 5.2, где они даны для нормального давления и температуры 15 °С.

Таблица 5.2. Значения коэффициентов диффузии, см<sup>2</sup>/с, для положительных и отрицательных ионов

Газ	Воздух	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>
D+	0,032	0,13	0,029	0,025	0,030
D-	0,042	0,19	0,041	0,026	0,041

Рост температуры увеличивает среднюю скорость  $v$ , и коэффициент  $D$  повышается. С уменьшением давления возрастает  $\lambda$ , что также приводит к увеличению  $D$ . Коэффициенты диффузии для положительных и отрицательных тяжелых ионов различаются незначительно (табл. 5.2).

Для электронов коэффициент  $D$  значительно больше и зависит от отношения напряженности электрического поля к давлению:  $\mathcal{E}/p$ . Так, при атмосферном давлении коэффициент диффузии электронов в CO<sub>2</sub> изменяется от 49 при  $\mathcal{E}/p=1,5$  В/(см·гПа) до 2500 см<sup>2</sup>/с при  $\mathcal{E}/p=12$  В/(см·гПа). Значительно слабее зависят коэффициенты диффузии электронов от отношения  $\mathcal{E}/p$  в водороде, аргоне и азоте. Так, в аргоне  $D \approx 10^4$  см<sup>2</sup>/с при изменении  $\mathcal{E}/p$  от 0,07 до 11 В/(см·гПа), а в водороде  $D$  изменяется от 320 до 2500 см<sup>2</sup>/с при изменении  $\mathcal{E}/p$  от 0,20 до 40 В/(см·гПа).

**Рекомбинация.** Процессы возникновения нейтральных атомов и молекул при столкновениях положительных и отрицательных

ионов или при столкновениях положительных ионов и электронов называют *рекомбинацией ионов или электронов* соответственно. Вероятность рекомбинации частиц зависит от их относительной скорости: чем меньше скорость, тем больше вероятность рекомбинации. По этой причине процесс рекомбинации электронов менее вероятен, чем процесс рекомбинации ионов. Скорость рекомбинации в заданных условиях, очевидно, зависит от плотности зарядов обоих знаков. Если число актов рекомбинации, происходящих в единицу времени в единице объема, обозначить  $dn/dt$ , то, используя коэффициенты рекомбинации (множители пропорциональности), можно записать следующее соотношение:

$$dn/dt = -an_+n_-, \quad (5.3)$$

где  $a$  — коэффициент рекомбинации,  $\text{см}^3/\text{с}$ ;  $n_+$ ,  $n_-$  — плотность зарядов в единице объема. Коэффициент рекомбинации равен для ионов примерно  $10^{-6}$ , а для электронов  $10^{-10}$   $\text{см}^3/\text{с}$ . Следует отметить, что коэффициент рекомбинации зависит от вида газа и средней энергии ионов и электронов.

Если считать, что в момент  $t=0$  в некотором объеме образованы заряды с одинаковой плотностью  $n_+=n_-=n_0$ , и если заряды исчезают только в результате рекомбинации, то, проинтегрировав соотношение (5.3), можно получить распределение плотности зарядов во времени:

$$n_+(t) = n_-(t) = n_0/(1 + an_0t). \quad (5.4)$$

Задавая время сбора зарядов в ионизационной камере и допустимые потери зарядов в результате рекомбинации, можно оценить порядок максимально допустимой плотности зарядов. Пусть время сбора зарядов  $10^{-3}$  с, а потери зарядов в результате рекомбинации не должны превышать 1%. Тогда допустимая концентрация положительных и отрицательных ионов должна быть меньше  $10^8$   $\text{см}^{-3}$ , а концентрация положительных ионов и электронов — меньше  $10^{11}$   $\text{см}^{-3}$ . Это очень большая плотность зарядов, и для ее создания необходима плотность потока, например электронов, порядка  $10^9$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  с энергией около 1 МэВ.

Такой порядок плотности зарядов может быть в первый момент времени при прохождении отдельных заряженных частиц с низкой энергией. Однако расчет рекомбинации очень сложен, так как при этом необходимо учитывать и скорость образования ионов, и коэффициент диффузии, и направление электрического поля, и т. д. Если интенсивность излучения велика, то следует учитывать рекомбинацию ионов, образующихся в разных колонках. В ионизационных камерах рекомбинация приобретает существенное значение, если в газе большая вероятность образования электроотрицательных ионов. Тогда рекомбинация происходит в два этапа: образование электроотрицательного иона и затем рекомбинация.

Образование электроотрицательных ионов. Взаимодействие электронов с нейтральными атомами и молекула-

ми может приводить к образованию *электроотрицательных ионов*. Электроотрицательный ион стабилен, если его энергия в основном состоянии меньше энергии основного состояния соответствующего нейтрального атома. Другими словами, энергия связи добавочного электрона должна быть положительной. Возможность существования электроотрицательного иона можно понять, рассматривая его как систему с рядом энергетических дискретных состояний. Энергия связи добавочного электрона определяется эффективным кулоновским полем ядра и электронов оболочки, которое убывает с расстоянием значительно быстрее, чем кулоновское поле точечного заряда. Добавочный электрон по принципу Паули может занимать лишь вакантные энергетические состояния. Поэтому образование электроотрицательного иона у атомов с заполненной оболочкой маловероятно, так как присоединенный электрон должен находиться в состоянии с главным квантовым числом, на единицу большим, чем у внешних электронов. А это значит, что добавочный электрон находится «далеко» от внешней заполненной электронной оболочки, т. е. в области, где поле ядра надежно экранировано электронной оболочкой атома.

Атомы с незаполненными внешними оболочками могут образовывать электроотрицательный ион, поскольку в этом случае добавочный электрон может занять вакантное место «близко» от ядра и внешние электроны не будут полностью экранировать поле ядра.

Приведенные качественные соображения находятся в согласии с наблюдениями. В газах обнаружены ионы  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $NO_2^-$ , а также отрицательные ионы галоидов. Отрицательных ионов благородных газов  $Ar$ ,  $Ne$ ,  $He$ , а также  $N$  не наблюдали. Энергии связи добавочных электронов для некоторых атомов даны в табл. 5.3.

Таблица 5.3. Энергия связи добавочных электронов

Ион	H	He	N	O	Ne	Cl
Энергия связи, эВ	+0,76	-0,53	+0,04	+3,80	-1,20	+3,70

Вероятность образования электроотрицательных ионов различна для разных ионов и зависит от скорости движения электронов. Ее характеризуют коэффициентом прилипания  $h$ , который определяется отношением сечения образования отрицательного иона к полному сечению взаимодействия электрона с атомом. Значение коэффициента прилипания в зависимости от условий, в которых находится газ, приведены в табл. 5.4.

Чтобы оценить рекомбинацию, необходимо знать плотность электроотрицательных ионов, а чтобы рассчитать число электроотрицательных ионов, достаточно знать среднее число столкнове-

Таблица 5.4. Значения коэффициента прилипания  $h$ 

$\mathcal{E}/p$ , В/(см·гПа)	0,19	0,75	9,0	15	24
$h$ для $O_2$	$10,4 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$
$h$ для паров $H_2O$	—	—	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$30 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-5}$

ний электронов с атомами  $\nu$  и значение  $h$ . Вероятность избежать захвата электрона нейтральной молекулой при одном соударении равна  $(1-h)$ , а при  $\nu$  соударениях  $(1-h)^\nu$ . Следовательно, вероятность образования электроотрицательного иона при  $\nu$  соударениях равна  $[1-(1-h)^\nu]$ . Эту вероятность удобно выразить в зависимости от времени существования свободного электрона. Среднее число соударений электронов с атомами в единицу времени можно оценить как отношение средней скорости движения электрона к средней длине свободного пробега при единичном давлении  $\lambda_0$ . Тогда число соударений электрона с атомами с момента его образования за время  $t$  при давлении  $p$  будет:  $\nu = vpt/\lambda_0$ . Таким образом, вероятность того, что свободный электрон проживет время  $t$  до захвата его нейтральной молекулой, будет  $(1-h)^{\nu pt/\lambda_0}$ , а вероятность рождения электроотрицательного иона в момент  $t$  равна  $[1-(1-h)^{\nu pt/\lambda_0}]$ .

Из приведенных соотношений легко найти среднее время жизни электрона до образования электроотрицательного иона:  $\langle t \rangle = \lambda_0 / [vp |\ln(1-h)|] = \lambda_0 / (vph)$ . Для газов с простыми молекулами  $\lambda_0 = 0,01 \div 0,1$  см при  $p = 1,3$  гПа. Скорость электронов можно принять равной  $10^7$  см/с. В этих условиях среднее время жизни электронов для таких газов, как Cl, O может быть порядка  $10^{-5} - 10^{-6}$  с. Это означает, что если время движения электронов к аноду камеры сравнимо со средним временем жизни относительно образования электроотрицательных ионов, то возможна ионная рекомбинация. Последний процесс, как уже отмечалось, на четыре порядка более вероятен, чем рекомбинация электронов с ионами. Оценим, какова может быть концентрация электроотрицательных ионов в камере в заданный момент времени, если камера наполнена инертным газом при атмосферном давлении с примесью  $c$  % кислорода. Считая сечения взаимодействия электронов с различными атомами одинаковыми, получаем, что в момент времени  $t$  доля  $P$  электроотрицательных ионов (по отношению к полному количеству свободных электронов) составит

$$P = 1 - (1 - 0,01ch)^{\nu pt/\lambda_0}. \quad (5.5)$$

Считая  $c = 1$  %, время движения электронов  $2 \cdot 10^{-6}$  с,  $\lambda_0 = 0,05$  см, получаем  $P \approx 0,15$ , т. е. эффект весьма заметный, хотя концентрация атомов кислорода составляет всего 1 %.

Необходимо отметить, что электроотрицательные ионы могут образовываться не только при столкновениях электронов с атомами, но и при столкновении нейтрального атома с поверхностью металла.

**Движение электронов и ионов в газе при наличии внешнего электрического поля.** Образовавшиеся в результате ионизации электроны и ионы без внешнего электрического поля диффундируют, и время их жизни (в бесконечном объеме) определяется рекомбинацией. Картина существенно изменится, если объем, в котором происходит ионизация, поместить во внешнее электрическое поле. При достаточной напряженности электрического поля заряды движутся в направлении электродов. Это движение зарядов создает ток в камере и во внешней измерительной цепи. Плотность тока

$$j = j^+ + j^-, \quad (5.6)$$

где  $j^+$  и  $j^-$  — компоненты, обусловленные движением положительных и отрицательных ионов соответственно. Рекомбинация ионов и их диффузия уменьшают  $j^+$  и  $j^-$ . Если диффузией и рекомбинацией пренебречь, то плотность тока можно выразить через средние скорости движения зарядов вдоль силовых линий поля  $w^+$  и  $w^-$ . Эти средние скорости называют *скоростями дрейфа*. Очевидно, что

$$j^+ = n^+ e w^+; \quad j^- = n^- e w^-, \quad (5.7)$$

где  $n^+$  и  $n^-$  — количество ионов и электронов в единице объема (плотность ионов, электронов).

Рассмотрим более детально дрейф зарядов в электрическом поле, с тем чтобы найти зависимость скорости дрейфа от напряженности электрического поля, давления газа и других параметров. Пусть в газовом объеме после прохождения заряженной частицы образовались свободные ионы и электроны. Взаимодействуя с атомами и молекулами газа, они приобретают среднюю для данных условий энергию. Это обычно энергия теплового равновесия. При отсутствии внешнего электрического поля между взаимодействиями заряды движутся прямолинейно. Движение ионов и электронов можно характеризовать средним числом взаимодействий с атомами в единицу времени  $\nu$ , средней длиной свободного пробега между соударениями  $\lambda$  и средней скоростью движения между соударениями  $v$ . Очевидно, что  $\lambda = v/\nu$ . Когда есть внешнее электрическое поле, то ионы и электроны между двумя соударениями движутся уже не прямолинейно, а по параболическим кривым и смещаются в направлении соответствующих электродов.

При постоянном электрическом поле сравнительно быстро устанавливается равновесное движение с неизменными средними значениями  $w$ ,  $\lambda$ ,  $\nu$  и  $v$ . Электрическое поле сообщает зарядам (ионам и электронам) энергию, пропорциональную смещению заряда вдоль силовых линий поля, т. е.  $w e \mathcal{E}$ . Такая энергия приобретает зарядом в единицу времени. За это же время происходит  $\nu$  соударений зарядов с нейтральными атомами и молекулами, в

результате чего теряется энергия, равная  $\nu f E$  ( $E$  — кинетическая энергия заряда). Пока потери энергии в единицу времени меньше ее роста под действием внешнего электрического поля, энергия заряда увеличивается. Равновесие между приростом и потерей энергии наступает потому, что потери энергии в среднем в каждом столкновении пропорциональны кинетической энергии заряда. Частота соударений для ионов и электронов порядка  $10^{11} \text{ с}^{-1}$  при давлении 1,3 гПа и увеличивается пропорционально давлению. Таким образом, даже для электронов с  $f \geq 10^{-3}$  равновесное состояние устанавливается за время порядка  $10^{-8} \text{ с}$ .

После того как установилась средняя скорость движения зарядов к электродам, можно считать, что ее значение пропорционально средней скорости в направлении электродов, приобретаемой зарядом между двумя соударениями. Такое приближение весьма правдоподобно, поскольку в каждом соударении заряд изменяет направление своего движения и «забывает» историю своего движения\*. Скорость дрейфа, приобретаемая между двумя соударениями, пропорциональна силе  $e \mathcal{E}$ , действующей на заряд, и среднему времени ее действия  $\langle t \rangle$  и обратно пропорциональна массе заряда  $M$ . Среднее время  $\langle t \rangle$  между двумя соударениями в условиях равновесия пропорционально средней длине свободного пробега  $\lambda_{0p}$  и обратно пропорционально средней скорости движения заряда  $v_p$ , т. е.

$$\omega \approx e \mathcal{E} \langle t \rangle / M = e \mathcal{E} \lambda_{0p} / (M v_p), \quad (5.8)$$

где  $\lambda_{0p}$  — средний свободный пробег заряда при единичном давлении в равновесном состоянии.

Заметим, что соотношение (5.8) можно было бы получить, считая, что заряд «забывает» свою историю после не одного, а многих соударений. В этом случае появляются коэффициенты пропорциональности, но суть дела от этого не изменяется.

Для оценки  $\omega$  по (5.8) необходимо найти, как зависят (и зависят ли)  $\lambda_p$  и  $v_p$  от напряженности электрического поля. Рассмотрим два крайних случая. Первый — это когда энергия заряда практически не изменяется под действием электрического поля. Такая ситуация реализуется в случае, когда в каждом соударении заряд в среднем практически полностью теряет приобретенную энергию или когда напряженность электрического поля настолько мала, что не изменяет заметным образом среднюю энергию теплового движения. В таких случаях равновесные длина свободного пробега и скорость заряда не зависят от напряженности электрического поля и равны соответствующим значениям при тепловой кинетической энергии заряда. Тогда удобно ввести величину *подвижность заря-*

\* Такое утверждение несправедливо, если масса заряда заметно больше массы атомов и молекул газа. В этом случае потребуется много соударений, чтобы заряд «забыл» об истории движения.

да  $\mu = e\lambda_0/Mv$ , не зависящую от напряженности электрического поля, и записать скорость дрейфа в виде

$$\omega = \mu \mathcal{E}/p. \quad (5.9)$$

Подвижность заряда  $\mu$  — это скорость дрейфа заряда в электрическом поле с единичной напряженностью и при единичном давлении газа в объеме. Подвижность зарядов, используя (5.2) и (5.8) и принимая во внимание связь кинетической энергии с температурой  $E = 3kT/2$ , можно выразить через коэффициент диффузии:

$$\mu = e\rho D/(kT). \quad (5.10)$$

Соотношение (5.9) справедливо для положительных и отрицательных ионов при  $\mathcal{E}/p \ll 15$  В/(см·гПа). В табл. 5.5 приведены значения подвижности положительных собственных ионов для различных газов.

Таблица 5.5. Подвижность положительных ионов при  $p = 1,3$  гПа и  $\mathcal{E} = 1$  В/см,  $\mathcal{E}/p = 0,77$  В/(см·гПа)

Ион	Воздух	H <sub>2</sub>	He	Ar	CO <sub>2</sub>
$\mu$ , см <sup>2</sup> ·гПа/(В·с)	1300	6700	5150	1380	790

Подвижность отрицательных ионов близка к приведенным в табл. 5.5 данным. Как следует из таблицы, подвижности ионов в первом приближении обратно пропорциональны корню квадратному из массы иона. Такая зависимость реализуется потому, что среднее значение длины свободного пробега ионов разных газов приблизительно одинаково.

Электроны при соударениях с атомами могут терять малую долю своей энергии ( $f \geq 10^{-3}$ ), поэтому в среднем по сравнению с заряженными ионами в электрических полях с одинаковой напряженностью они приобретают большую энергию. В связи с этим соотношение (5.9) справедливо для электронов при  $\mathcal{E}/p < 0,05$  В/(см·гПа). В этой области значений  $\mathcal{E}/p$ , не имеющей практического значения для ионизационных камер, подвижность электронов  $\mu$  порядка  $10^6$  см<sup>2</sup>·гПа/(В·с), т. е. в 1000 раз выше подвижностей ионов.

Рассмотрим второй случай. Предположим, что средняя равновесная энергия заряда намного больше энергии теплового движения. Вычислим равновесную энергию для этого случая, полагая, что энергия, приобретенная зарядом, полностью расходуется при соударениях с молекулами газа. Потери энергии в единицу времени будут равны  $\nu f M v^2_p/2$ , где  $\nu$  — число соударений в секунду, а  $f$  — средняя доля энергии, теряемой при одном соударении. По-

скольку за единицу времени заряд приобретает энергию  $\omega e\mathcal{E}$ , то

$$\omega e\mathcal{E} = \nu f M v_p^2 / 2, \quad (5.11)$$

или, учитывая, что  $\nu = v_p \rho / \lambda_{op}$ ,

$$\omega e\mathcal{E} = f \rho M v_p^3 / (2 \lambda_{op}). \quad (5.12)$$

Исключим из (5.12)  $v_p$ , используя (5.8), и найдем скорость дрейфа заряда:

$$\omega = \sqrt{e \lambda_{op} V f / (M \sqrt{2})} \sqrt{\mathcal{E} / \rho}. \quad (5.13)$$

В большинстве случаев  $\lambda_{op}$  слабо зависит от энергии заряда, поэтому скорость дрейфа при таких условиях линейно связана с  $\sqrt{\mathcal{E} / \rho}$ . Такая зависимость в первом приближении наблюдается на практике для ионов при  $\mathcal{E} / \rho \geq 15$  В/(см·гПа). Например, линейная связь скорости дрейфа с  $\sqrt{\mathcal{E} / \rho}$  имеет место для Кг и Хе в области значений  $\mathcal{E} / \rho$  от 25 до 150 В/(см·гПа).

Скорость дрейфа электронов при  $\mathcal{E} / \rho > 0,1$  также приблизительно пропорциональна  $\sqrt{\mathcal{E} / \rho}$ . В табл. 5.6 даны скорости дрей-

Таблица 5.6. Скорость дрейфа электронов в различных газах в зависимости от  $\mathcal{E} / \rho$ ,  $10^{-8}$  см/с

$\mathcal{E} / \rho$ , В/(см·гПа)	Воздух	H <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Ar	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	Ar (90%) + CH <sub>4</sub> (10%)
0,09	—	0,27	0,30	—	—	0,31	—	1,2	3,9
0,19	0,65	0,51	0,50	0,51	1,5	0,33	—	3,3	6,2
0,38	1,0	0,72	0,57	0,62	2,0	0,35	—	7,4	5,9
0,75	1,3	1,0	0,9	0,87	2,7	0,40	—	10	4,7
1,50	1,7	1,4	1,3	1,3	2,9	0,50	32	10	3,9
3,8	2,9	2,4	4,5	2,7	4,6	1,7	57	—	—
7,5	5,1	3,9	—	4,3	7,8	—	—	—	—
15,0	8,3	6,8	—	7,5	12,5	—	—	—	—

фа электронов для некоторых газов в зависимости от отношения  $\mathcal{E} / \rho$ . Если приведенные значения скоростей дрейфа разделить на  $\sqrt{\mathcal{E} / \rho}$ , то полученные значения в пределах  $\pm (10-20 \%)$  для каждого газа будут одинаковыми.

Как видно из таблицы, наиболее «быстрыми» газами при невысоких значениях  $\mathcal{E} / \rho$  являются CH<sub>4</sub> и CO<sub>2</sub>. Интересно, что при данных значениях  $\mathcal{E} / \rho$  скорость дрейфа в смеси, содержащей лишь незначительные примеси углекислого газа, заметно больше, чем в чистом аргоне или в чистом углекислом газе.

Это явление, имеющее большое практическое значение, легко понять, если учесть зависимость длины среднего свободного пробега электронов между столкновениями от их энергии. Для аргона полное сечение взаимодействия электронов с атомами имеет мак-

симум вблизи энергии 13 эВ. Ниже этой энергии сечение очень быстро падает и, следовательно, растет средняя длина свободного пробега электронов между столкновениями. В чистом аргоне энергия первого возбужденного уровня высока (11,5 эВ), поэтому даже при небольших внешних полях электроны будут иметь высокую кинетическую энергию (около 10 эВ). В углекислом газе, наоборот, имеется большое число уровней возбуждения при низких энергиях, следовательно, небольшие добавки углекислого газа в аргон значительно изменяют среднюю энергию движения электронов (при добавлении 10 %  $\text{CO}_2$  в Ar при  $\mathcal{E}/p=1$  средняя энергия движения электронов падает с 10 до 1 эВ). Таким образом, добавление углекислого газа в аргон увеличивает средний свободный пробег электронов между соударениями, уменьшает скорость движения между соударениями и, следовательно, увеличивает скорость дрейфа [см. (5.13)].

**Ионизационные камеры в токовом режиме.** Устройство камер. Ионизационные камеры могут иметь самую различную конфигурацию (плоские, цилиндрические, сферические) и объем (от долей  $1 \text{ см}^3$  при измерениях тепловыделения в экранах реакторов до десятков и сотен литров при исследовании распределения рассеянного излучения в воздухе). Основные особенности ионизационных камер рассмотрим на примере плоской камеры (рис. 5.2). На этом же рисунке приведена и схема подключения камеры к измерителю тока.

Минимальный ток, который можно измерить в камерах, ограничен естественной радиоактивностью материалов и космическим излучением. Космическое излучение и почва создают в  $1 \text{ см}^3$  объема камеры ионизацию, приводящую к току примерно  $10^{-18} \text{ А}$ . Многие материалы испускают и некоторое количество  $\alpha$ -частиц. Так, с площади  $100 \text{ см}^2$  стали испускается примерно  $3\alpha$ -частиц в 1 ч, а со  $100 \text{ см}^2$  припоя — около 300  $\alpha$ -частиц в 1 ч. Одна  $\alpha$ -частица в 1 ч создает в среднем ток около  $10^{-17} \text{ А}$ . Помимо тока, обусловленного естественной радиоактивностью и космическим излучением, в камерах всегда имеется ток утечки, определяемый приложенным напряжением  $U_0$  и сопротивлением изоляторов. Удельное объемное сопротивление многих изоляторов достаточно велико, чтобы токи утечки были невелики в сравнении с током, обусловленным естественной радиоактивностью и космическим излучением. Однако поверхностное сопротивление изоляторов заметно меньше. Оно зависит от качества обработки поверхностей, условий работы (температуры, влажности). Токи утечки можно уменьшить, используя дополнительные электроды, позволяющие создавать небольшую, близкую к нулю разность потенциалов между этим электродом и собирающим. В таком случае дополнительный электрод называют *охранным* (охранным кольцом). Роль охранного электрода видна на диаграмме эквивалентных схем камеры с охранным электродом и без него (рис. 5.3).

Применение охранных электродов позволяет уменьшить токи утечки до  $10^{-16} \text{ А}$ , т. е. сделать их небольшими в сравнении с то-

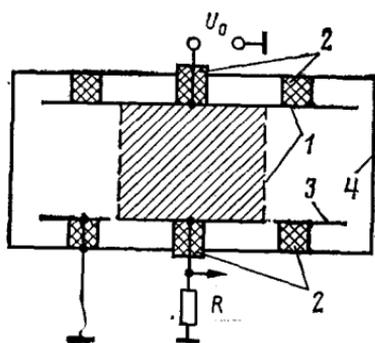
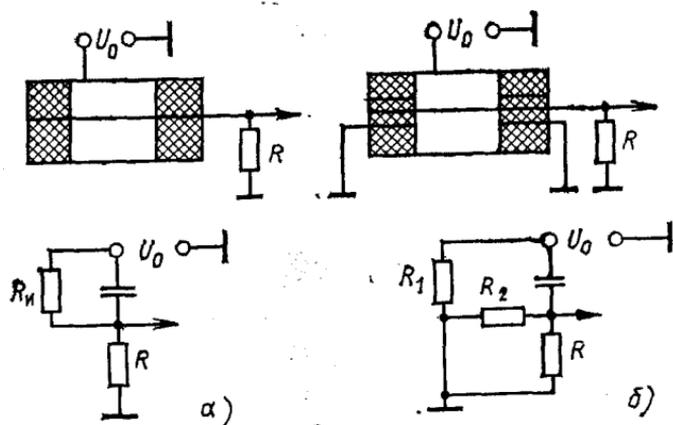


Рис. 5.2. Устройство плоской ионизационной камеры:

1 — электроды; 2 — изоляторы; 3 — дополнительный электрод; 4 — корпус камеры

Рис. 5.3. Схема цилиндрической камеры без охранного кольца (а) и с ним (б). Показаны эквивалентные схемы включения камер:

$R_{\text{и}} = R_1 + R_2$  — сопротивление изоляторов камеры;  $R$  — нагрузочное сопротивление



ками, обусловленными космическим излучением в камерах с объемом  $100 \text{ см}^3$ . Не менее важное значение дополнительные электроды имеют и для выравнивания поля в камерах. При измерениях токов, вызванных ионизирующим излучением, необходимо точно определить рабочий объем камеры и быть уверенным, что в нем поле достаточно для получения токов насыщения. Дополнительный электрод камеры, изображенной на рис. 5.2, четко ограничивает область, с которой производится сбор электронов и ионов (заштрихованная область камеры). При такой конструкции поле на границах рабочего объема камеры практически не искажается.

Ток в камере при постоянной ионизации. Пусть в рабочем объеме плоской камеры площадью  $s$  и с расстоянием между электродами  $d$  возникает в единицу времени в единицу объема  $n_0$  пар ионов. Если эта величина постоянна во времени, то ток в камере при пренебрежении потерями зарядов в результате диффузии и рекомбинации

$$I = en_0sd. \quad (5.14)$$

Это соотношение следует из закона сохранения зарядов. В случае постоянной ионизации ток, текущий в камере, можно выразить через плотности токов, образуемых дрейфом положительных и отрицательных зарядов.:

$$I = (j^+ + j^-) s, \quad (5.15)$$

где  $j^+$  и  $j^-$  — плотности соответствующих токов. Плотность тока — это произведение скорости движения зарядов на их плотность, т. е.

$$j^+ = en^+\omega^+ \text{ и } j^- = en^-\omega^-. \quad (5.16)$$

Чтобы найти  $j$ , необходимо определить  $n^+$  и  $n^-$ . Для этого рассмотрим баланс числа частиц в слое  $\Delta x$ . В этом слое рождается  $n_0\Delta x$  пар ионов. Число входящих частиц в этот объем  $n(x)\omega$ , а выходящих —  $n(x+\Delta x)\omega$ . В силу установившегося равновесия

$$n_0\Delta x = n(x)\omega - n(x+\Delta x)\omega$$

или

$$n_0 = \omega dn/dx. \quad (5.17)$$

Если считать, что направление оси  $x$  совпадает с направлением силовых линий электрического поля, а точка  $x=0$  совпадает с положительным электродом, то граничные условия для плотности положительных и отрицательных ионов будут следующие:  $n^+(0) = 0$  и  $n^-(d) = 0$ . Используя их и баланс зарядов (5.17), находим

$$n^+(x) = n_0x/\omega^+; \quad n^-(x) = n_0(d-x)/\omega^-. \quad (5.18)$$

Подставляя распределения плотности зарядов  $n^+(x)$  и  $n^-(x)$  в выражение (5.15), получаем ранее записанное соотношение (5.14).

Задача о токе в плоской камере с учетом диффузии и рекомбинации легко решается, если предположить, что уменьшение тока из-за диффузии и рекомбинации мало и, что более важно, диффузия и рекомбинация не изменяют заметным образом распределение плотности зарядов  $n^+(x)$  и  $n^-(x)$ . Плотность тока с учетом диффузии

$$j^+ = en^+\omega^+ - D^+edn^+/xd. \quad (5.19)$$

Градиент плотности зарядов существует в камере даже в том случае, когда скорость образования ионов постоянна во всем объеме [см. (5.18)]. Заметим, что в рассматриваемой плоской камере градиент в распределении зарядов имеет место лишь в направлении электрического поля (ось  $x$ ). Градиент плотности ионов вызывает диффузионный ток, направление которого противоположно направлению тока, обусловленного дрейфом ионов. Таким образом, наличие диффузии приводит к уменьшению измеряемого тока.

Используя для решения в качестве первого приближения распределения плотности зарядов в виде (5.18), легко получить, что

$$\left. \begin{aligned} j^+ &= en_0x - D^+en_0/\omega^+ \\ j^- &= en_0(d-x) - D^-en_0/\omega^- \end{aligned} \right\} \quad (5.20)$$

Следовательно, с учетом диффузии ток

$$I = en_0sd - es \left( \frac{n_0}{\omega^+} D^+ + \frac{n_0}{\omega^-} D^- \right). \quad (5.21)$$

Относительные потери тока на диффузию

$$-(\Delta I/I)_{\text{диф}} = (D^+/\omega^+d + D^-/\omega^-d). \quad (5.22)$$

Выражая коэффициенты диффузии через скорости дрейфа согласно (5.9) и (5.10), получаем

$$-(\Delta I/I)_{\text{диф}} = (kT^+/U_0e + kT^-/U_0e), \quad (5.23)$$

где  $kT^+$  и  $kT^-$  — энергия носителей зарядов соответствующих знаков. Для тяжелых ионов значение  $kT$  порядка энергии теплового движения, поэтому потери тока на диффузию тяжелых ионов заметны лишь при напряжениях, меньших нескольких вольт. Электроны могут иметь энергию, превышающую энергию теплового движения в 100 раз и более. Даже при напряжениях около 100 В значение  $(\Delta I/I)_{\text{диф}}$  составляет несколько процентов.

Используя распределение плотности зарядов в виде (5.18), оценим относительные потери тока из-за рекомбинации, полагая, что плотность электроотрицательных ионов равна  $\xi n^-(x)$ . Как уже отмечалось выше, имеет смысл рассматривать только рекомбинацию положительных и отрицательных ионов, вероятность рекомбинации которых намного больше вероятности рекомбинации положительных ионов и электронов. Относительные потери тока из-за рекомбинации в плоской камере можно рассчитать по формуле

$$-(\Delta I/I)_{\text{рек}} = es\xi \int_0^d an^+(x)n^-(x)dx/(en_0sd). \quad (5.24)$$

Подставляя в (5.24) выражения для плотности зарядов в виде (5.18), получаем

$$-(\Delta I/I)_{\text{рек}} = a\xi n_0 d^2 / (6\omega^+\omega^-) = a\xi n_0 p^2 d^4 / (6\mu^+\mu^- U_0^2). \quad (5.25)$$

Как видно из (5.25), потери тока из-за рекомбинации сильно зависят от размеров камеры. Они могут быть велики, если в камере образуются электроотрицательные ионы. Так, для камеры, наполненной воздухом до атмосферного давления при  $d=2$  см,  $U_0=200$  В,  $a=2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с и при облучении таким потоком фотонов, что в 1 см<sup>3</sup> воздуха создаются в 1 с ионы с суммарным зарядом 1 CGSE,  $\Delta I/I \approx 10\%$ , если считать, что все отрицательные заряды

существуют в виде отрицательных ионов ( $\xi=1$ ). Уменьшение расстояния между электродами всего на 20 % снижает потери вдвое.

Динамические характеристики камеры в токовом режиме. Проходящий через камеру ток можно измерять по потенциалу на внешнем резисторе  $R$  (см. рис. 5.2). Если интенсивность ионизирующего излучения изменяется, то и ток в камере, и, следовательно, потенциал на внешнем резисторе будут изменяться. Однако изменения последнего будут происходить с запозданием, время которого определяется постоянной  $RC$ , где  $C$  — суммарная емкость камеры и измерительного прибора. Инерционность камеры высокой чувствительности может достигать больших значений. Так, если сопротивление около  $10^{12}$  Ом, а емкость примерно  $10^{-11}$  Ф, то  $RC \approx 10$  с, т. е. заметить изменения интенсивности ионизирующего излучения с частотой, большей 0,1 Гц, невозможно. Рассмотрим, каким образом меняется потенциал на резисторе  $R$ , если задано изменение тока камеры во времени  $i(t)$ . Уравнение Кирхгофа связывает изменение потенциала  $V(t)$  с мгновенным значением тока  $i(t)$ :

$$V(t) + RCdV(t)/dt = Ri(t). \quad (5.26)$$

Это уравнение решается методом вариации постоянных:

$$V(t) - V(t=0) = \exp(-t/RC) (1/C) \int_0^t \exp(t'/RC) i(t') dt'. \quad (5.27)$$

Для примера рассмотрим камеру, интенсивность облучения которой нарастает линейно в интервале  $0 \leq t \leq t_1$  и затем при  $t=t_1$  становится постоянной. Будем считать, что ток, протекающий в камере, безынерционно следует за изменением интенсивности излучения. При этих предположениях

$$\left. \begin{aligned} i(t) &= I_0 t/t_1 & \text{при } 0 \leq t \leq t_1; \\ i(t) &= I_0 & \text{при } t \geq t_1. \end{aligned} \right\} \quad (5.28)$$

Подставляя (5.28) в (5.27), получаем с учетом, что  $V(t=0)=0$ ,

$$V(t) = I_0 R t/t_1 - I_0 R R C [1 - \exp(-t/RC)]/t_1 \quad (5.29)$$

при  $0 \leq t \leq t_1$ .

Если бы  $i(t)$  мгновенно падало до нуля в момент  $t=t_1$  то при  $t \geq t_1$  конденсатор стал бы разряжаться, т. е.

$$V(t) = V(t_1) \exp[-(t-t_1)/RC]. \quad (5.30)$$

Учитывая последнее соотношение, нетрудно получить из (5.29) и  $V(t)$  при  $t \geq t_1$ :

$$V(t) = V(t_1) \exp[-(t-t_1)/RC] + I_0 R \{1 - \exp[-(t-t_1)/RC]\}. \quad (5.31)$$

Флуктуации ионизационного тока в камере. Полученные соотношения (5.29) — (5.31) показывают, что измеряемое напряжение в меньшей степени подвержено флуктуациям, чем вызывающие их флуктуации тока в ионизационной камере. При измерениях с помощью камер интенсивности излучения по ионизационному току (или напряжению на выходном резисторе камеры) мгновенные значения показаний приборов испытывают флуктуации даже в тех случаях, когда средняя интенсивность излучения остается постоянной. Флуктуации выходного сигнала обусловлены статистическими флуктуациями числа зарядов, образующихся в камере, а также флуктуациями, связанными с процессами зарядки — разрядки выходного конденсатора. Пусть при средней постоянной

ионизации через камеру протекает ток, среднее значение которого  $\langle I \rangle$ , и ему соответствует среднее напряжение  $\langle V \rangle$  на выходном резисторе  $R$ . Пусть, далее, в камере в среднем за единицу времени образуется заряд  $nqe$  ( $q$  — число зарядов, которые создаются каждой из  $n$  частиц, поступающих в единицу времени в камеру). Заряд на конденсаторе в произвольно выбранный момент времени зависит от того, какой ток протекал в камере до этого момента  $t_0$ . Если в момент времени  $t$  в интервале  $dt$  в камере образуется заряд  $neqdt$ , то к моменту времени  $t_0 > t$  заряд на конденсаторе равен  $neq \exp[-(t_0 - t)/RC]dt$ . В любой момент времени  $t_0$  средний заряд

$$Q = \int_{-\infty}^{t_0} neq \exp[-(t_0 - t)/RC] dt = neqRC.$$

Дисперсия заряда, возникающего в камере за время от  $t$  до  $t + \Delta t$ , равна  $(eq)^2 n \Delta t$ , если считать, что флуктуации зарядов обусловлены в основном флуктуациями числа частиц, которые попадают в камеру за это время. Дисперсия в момент  $t_0$  составит  $(eq)^2 \exp[-(t_0 - t)/RC]^2 n \Delta t$ . Суммарную дисперсию заряда в момент  $t_0$  можно получить, если просуммировать дисперсии зарядов во все моменты времени  $t < t_0$ , т. е.

$$\sigma_Q^2 = \int_{-\infty}^{t_0} q^2 e^2 n \exp[-2(t_0 - t)/RC] dt = q^2 e^2 n RC / 2. \quad (5.32)$$

Учитывая связь между средним зарядом и средним током  $\langle Q \rangle = RC \langle I \rangle$ , получаем

$$\sigma_I^2 = ne^2 q^2 / (2RC) \quad \text{и} \quad \sigma_I^2 / \langle I \rangle^2 = 1 / (2nRC). \quad (5.33)$$

Аналогично определяем флуктуации напряжения на выходном резисторе:

$$\sigma_V^2 = q^2 ne^2 R / (2C) \quad \text{и} \quad \sigma_V^2 / \langle V \rangle^2 = 1 / (2nRC). \quad (5.34)$$

Приведенные дисперсии позволяют получить среднее квадратическое отклонение мгновенных показаний приборов. Из приведенных соотношений (5.33) и (5.34) видно, что для повышения точности измерений при малых значениях  $n$  необходимо выбирать достаточно большие  $RC$ . Так, чтобы относительная средняя квадратическая погрешность не превышала 1%, необходимо  $nRC > 5 \cdot 10^3$ . Имеется и другая возможность увеличить точность измерений — это усреднение показаний приборов во времени. Однако в этом случае усреднение необходимо производить по временному интервалу  $t_1$ , превышающему в несколько раз постоянную времени  $RC$ . (Показания прибора внутри временного интервала  $RC$  сильно коррелированы.) Средняя квадратическая погрешность измерения будет примерно в  $(t_1/RC)^{1/2}$  раз меньше, если усреднить показания прибора за время  $t_1$ , большее в несколько раз, чем  $RC$ .

**Ионизационные камеры в импульсном режиме.** Общие замечания. Схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме работы (рис. 5.4) позволяет измерить заряд или ток, который обусловлен движением ионов в камере, созданных отдельной ионизирующей частицей, при условии разумного выбора постоянной времени  $RC$ . Если  $RC$  больше времени движения ионов в камере, то амплитуда импульса напряжения определяется отноше-

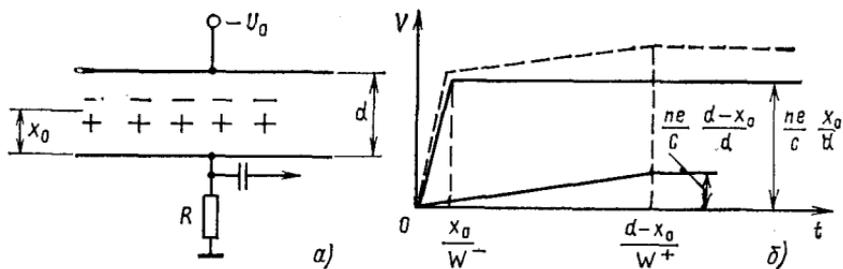


Рис. 5.4. Включение плоской камеры в импульсном режиме (а) и форма импульса напряжения (б)

нием числа пар ионов, образуемых в камере регистрируемой частицей, к сумме емкости камеры и паразитных емкостей. Так, если энергия заряженной частицы 5 МэВ, а эквивалентная емкость 20 пФ, то максимальное значение импульса на входе усилителя составит 1,2 мВ. Считая, что число пар ионов, созданных в камере ионизирующей частицей, пропорционально ее энергии, можно исследовать с помощью ионизационной камеры в импульсном режиме не только распределение частиц во времени, но и их распределение по поглощенной в камере энергии. Форма импульса и его длительность определяются постоянной времени  $RC$  и скоростью движения электронов и ионов. Как будет ясно из последующего изложения, длительность импульса даже при малых значениях  $RC$  не может быть меньше времени движения электронов в камере. Это означает, что камера сможет регистрировать частицы как отдельные события, если временные интервалы между ними будут больше, чем время сбора носителей зарядов на электроды камеры. Форму импульсов в ионизационных камерах можно вычислить по теореме Рамо — Шокли.

**Теорема Рамо — Шокли.** Эта теорема устанавливает связь между током в проводнике и направлением и скоростью движения заряда. Если в пространстве между произвольно расположенными заземленными проводниками движется заряд  $e$  со скоростью  $v$ , то в цепи каждого проводника возникает ток, значение которого определяется следующим соотношением:

$$i(t) = \mathcal{E}_v(t) v(t) e, \quad (5.35)$$

где  $\mathcal{E}_v$  — составляющая вектора напряженности электрического поля вдоль скорости заряда  $v$ , которая была бы в точке, где в данный момент  $t$  находится заряд, при условии, что этот заряд удален, потенциал проводника, для которого определяется ток, равен единице, а остальные проводники заземлены. Зависимость напряжения на эквивалентной емкости во времени  $V(t)$ , т. е. форма импульса, будет пропорциональна заряду  $Q(t)$  на емкости. Если считать, что емкость не разряжается за время движения

электронов и ионов к электродам камеры, то

$$V(t) = Q(t)/C = \int_0^t i(t) dt/C = (e/C) \int \mathcal{E}_v(t) v(t) dt. \quad (5.36)$$

Как уже было показано раньше, электроны и ионы во внешнем электрическом поле имеют результирующую составляющую скорости, направленную вдоль вектора напряженности поля. Эта составляющая — скорость дрейфа. При использовании теоремы Рамо — Шокли для расчета формы импульса в камере под скоростью движения зарядов следует понимать скорость дрейфа ионов или электронов. Это существенно упрощает вычисления. Изменение напряжения, обусловленное движением положительных или отрицательных ионов, будет иметь следующий вид:

$$V^+(t) = (e/C) \int_0^t \mathcal{E}_v(t) \omega^+(t) dt; \quad V^-(t) = (e/C) \int_0^t \mathcal{E}_v(t) \omega^-(t) dt, \quad (5.37)$$

а суммарное изменение напряжения

$$V(t) = V^+(t) + V^-(t). \quad (5.38)$$

Для случая любых значений  $RC$  необходимо рассмотреть процесс не только зарядки, но и разрядки емкости. Приращение заряда за время  $dt$  по (5.35) равно  $e \mathcal{E}_v(t) \omega(t) dt$ , утечка заряда пропорциональна мгновенному значению заряда  $Q(t)$  и постоянной  $1/RC$ , т. е. —  $Q(t) dt/RC$ . Таким образом, изменение заряда

$$dQ/dt = -Q(t)/RC + e \mathcal{E}_v(t) \omega(t). \quad (5.39)$$

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид [см. (5.26) и (5.27)]

$$Q(t) = \exp(-t/RC) \int_0^t e \mathcal{E}_v(t') \omega(t') \exp(t'/RC) dt'. \quad (5.40)$$

В простейшем случае  $\mathcal{E}_v = \text{const}$  и  $\omega = \text{const}$  (плоская камера)

$$Q(t) = e \mathcal{E}_v \omega RC [1 - \exp(-t/RC)] \quad (5.41)$$

и

$$V(t) = e \mathcal{E}_v \omega RC [1 - \exp(-t/RC)]/C. \quad (5.42)$$

Полученные результаты (5.37) и (5.42) справедливы при  $0 \leq t \leq t^*$ , где  $t^*$  — время движения зарядов от места образования до собирающего электрода. При  $t \geq t^*$

$$V(t) = V^* \exp(-t'/RC), \quad (5.43)$$

где максимальное значение амплитуды

$$V^* = e \mathcal{E}_v \omega RC [1 - \exp(-t^*/RC)]/C;$$

$$t' = t - t^*; \quad t' \geq 0.$$

Форма импульса в плоской камере. В плоской камере с расстоянием между плоскопараллельными электродами  $d$  электрическое поле постоянно и при единичном напряжении на собирающем электроде  $\mathcal{E}_v = 1/d$ . Пусть заряженная частица проходит параллельно плоскости электродов на расстоянии  $x_0$  от положительного собирающего электрода и создает  $n$  пар ионов. Тогда, учитывая, что скорости дрейфа электронов и ионов будут постоянными в плоской камере, и считая постоянную  $RC$  большой по сравнению с временем сбора ионов  $d/\omega^+$ , получаем

$$\left. \begin{aligned} V^-(t) &= \frac{1}{C} \int_0^t i(t') dt' = \frac{ne}{C} \frac{\omega^-}{d} t; \\ V^+(t) &= ne\omega^+ t/Cd. \end{aligned} \right\} \quad (5.44)$$

Выражения для  $V^-(t)$  и  $V^+(t)$  справедливы при  $0 \leq t \leq x_0/\omega^-$  и  $0 \leq t \leq (d - x_0)/\omega^+$  соответственно. Суммарное изменение напряжения (пунктир)  $V(t) = V^-(t) + V^+(t)$  и его составляющие показаны на рис. 5.4. Максимальные значения импульса

$$V_{\text{макс}}^- = \frac{ne}{C} \frac{x_0}{d}; \quad V_{\text{макс}}^+ = \frac{ne}{C} \frac{d - x_0}{d}; \quad V_{\text{макс}} = \frac{ne}{C}. \quad (5.45)$$

Максимальное значение  $V(t)$  не зависит от места образования ионов в камере и равно  $ne/C$ . Но, чтобы получить амплитуду  $ne/C$ , необходимо время около  $d/\omega^+$ , т. е. порядка миллисекунд. Такие камеры с большими постоянными  $RC > d/\omega^+$  называют *камерами с полным (или ионным) сбором*. Основное преимущество таких камер состоит в том, что максимальное значение амплитуды импульса определяется только числом образованных в камере пар ионов и не зависит от места попадания ионизирующей частицы в камеру и от ее ориентации. Но форма импульса в таких камерах определяется местом попадания и ориентацией частицы в камере: изменяется передний фронт импульса (время нарастания до максимального значения импульса) от минимального  $d/\omega^-$  (ионизационный эффект создан вблизи анода) до максимального  $d/\omega^+$  (ионизационный эффект создан вблизи катода). Однако камеры со столь длинными импульсами непригодны для целого ряда измерений. Камера может иметь значительно лучшие временные характеристики, если использовать меньшие значения  $RC$  и при этом выбирать газы для ее наполнения с малой вероятностью образования электроотрицательных ионов. Какова же будет форма импульса в плоской камере, если выбрать  $d/\omega^- < RC < d/\omega^+$ ? С этой целью используем зависимость (5.42) и получим

$$\left. \begin{aligned}
 V^-(t) &= \frac{ne}{C} \frac{RC\omega^-}{d} [1 - \exp(-t/RC)] \quad \text{при } 0 \leq t \leq x_0/\omega^-; \\
 V^-(t) &= \frac{ne}{C} \frac{RC\omega^-}{d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_0}{RC\omega^-}\right) \right] \times \\
 &\times \exp\left(-\frac{t-x_0/\omega^-}{RC}\right) \quad \text{при } t \geq \frac{x_0}{\omega^-}.
 \end{aligned} \right\} (5.46)$$

Выражения для составляющей импульса, обусловленной движением положительных ионов, следующие:

$$\left. \begin{aligned}
 V^+(t) &= \frac{ne}{C} \frac{RC\omega^+}{d} [1 - \exp(-t/RC)] \quad \text{при } 0 \leq t \leq \frac{d-x_0}{\omega^+}; \\
 V^+(t) &= \frac{ne}{C} \frac{RC\omega^+}{d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d-x_0}{RC\omega^+}\right) \right] \times \\
 &\times \exp\left[-\frac{t-(d-x_0)/\omega^+}{RC}\right] \quad \text{при } t \geq \frac{d-x_0}{\omega^+}.
 \end{aligned} \right\} (5.47)$$

Из (5.46) видно, что  $V^-(t)$  имеет максимум в момент времени  $t = x_0/\omega^-$ ; поскольку  $d/\omega^- < RC$ , то

$$V_{\text{макс}}^- \approx [n e x_0 / (C d)] [1 - x_0 / (2RC\omega^-)].$$

Функция  $V^+(t)$  достигнет максимума или в момент  $t \approx 3RC$ , если  $RC < (d-x_0)/\omega^+$ , или в момент  $(d-x_0)/\omega^+$ , если  $RC > (d-x_0)/\omega^+$ . В первом случае

$$V_{\text{макс}}^+ \approx (ne/C) RC (\omega^+/d),$$

а во втором

$$V_{\text{макс}}^+ \approx \frac{ne}{C} \frac{d-x_0}{d} \left( 1 - \frac{d-x_0}{2RC\omega^+} \right).$$

Поскольку скорость дрейфа электронов почти в  $10^3$  раз больше скорости дрейфа ионов, то нетрудно подобрать такое значение  $RC$ , чтобы  $d/\omega^- < RC \ll d/\omega^+$ . Тогда отношение  $V_{\text{макс}}^-/V_{\text{макс}}^+ \approx x_0/\omega^+ RC$  при  $x_0 < d$  и  $V_{\text{макс}}^-/V_{\text{макс}}^+ \approx x_0/(d-x_0)$  при  $x_0 \approx d$ . Таким образом, амплитуды импульсов, обусловленные движением электронов, во много раз больше амплитуд импульсов, обусловленных движением ионов (кроме случаев первичной ионизации при  $x_0 \ll d$ ). Другими словами, можно пренебречь током, индуцированным движением положительных ионов. Камеры с таким режимом работы носят название *камер с электронным собиранием*. В камерах с электронным собиранием, когда  $RC \gg d/\omega^-$ , максимальное значение импульса зависит от места ионизации и от ориентации пути частицы в камере. Зависимость амплитуды импульса в камерах с электронным собиранием от места попадания и направления движения частицы обычно называют *индукционным эффектом*. Этот эффект — очень нежелательное явление, когда по амплитудам импульсов анализируют энергетический спектр заряженных частиц (частицы с одинаковой энергией в зависимости от их ориентации в камере

и места попадания создают импульсы с различными амплитудами). Однако индукционный эффект можно использовать для анализа распределений заряженных частиц по направлениям.

Представляет интерес рассмотреть форму импульса при  $RC \ll \ll d/\omega^-$ . В этом случае амплитуда импульса практически пропорциональна индуцированному току. Действительно, при указанных условиях для частицы, движущейся параллельно электродам, с учетом (5.46)  $V^-(t)$  нарастает [в соответствии с первой формулой (5.46)] при  $0 \leq t \leq 3RC$ ; при  $3RC < t \leq x_0/\omega^-$  амплитуда импульса не зависит от времени и равна  $V^-_{\text{макс}} = neRC\omega^-/(Cd)$ , и, наконец, при  $t > x_0/\omega^-$  амплитуда импульса спадает во времени по экспоненте с постоянной  $RC$ . Следовательно, для всех частиц, создавших одинаковый ионизационный эффект на расстояниях от анода  $x_0 \geq \leq 3RC\omega^-$ , амплитуда импульса не зависит от места ионизации. Но амплитуда импульса будет в  $RC\omega^-/d$  раз меньше, чем в камерах с ионным собиранием. Амплитуда импульса зависит от выбранного значения  $RC$ , и тем больше, чем больше  $RC$ . Но чем больше  $RC$ , тем меньше область камеры, в которой не будет проявляется индукционный эффект. Если, например, требуется, чтобы индукционный эффект не влиял на амплитуду импульса в 90 % объема камеры, то  $RC \approx (x_0)_{\text{мин}}/(3\omega^-) = 0,1d/(3\omega^-)$ . Следовательно, при типичном значении  $\omega^- = 4 \cdot 10^5$  см/с и  $d = 1$  см требуется значение  $RC \approx 8 \cdot 10^{-8}$  с. Максимальное значение импульса составляет при этом всего лишь 0,03  $ne/C$ .

Если заряженные частицы с одинаковой энергией имеют различное направление относительно плоскости электродов, то формы их импульсов будут различными. Время нарастания по-прежнему определяется постоянной  $RC$ , а область, где амплитуда импульса не зависит от времени, имеет разную длительность (наибольшую при движении частицы параллельно электродам, минимальную при движении частицы перпендикулярно электродам).

Форма импульса в плоской камере с сеткой. Интересными свойствами обладает плоская камера с сеткой. В такой камере удастся практически полностью избавиться от индукционного эффекта и сравнительно просто осуществить определение направления движения заряженных частиц. Отделим объем камеры, где заряженные частицы образуют ионы и электроны, от объема камеры, где движение электронов индуцирует ток на собирающем электроде. Объем камеры разделяется третьим электродом — сеткой (рис. 5.5). Образованные в объеме  $I$  электроны дрейфуют в направлении собирающего электрода. Но пока дрейф происходит в области  $I$ , возникает лишь сеточный ток, поскольку собирающий электрод экранирован сеткой. Движение электронов в объеме  $II$  индуцирует ток на собирающем электроде.

Сетку следует делать достаточно прозрачной, чтобы электроны не оседали на ней, но при этом она должна быть достаточно плотной, чтобы обеспечить надежное экранирование собирающего электрода. Оседание электронов на сетке уменьшается, если увеличивать электрическое поле между сеткой и собирающим электродом.

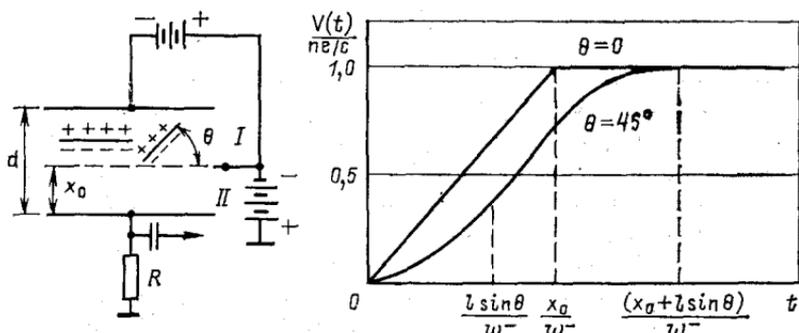


Рис. 5.5. Схема плоской камеры с сеткой и форма импульса для  $RC \gg x_0/\omega^-$  и  $l \ll x_0$  при двух значениях  $\theta$

Поле в области I должно быть достаточно большим, чтобы препятствовать рекомбинации и образованию электроотрицательных ионов. В такой камере целесообразно выбрать условие  $x_0/\omega^- < RC \ll d/\omega^+$ .

Из приведенных качественных соображений ясно, что форма импульса для случая точечной ионизации или ионизации в плоскости, параллельной электродам, такая же, как и в (5.46), где следует положить  $x_0$  равным расстоянию между сеткой и собирающим электродом.

Когда путь заряженной частицы произвольно ориентирован в камере, форма импульса имеет другой вид. Интегрируя (5.46) с учетом ориентации пути заряженной частицы, получаем, что при  $RC > (x_0 + l)/\omega^-$  ( $l$  — длина пути заряженной частицы) и  $l < x_0$  передний фронт импульса равен примерно  $(x_0 + l \sin \theta)/\omega^-$ , где угол  $\theta$  — угол между направлением движения частицы и плоскостью электродов (рис. 5.5). Важно отметить, что время нарастания импульса до своего максимального значения не зависит от ионизационного эффекта. Таким образом, измеряя с помощью электронных устройств время до достижения импульсом  $V_{\text{макс}}$ , можно получить информацию об ориентации путей заряженных частиц в камере, а анализируя распределение амплитуд импульсов — информацию об энергетическом распределении заряженных частиц. При  $\theta \neq 0$  (рис. 5.5) и  $RC \gg x_0/\omega^-$  импульс возрастает пропорционально  $t^2$  при  $0 \leq t \leq l \sin \theta/\omega^-$ , затем при  $l \sin \theta/\omega^- < t \leq x_0/\omega^-$  импульс растет линейно со временем и, наконец, при  $x_0/\omega^- \leq t \leq (x_0 + l \sin \theta)/\omega^-$  нарастает пропорционально  $\{a - b(x_0 + l \sin \theta)/\omega^- - t\}^2$ , где  $a$  и  $b$  — постоянные величины.

Форма импульса в цилиндрической камере. Напряженность поля в такой камере зависит от расстояния до центра камеры и определяется выражением

$$\mathcal{E} = U_0/[r \ln(r_2/r_1)], \quad (5.48)$$

где  $U_0$  — напряжение, приложенное к камере;  $r$  — расстояние от оси камеры на котором определяется напряженность поля;  $r_2$  и  $r_1$  — радиусы внешнего и внутреннего электродов камеры. Зависимость  $V(t)$  на центральном электроде камеры (рис. 5.6) получим при следующих условиях: постоянная времени  $RC \gg r_2/\omega^+$ , ионизирующая частица проходит в камере на расстоянии  $r_0$  от центра камеры параллельно оси симметрии и создает  $n$  пар ионов, потенциал собирающего электрода выше потенциала внешнего электрода. Поскольку напряженность внешнего поля в точке  $r$  при единичном потенциале на собирающем электроде равна  $1/[r \ln (r_2/r_1)]$ , то

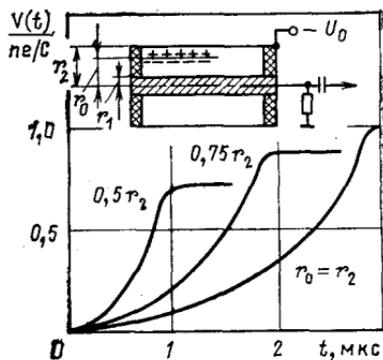


Рис. 5.6. Схема цилиндрической камеры в импульсном режиме и форма импульса на аноде, обусловленного движением электронов при разных  $r_0$

$$\left. \begin{aligned} V^+(t) &= \frac{ne}{C} \int_0^t \mathcal{E}_v \omega^+(t) dt = \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{\omega^+(t)}{r \ln (r_2/r_1)} dt; \\ V^-(t) &= \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{\omega^-(t)}{r \ln (r_2/r_1)} dt. \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

В этом случае скорость дрейфа зависит от времени, которое связано с координатой  $r$ . Заметим, что  $\omega = dr/dt$ . Для положительных ионов  $\omega^+ = \mu^+ \mathcal{E} / p = \mu^+ U_0 / [r \ln (r_2/r_1) p]$ .

Найдем связь между текущими значениями  $r$  и  $t$ :

$$\left. \begin{aligned} \int_{r_0}^r r dr &= \int_0^t \mu^+ \frac{U_0 dt}{p \ln (r_2/r_1)}; \\ \frac{r^2}{2} - \frac{r_0^2}{2} &= \mu^+ \frac{U_0 t}{p \ln (r_2/r_1)}. \end{aligned} \right\} \quad (5.50)$$

Подставляя в (5.49) значения  $\omega^+$  и  $r$  из выражения (5.50), получаем

$$V^+(t) = \frac{ne}{2C \ln (r_2/r_1)} \ln \left[ 1 + \frac{2\mu^+ U_0 t}{pr_0^2 \ln (r_2/r_1)} \right]. \quad (5.51)$$

Максимальное значение импульса  $V^+_{\text{макс}}$  достигается при  $r=r_2$  или в момент времени

$$t = \frac{p \ln (r_2/r_1)}{U_0 \mu^+} \frac{r_2^2 - r_0^2}{2}.$$

Подставляя в (5.51) время, когда импульс достигает своего максимального значения, находим

$$V^+_{\text{макс}} = ne \ln (r_2/r_0) / [C \ln (r_2/r_1)]. \quad (5.52)$$

Скорость дрейфа электронов сложным образом зависит от напряженности поля, и эта зависимость различна для разных газов. В первом приближении можно считать, что для таких газов, как водород, гелий, кислород и азот, скорость дрейфа пропорциональна корню квадратному из напряженности поля, поэтому можно принять, что  $\omega^- = \sqrt{\mathcal{E}/\mathcal{E}_0} \omega_0^-$ . Заметим, что вид зависимости  $\omega^-$  от напряженности поля не влияет на  $V^-_{\text{макс}}$ , а сказывается только на  $V^-(t)$ . Учитывая принятую зависимость  $\omega^-$  от  $\mathcal{E}$ , получаем связь между  $r$  и  $t$  решением уравнения, аналогичного (5.50):

$$\frac{2}{3} r_0^{3/2} - \frac{2}{3} r^{3/2} = \frac{\omega_0^- \sqrt{U_0}}{\sqrt{\mathcal{E}_0} \ln(r_2/r_1)} t. \quad (5.53)$$

После подстановки в (5.49)  $\omega^-$  и  $r$  из (5.53) имеем

$$V^-(t) = -\frac{ne}{C} \frac{2}{3 \ln(r_2/r_1)} \ln \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{\omega_0^- t \sqrt{U_0}}{r_0^{3/2} \sqrt{\mathcal{E}_0} \ln(r_2/r_1)} \right). \quad (5.54)$$

Максимальное значение импульса  $V^-_{\text{макс}}$  достигается при  $r=r_1$  или при

$$t = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\mathcal{E}_0} \ln(r_2/r_1)}{\omega_0^- \sqrt{U_0}} (r_0^{3/2} - r_1^{3/2}), \quad \text{что следует из выражения (5.53). Таким образом,}$$

$$V^-_{\text{макс}} = ne \ln(r_1/r_0) / [C \ln(r_2/r_1)]. \quad (5.55)$$

Вычисленные зависимости  $V^-(t)$  для нескольких значений  $r_0/r_2$  приведены на рис. 5.6. При вычислениях принято, что  $r_2/r_1=10$ ,  $r_2=2$  см, камера наполнена водородом при  $p=510$  гПа,  $U_0=225$  В. Из полученных выражений для формы импульса и рис. 5.6 видно, что в такой камере максимальное значение амплитуды импульса, обусловленное движением электронов, слабее зависит от места образования электронов и ионов, чем в плоской камере. При условии равновероятной ионизации по всему объему в плоской камере число импульсов, для которых  $V^-_{\text{макс}} \geq V^+_{\text{макс}}$ , равно числу импульсов, для которых  $V^+_{\text{макс}} > V^-_{\text{макс}}$ . В цилиндрической камере  $V^-_{\text{макс}} = V^+_{\text{макс}}$ , если  $r_0 = \sqrt{r_2 r_1}$  [ср. (5.52) и (5.55)]. Следовательно, при ионизации, происходящей на таких расстояниях от центра камеры, для  $r_0 < \sqrt{r_2 r_1}$   $V^-_{\text{макс}} < V^+_{\text{макс}}$ , а для  $r_0 > \sqrt{r_2 r_1}$   $V^-_{\text{макс}} > V^+_{\text{макс}}$ . При условии равновероятного попадания ионизирующих частиц в объем камеры вероятность появления импульсов с  $V^-_{\text{макс}} > V^+_{\text{макс}}$  равна  $(1-r_1/r_2)[1/(1-r_1^2/r_2^2)]$ . Таким образом, в цилиндрической камере зависимость амплитуды электронного импульса от места образования ионов (индукционный эффект) слабее, чем в плоской, и влияние индукционного эффекта тем слабее, чем больше отношение радиусов электродов камеры  $r_2/r_1$ .

Слдует отметить, что большая вероятность появления импульсов с  $V^-_{\text{макс}} \geq V^+_{\text{макс}}$  будет только в случае, когда потенциал на центральном электроде выше потенциала на внешнем электроде. Если изменить полярность напряжени:  $U_0$ , то амплитуда большинства импульсов в основном будет обусловлена движением положительных ионов.

Форма импульса зависит от постоянной времени  $RC$ . С учетом малы значений  $RC$  ее вычислить сложнее, поскольку скорость дрейфа электронов не имеет удобной аналитической связи с напряженностью поля.

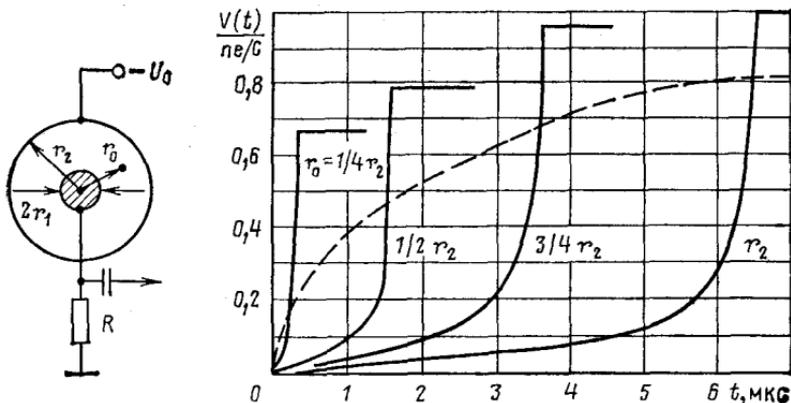


Рис. 5.7. Схема сферической камеры в импульсном режиме и форма импульса на аноде, обусловленного движением электронов при различных  $r_0/r$ , при ионизации в точке (сплошная линия) и форма импульса на аноде при ионизации вдоль радиуса (пунктирная линия)

Форма импульса в сферической камере. Для сферической камеры зависимость напряженности поля от радиуса еще более резкая (рис. 5.7):

$$\mathcal{E} = r_1 r_2 U_0 / [(r_2 - r_1) r^2], \quad (5.56)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиус внутреннего и внешнего электродов соответственно. Если зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля принять в виде  $\omega^- = \omega_0^- \sqrt{\mathcal{E}/\mathcal{E}_0}$  и считать, что ионизация происходит в точке на расстоянии  $r_0$  от центра камеры, потенциал центрального электрода, с которого снимается импульс, выше потенциала внешнего электрода, а постоянная  $RC$  велика, то зависимости для  $V^+(t)$  и  $V^-(t)$  можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} V^+(t) &= \frac{ner_1 r_2}{(r_2 - r_1) C} \left[ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{r_1 r_2}{(r_2 - r_1)} \frac{3U_0 \mu^+}{p} t + r_0^3}} \right] \\ \text{для } 0 \leq t &\leq (r_2^3 - r_0^3) (r_2 - r_1) p / (3U_0 r_1 r_2 \mu^+); \\ V^-(t) &= \frac{ner_1 r_2}{(r_2 - r_1) C} \left[ \frac{1}{\left( r_0^2 - 2 \frac{\omega_0^- \sqrt{r_2 r_1 U_0}}{\sqrt{(r_2 - r_1) \mathcal{E}_0}} t \right)^{1/2}} - \frac{1}{r_0} \right] \\ \text{для } 0 \leq t &\leq (r_0^2 - r_1^2) \sqrt{\mathcal{E}_0 (r_2 - r_1)} / (2\omega_0^- \sqrt{r_1 r_2 U_0}). \end{aligned} \right\} \quad (5.57)$$

Соответствующие максимальные значения амплитуд импульсов зависят следующим образом от места  $r_0$  возникновения ионов:

$$V_{\text{макс}}^+ = \frac{ne}{C} \frac{r_1}{r_0} \frac{r_2 - r_0}{r_2 - r_1}; \quad V_{\text{макс}}^- = \frac{ne}{C} \frac{r_2}{r_0} \frac{r_0 - r_1}{r_2 - r_1}. \quad (5.58)$$

Сравнивая выражения для  $V_{\text{макс}}^+$  и  $V_{\text{макс}}^-$ , находим, что в сферической камере  $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$ , если  $r_0 \geq 2r_1 r_2 / (r_2 + r_1)$ . Таким образом, вероятность появления импульсов (при условии равновероятного попадания частиц в любую

часть камеры) с  $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$  равна  $[1 - 8/(1 + r_2/r_1)^3]/[1 - (r_1/r_2)^3]$ . Если  $r_2/r_1 > 5$ , то она больше 0,96.

На рис. 5.7 показаны вычисленные зависимости  $V(t)$  для нескольких значений  $r_0$ . Вычисления проведены для таких же условий, как и в случае цилиндрической камеры, т. е.  $r_2/r_1 = 10$ ,  $r_2 = 2$  см,  $p = 510$  гПа,  $U_0 = 225$  В. Видно, что в сферической камере ширина импульсов на половине высоты оказывается заметно меньше, чем для цилиндрической камеры, однако время от момента попадания частицы до достижения импульсом максимального значения почти в 2 раза больше.

### Основные характеристики импульсных ионизационных камер.

**Временные характеристики.** Оценим разрешающее время импульсных ионизационных камер для случая точечной ионизации. Напомним (см. гл. 4), что разрешающее время определяется дисперсией распределения временных отрезков  $t^*$  от момента попадания частицы в камеру до момента достижения импульсом определенного значения. Вычисленные зависимости  $V(t)$  [см. (5.47), (5.54) и (5.57)] позволяют получить распределение  $p(t^*)$  и, следовательно,  $\sigma_{t^*}$  и  $\tau_d$ . Правда, для этого необходимо задать распределение частиц в объеме детектора и их энергетический спектр. Зависимости  $V(t)$  позволяют найти  $t^* = f(r_0, E)$  при заданных характеристиках камер. Тогда

$$p(t^*) = p(r_0) dr_0 / dt^* = p(r_0) \left/ \frac{d}{dr_0} f(r_0, E) \right. \quad (5.59)$$

в случае частиц с одинаковой энергией. Если в объеме камеры частицы распределены равномерно, то  $p(r_0)$  для плоской камеры — величина постоянная, а для сферической  $p(r_0) = 4\pi r_0^2$ . Искомое разрешающее время

$$\tau_d \approx 2,36\sigma_{t^*} = 2,36 \left\{ \langle (t^*)^2 \rangle - \langle t^* \rangle^2 \right\} p(t^*) dt^* / \int p(t^*) dt^* \}^{1/2}. \quad (5.60)$$

Необходимо заметить, что аналитические выражения для форм импульсов были получены при очень больших значениях  $RC$ . Чтобы иметь малое разрешающее время, камера должна работать в режиме электронного собирания, т. е. при  $RC$ , намного меньшем, чем время дрейфа ионов.

Для случая моноэнергетических частиц, равномерно возникающих в объеме камеры, наилучшее разрешающее время у плоской камеры. В указанных выше условиях расчеты по (5.60) дают для плоской камеры  $\tau_d = 0$ . Это понятно, так как в плоской камере время нарастания импульса до заданного значения не зависит от места попадания частицы [см. (5.44)]. Конечно, не каждый импульс может достичь заданного уровня  $U_d$ , но если этот уровень достигнут, то за время  $t^*$ . Величина  $t^*$  даже в случае частиц с совершенно одинаковыми энергиями будет флуктуировать. Это обусловлено флуктуацией числа пар ионов, созданных частицей, и скорости дрейфа  $w^-$ . Пример вычисления дисперсии с учетом флуктуации числа пар ионов приведены в гл. 7.

В цилиндрической и сферической камерах наибольший ток протекает в момент, когда электроны близко подходят к центральному электроду. Следовательно, разброс значений  $t^*$  обусловлен главным образом временем движения электронов от места их образования до центрального электрода, которое для сферической и цилиндрической камер приблизительно равно  $r_0/(2\omega^-(r_0))$ , где  $\omega^-(r_0)$  — скорость дрейфа электронов в точке их образования. Наибольшее время движения от катода к аноду приблизительно равно  $r_2/(2\omega^-(r_2))$ , где  $\omega^-(r_2)$  — скорость дрейфа электронов вблизи катода. Последнее отношение может служить оценкой разрешающего времени камеры. При  $r_2 \leq 2$  см,  $r_2/r_1 \gg 10$  камера, наполненная водородом при атмосферном давлении, имеет  $\tau_d$  порядка нескольких микросекунд. Время  $\tau_d$  для камеры, работающей в режиме электронного собирания, не зависит от выбранных значений  $RC$ , если  $RC < r_2/\omega^+$ . В то же время выбор малых значений  $RC$ , таких, что  $RC < r_2/\omega^-$ , приводит к уменьшению ширины импульса и улучшает условия измерений, при которых определяется число частиц, попавших в детектор. Для цилиндрической и сферической камер ширина импульса на половине высоты может быть в десятки раз меньше значения  $\tau_d$ . Для плоской камеры даже при малых  $RC$  ширина импульса порядка  $d/\omega^-$ .

Приведенные формы импульсов и оценки временных характеристик справедливы, если первичная ионизация происходит в точке (практически, когда пробеги заряженных частиц много меньше размеров камеры). Если пробеги заряженных частиц, создающих ионизацию, нельзя считать точечными, то форма импульсов заметно изменяется. В этом случае существенно направление движения ионизирующей частицы. Форму импульса можно вычислить в этом случае как суперпозицию одновременно возникших «точечных» ионизаций вдоль трека частицы. На рис. 5.7 показана форма импульса для случая, когда заряженная частица образовала  $n$  пар ионов, равномерно распределенных вдоль радиуса сферической камеры. Разрешающее время цилиндрической и сферической камер в данном случае практически не изменится; для плоской камеры оно увеличится, поскольку время достижения  $t^*$  импульсом заданного значения уже будет зависеть от ориентации частицы в пространстве. Наконец, ширина импульсов на половине высоты при  $RC < r_2/\omega^-$  для цилиндрической и сферической камер существенно увеличится и по порядку будет достигать  $r_2/\omega^-(r_2)$ .

**Энергетическое разрешение.** Энергетическое разрешение камер в конечном счете определяется флуктуацией в числе образуемых заряженной частицей пар ионов и составляет (см. гл. 4)  $\eta = \Delta E/E = 2,36\sqrt{F/\sqrt{n}}$ , где  $F$  — коэффициент Фано, равный примерно 0,7 для рассматриваемого случая;  $n$  — число пар ионов. Такое значение  $\eta$  достигается, если пробеги всех частиц укладываются в рабочем объеме камеры (отсутствует стеночный эффект), камера работает в режиме полного собирания (нет индукционного эффекта) и малы амплитуды шумов усилителя. Минимальное зна-

чение  $\eta$  составляет примерно 3 % при энергии заряженной частицы 0,1 МэВ и около 0,4 % при 5 МэВ.

В некоторых случаях действительно удается полностью избавиться от стеночного (источник помещен внутрь камеры на расстояниях от ее стенок больших, чем пробеги заряженных частиц) и индукционного (плоская камера с сеткой, большие значения постоянной  $RC$ ) эффектов, и тогда получают значения  $\eta$ , близкие к расчетным. Так, в камерах с сеткой энергетическое разрешение для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ равно 0,5 %. При измерениях энергии частиц, которые образуются в результате взаимодействия нейтронов и фотонов с ядрами газа, наполняющего камеру, стеночным эффектом, как правило, пренебречь нельзя, и это приводит к увеличению  $\eta$ . Следует отметить, что для полного избавления от индукционного эффекта необходимо  $RC \approx 10^{-3}$  с, а это означает, что временные характеристики детектора плохие. В цилиндрических и сферических камерах возможно выбирать меньшее значение  $RC$ , допуская незначительное увеличение  $\eta$  из-за индукционного эффекта. Влияние на энергетическое разрешение стеночного и индукционного эффектов рассмотрено в гл. 11.

Эффективность регистрации. Ионизационные камеры регистрируют заряженные частицы с  $\epsilon_d = 1$ , если амплитуда импульса превышает порог регистрирующего устройства. Поэтому при вычислении  $\epsilon_d$  необходимо знать спектр заряженных частиц. Несколько сложнее определить эффективность камер, когда они используются для регистрации фотонов и нейтронов. Фотоны можно зарегистрировать в камере по электронам, образующимся в результате рассеяния и поглощения фотонов. Пробеги электронов в газе велики (средняя длина свободного пробега электрона с энергией 0,5 МэВ в воздухе при нормальных условиях составляет около 1,5 м), поэтому камеры практически не используют для определения энергии фотона по электронам отдачи. При регистрации фотонов чаще используют камеры в токовом режиме, когда при определенных условиях ток пропорционален энергии, поглощаемой в стенках камеры. При необходимости можно вычислить и эффективность камеры, работающей в импульсном режиме. При расчете эффективности основная сложность состоит в определении числа электронов, попадающих в рабочий объем камеры из ее стенок. Число электронов отдачи, которые образуются при взаимодействии фотонов с атомами газа, наполняющего камеру, обычно гораздо меньше.

Расчет эффективности камеры, предназначенной для регистрации нейтронов, рассмотрим на примере сферической камеры радиусом  $r_2$ , наполненной  $\text{BF}_3$ . Если  $n\sigma r_2 \ll 1$  ( $n$  — количество ядер бора в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\sigma$  — сечение взаимодействия нейтронов с ядрами бора), то чувствительность камеры легко вычислить по формулам (4.24) и (4.25). В этом случае нет необходимости в информации об угловом распределении нейтронного потока (см. гл. 4).

Можно сравнительно легко определить и эффективность в случае изотропной плотности потока нейтронов. Полагая в (4.24)

$\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_0/4\pi$  и выбирая систему координат так, что нормаль к элементу поверхности камеры имеет координаты  $\theta_0 = \varphi_0 = 0$ , получаем следующее выражение для эффективности:

$$\epsilon_d = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \times \\ \times \{1 - \exp[-\Sigma l(\theta)]\} d\theta \bigg/ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (5.61)$$

где  $\Sigma = n\sigma$  — макроскопическое сечение. В данном случае  $l(\theta) = = 2r_2 \cos \theta$ . Интегрируя (5.61), находим

$$\epsilon_d = 1 - 2\{1 - (1 + 2\Sigma r_2) \exp(-2\Sigma r_2)\} / (2\Sigma r_2)^2 \quad (5.62)$$

или при  $2\Sigma r_2 \ll 1$   $\epsilon_d = 4\Sigma r_2/3$ . Отношение чувствительности камеры к ее эффективности дает площадь детектора  $\pi r_2^2$ .

Вычислим еще эффективность детектора в случае параллельного пучка нейтронов. Эффективность определяется (при  $2r_2\Sigma \ll 1$ ) произведением макроскопического сечения на средний путь нейтронов в сфере. Средний путь равен  $4r_2/3$  и, следовательно,  $\epsilon_d = = 4\Sigma r_2/3$ , т. е. эффективность в случае изотропного и параллельного пучков нейтронов одинакова. Можно легко вычислить эффективность для плоского пучка и для случая  $2\Sigma r_2 \geq 1$ . Можно показать, что эффективность в этом случае будет определяться (5.62). Наконец, если размеры камеры таковы, что  $2\Sigma r_2 \gg 1$ , то  $\epsilon_d = 1$ , а  $S_d = = \pi r_2^2$ . Следует отметить, что при  $2\Sigma r_2 \geq 1$  приведенные формулы справедливы в случае, если нейтроны только поглощаются ядрами бора. Если же сечение упругого рассеяния нейтронов сравнимо с сечением  $(n, \alpha)$ -реакции, то расчеты значительно усложняются, поскольку необходимо вычислить вероятность поглощения нейтрона не только в первом акте взаимодействия (как это было сделано), но и после одного, двух и т. д. последовательных упругих соударений.

### § 5.3. Методы регистрации с газовым усилением

При достаточно высокой напряженности поля дрейфующие к аноду электроны между соударениями могут приобрести энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Такие условия приводят к росту тока или амплитуды импульсов. Это явление — увеличение числа электронов за счет вторичной ионизации — называют *газовым усилением*. Увеличение ионизационного эффекта в результате вторичной ионизации характеризуют *коэффициентом газового усиления*  $M$ , который определяют как отношение числа пар ионов, созданных в счетчике в лавинообразном процессе, к числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей.

Обратимся к вольт-амперной характеристике газового промежутка (рис. 5.8). Видно, что в области 2 амплитуды импульсов вырастают в 10—100 раз и при этом сохраняется пропорциональ-

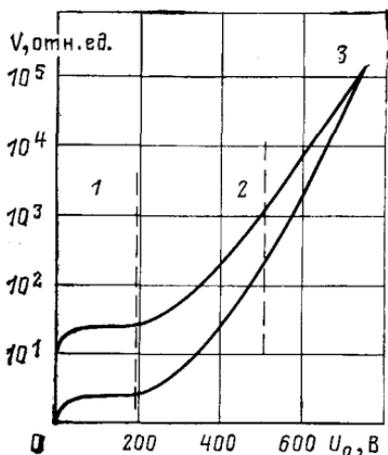


Рис. 5.8. Зависимость амплитуды импульса от напряжения  $U_0$  на цилиндрическом счетчике при двух различающихся в 10 раз ионизационных эффектах:

1 — область работы камеры; 2 — область работы пропорционального счетчика; 3 — область ограниченной пропорциональности

ность между амплитудами импульсов и начальной ионизацией. Эту область называют *областью работы пропорционального счетчика*. При дальнейшем увеличении напряжения пропорциональность нарушается, а затем амплитуда импульса оказывается независимой от первичной ионизации. Рассмотрим механизм газового усиления и дадим качественные объяснения поведения вольт-амперной характеристики.

Механизм газового усиления. Для осуществления вторичной ионизации нужно, чтобы между столкновениями электрон приобрел энергию, достаточную для ионизации атомов, молекул газа. Считая, что электрон приобретает необходимую для вторичной ионизации энергию между двумя столкновениями, оценим необходимую напряженность электрического поля. Например, средняя длина свободного пробега электрона между

соударениями в водороде при давлении 133 гПа — около  $10^{-3}$  см. Чтобы происходила ионизация атомов водорода, необходима энергия выше 15 эВ. Таким образом, в рассматриваемом примере для вторичной ионизации нужно электрическое поле напряженностью выше  $1,5 \cdot 10^4$  В/см. Такое поле при сравнительно низком приложенном напряжении можно получить в цилиндрическом счетчике с тонкой центральной нитью. При этом необходимая напряженность будет получена вблизи центрального электрода. Здесь первичные электроны образуют вторичные электроны, которые, в свою очередь, приобретают энергию, достаточную для ионизации, и т. д. Это приводит к процессу размножения электронов и созданию электронно-ионной лавины.

Оценим, какова вероятность ионизации на единице пути. Пусть взаимодействие электронов с атомами характеризуется полным сечением взаимодействия  $\sigma_t$ , а вероятность ионизации — сечением ионизации  $\sigma_{\text{ион}}$ . Для того чтобы был возможен процесс вторичной ионизации, электрон должен приобрести энергию выше потенциала ионизации  $I_{\text{ион}}$ . Такую энергию электрон может приобрести в электрическом поле  $\mathcal{E}$ , если пройдет путь без соударений  $x \geq l = I_{\text{ион}}/e\mathcal{E}$ . Вероятность того, что электрон пройдет путь  $x$  и ионизирует атом на пути  $dx$ , равна  $\sigma_{\text{ион}} n \exp(-x n \sigma_t) dx$ , где  $n$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$ . Интегрируя по  $x$  от  $l$  (при  $x < l$  энергия электрона еще мала для вторичной ионизации) до  $\infty$ , получаем вероятность вторичной ионизации при пробеге электроном пути, большим  $l$ :  $(\sigma_{\text{ион}}/\sigma_t) \exp(-ln\sigma_t)$ .

Учитывая, что средняя длина свободного пробега электрона между соударениями равна  $1/n\sigma_t$ , находим макроскопическое сечение вторичной ионизации:

$$\Sigma_{\text{ион}} = n\sigma_t (\sigma_{\text{ион}}/\sigma_t) \exp[-I_{\text{ион}}n\sigma_t/(e\mathcal{E})]. \quad (5.63)$$

Из приведенного соотношения видно, что число вторичных электронов, рождающихся на единице пути, зависит от напряженности электрического поля и от свойств газа. Это означает, что в цилиндрических или сферических счетчиках макроскопическое сечение вторичной ионизации сильно зависит от расстояния до центрального электрода. Если такая зависимость  $\Sigma_{\text{ион}}(r)$  задана, то можно вычислить коэффициент газового усиления. Приращение числа электронов  $dN$  на отрезке пути  $dr$  пропорционально числу электронов на расстоянии  $r$  от центрального электрода, т. е.  $dN = \Sigma_{\text{ион}}(r)N(r)dr$ , откуда

$$M = N/N_0 = \exp \left[ \int_{r_1}^{r_0} \Sigma_{\text{ион}}(r) dr \right], \quad (5.64)$$

где  $N$  — полное число пар ионов, созданных в счетчике;  $N_0$  — число пар ионов, созданных ионизирующей частицей на расстоянии  $r_0$  от центра счетчика;  $r_1$  — радиус анода.

Коэффициент газового усиления резко зависит от пути, пройденного электронами. Если бы поле было постоянно, то и  $\Sigma_{\text{ион}} = \text{const}$ , и тогда коэффициент газового усиления был бы сильной функцией места первичной ионизации. Это явление крайне нежелательно, поскольку оно исключает возможность определения энергии частицы по созданной ею ионизации. Но вероятность вторичной ионизации зависит от напряженности поля. Поэтому в полях с резким градиентом можно получить очень узкую область, в которой в основном будет происходить вторичная ионизация. Цилиндрические или сферические счетчики с анодом в виде очень тонкой нити с диаметром, много меньшим диаметра катода, имеют резко неоднородное поле [см. (5.48)]. В таких счетчиках коэффициент газового усиления практически не зависит от места первичной ионизации. Оценим зависимость коэффициента газового усиления от места первичной ионизации  $r_0$  в цилиндрическом счетчике, предполагая, что сечения  $\sigma_t$  и  $\sigma_{\text{ион}}$  не зависят от скорости электронов. Последнее предположение неверно, но оно позволяет сравнительно просто оценить в первом приближении  $M(r_0)$ . Учитывая (5.63) и (5.64), получаем

$$M(r_0) = \exp \left\{ \frac{\sigma_{\text{ион}}}{\sigma_t} \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1)} \left[ \exp \left[ -r_1 \frac{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1) n\sigma_t}{eU_0} \right] - \exp \left[ -r_0 \frac{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1) n\sigma_t}{eU_0} \right] \right] \right\}. \quad (5.65)$$

Очевидно, что максимальное значение  $M(r_0)$  будет при  $r_0 = r_2$ . Если считать, что при  $r = r_1$  напряженность поля такова, что  $1/(n\sigma_t) = I_{\text{ион}}/e\mathcal{E}$  и что  $\sigma_{\text{ион}}/\sigma_t \approx 1$ , то

$$M(r_0) = \exp \left\{ \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} \left[ 1 - \exp \left( 1 - \frac{r_0}{r_1} \right) \right] \right\} \quad (5.66)$$

или

$$\frac{M(r_2)}{M(r_0)} = \exp \left\{ \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} \left[ \exp \left( 1 - \frac{r_0}{r_1} \right) - \exp \left( 1 - \frac{r_2}{r_1} \right) \right] \right\}. \quad (5.67)$$

Обычно в цилиндрических счетчиках отношение радиусов анода и катода  $r_1/r_2 < 0,01$ , поэтому

$$\ln \frac{M(r_2)}{M(r_0)} \approx \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} \exp \left( 1 - \frac{r_0}{r_1} \right). \quad (5.68)$$

Пусть  $M(r_2) = 10^2$ , тогда при  $r_0 = r_1$ , очевидно,  $M(r_2)/M(r_1) = 10^2$ , при  $r_0 = 2r_1$ ,  $M(r_2)/M(r_0) = 5,5$ , а при  $r_0 = 6r_1$ ,  $M(r_2)/M(r_0) = 1,03$ . Естественно, что доля импульсов, образуемых в объеме счетчика, где коэффициент газового усиления заметно отличается от  $M(r_2)$ , ничтожна, в данном случае 0,4 %.

Чтобы корректно вычислить зависимость  $M$  от напряжения  $U_0$ , приложенного к счетчику, необходимо знать зависимость сечений  $\sigma_i$  и  $\sigma_{\text{ион}}$  от энергии электронов, а также учитывать потери энергии электроном при неупругих столкновениях, приводящих к образованию возбужденных состояний атомов и молекул. Используя ряд упрощающих предположений о форме зависимости сечений взаимодействия от скорости электронов, можно получить полезную формулу, связывающую коэффициент газового усиления с параметрами цилиндрического счетчика:

$$M = \exp \left\{ k \sqrt{\frac{U_0 r_1 p}{\ln(r_2/r_1)}} \left( \sqrt{\frac{U_0}{U_k}} - 1 \right) \right\}, \quad (5.69)$$

где  $k$  — экспериментально определяемая постоянная;  $p$  — давление в счетчике;  $U_k$  — наибольшее напряжение на счетчике, при котором  $M = 1$ .

Приведенная зависимость очень хорошо описывает экспериментальные данные и удобна для интерполяций и экстраполяций. Зависимость (5.69) можно использовать для оценки  $M$  проектируемого пропорционального счетчика по заданным значениям  $U_0$ ,  $r_1$ ,  $p$ ,  $r_2$ . На рис. 5.9 для Ag и  $\text{CH}_4$  даны измеренные зависимости  $M(U_0)$ .

При рассмотрении вторичной ионизации в счетчике предполагалось, что образующиеся ионы не изменяют поля в счетчике. На самом деле очень большие коэффициенты газового усиления или очень большая первичная ионизация приводят к накоплению вокруг анода большого количества ионов (их скорость дрейфа меньше, чем электронов), что уменьшает напряженность поля вблизи анода и снижает  $M$ .

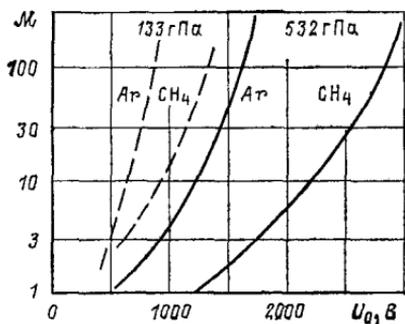


Рис. 5.9. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения на счетчиках ( $r_2 = 1,1$  см,  $r_1 = 0,0125$  см), наполненных метаном и аргоном

Оценим допустимое количество ионов  $n = M n_0$ , при котором еще не сказывается влияние объемного заряда. Как будет показано ниже, объемный заряд создает поле вблизи нити (при  $r = r^*$ ), равное  $2n \ln(r_2/r_0) / [r^* \ln(r_2/r_1)] l$ . Здесь  $n/l$  — количество зарядов на единице длины счетчика;  $r_0$  — среднее расстояние объемного заряда от центра счетчика. Поле, созданное объемным зарядом, должно быть малым по сравнению с полем, созданным внешним источником питания  $U_0 / [r^* \ln(r_2/r_1)]$ , т. е.  $(2n/l U_0) \ln(r_2/r_0) \ll 1$ . Учитывая, что  $r^* \gtrsim r_1$ , получаем  $n/l \ll U_0 / [2 \ln(r_2/r_1)]$ . Если считать  $\ln(r_2/r_1) \sim 5$ , а  $U_0 \sim 10^3$  В, то  $n/l \ll 7 \cdot 10^8$  ион/см. Если известны первичное число пар ионов  $n_0$  и линейные размеры области  $l$ , в которой происходит газовое усиление, то коэффициент газового усиления  $M$ , очевидно, должен быть значительно меньше чем  $7 \cdot 10^8 l/n_0$ .

Размер области, в которой происходит газовое усиление, определяется проекцией пробега частицы на ось счетчика или (если эта проекция мала) несколькими длинами свободного пробега электронов между соударениями, т. е.  $l \approx (3 \div 5) \Sigma_{\text{ион}}$ . Так, в счетчике, наполненном водородом при давлении 0,133 МПа и  $\mathcal{E} = 10^5$  В/см, вблизи анода  $\Sigma_{\text{ион}} \approx 5 \cdot 10^3$  см. Тогда  $l \approx 10^{-3}$  см и коэффициент газового усиления для одноэлектронных импульсов должен быть значительно меньше  $10^6$ , а при регистрации заряженных частиц с энергией 30 кэВ  $M \ll 10^3$ .

Процесс вторичной ионизации электронами — не единственный в развитии электронной лавины. Дополнительная ионизация может происходить за счет фотонов, испускаемых возбужденными атомами и молекулами.

Покажем, что коэффициент газового усиления зависит от вероятности фотоионизации. Пусть  $M$  — коэффициент газового усиления при отсутствии фотоионизации. Тогда каждый электрон первичной ионизации в среднем создает  $M$  вторичных электронов. Наряду с ними появится и какое-то количество возбужденных молекул. Если возбуждение снято испусканием фотонов, то может появиться некоторое число фотоэлектронов. Если ввести  $\gamma$  — вероятность появления одного фотоэлектрона на один вторичный электрон, то полный коэффициент газового усиления с учетом фотоионизации

$$M_\phi = M + M^2 \gamma + M^3 \gamma^2 + \dots = M / (1 - M \gamma). \quad (5.70)$$

Из (5.70) следует, что при  $M \gamma \rightarrow 1$   $M_\phi \rightarrow \infty$ , т. е. в счетчике наступает «пробой» и амплитуда импульса пробоя не зависит от первичной ионизации. Однако пропорциональность между первичной ионизацией и амплитудой импульса нарушается задолго до наступления пробоя из-за объемного заряда (см. рис. 5.8, область 3).

Форма импульса в пропорциональном счетчике. Пусть в цилиндрическом пропорциональном счетчике на расстоянии  $r_0$  от его центра в результате первичной ионизации создано  $n$  пар ионов. Пока в счетчике не наступает газовое усиление, т. е. пока электроны дрейфуют в области с низкой напряженностью поля, импульс можно описать соотношением (5.54), полученным для цилиндрической камеры. Максимальный импульс за счет движения электронов и ионов первичной ионизации будет в  $M$  раз меньше результирующего импульса, и, следовательно, им можно пренебречь при достаточно большом газовом усилении. Лавина электронов начнет развиваться тогда, когда электроны достигнут области  $r < r_k$  ( $r_k$  — расстояние от анода, где поле достаточно для

вторичной ионизации). Время движения электронов до области газового усиления зависит от места первичной ионизации и составляет примерно  $r_0/2\omega^-(r_0)$ .

Время развития лавины, т. е. время, в течение которого происходит вторичная ионизация, мало. Действительно, газовое усиление осуществляется на расстоянии от центрального электрода, равном нескольким диаметрам нити ( $\sim 0,1$  см). Скорость дрейфа электронов в этой области около  $10^7$  см/с, т. е. время развития лавины примерно  $10^{-8}$  с.

Таким образом, пренебрегая зарядами первичной ионизации, форму импульса в пропорциональном счетчике можно рассчитать, полагая, что на расстояниях от центрального электрода  $r \approx (2 \div 3)r_1$  создается  $Mn$  пар ионов. Такая задача уже была рассмотрена раньше [см. (5.51) и (5.54)]. Заметим, что в пропорциональном счетчике импульс создается главным образом в результате движения ионов вблизи анода. Это понятно, поскольку пути электронов до анода очень малы. Воспользовавшись (5.52) и (5.55), оценим отношение максимальных амплитуд  $V^+_{\text{макс}}$  и  $V^-_{\text{макс}}$ . Если  $r_2/r_1 = 100$ , а  $r_k/r_1 \approx 2$ , то  $V^-_{\text{макс}}/V^+_{\text{макс}} \approx 0,15$ .

Следовательно, чтобы получить максимальное значение импульса в пропорциональном счетчике, необходимо выбирать  $RC$  больше времени движения ионов от анода к катоду. Время движения  $t^*$  получим из (5.50), полагая  $r=r_2$  и  $r_0=r_k$ :

$$t^* = (r_2^2 - r_k^2) p \ln(r_2/r_1)/(2\mu + U_0). \quad (5.71)$$

Для счетчика, наполненного водородом при 0,081 МПа,  $\mu^+ = 6,7 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{гПа}/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $r_2 = 1,1$  см,  $r_1 = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $U_0 = 2800$  В ( $M = 100$ ),  $t^* = 120$  мкс. Однако выбор значения  $RC \approx 10^{-4}$  не имеет смысла по двум причинам. Во-первых, в силу логарифмической зависимости  $V(t)$  в счетчиках за время порядка нескольких микросекунд импульс вырастает почти до половины своего максимального значения. Во-вторых, отношение амплитуд импульсов, созданных частицами с разными энергиями, не зависит от  $RC$ , если можно пренебречь эффектом от зарядов первичной ионизации и если постоянная выбрана намного большей времени движения электронов от катода к аноду. Так, в счетчиках, наполненных водородом (при  $r_2/r_1 \approx 10^3$ ,  $r_2 \approx 1$  см и  $U_0 \approx 2800$  В), используемых для измерений спектров нейтронов, постоянная  $RC$  может иметь значение  $5 \cdot 10^{-6}$  с. В этой связи имеет смысл записать зависимость  $V(t)$  для произвольного значения  $RC$ , что позволит разумно выбирать нагрузочные резисторы.

Воспользуемся ранее полученной зависимостью для  $Q(t)$  при учете утечки заряда и рассмотрим случай, обусловленный только движением положительных зарядов.

Мгновенное значение тока в камере, обусловленное движением положительных ионов,

$$i(t) = \frac{M n e v^+(t)}{r \ln(r_2/r_1)} = \frac{M n e}{2 \ln(r_2/r_1)} \frac{1}{t + B}, \quad (5.72)$$

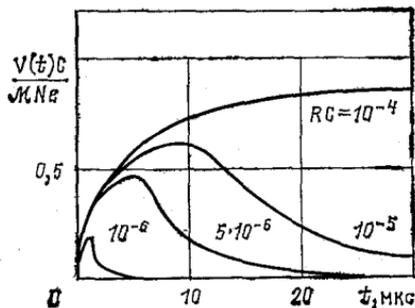


Рис. 5.10.

Рис. 5.10. Форма импульса в пропорциональном счетчике (время движения ионов от анода к катоду 100 мкс)

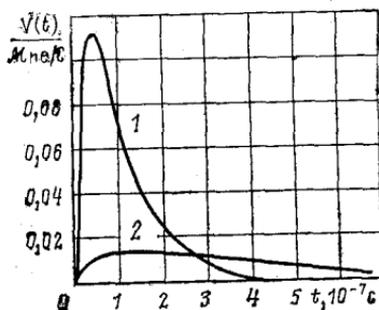


Рис. 5.11.

Рис. 5.11. Форма импульсов в пропорциональном счетчике при  $RC = 5 \cdot 10^{-8}$  для двух случаев ориентации ионизирующей частицы:

1 — частица прошла параллельно оси счетчика; 2 — частица прошла в счетчике по радиальному направлению

где  $B = r_{\text{к}}^2 p \ln(r_2/r_1) / (2\mu + U_0)$  — время прохождения ионами пути  $r_{\text{к}}/2$  со скоростью дрейфа в точке  $r_{\text{к}}$ .

Соотношение (5.72) легко получить, учитывая связь между  $r$  и  $t$  [см. (5.50)]. Принимая во внимание (5.27) и считая, что  $V(t) = 0$  при  $t = 0$ , напряжение на емкости счетчика

$$V(t) = \frac{Mne}{2C \ln(r_2/r_1)} \exp(-t/RC) \int_0^t \exp(t'/RC) \frac{dt'}{t' + B} \quad (5.73)$$

при  $0 \leq t \leq t^*$  [ $t^*$  определяем из (5.71)]. Введем новую переменную  $x = t + B$  и получим после интегрирования

$$V(t) = \frac{Mne}{2C \ln(r_2/r_1)} \exp\left(-\frac{t+B}{RC}\right) \left\{ \ln\left(1 + \frac{t}{B}\right) + \frac{t}{RC} + \frac{t^2}{2 \cdot 2! (RC)^2} + \dots \right\}. \quad (5.74)$$

При вычислении  $V(t)$  по (5.74) можно ограничиться первыми двумя членами в скобках для случая  $t/RC < 2,5$  и  $RC \gg B$ . Последнее неравенство обычно выполняется, так как  $B \approx 10^{-8}$  с. На рис. 5.10 показана форма импульса в пропорциональном счетчике для нескольких значений  $RC$ .

Когда первичная ионизация производится частицами, пробеги которых сравнимы с размерами счетчика, форма импульсов в его начальной стадии существенно зависит от длины пробега ионизирующей частицы и ее направления. Начальная стадия импульса определяется временем движения электронов от катода к аноду. Форма импульса в этом случае вычисляется как сумма импульсов от одновременно возникших точечных зарядов вдоль трека частицы. Эффект зависимости формы импульса от ориентации трека

частицы в счетчике ярко проявляется при малых значениях  $RC$ . На рис. 5.11 показана форма импульсов в цилиндрическом пропорциональном счетчике при малом  $RC$  и разных ориентациях частиц в счетчике. Из рисунка видно, что при малых  $RC$  импульс при ионизации частицами, прошедшими параллельно оси счетчика, значительно больше по амплитуде и меньше по длительности. Это явление используют для отделения импульсов, созданных протонами отдачи («точечная ионизация»), от импульсов, созданных электронами (большие пробеги). Если пробеги заряженных частиц прямолинейны и сравнимы с размерами счетчика, то можно с помощью специальных электронных схем отбирать импульсы, которые соответствуют частицам, движущимся в определенном направлении.

**Временные характеристики счетчика.** Разрешающее время пропорционального счетчика можно вычислить так же, как и для цилиндрической камеры, и лежит оно в области от долей микросекунды до нескольких микросекунд (в зависимости от размеров счетчика, заполнения, напряжения). Как и в цилиндрической камере, это время определяется временем дрейфа электронов первичной ионизации от катода к аноду.

Если счетчик используется для измерения скорости счета, то представляет интерес время нарастания импульса до определенного значения не от момента попадания частицы в счетчик, а от момента, когда электроны первичной ионизации достигают анода, т. е. важны передний фронт и длительность импульса. В этом случае можно выбрать малые значения  $RC$ , они и определяют передний фронт и длительность импульса. Однако, чем меньше выбранное значение  $RC$ , тем меньше амплитуда импульса. В пределе, если ионизация в счетчике происходит в точке (пробеги заряженных частиц много меньше размеров счетчика), постоянную  $RC$  можно выбрать по порядку равной времени собирания электронов, образовавшихся в процессе размножения вблизи анода. Тогда амплитуда импульса будет составлять 0,1—0,15 максимальной при  $RC \approx \approx 10^{-8}$  с. Если же пробеги заряженных частиц сравнимы с размерами счетчика, то (рис. 5.11) для счетного режима следует выбирать  $RC$  порядка времени движения электронов первичной ионизации от катода к аноду.

**Энергетическое разрешение пропорционального счетчика.** Энергетическое разрешение обусловлено флуктуацией в числе пар ионов, созданных ионизирующей частицей. Разброс амплитуд импульсов в пропорциональных счетчиках зависит еще от некоторых причин, влияющих на коэффициент газового усиления: объемного заряда, образования электроотрицательных ионов, неравномерности электрического поля вдоль центрального электрода счетчика. Влияние этих причин можно значительно ослабить при разумном выборе параметров и конструкции пропорционального счетчика. Помимо этого, коэффициент газового усиления флуктуирует, поскольку процесс газового усиления имеет статистический характер. Дисперсия, связанная с процессом первичной ионизации, равна  $n$ , если считать, что  $n$ — случайная величина, рас-

предельная по закону Пуассона ( $n$  — число пар ионов, созданных заряженной частицей).

Уже отмечалось, что формулы для описания формы импульсов пропорционального счетчика справедливы, если влияние объемного заряда несущественно, и было получено условие, при котором объемный заряд не оказывает заметного влияния на процесс газового усиления:

$$M \ll U_0 \ln(r_2/r_1)/(2ne/l). \quad (5.75)$$

Если это условие не выполняется, то коэффициент газового усиления падает с ростом энергии частиц и, кроме того, различен для частиц с разной ориентацией относительно центрального электрода. Действительно, наибольшая плотность ионов имеет место при радиальном движении частицы. В этом случае линейные размеры области, в которой происходит газовое усиление, порядка нескольких длин свободного пробега электронов. Наименьшая плотность ионов — при движении заряженной частицы параллельно оси счетчика. При этом  $l$  приблизительно равно длине пробега заряженной частицы в газе счетчика. Работа при больших  $M$  возможна при малых давлениях газа в счетчиках, так как с уменьшением давления падает пороговое напряжение  $U_k$  и, кроме того, уменьшается отношение  $ne/l$  при прочих равных условиях.

Если счетчик наполнен газом, для которого нельзя пренебречь эффектом образования электроотрицательных ионов, то амплитуда импульса заметно зависит от места первичной ионизации даже при  $RC$ , близких к времени движения ионов от анода к катоду. Это связано с тем, что число электроотрицательных ионов пропорционально коэффициенту прилипания, который зависит от  $\mathcal{E}/p$ , и числу соударений электронов с атомами. Поэтому число электроотрицательных ионов сложным образом зависит от места первичной ионизации. И дело здесь не только в том, что возможна рекомбинация отрицательных ионов с положительными. Более существенно то, что электроотрицательные ионы из-за значительной массы не производят вторичной ионизации. Так, для счетчиков, наполненных  $BF_3$  при высоком давлении ( $\sim 0,1$  МПа), коэффициент прилипания убывает с ростом  $\mathcal{E}/p$ . Поэтому при первичной ионизации вблизи нити амплитуда в 5—10 раз больше амплитуды импульса при первичной ионизации вблизи катода.

Чтобы изготовить счетчики с хорошим амплитудным разрешением, необходима тщательная очистка газа от примесей, имеющих большие коэффициенты прилипания. В случае же наполнения газом типа  $BF_3$  нужно меньшее давление, что, во-первых, уменьшает вероятность прилипания и, во-вторых, позволяет изготовить счетчик с меньшими градиентами электрического поля.

На энергетическое разрешение счетчиков влияет неравномерность поля, связанная с креплением нити. Оказывается, что даже малый эксцентриситет нити (смещение нити от осевой линии счетчика) приводит к значительным изменениям коэффициента газо-

вого усиления. Росси и Штауб рассмотрели влияние малого эксцентриситета нити и нашли, что при  $r_2 \gg r_1$

$$\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} \approx 4r_1 \Delta/r_2^2, \quad (5.76)$$

где  $\Delta$  — эксцентриситет нити;  $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E}$  — относительное изменение напряженности поля вблизи нити. Из этого выражения и зависимости коэффициента газового усиления от  $\mathcal{E}$  можно найти разброс значений коэффициента газового усиления. Например, для счетчика диаметром 25 мм с нитью диаметром 0,25 мм и эксцентриситетом 0,25 мм  $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} = 8 \cdot 10^{-4}$ , а это при наполнении водородом до давления 730 гПа (усиление равно 100) приводит к разбросу  $M$  около 1 %.

Можно указать еще одну причину ухудшения энергетического разрешения счетчиков — неравномерность диаметра нити. Особенно сильно она сказывается на работе счетчиков с очень тонкой нитью.

Флуктуации коэффициента газового усиления можно характеризовать средним квадратическим отклонением:

$$\Delta M/M = (1/\sqrt{n}) \sqrt{1 - 1/M}. \quad (5.77)$$

При больших значениях  $M$  среднее квадратическое отклонение такое же, как и для числа пар ионов, образуемых при ионизации. В идеально изготовленном счетчике относительная дисперсия при измерениях энергии частиц не может быть меньше, чем

$$(\Delta E/E)^2 = [2/n - 1/(Mn)]. \quad (5.78)$$

В пропорциональных счетчиках при тщательном изготовлении достигают энергетического разрешения порядка 3 % при энергии заряженных частиц около 1 МэВ.

## § 5.4. Газоразрядные счетчики

**Развитие разряда и его характеристики.** С увеличением разности потенциалов на цилиндрическом счетчике с тонкой нитью (анодом) коэффициент газового усиления  $M$  растет, а с его ростом все большее значение в развитии электрон-ионных лавин приобретает фотоионизация (см. § 5.3). Поэтому в соответствии с (5.70) коэффициент газового усиления с учетом фотоионизации  $M_\Phi$  может значительно превышать  $M$ . При некотором напряжении на счетчике  $U_{\text{заяж}}$  (напряжение зажигания газового разряда) значение  $M_\Phi$  близко к единице, а  $M$ , следовательно, бесконечно возрастает. Это означает, что в счетчике возникает непрерывный самоподдерживающийся разряд. Ток такого разряда не будет бесконечно большим, поскольку в счетчике возникает объемный заряд, который уменьшает электрическое поле вблизи нити и тем самым уменьшает коэффициент газового усиления  $M_\Phi$  и ток в счетчике. Таким образом возникает саморегулирование разрядного тока, и в результате при определенном напряжении  $U_0 > U_{\text{заяж}}$  в счетчике ус-

танавливается вполне определенный для данного напряжения и данной конструкции счетчика ток. Разряд в счетчике возникает, если в его объеме появляется хотя бы один электрон, и при поддержании на электродах счетчика необходимой разности потенциалов разряд будет самоподдерживающимся.

Рассмотрим некоторые характеристики разряда. Разрядный ток  $I$ , протекающий в цилиндрическом счетчике при напряжении  $U_0 > U_{\text{зж}}$ , определяется следующим выражением:

$$I = 2\omega^+ U_0 (U_0 - U_{\text{зж}}) l / r_2^2 \ln(r_2/r_1), \quad (5.79)$$

где  $l$  — длина счетчика.

Поскольку перенапряжение на счетчике  $(U_0 - U_{\text{зж}})$  мало в сравнении с  $U_{\text{зж}}$ , то ток записывают в виде

$$I = (U_0 - U_{\text{зж}}) / R_{\text{вн}}, \quad (5.79a)$$

вводя понятие внутреннего сопротивления газового промежутка

$$R_{\text{вн}} = r_2^2 \ln(r_2/r_1) / (2l\omega^+ U_{\text{зж}}).$$

Из (5.79a) следует, что ток разряда линейно растет с перенапряжением на счетчике.

Напряжение зажигания счетчика зависит от природы наполняющего счетчик газа и от геометрии счетчика:

$$U_{\text{зж}} = U(r_{\text{зж}}) \ln(r_2/r_1) / \ln[1 + n\lambda_0 / (pr_1)],$$

где  $U(r_{\text{зж}})$  — потенциал на границе области, где происходит ударная ионизация;  $n$  — число соударений, испытываемых электроном в области ударной ионизации;  $\lambda_0 = p\lambda$  — длина свободного пробега электрона между соударениями.

Экспериментальные значения  $U(r_{\text{зж}})$  и  $n\lambda_0$  для некоторых газов приведены в табл. 5.7.

Таблица 5.7. Значения  $U(r_{\text{зж}})$  и  $n\lambda_0$  для некоторых газов

Газ	Водород	Гелий	Воздух
$U(r_{\text{зж}})$ , В	370	460	800
$n\lambda_0$ , мм·гПа	40	330	120

Напряжение зажигания при  $r_2 = 50$  мм,  $r_1 = 0,05$  мм и давлении 100 гПа составляет около 500 В для гелия, около 800 В для водорода и около 1200 В для воздуха. Внутреннее сопротивление газового промежутка —  $10^7$  Ом.

Рассмотрим качественно процесс, происходящий в цилиндрическом счетчике с тонкой нитью и достаточным для самостоятель-

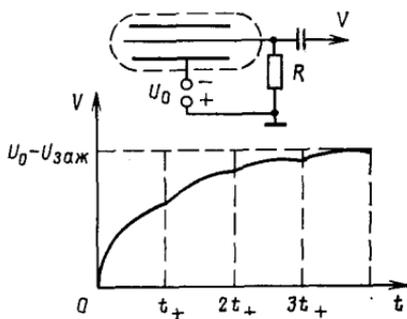


Рис. 5.12.

Рис. 5.12. Схема включения счетчика Гейгера — Мюллера и форма импульса ( $t_+$  — время движения ионов от анода до катода)

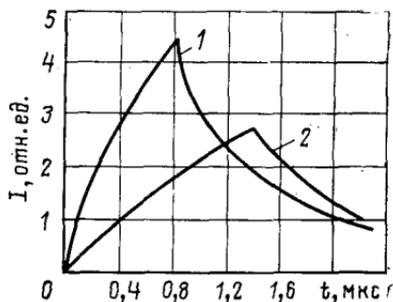


Рис. 5.13.

Рис. 5.13. Зависимость тока в самогасящемся счетчике от времени после создания в нем ионизации:

1 — в центре счетчика; 2 — вблизи торца счетчика

ного разряда напряжением. Пусть счетчик подключен к измерительному прибору, как это показано на рис. 5.12. Электроны и ионы, появившиеся после прохождения в счетчике заряженной частицы, движутся в направлении соответствующих электродов. Электроны достигают нити за время  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  с, образуя по пути новые электроны и ионы и возбужденные молекулы газа. Эти молекулы испускают коротковолновое излучение, которое выбивает фотоэлектроны из катода и молекул газа.

Таким образом, за очень малое время разряд охватывает весь счетчик. За время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин рожденные положительные ионы практически остаются на месте, так как их подвижность намного меньше подвижности электронов. Вторичная ионизация происходит вблизи нити, поэтому вокруг нити образуется чехол положительных зарядов, который снижает напряженность поля вблизи нити и тем самым практически прекращает образование новых электронно-фотонных лавин. Образовавшиеся ионы движутся в направлении катода, и в цепи счетчика возникает ток, который, как было отмечено выше, пропорционален перенапряжению на счетчике. По мере протекания тока эквивалентная емкость заряжается, что уменьшает перенапряжение на счетчике. В таких условиях можно показать, учитывая внутреннее и внешнее сопротивления, что напряжение на сопротивлении  $R$  в зависимости от времени после начала разряда равно:

$$V(t) = (U_0 - U_{заж}) \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{t(R + R_{вн})}{R_{вн}RC} \right] \right\} R / (R + R_{вн}). \quad (5.80)$$

Если внешнее сопротивление намного меньше внутреннего, то за время движения положительных ионов к катоду  $t_+$  значение  $V(t)$  становится меньше  $(U_0 - U_{заж})R/R_{вн}$ , и, следовательно, в момент подхода ионов к катоду разность потенциалов на счетчике превы-

шает  $U_{\text{зак}}$ . На расстоянии от катода порядка  $10^{-7}$  см происходит нейтрализация ионов и образуются молекулы в возбужденном состоянии, излучение которых может выбивать электроны из катода или ионизовать другие молекулы (при условии, что энергия возбужденных состояний выше работы выхода электронов из катода или энергии ионизации других молекул). Появившиеся электроны вновь вызывают разряд в счетчике. Такое представление о разряде в виде отдельных ступенек не совсем верное, поскольку отдельные стадии в конце концов перекрываются и в счетчике устанавливается практически постоянный ток.

Из приведенного рассмотрения следует, что при  $R \ll R_{\text{вн}}$  и при условии образования электронов при нейтрализации ионов вблизи катода в счетчике возникает самоподдерживающийся разряд, который называют *коронным разрядом*. Коронный разряд можно использовать для регистрации ионизирующего излучения, если в счетчике создать условия гашения разряда.

**Гашение разряда.** Один из способов гашения разряда, используемый в так называемых несамогасящихся счетчиках или счетчиках Гейгера — Мюллера, заключается в выборе соответствующего внешнего сопротивления  $R$ . Если  $R \gg R_{\text{вн}}$ , то, как следует из (5.80),

$$V(t) = (U_0 - U_{\text{зак}}) \{1 - \exp[-t/(R_{\text{вн}}C)]\} \quad (5.80a)$$

и в момент подхода ионов к катоду импульс напряжения достигает значения  $(U_0 - U_{\text{зак}})[1 - \exp(-t_+/R_{\text{вн}}C)]$ . Время движения ионов  $t_+ \approx 10^{-4}$  с, и величина  $R_{\text{вн}}C$ , поскольку  $C = 10$  пФ, — одного порядка, поэтому напряжение на счетчике в этот момент ( $t = t_+$ ) превышает напряжение зажигания и появившиеся в счетчике электроны при нейтрализации ионов вновь вызывают разряд, ток которого меньше. Если  $RC$  значительно больше времени  $t_+$ , то эквивалентная емкость  $C$  не успеет разрядиться за время прохождения ионов, и в конце концов после нескольких вспышек разряда напряжение на счетчике будет меньше  $U_{\text{зак}}$  и разряд в счетчике прекратится. Импульс напряжения на внешнем сопротивлении для  $R \gg \gg R_{\text{вн}}$  и  $RC \gg t_+$  приведен на рис. 5.12. Такой способ гашения разряда — слишком медленный. При  $R = 10^8$  Ом и  $C = 10$  пФ постоянная разрядки конденсатора равна  $10^{-3}$  с. Следовательно, счетчик готов к регистрации следующей частицы через время, большее нескольких миллисекунд.

Другой способ гашения разряда основан на подавлении вероятности появления электронов при нейтрализации ионов вблизи катода. Такие счетчики называют *самогасящимися*.

Разряд в счетчике с добавкой паров спирта (аргон 90 %, пары спирта 10 %, общее давление 133 гПа) прекращается самопроизвольно, независимо от сопротивления утечки  $R$ . В таком счетчике электроны, созданные в результате первичной ионизации, возбуждают и ионизуют вблизи анода молекулы спирта и главным образом атомы аргона (последних значительно больше, чем молекул спирта). Фотоны, испускаемые атомами аргона в возбужденном со-

стоянии, эффективно поглощаются молекулами спирта (средняя длина свободного пробега фотонов до поглощения молекулой спирта около 1 мм при давлении паров спирта 13 гПа). За счет фотоионизации молекул спирта разряд распространяется вдоль нити: далекие от нити счетчика области не участвуют в развитии разряда, поскольку фотоны, испускаемые атомами аргона, имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи нити.

Время развития разряда определяется скоростью распространения его вдоль анода. Скорость эта невелика и составляет  $10^6$ — $10^7$  см/с. Образовавшиеся вблизи анода ионы аргона и спирта экранируют электрическое поле, и на этом первая стадия разряда прекращается.

Во время дрейфа ионов к катоду происходит около  $10^4$  соударений их с атомами и молекулами. При соударении ионов аргона с молекулами спирта возможны ионизация молекул спирта и нейтрализация атомов аргона. Этот процесс имеет сравнительно большую вероятность: около  $10^{-3}$  в одном столкновении. Поэтому к катоду подходят только ионы молекул спирта. Это обстоятельство оказывается решающим.

Сравним поведение ионов аргона и спирта вблизи катода. Ионы аргона на расстоянии примерно  $10^{-7}$  см от катода нейтрализуются (вырывают электрон из катода) и оказываются в возбужденном состоянии. На расстоянии от катода  $2 \cdot 10^{-8}$  см возбужденный атом может вырвать электрон. Возможен и другой процесс: атом аргона снимает свое возбуждение, испуская фотон, который приводит к фотоэффекту на катоде. Итак, при нейтрализации иона аргона появляются электроны, которые, двигаясь к аноду, снова создают электронно-фотонную лавину.

Ионы спирта также нейтрализуются у катода и оказываются в возбужденном состоянии, но среднее время жизни возбужденной молекулы спирта до диссоциации (примерно  $10^{-13}$  с) значительно меньше среднего времени жизни до снятия возбуждения в результате излучения ( $\sim 10^{-7}$  с) и меньше времени, необходимого для подхода к катоду от места нейтрализации ( $\sim 10^{-7}$ ) до места ( $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  см), где возможно вырвание электрона из катода ( $\geq 10^{-12}$  с). Итак, при смеси аргона и паров спирта разряд заканчивается после одной электронно-фотонной лавины независимо от того, какую разность потенциалов имеет счетчик в момент подхода ионов спирта к катоду или, другими словами, независимо от сопротивления, с которого снимается импульс.

Самогасящийся счетчик имеет ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе в счетчике диссоциирует  $10^9$ — $10^{10}$  молекул спирта. В счетчиках средних размеров имеется около  $10^{20}$  молекул спирта, поэтому счетчик, наполненный смесью аргона и спирта, «выдерживает»  $10^9$ — $10^{10}$  импульсов.

Счетчики, наполненные инертными газами с незначительной примесью ( $\sim 0,1$  %) двухатомных газов галоидов ( $\text{Cl}_2$ ,  $\text{Br}_2$ ,  $\text{I}_2$ ) при определенных условиях также обладают свойством гашения разряда. Такие счетчики называют *галогенными*. Галогенные счетчики

имеют сравнительно низкое рабочее напряжение (200—400 В), и их срок службы практически не ограничен. Развитие и гашение разряда в галогенных счетчиках происходит следующим образом. Электроны, образовавшиеся в результате попадания заряженной частицы в объем счетчика, во время дрейфа к аноду в результате соударений передают свою энергию в основном атомам инертного газа, переводя его в метастабильное состояние. Время жизни атомов в метастабильном состоянии невелико, а энергия испускаемых фотонов оказывается выше энергии ионизации молекул галоидов. (Для неона потенциал ионизации равен 21,5 эВ, энергия возбуждения 16,9 эВ, а потенциал ионизации для молекул брома 12,8 эВ.) Фотоны, испускаемые возбужденными атомами инертных газов, во-первых, ионизируют молекулы галоидов и, во-вторых, достигают катода (концентрация галоидов мала) и вырывают из него фотоэлектроны. Этот процесс происходит до тех пор, пока вблизи анода не образуется объемный заряд (ионы галоидов). Из-за сравнительно низкого напряжения на галогенных счетчиках и из-за большой роли в развитии разряда фотоэлектронов из катода развитие разряда происходит сравнительно медленно. После того как разряд в счетчике прекратился, вблизи анода находятся ионы галоидов, которые дрейфуют к катоду, где и нейтрализуются. Поскольку потенциал ионизации галоидов сравнительно мал, то вероятность вырвать из катода дополнительный электрон невелика. Кроме того, поверхность катода в галогенных счетчиках специально обрабатывают, чтобы повысить работу выхода электронов.

Образование импульса в газоразрядных счетчиках различных типов качественно различается незначительно. Поэтому подробно рассмотрим форму импульса и другие характеристики только для самогасящихся счетчиков.

**Форма импульса в самогасящемся счетчике.** Поскольку электроны при вторичной ионизации образуются вблизи анода, импульс самогасящегося счетчика, как и пропорционального, обусловлен движением положительных ионов к катоду. Однако напряженность поля в самогасящемся счетчике определяется не только приложенным к счетчику напряжением  $U_0$ , но и полем, создаваемым самими ионами. В этом случае электрическим полем, созданным влиянием объемного заряда, пренебрегать нельзя. В результате разряда в счетчике образуется тонкий цилиндрический слой ионов (его толщина порядка нескольких длин пробега фотонов, испускаемых аргоном).

Пусть количество зарядов на единице длины тонкого цилиндрического слоя ионов равно  $\xi$ . Тогда по теореме Рамо—Шокли мгновенное значение тока от элемента слоя длиной  $dx$  составит

$$di = \xi dx \omega^+ / [r_0 \ln(r_2/r_1)], \quad (5.81)$$

где  $\omega^+ = \mu^+ (\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1) / \rho$  — скорость дрейфа с учетом электрического поля  $\mathcal{E}_1$ , созданного объемным зарядом, и поля  $\mathcal{E}_0$ , созданного разностью потенциалов  $U_0$ ;  $r_0$  — расстояние цилиндрического слоя ионов от центра счетчика в данный момент. Если считать, что  $\mathcal{E}_0$  постоянно (мало сопротивление утечки  $R$ ), то электрическое поле внутри счетчика с учетом влияния объемного заряда можно

получить из следующих рассуждений. Пусть в цилиндрическом конденсаторе на расстоянии  $r_0$  от его оси на единице длины расположено  $\xi$  зарядов. Будем рассматривать этот конденсатор как два коаксиальных цилиндрических конденсатора, на внутренние оболочки радиусом  $r_0$  которых подан заряд с линейной плотностью  $\xi$ . Разность потенциалов между внешними электродами с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  и электродом с радиусом  $r_0$  будет равна заряду, деленному на сумму емкостей внутреннего и внешнего конденсаторов, т. е.

$$|U_1| = \frac{\xi dx}{C_1 + C_2} = \frac{\xi dx}{dx/2 \ln(r_2/r_0) + dx/2 \ln(r_0/r_1)} = 2\xi \frac{\ln(r_2/r_0) \ln(r_0/r_1)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (5.82)$$

Напряженность электрического поля внутри внешнего конденсатора, т. е. при  $r > r_0$ , равна:

$$\mathcal{E}'_1 = \frac{U_1}{r \ln(r_2/r_0)} = \frac{2\xi}{r} \frac{\ln(r_0/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} = \frac{2\xi}{r} \left\{ 1 - \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)} \right\}. \quad (5.83)$$

И соответственно при  $r < r_0$ , т. е. внутри внутреннего конденсатора,

$$\mathcal{E}''_1 = -\frac{U_1}{r \ln(r_0/r_1)} = -\frac{2\xi}{r} \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (5.84)$$

Напряженность электрического поля внутри слоя ионов, т. е. при  $r = r_0$ , можно найти, усредняя (5.83) и (5.84):

$$\mathcal{E}_1(r_0) \approx [\mathcal{E}'_1(r_0) + \mathcal{E}''_1(r_0)]/2 = (\xi/r_0) \{ 1 - 2 \ln(r_2/r_0)/\ln(r_2/r_1) \}. \quad (5.85)$$

Следовательно, скорость дрейфа ионов следующим образом зависит от местоположения ионов в счетчике  $r_0$ :

$$\omega^+ = \mu^+ \left\{ \frac{U_0}{r_0 \ln(r_2/r_1)} + \frac{\xi}{r_0} \left[ 1 - 2 \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)} \right] \right\}. \quad (5.86)$$

Если считать, что скорость распространения разряда вдоль счетчика бесконечна или первичная ионизация произошла по всей длине счетчика, то форму импульса можно вычислить так же, как и для цилиндрической камеры, но с учетом приведенной выше зависимости скоростей дрейфа ионов от места положения их в счетчике.

На самом деле временем распространения разряда вдоль анода нельзя пренебрегать. Более того, скорость нарастания импульса напряжения определяется скоростью распространения разряда вдоль нити и зависит от места первичной ионизации в счетчике. Форма импульса тока для двух различных положений первичной ионизации в счетчике показана на рис. 5.13. Из приведенных данных видно, что время нарастания импульса тока до определенного значения зависит от места первичной ионизации. Самое медленное нарастание происходит в случае, когда частица оказывается вблизи одного из концов нити. Разброс во времени нарастания импульса тока — порядка нескольких единиц на  $10^{-7}$  с. Как и в пропорциональных счетчиках, время от момента прохождения частицы в счетчике до начала разряда определяется временем дрейфа электронов от места образования до анода. Максимальную линейную плотность зарядов  $\xi$  и амплитуду импульса напряжения при большом  $RC$  можно получить, используя (5.85). Будем считать, что газовое усиление и разряд в счетчике прекращаются в тот

момент, когда за счет пространственного заряда электрическое поле вблизи анода уменьшается до величины  $U_{\text{зак}}/[r_1 \ln(r_2/r_1)]$ , т. е. когда

$$\left| \frac{U_{\text{зак}}}{r_1 \ln(r_2/r_1)} - \frac{U_0}{r_1 \ln(r_2/r_1)} \right| \approx \xi_1(r_0). \quad (5.87)$$

Если  $r_0 \sim r_1$ , то  $\xi_1(r_1) = -\xi/r_1$  [см. (5.85)]. Поскольку обычно счетчики работают при  $U_0 - U_{\text{зак}} = 100$  В и имеют  $\ln(r_2/r_1) \sim 5$ , то  $\xi/e \approx 8 \cdot 10^7$  ионов на 1 см. При длине счетчика 10 см, емкости  $C = 10$  пФ и большом в сравнении с временем дрейфа ионов к катоду значении  $RC$  амплитуда импульса напряжения  $\xi l/C \approx 12$  В.

**Мертвое время счетчика.** Рассмотренный механизм разряда в счетчике показывает, что после каждого разряда счетчик некоторое время остается нечувствительным к заряженным частицам. Газовое усиление в счетчике прекращается, когда  $\xi$  достигает значения, определяемого формулой (5.87). После этого ступок ионов движется к катоду. По мере продвижения ионов к катоду электрическое поле вблизи анода растет, и, наконец, когда они достигают расстояния  $r_c$  от центра счетчика, вблизи анода вновь возможно развитие разряда. Время от предыдущего разряда до момента, когда ионы достигнут радиуса  $r = r_c$ , называют мертвым временем. Пространственный заряд ионов оказывает влияние на поле вблизи анода и при расстоянии  $r > r_c$ . Пока это влияние заметно, импульсы от частиц, попавших в счетчик в это время, имеют меньшие амплитуды. Время, в течение которого частицы регистрируются, но амплитуды импульсов имеют меньшие значения, называют *временем восстановления* счетчика. Величину  $r_c$  можно определить, принимая во внимание (5.84), если заданы  $\xi$  и разность  $U_0 - U_{\text{зак}}$ . Действительно, разряд сможет возникнуть в счетчике, когда электрическое поле вблизи анода, обусловленное напряжением  $U_0$  и объемным зарядом, достигнет  $U_{\text{зак}}/(r_1 \ln(r_2/r_1))$ , т. е. когда

$$\frac{U_{\text{зак}}}{r_1 \ln(r_2/r_1)} \leq \frac{U_0}{r_1 \ln(r_2/r_1)} - \frac{2\xi}{r_1} \frac{\ln(r_2/r_c)}{\ln(r_2/r_1)}, \quad (5.88)$$

откуда

$$r_c \geq r_2 \exp\left\{-\left|U_0 - U_{\text{зак}}\right|/2\xi\right\}. \quad (5.89)$$

Время движения ионов от анода до  $r = r_c$  в самогасящихся счетчиках около 200 мкс. Осциллограмма импульсов счетчика показана на рис. 5.14. Видно, что в течение мертвого времени  $\tau_m$  нет наложения импульсов. Но затем при временах, больших  $\tau_m$ , на импульс, запускающий развертку осциллографа, налагаются импульсы, амплитуды которых тем больше, чем позже они возникают после импульса, запускающего развертку.

Мертвое время счетчика зависит от количества разрядов, происходящих в нем в единицу времени. С ростом скорости счета мертвое время уменьшается и может достигать примерно 10 мкс. Это явление можно объяснить следующим образом. Чем больше скорость счета, тем больше разрядов начинается в течение време-

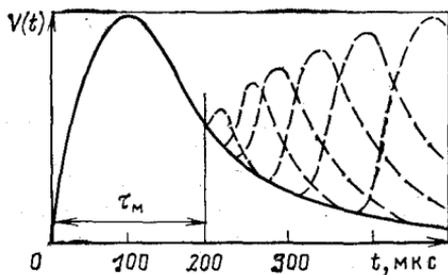


Рис. 5.14. Осциллограмма импульсов самогасящегося счетчика

уровнем дискриминации схемы регистрации. Чем ниже уровень дискриминации, тем меньшее значение  $\tau_m$  может быть при больших скоростях счета.

**Счетная характеристика.** Зависимость числа отсчетов при постоянном источнике излучения от напряжения на счетчике называют *счетной характеристикой*. Такая характеристика самогасящегося счетчика имеет почти горизонтальный участок на протяжении 100—200 В. Начальный участок этой характеристики имеет резкий подъем (форма начального участка зависит от уровня дискриминации регистрирующей схемы), который обусловлен зависимостью амплитуды импульса от перенапряжения на счетчике ( $U_0 - U_{\text{заж}}$ ) и разбросом амплитуд импульсов из-за флуктуаций в развитии и гашении разряда. Небольшой наклон плато счетной характеристики объясняют краевыми эффектами (поле вблизи концов счетчика не имеет резкой границы, и с увеличением  $U_0$  растет эффективный чувствительный объем счетчика) и возникновением так называемых ложных импульсов. Ложные импульсы в самогасящемся счетчике возникают в основном за счет нарушения механизма гашения разряда в счетчике. Эти нарушения, например, происходят когда ион основного газа (например, аргона), сталкиваясь с молекулой гасящего газа, случайно избегает нейтрализации. Ионы гасящего газа при нейтрализации на катоде тоже могут образовать свободный электрон, если, например, возбужденная после деионизации молекула высветит фотон, а не диссоциирует. Чем больше образуется в разряде ионов, тем больше вероятность появления таких ложных импульсов. Поэтому с увеличением напряжения  $U_0$  число ложных импульсов возрастает, а, начиная с некоторого напряжения, каждая попавшая в счетчик частица вызывает многоступенчатый разряд и создает пачку импульсов. В хороших счетчиках наклон плато обычно небольшой и составляет несколько процентов на 100 В.

**Эффективность регистрации.** Для развития разряда в счетчике достаточно образования одной пары ионов. Если частица создает в среднем  $n$  пар ионов, то вероятность не создать ни одной пары в счетчике равна (по закону Пуассона)  $\exp(-n)$ , и, следовательно, эффективность регистрации заряженных частиц в самогасящемся счетчике  $\epsilon_d = 1 - \exp(-n)$ . Для регистрации заряженных частиц:

ни восстановления, т. е. тем больше импульсов имеют меньшую амплитуду. Частицы, попавшие в счетчик в течение времени восстановления, создают меньшую плотность заряда  $\xi$ , и, следовательно, ионам потребуется пройти меньшее расстояние от анода [см. (5.98)], чтобы вблизи анода вновь была напряженность поля, достаточная для развития разряда.

Значение  $\tau_m$  определяется также

счетчики должны иметь или тонкие стенки, или специальные тонкостенные окна, чтобы заряженные частицы могли проникать внутрь счетчика.

Для регистрации фотонов обычно применяют счетчики с толстыми стеклянными стенками (примерно 1 мм). Реже используют счетчики со специальными металлическими катодами. Регистрация фотона, попавшего в счетчик, происходит в том случае, если в результате взаимодействия появляется электрон, который достигает чувствительного объема счетчика. Очевидно, подавляющее число электронов рождается в стенках счетчика. В зависимости от толщины катода счетчика и энергии фотона меняется число электронов, попадающих в чувствительный объем счетчика. Чем толще катод и чем ниже энергия фотона, тем меньше электронов попадает в счетчик. Эффективность счетчика с различными катодами в зависимости от энергии фотонов рассмотрена в гл. 13.

Газоразрядные счетчики регистрируют и нейтроны. Регистрация нейтронов происходит в результате или упругого рассеяния нейтронов на ядрах газа, заполняющего счетчик, или образования фотонов в реакциях неупругого рассеяния и радиационного захвата на ядрах вещества, окружающего счетчик. Нейтроны низких энергий ( $< 100$  кэВ) в счетчике со смесью спирт — аргон будут упруго рассеиваться на ядрах водорода. Эффективность регистрации таких нейтронов порядка сотых долей процента. Для нейтронов более высокой энергии эффективность еще меньше. Если же счетчик окружить кадмием и поместить в замедлитель нейтронов (воду, парафин), то нейтроны будут регистрироваться по  $\gamma$ -излучению захвата в водороде и кадмии. Чувствительность такого устройства, напоминающего всеволновой счетчик, к нейтронам может быть достаточно высокой. Если блок парафина, в который помещен счетчик, имеет размеры  $20 \times 20 \times 20$  см, то чувствительность будет около  $0,1$  см<sup>2</sup>.

## § 5.5. Жидкие ионизационные детекторы \*

Жидкий ионизационный детектор — это емкость, заполненная жидким аргоном (LAr) или ксеноном (LXe), в котором с помощью электродов создано электрическое поле; по своему принципиальному устройству он подобен газовым ионизационным детекторам.

Явление импульсной проводимости в жидких инертных газах, помещенных во внешнее электрическое поле, было обнаружено еще в 1948 г., однако приборы для регистрации и анализа свойств ионизирующего излучения, основанного на этом явлении, стали бурно развиваться лишь в первой половине 70-х годов.

В настоящее время установлено, что в жидких ионизационных

---

\* Краткое описание жидких ионизационных детекторов включено в данную главу, поскольку основные процессы, происходящие в жидких камерах и счетчиках, качественно аналогичны происходящим в газовых ионизационных детекторах.

детекторах (наибольший практический интерес представляют детекторы с жидким аргоном и ксеноном) с очень чистыми инертными газами образующиеся в результате ионизации свободные электроны дрейфуют в электрическом поле. Часть образующихся зарядов рекомбинирует, часть электронов захватывается в примесях и образует отрицательные ионы. Положительные заряды, носителями которых являются ионы, и отрицательные ионы движутся в сжиженном газе настолько медленно, что их можно не принимать во внимание при регистрации импульсов от отдельных событий. Индуцированный заряд можно рассчитать так же, как это было сделано для газовых ионизационных камер (см. § 5.2).

Жидкие ионизационные детекторы имеют ряд особенностей. Зависимость амплитуды импульса от напряженности электрического поля для заряженных частиц с большой удельной плотностью ионизации ( $\alpha$ -частицы радиоактивного распада, осколки деления) не имеет плато вплоть до напряженностей электрического поля 20 МВ/м. Для легких заряженных частиц (электроны) наблюдается плато при  $\mathcal{E} > 1,5$  МВ/м. Отмечено, что амплитуда импульса существенно зависит от наличия примесей (особенно атомов кислорода). Отсутствие плато для тяжелых заряженных частиц объясняют рекомбинацией, а зависимость амплитуды импульса от концентрации примесей — образованием электроотрицательных ионов. Средняя длина свободного пробега электрона до образования электроотрицательного иона ( $\lambda$ ) обратно пропорциональна концентрации примесей и пропорциональна напряженности электрического поля:  $\lambda = \alpha \mathcal{E}/k$ , где  $k$  — отношение количества атомов примеси к количеству атомов аргона (или ксенона); коэффициент пропорциональности  $\alpha$  в случае примесных атомов кислорода равен  $2 \times 10^{-14}$  м<sup>2</sup>/В, и амплитуда импульса при  $\mathcal{E} = 0,4$  МВ/м и расстоянии между электродами 2 мм уменьшается приблизительно вдвое при  $k = 5 \cdot 10^{-6}$ .

Скорость дрейфа электронов  $\omega^-$  в жидких ионизационных камерах при  $\mathcal{E} \leq 3 \cdot 10^4$  В/м пропорциональна напряженности, и поэтому здесь, как и в газовых ионизационных детекторах, используют понятие, «подвижность электронов»  $\mu_e$ :  $\omega^- = \mu_e \mathcal{E}$  (В·с). Для LAr  $\mu_e = 0,0475$  м<sup>2</sup>/(В·с), для LXe  $\mu_e = 0,22$  м<sup>2</sup>/(В·с). На рис. 5.15 показана зависимость скорости дрейфа электронов в LAr от напряженности электрического поля. Незначительные добавки (доли процента) метана заметно увеличивают скорость дрейфа в LAr (рис. 5.15).

Примеси влияют не только на скорость дрейфа и вероятность образования электроотрицательных ионов, но и на среднюю энергию, расходуемую на образование пары ионов. Так, при добавлении 0,7 % атомов ксенона в LAr  $\mathcal{W}$  уменьшается до 21,3 эВ, т. е. примерно на 10 %.

Скорость дрейфа положительных и отрицательных ионов очень мала. Подвижность ионов в зависимости от напряженности электрического поля и типа газа лежит в пределах от  $3 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/(В·с) до  $3 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/(В·с). При  $\mathcal{E} \simeq 10$  МВ/м скорость дрейфа не превы-

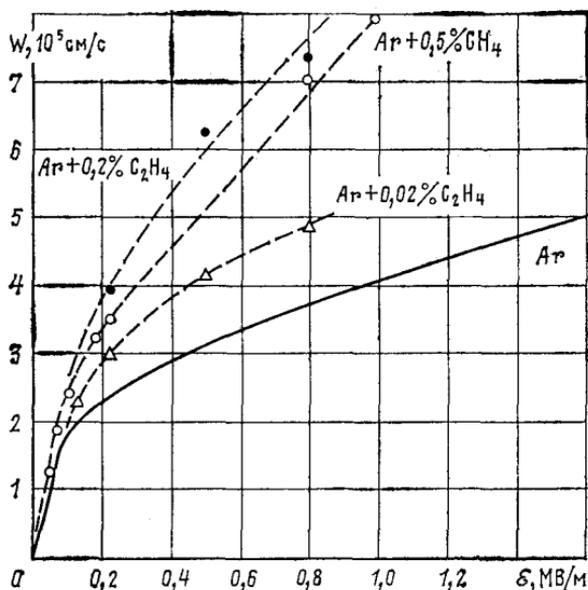


Рис. 5.15. Скорость дрейфа электронов в жидком аргоне при  $T=97$  К и в жидком аргоне с примесью углеводородных соединений в зависимости от напряженности электрического поля

шает 3 м/с и приблизительно в 2000 раз меньше скорости дрейфа электронов. Образующий ионами пространственный заряд можно рассчитать, учитывая измеренные значения подвижностей. К сожалению, наблюдались различные зависящие от времени и от интенсивности эффекты, которые качественно можно объяснить наличием пространственного заряда, хотя по расчетным данным влиянием пространственного заряда можно пренебречь.

Средняя энергия  $W$ , затрачиваемая на образование электрон-ионной пары, является важной характеристикой для оценки энергетического разрешения. Для LAg  $W = 23,6$  эВ, для LXe  $W = 16,0$  эВ.

Теоретически можно получить очень хорошие энергетические разрешения (около 5—6 кэВ) при энергии электронов 1 МэВ. Лучшее энергетическое разрешение (34 кэВ) получено в LAg ионизационной камере для энергии фотонов 976 кэВ (рис. 5.16), что составляет около 3,5%. Энергетическое разрешение электронных схем было около 14 кэВ и вносило небольшой вклад в наблюдаемую ширину пика. Вероятно, что худшее по сравнению с ожидаемым энергетическое разрешение обусловлено возмущением электрического поля объемным зарядом.

В жидких инертных газах имеет место и режим работы с усилением за счет вторичной ионизации. При использовании анода малого диаметра (3,5—10 мкм) и катода диаметром 10 мм при напряжении выше 1 кВ наблюдается рост амплитуды импульса с увеличением напряжения. Однако усиление импульса в результате вторичной ионизации не удалось получить выше 100. При более

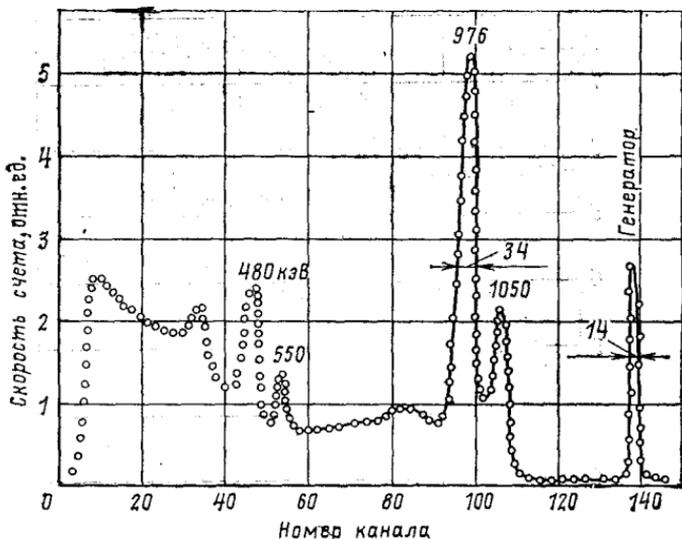


Рис. 5.16. Амплитудное распределение импульсов, измеренное для фотонов источника  $^{207}\text{Bi}$  с помощью ионизационной камеры с жидким аргоном

высоком напряжении (3 кВ при диаметре анода 3,5 мкм) появляются большие импульсы, амплитуда которых не зависит от энергии частицы (своего рода режим разрядного счетчика).

Жидкие ионизационные детекторы находят все большее применение. Так, например, была создана ионизационная камера с очень высоким пространственным разрешением (20 мкм). Анод камеры выполнен в виде тонких золотых полосок шириной около 20 мкм. Расстояние между анодом и катодом — около 2,3 мм, напряженность электрического поля  $0,27 \cdot 10^4$  В/см.

Другая область применения жидких ионизационных детекторов — это калориметры для измерения поглощенной энергии релятивистских частиц. Один из таких калориметров представляет собой систему из 200 стальных пластин, промежутки между которыми заполнены жидким аргоном. Каждый такой промежуток — это жидкая ионизационная камера, в которой измеряется часть энергии частицы по созданному ионизационному эффекту. Такого рода калориметры имеют преимущества по сравнению с использовавшимися калориметрами со сцинтилляционными детекторами: более простая калибровка, более высокая стабильность, возможность разделения чувствительных объемов без введения мертвого пространства. Эти преимущества вполне компенсируют сравнительно низкие временные характеристики (500 нс) и необходимость работы при низкой температуре.

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ****§ 6.1. Принцип работы**

Полупроводниковые детекторы (ППД) широко применяются в большинстве областей экспериментальной ядерной физики, существенно потеснив более традиционные детекторы, такие, как ионизационные и сцинтилляционные. Будучи в некотором смысле аналогом ионизационных камер, ППД имеют большие преимущества перед камерами: а) гораздо лучшее энергетическое разрешение; б) на два-три порядка большая масса вещества, заключенная в чувствительном объеме, что особенно существенно при регистрации фотонов и заряженных частиц высокой энергии.

В чувствительном объеме ППД могут полностью тормозиться тяжелые заряженные частицы с энергией в десятки мегаэлектронвольт, а эффективность регистрации фотонов у некоторых типов ППД сравнима с эффективностью сцинтилляционных детекторов большого объема. Кроме того, для ППД характерны короткий временной фронт сигнала, обеспечивающий временное разрешение порядка нескольких наносекунд, и линейная связь между амплитудой сигнала и энергией, поглощенной в чувствительном объеме детектора. Реализация предельных параметров ППД предполагает использование самых современных достижений электроники в области создания низкошумящих усилителей и мини-ЭВМ, работающих на «линии» с детектором.

В первом приближении полупроводниковый детектор можно рассматривать как ионизационную камеру с твердым диэлектриком между электродами. Так же как и в газонаполненной ионизационной камере, в такой твердотельной камере при поглощении ионизирующего излучения образуются носители заряда, которые под действием внешнего электрического поля собираются на электродах. Возникающие при этом импульсы тока или напряжения используются для регистрации ионизирующих частиц. Гораздо более высокое энергетическое и временное разрешение ППД по сравнению с ионизационными камерами связано с иными, чем в газе, процессами образования и движения заряда. Большая эффективность ППД обусловлена тем, что плотность вещества в чувствительном объеме ППД на три порядка выше, чем в ионизационной камере. Чувствительный объем ППД может достигать сотен кубических сантиметров, что обеспечивает высокую эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения. В то же время ППД можно изготовить с очень малым промежутком между электродами, а один из электродов сделать очень тонким. Такой детектор используют для измерения удельных потерь энергии.

Аналогия ППД с ионизационной камерой не слишком глубокая. Процессы генерации и переноса носителей заряда в полупроводнике и механизм рекомбинации носителей имеют другую природу, чем аналогичные явления в газе.

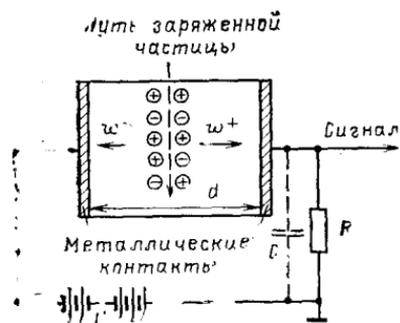


Рис. 6.1. Схема включения твердотельной камеры

Для простоты анализа этих явлений в ППД предположим вначале, что ППД представляет собой однородную пластину полупроводникового материала, помещенную между двумя плоскими электродами, и что напряженность электрического поля по объему пластины постоянна, т. е. что в первом приближении ППД является плоской ионизационной камерой, у которой между электродами вместо газа — твердое тело.

Примем, что анализируется случай, когда предполагается существование простого, так называемого омического контакта между полупроводником и электродами, при котором осуществляется беспрепятственный обмен носителями заряда любого знака между любым электродом и полупроводником.

Покажем, что не существует подходящего материала, все равно, полупроводника или диэлектрика, который обеспечил бы удовлетворительную работу детектора по такой простой схеме. Схема включения такой камеры приведена на рис. 6.1. Прохождение заряженной частицы вызывает в диэлектрике образование разноименных носителей зарядов (электронов и дырок). Внешнее напряжение  $U$  создает внутри кристалла электрическое поле. Электроны и дырки движутся под действием этого поля к электродам. По мере того как носители смещаются, они индуцируют на электродах заряд, пропорциональный пройденной ими разности потенциалов. Для того чтобы такая камера с твердым наполнителем работала долго, а сигнал, получаемый на ее выходе, был пропорционален энергии, потерянной заряженной частицей в чувствительном объеме камеры, и, наконец, длительность сигнала во времени была небольшой, наполнитель должен характеризоваться: 1) малым значением средней энергии, расходуемой заряженной частицей на создание одной пары носителей заряда; 2) отсутствием рекомбинации и захвата носителей; 3) большой и близкой по значению подвижностью носителей обоих знаков; 4) большим удельным электрическим сопротивлением.

Рассмотрим эти требования несколько подробнее.

Чем меньше средняя энергия, тем больше носителей возникает в чувствительном объеме, тем больше сигнал, снимаемый с камеры, и тем меньше относительная флуктуация этого сигнала, которая определяет предел энергетического разрешения камеры. У полупроводниковых детекторов  $W^*$  — средняя энергия образования пары носителей — на порядок меньше, чем у газовых ионизационных камер, и на два порядка меньше, чем у сцинтилляционных счетчиков.

Большая вероятность рекомбинации при движении носителей

заряда к электродам очевидным образом приводит к уменьшению полного собранного заряда и соответствующему ухудшению энергетического разрешения вследствие увеличения статистических флуктуаций. В отличие от газонаполненной ионизационной камеры в камере с твердым наполнителем возможен кратковременный или длительный захват носителей одного или обоих знаков так называемыми *ловушками* — локальными нарушениями периодичности кристаллической решетки. При большой вероятности захвата носителей в ловушки внутри диэлектрика возникает объемный заряд, электрическое поле которого направлено противоположно внешнему. Объемный заряд возникает потому, что носители зарядов разных знаков до захвата успевают сместиться к электродам в противоположных направлениях. В итоге после некоторого периода облучения поле внутри диэлектрика с ловушками может уменьшиться настолько, что счетчик перестанет работать. Кратковременный захват носителей ловушками ухудшает временное разрешение детектора, поскольку время сбора зарядов растет, увеличиваются и его флуктуации.

В твердотельной камере, так же как и в камере с газовым наполнителем, скорость перемещения носителей (скорость дрейфа  $\omega$ ) к электродам определяется их подвижностью  $\mu$  и пропорциональна напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  в камере:

$$\omega^+ = \mu^+ \mathcal{E}; \quad \omega^- = \mu^- \mathcal{E}. \quad (6.1)$$

Чем больше  $\mu$ , тем меньше время сбора носителей и тем лучшим разрешающим временем обладает твердотельная камера. Если подвижности положительных и отрицательных носителей равны или близки друг к другу, то амплитуда сигнала от такой камеры не зависит от места образования носителей заряда внутри чувствительного объема при любом соотношении между временем сбора носителей и постоянной времени входного каскада усилителя сигнала. Иными словами, отсутствует индукционный эффект.

Поскольку любой материал, который можно использовать в качестве наполнителя твердотельной камеры, обладает пусть малой, но конечной электропроводностью, то при подаче на электроды камеры разности потенциалов через наполнитель потечет постоянный ток, пропорциональный электропроводности материала. Число носителей заряда, перемещающихся между электродами и создающих постоянный ток, испытывает статистические флуктуации, абсолютное значение которых тем больше, чем больше ток. Если число флуктуаций тока сравнимо с числом носителей, образованных в камере заряженной частицей, то становится невозможным отличать полезные сигналы от шума.

Оценим минимальное значение допустимого удельного сопротивления наполнителя плоской камеры. Для этого найдем стандартное отклонение числа носителей тока за время дрейфа между электродами и сравним его с числом носителей, созданных заряженной частицей в объеме камеры. Такой подход означает, что электрическое поле мгновенно прикладывается к камере в момент

попадания в нее ионизирующей частицы и снова выключается спустя промежуток времени, за который все носители достигают электродов камеры. Среднее значение тока проводимости  $I = U/R$ , где  $R$  — сопротивление наполнителя;  $U$  — приложенное к камере напряжение. Пусть  $t$  — время дрейфа носителей между электродами, а  $e$  — их заряд, тогда за время  $t$  детектор пересечет  $n = Ut/(Re)$  пар носителей. Считая, что плотность носителей описывается распределением Пуассона, получаем для стандартного отклонения

$$\sigma_n = \sqrt{Ut/(Re)}.$$

Число пар носителей, созданных в камере заряженной частицей с энергией  $E$ , равно  $E/W$ . Потребуем, чтобы отношение сигнала шума к полезному равнялось  $10^{-3}$ , т. е. чтобы  $\sigma_n W/E = 10^{-3}$ . Это требование не представляется излишне суровым, поскольку разрешение хороших полупроводниковых детекторов при  $E = 1 \div 2$  МэВ достигает 0,1—0,3%. Используя это условие, получаем

$$R \geq (W/E)^2 (Ut/e) \cdot 10^6 \quad (6.2)$$

или для удельного сопротивления

$$\rho \geq [sUt/(de)] (W/E)^2 \cdot 10^6, \quad (6.3)$$

где  $s$  — площадь детектора;  $d$  — расстояние между электродами. Для простоты примем, что подвижности положительных и отрицательных носителей одинаковы и равны  $\mu$ . Тогда верхняя оценка времени прохода носителями расстояния  $d$  равна максимальному времени сбора носителей, созданных заряженной частицей ( $t = d^2/U\mu$ ), а удельное сопротивление

$$\rho \geq \mathcal{V} (W/E)^2 [1/(e\mu)] \cdot 10^6, \quad (6.4)$$

где  $\mathcal{V}$  — объем камеры,  $\text{см}^3$ .

При комнатной температуре подвижность носителей в диэлектриках (изоляторах или полупроводниках) по порядку равна  $10^3 \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а  $W \approx 3 \div 7$  эВ. Принимая  $\mathcal{V} = 1 \text{см}^3$  и  $E = 1$  МэВ, получим из (6.4), что минимально допустимое значение удельного сопротивления примерно равно  $10^{10} \text{Ом} \cdot \text{см}$ .

В природе не существует материала, который достаточно хорошо удовлетворял бы перечисленным выше требованиям 1—4 одновременно. Изоляторы обладают большим удельным сопротивлением (до  $10^{16} \text{Ом} \cdot \text{см}$ ), сравнительно малым  $W$  и большим  $\mu$ , но и для них очень существенны захват носителей и образование объемного заряда. Лучшее всего удовлетворяют совокупно всем требованиям для наполнителя твердых камер полупроводниковые материалы — кристаллические кремний и германий, хотя их удельное сопротивление и гораздо меньше, чем следует из оценки (6.4).

За немногими исключениями, при изготовлении полупроводниковых детекторов используют либо германий, либо кремний, поэтому в дальнейшем подробно анализируются свойства только этих

полупроводников, детекторы же из других материалов рассмотрены очень кратко.

В промышленном масштабе налажено производство кремния с удельным сопротивлением при комнатной температуре порядка нескольких десятков тысяч ом на 1 см, удельное сопротивление германия при комнатной температуре не превосходит нескольких десятков ом на 1 см. Следовательно, чтобы из германия и кремния можно было изготовить детекторы, необходимо исключить возможность свободного обмена носителями между электродами и полупроводником и резко повысить удельное сопротивление полупроводника, в первую очередь германия.

Резкое ограничение тока инжекции носителей из электродов достигается созданием запорных контактов, основанных на свойствах перехода между материалами с разным типом проводимости и пропускающих носители заряда только одного знака.

Увеличение удельного сопротивления полупроводника (чаще германия) достигается сильным его охлаждением при условии, что используется либо германий предельно высокой степени очистки (так называемый особо чистый германий — о. ч. г.), либо германий со специально введенными примесями, генерирующими носители разного знака, взаимно компенсирующие друг друга.

Более детальное обсуждение свойств полупроводниковых детекторов нельзя провести, не используя некоторых основных понятий из физики полупроводников, которые рассматриваются в следующем параграфе.

## § 6.2. Основные понятия из физики полупроводников

Удельное электрическое сопротивление твердых тел изменяется от  $10^{16}$  Ом·см для хороших изоляторов до  $10^{-6}$  Ом·см для некоторых металлов. Диэлектрики, сопротивление которых больше, чем металлов, и меньше, чем у изоляторов, называют *полупроводниковыми*.

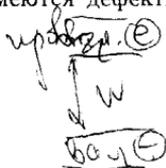
Считают, что границы области удельного сопротивления полупроводников  $10^9$  —  $10^{-2}$  Ом·см. Этот интервал весьма относителен, поскольку сопротивление полупроводников очень резко зависит от температуры, и материал, являющийся при комнатной температуре полупроводником, становится при температуре кипения жидкого азота изолятором.

В соответствии с принципами квантовой механики в приложении к твердому телу, электроны не могут иметь любую энергию. В одиночном атоме разрешены лишь отдельные дискретные значения энергии. При сближении атомов между ними возникают силы взаимодействия, приводящие к расщеплению уровней. В кристаллической решетке вместо отдельных разрешенных значений энергии образуются области или зоны разрешенных и запрещенных значений энергий электронов. Электроны, находящиеся на близких к ядру отдельных атома оболочках, т. е. на глубоких уровнях, практически не взаимодействуют с соседними атомами из-за экранировки электрических сил взаимодействия внешними электронами. Расщепление глубоких уровней мало, т. е. зоны узкие. Для внешних оболочек взаимодействие велико и ширина зон разрешенных значений энергий может составлять несколько электрон-вольт. Электроны с энергией, со-

ответствующей такой зоне, принадлежат всему кристаллу в целом, а не отдельному атому. У полупроводников и диэлектриков наивысшая заполненная зона отделена от следующей, более высокой (по энергии) зоны разрешенных значений запрещенной зоной, в которой отсутствуют уровни, принадлежащие идеальному кристаллу. При абсолютном нуле, когда электроны заполняют наинизшие свободные уровни, в полупроводнике есть или полностью свободные, или полностью заполненные зоны. Самую верхнюю заполненную зону называют *валентной*, наинизшую незаполненную — *зоной проводимости*. Они разделены запрещенной зоной шириной  $\epsilon_g$ .

Если в кристалле есть электрическое поле  $\vec{\mathcal{E}}$ , то на каждый электрон действует сила  $\mathbf{F} = e\vec{\mathcal{E}}$ . Результат действия поля на электрон описывается в теории как изменение числа электронов в данном энергетическом состоянии (или с данным импульсом). В заполненной зоне все возможные энергетические состояния уже заняты, и электрическое поле не может изменить распределения электронов по скоростям, т. е. электроны в этой зоне не могут участвовать в переносе зарядов и не дают вклада в электропроводность кристалла. Следовательно, твердое тело, в котором все зоны или пустые, или полностью заполненные, — *изолятор*, твердое тело с частично заполненными зонами — *полупроводник*. Ясно, что при абсолютном нуле все полупроводники становятся изоляторами. У *металлов* зоны разрешенных значений энергии перекрываются, и при любой температуре электроны могут под действием внешнего поля приобретать энергию, т. е. участвовать в проводимости. При температуре, отличной от абсолютного нуля, в полупроводниках и изоляторах часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии переходит в зону проводимости, где они могут свободно перемещаться под действием внешнего поля. Вероятность такого перехода экспоненциально возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны. Электропроводность в полупроводнике создается не только электронами, перешедшими в зону проводимости, но и электронами в валентной зоне. Последнее возможно потому, что после переброски электронов в зону проводимости в валентной зоне остаются незаполненные места — *дырки*, и все остальные электроны получают возможность перемещаться под действием электрического поля, внося вклад в ток. Электропроводность будет тем больше, чем больше дырок в валентной зоне. Оказалось гораздо удобнее вместо движения электронов валентной зоны рассматривать движение дырок, приписывая им положительный заряд, равный по абсолютному значению заряду электрона, и эффективную массу, близкую в большинстве практически важных случаев к массе свободного электрона. Итак, носителями тока в полупроводнике являются электроны проводимости в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Если дырки в валентной зоне и электроны в зоне проводимости появляются только в результате тепловых переходов через запрещенную зону, то число свободных электронов в полупроводнике равно числу дырок, и такие полупроводники называют *собственными*, или *полупроводниками с собственной проводимостью*, или полупроводниками *i*-типа. Полупроводником *i*-типа является идеальный кристалл, поскольку в идеальном кристалле, т. е. в кристалле без примесей чужеродных атомов и нарушения периодичности расположения атомов, электрон не может обладать энергией, соответствующей запрещенной зоне. В реальном кристалле всегда имеются дефекты и примеси; последних, как правило, больше.



Вблизи мест с нарушениями периодичности решетки кулоновские поле идеальной решетки искажается, соответственно изменяется и диаграмма энергетических зон. В запрещенной зоне появляются уровни, обусловленные своим происхождением примесям и дефектам.

Локализованные центры нарушений могут ионизоваться, или отдавая электроны в зону проводимости, тогда их называют *донорными центрами* (или *донорами*), или принимая электроны из валентной зоны, тогда их называют *акцепторными центрами* (или *акцепторами*). Соответствующие этим центрам уровни в запрещенной зоне называют *донорными* или *акцепторными*. Донорные уровни располагаются вблизи верхнего края запрещенной зоны, а акцепторные — вблизи нижнего.

Энергия, необходимая для ионизации донорных и акцепторных уровней (энергия активации), как правило, существенно меньше ширины запрещенной зоны  $\epsilon_g$ . Следовательно, вероятность ионизации этих *примесных*\* уровней намного больше вероятности теплового переброса электрона из валентной зоны в зону проводимости. Малая энергия активации приводит к тому, что в обычных условиях и даже при охлаждении до температур порядка 100 К примесные уровни остаются ионизованными.

Следует, однако, подчеркнуть важное различие между ионизацией примесного уровня и перебросом электрона из валентной зоны в зону проводимости. В первом случае в валентной зоне при ионизации акцепторного уровня или в зоне проводимости при ионизации донорного уровня возникает только один носитель заряда, поскольку ни захваченные на акцепторные уровни электроны, ни донорные центры не могут перемещаться под действием электрического поля. Во втором случае образуются два свободных носителя — электрон и дырка.

Полупроводник, у которого электроны в зоне проводимости возникают, в основном, в результате переходов с донорных уровней, называют *электронным* полупроводником или полупроводником *n*-типа. Полупроводник, у которого проводимость обусловлена переходом электронов из валентной зоны на акцепторные уровни, называют *дырочным* полупроводником или полупроводником *p*-типа. Такие полупроводники, проводимость которых обусловлена носителями, созданными в результате ионизации примесных уровней, называют *примесными* в отличие от собственных полупроводников, проводимость которых обусловлена переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости.

*Основными носителями* в примесном полупроводнике называют те носители, концентрация которых больше, а *неосновными* — носители с меньшей концентрацией.

На практике в любом полупроводниковом материале присутствуют в разной концентрации и донорные, и акцепторные примеси, которые частично компенсируют друг друга. Если концентрация ионизованных донорных и акцепторных примесей одинакова, полупроводник называют *компенсированным*.

Энергетические схемы полупроводников с разным типом проводимости показаны на рис. 6.2 и 6.3.

Ток, который возникает в полупроводнике вследствие дрейфа носителей за-

---

\* Поскольку в интересующих нас случаях примесных уровней много больше, чем уровней, созданных дефектами, в дальнейшем будем считать, что все уровни в запрещенной зоне имеют примесное происхождение. Введение примесных уровней в полупроводник называют *легированием*.

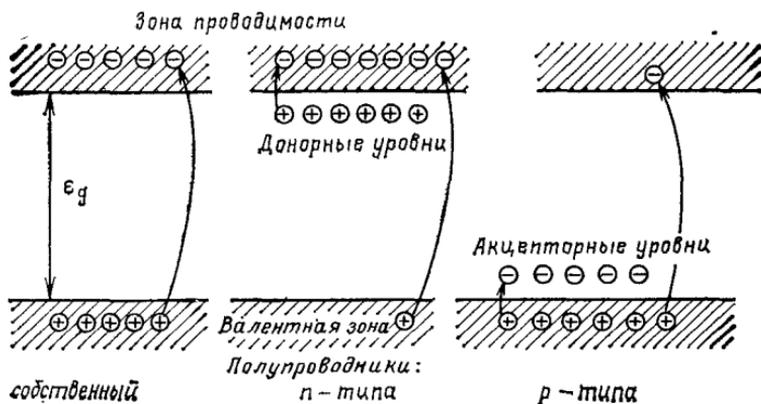


Рис. 6.2. Энергетические схемы собственного, *n*- и *p*-типа полупроводников ( $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны)

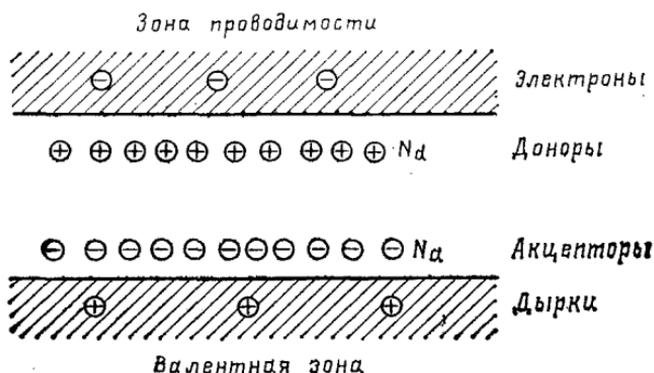


Рис. 6.3. Компенсированный полупроводник с полностью ионизованными атомами примеси

ряда под действием внешнего поля, определяет удельное сопротивление  $\rho$ . Из определения  $\rho$  как величины, обратной проводимости следует, что

$$\rho = 1/[e(\rho\mu^+ + n\mu^-)],$$

где  $\rho$  и  $n$  — плотности положительных и отрицательных носителей;  $e$  — заряд электрона;  $\mu^+, \mu^-$  — подвижности носителей.

Для полупроводника с собственной проводимостью (беспримесного) справедливы очевидные соотношения:

$$\rho = n = n_i; \quad \rho_i = 1/[en_i(\mu^+ + \mu^-)]. \quad (6.6)$$

Здесь  $n_i$  — плотность пар носителей собственно в полупроводнике;  $\rho_i$  — его удельное сопротивление.

Равенство  $\rho = n$  динамическое, т. е. результат равновесия между процессами рекомбинации и генерации носителей. Величины  $\rho, n, n_i$  характеризуют плотность равновесных носителей, т. е. плотность носителей в таком полупроводнике, в котором закончились переходные процессы, вызванные каким-то внешним возбуждением.

Число пар носителей в собственном полупроводнике следующим образом зависит от температуры  $T$  и ширины запрещенной зоны  $e_g$ :

$$n_i = bT^{3/2} \exp[-e_g/(2kT)], \quad (6.7)$$

где  $b$  — постоянная для данного материала.

Поскольку  $e_g \gg 2kT$ , то температурная зависимость очень сильная. Нагревание полупроводника ведет к быстрому росту  $n_i$  и уменьшению его сопротивления, охлаждение — к росту  $\rho$ .

Из теории твердого тела известно, что для полупроводников с относительно малым числом атомов примеси, так называемых *невырожденных*, к которым относятся и германий, и кремний, используемые для изготовления полупроводниковых детекторов (в них число примесных атомов составляет  $10^{-7}$  —  $10^{-10}$  числа собственных), выполняется важное соотношение

$$np = n_i^2. \quad (6.8)$$

Из этого соотношения следует, что увеличение числа носителей одного знака ведет к пропорциональному уменьшению числа носителей другого знака, например рост числа электронов в зоне проводимости при введении донорной смеси приводит к уменьшению числа дырок в валентной зоне. Минимальное число носителей обоих знаков, а соответственно и максимальное удельное сопротивление имеют место, очевидно, при  $n=p$  независимо от того, является это равенство результатом отсутствия всяких примесей или следствием того, что число доноров равно числу акцепторов. У полностью компенсированного полупроводника сопротивление равно сопротивлению беспримесного.

Однако необходимо иметь в виду, что если полностью компенсированный полупроводник и не отличается по удельному сопротивлению от собственного, то другие его характеристики, такие, как вероятность рекомбинации, время жизни основных и неосновных носителей, подвижность носителей, могут сильно отличаться от характеристик собственного полупроводника. Кроме того, в примесных полупроводниках возможен захват носителей ловушками, не имеющий места в идеальном беспримесном полупроводнике.

### § 6.3. Характеристики кремния и германия

**Характеристики чистых кремния и германия.** Кремний и германий — четырехвалентные элементы с простой структурой (восемь атомов в элементарной ячейке) и ковалентными связями, полностью насыщенными при низкой температуре. С повышением температуры часть связей разрывается. В зонной теории этому сопутствует появление электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Некоторые характеристики чистых (беспримесных) кремния и германия приведены в табл. 6.1.

Небольшое значение  $W$  — средней энергии, расходуемой на образование пары носителей, на порядок меньшее средней энергии, расходуемой на образование пары носителей заряда в газах, означает, что при прочих равных условиях амплитуда сигнала полупроводникового детектора в 10 раз больше амплитуды сигнала ионизационной камеры.

Таблица 6.1. Некоторые характеристики беспримесных кремния и германия

Характеристика	Кремний	Германий
Атомный номер	14	32
Плотность, г/см <sup>3</sup>	2,33	5,33
Диэлектрическая постоянная $\kappa$ (относительно диэлектрической постоянной вакуума)	12	16
Ширина запрещенной зоны $\epsilon_g$ , эВ	1,1	0,67
Средняя энергия образования пары носителей $W$ , эВ	3,7	3,0
Плотность собственных носителей $n_i$ (300 К), см <sup>-3</sup>	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{13}$
Подвижность электронов $\mu^-$ , см <sup>2</sup> /(В·с):		
при $T=300$ К	$1,6 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^3$
при $T=77$ К	$5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
Подвижность дырок $\mu^+$ , см <sup>2</sup> /(В·с):		
при $T=300$ К	$4,8 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^3$
при $T=77$ К	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$

Из табл. 6.1 видно, что ширины запрещенных зон кремния и германия различаются меньше чем в 2 раза, а число носителей — на три порядка. Это связано с экспоненциальной зависимостью числа носителей от ширины запрещенной зоны. Очень важно для спектрометрических измерений, что подвижности электронов и дырок одного порядка и в германии, и в кремнии. Видно, что если полупроводник охладить, то подвижности резко возрастут, а следовательно, улучшатся временные характеристики детектора. Уменьшение  $\mu^+$  и  $\mu^-$  с ростом  $T$  объясняется увеличением сечения неупругого столкновения носителей с решеткой.

Используя данные табл. 6.1 и формулу (6.6), получаем значения удельного сопротивления для беспримесных кремния и германия при  $T=300$  К:  $\rho_{Ge}=65$  Ом·см и  $\rho_{Si}=240 \cdot 10^3$  Ом·см.

При температуре кипения жидкого азота, равной 77 К (жидкий азот применяется для охлаждения детекторов), плотность собственных носителей в германии и в кремнии становится исчезающе малой. В этом легко убедиться из формулы (6.7) и данных табл. 6.1. Следовательно, при глубоком охлаждении полупроводники должны были бы превращаться в изоляторы и могли бы с успехом использоваться для создания детекторов с омическими контактами. Однако обычная техника очистки германия и кремния с помощью зонной плавки и кристаллизации не может обеспечить концентрацию атомов электрически активных примесей менее  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> (такая концентрация соответствует одному атому примеси на  $5 \cdot 10^{10}$  атомов основного элемента). Поскольку примесные уровни и при температуре кипения жидкого азота из-за малой энергии активации, т. е. малого расстояния между примесными уровнями и краями зоны проводимости, остаются ионизованными, удельное сопротивление примесного полупроводника остается небольшим.

**Удельное сопротивление примесных германия и кремния.** На практике всегда приходится иметь дело с примесными полупро-

водниками, причем тип примеси зависит от свойств материала и технологии изготовления. Так, из кремния особенно трудно удалить бор, поэтому кремний с наиболее высоким удельным сопротивлением — это *p*-кремний (бор — акцептор). Германий очень сложно очищать от кислорода. Поскольку содержание загрязнений трудно контролировать, примеси обычно вводят искусственно, используя для этого атомы пятивалентных (фосфор, мышьяк) или трехвалентных (бор, алюминий) элементов. В первом случае в решетке появляется слабо связанный «лишний» электрон (донорный уровень по представлениям зонной теории), связь которого при комнатной температуре разорвана, во втором электрона не хватает — появляется дырка (акцепторный уровень). Заметим, что некоторые примеси (например, золото) могут вносить одновременно и донорные, и акцепторные уровни. Для того чтобы сопротивление полупроводника определялось примесными носителями, необходимо ввести в решетку относительно небольшое число примесных атомов. Например, если в кремний при комнатной температуре ввести всего  $1,5 \cdot 10^{11}$  донорных атомов на  $1 \text{ см}^3$ , т. е. всего один атом примеси на  $3 \cdot 10^{11}$  атомов кремния, то согласно соотношению  $n\rho = n^2_i$  плотность дырок будет равна  $1,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , т. е. в 100 раз меньше электронной, а удельное сопротивление такого кремния будет определяться практически только электронами и будет на два порядка меньше собственного. В этом случае выражение (6.5) для удельного сопротивления можно преобразовать следующим образом:

$$\rho_n = 1/[e(n\mu^- + p\mu^+)] \approx 1/(en\mu^-) \approx 1/(eN_d\mu^-), \quad (6.9)$$

где  $\rho_n$  — удельное сопротивление *n*-кремния;  $N_d$  — плотность донорных атомов.

Выражение для сопротивления *p*-полупроводника

$$\rho_p \approx 1/(ep\mu^+) \approx 1/(eN_a\mu^+), \quad (6.10)$$

где  $N_a$  — плотность донорных атомов.

Кремний не удается очистить до такой степени, чтобы даже при комнатной температуре его проводимость была собственной. Так, наилучшая технология очистки обеспечивает удельное сопротивление *p*-кремния при комнатной температуре  $2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при теоретически возможном  $2,4 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Германий можно очистить до такой степени, чтобы его проводимость при комнатной температуре определялась собственными носителями, но при этом она оказывается недопустимо высокой. Поэтому детекторы из германия всегда охлаждают до температуры, при которой его проводимость определяется примесями.

Оценим максимальное значение удельного сопротивления примесного германия или кремния. Для этого предположим, что, во-первых, полупроводник, например германий, охлажден до температуры 77 К, при которой его собственной проводимостью можно пренебречь, и, во-вторых, достигнута максимальная степень очи-

стки от примесей, при которой концентрация их атомов составляет  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае согласно (6.10) удельное сопротивление равно  $1,6 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , что на шесть порядков меньше, чем требуется согласно оценке по (6.4) для детектора с омическими контактами.

Теоретически удельное сопротивление полностью компенсированного полупроводника, находящегося при низкой температуре, может быть очень большим, однако на практике компенсация не может быть полной. Применение наилучшей технологии, использующей дрейф лития в *p*-германий или кремний, позволяет снизить концентрацию избыточных (нескомпенсированных) атомов примесей до  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , что для германия при температуре 77 К соответствует удельному сопротивлению порядка  $10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , что также слишком мало.

#### § 6.4. Переходы в полупроводниках

Для того чтобы из полупроводникового монокристалла со сравнительно невысоким удельным сопротивлением изготовить ППД, необходимо использовать свойства перехода между полупроводниками с разным типом проводимости или между полупроводником или металлом. Эти переходы создаются на противоположных поверхностях образца из полупроводника и служат электродами, к которым прикладывают напряжение от внешнего источника. Поэтому, прежде чем анализировать основные характеристики ППД, полезно рассмотреть некоторые свойства переходов, которые в существенной степени определяют и свойства ППД.

Существуют разные способы создания перехода. Первый (основной) — диффузия донорных атомов, нанесенных на поверхность полупроводника с проводимостью *p*-типа, и второй — диффузия акцепторных атомов в полупроводник с проводимостью *n*-типа. Примесные атомы можно внедрить также с помощью облучения монокристалла пучком нужных ионов. Для создания детектора используют и так называемый *поверхностно-барьерный переход*. Возникает он на поверхности монокристалла полупроводника *n*-типа при нанесении на нее испарением в вакууме некоторых металлов или окислением поверхности на воздухе. Теоретическое описание поверхностно-барьерного перехода гораздо более сложно, чем объемного перехода, но по свойствам, важным для создания детекторов, они близки. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать переход между полупроводниками *n*-типа и *p*-типа, или сокращенно *p — n*-переход (рис. 6.4). (Следует заметить, что переход между полупроводниками с разным типом проводимости, о котором идет речь, нельзя создать механически, соединив два образца, как бы тщательно они ни были пригнаны друг к другу. В этом случае в переходной области полупроводника возникают очень сложные явления.)

В *n*-области полупроводника основными носителями являются электроны, а в *p*-области — дырки. Вследствие различия в концентрации происходит диффузия носителей в сторону уменьшения их

градиента концентрации. Ионизованные же атомы акцепторов и доноров закреплены в решетке и двигаться не могут.

Диффузия дырок и электронов вызывает в момент возникновения контакта между  $p$ - и  $n$ -полупроводниками протекание электрического тока из  $p$ -области в  $n$ -область. При отсутствии источника внешнего напряжения, приложенного к  $p$  —  $n$ -переходу, после установления равновесия ток прекращается из-за появления на переходе скачка потенциала, обусловленного существованием объемного заряда в области контакта.

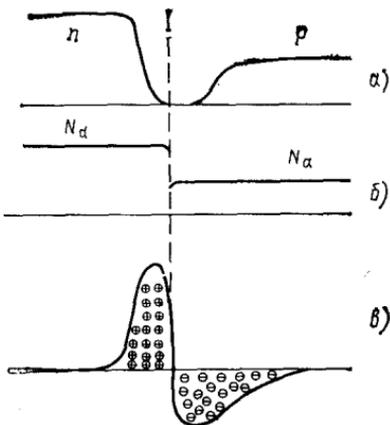


Рис. 6.4.

Рис. 6.4. Характеристики равновесного  $p$  —  $n$ -перехода:

$a$  — концентрация электронов и дырок;  $b$  — концентрация ионизованных атомов примесей;  $в$  — распределение объемного заряда

Рис. 6.5. Распределение объемного заряда ( $a$ ), изменение напряженности электрического поля ( $b$ ) и потенциала ( $в$ ) в  $p$  —  $n$ -переходе с обратным смещением (упрощенное изображение распределения зарядов и полей)

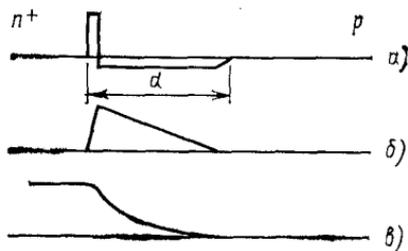


Рис. 6.5.

сота потенциальной ступеньки зависит от числа и диффузионной способности носителей, которые, в свою очередь, зависят от температуры, числа примесей и т. д. Скачок потенциала может достигнуть нескольких десятых долей вольта, но не может превысить ширину запрещенной зоны.

В  $n$ -полупроводнике всегда есть дырки, а в  $p$ -полупроводнике — электроны, созданные тепловыми переходами через запрещенную зону. В состоянии динамического равновесия осуществляется баланс числа носителей каждого знака, пересекающих переход в обоих направлениях. Для нашего случая электронный ток больше дырочного (по абсолютному значению плотности этих токов достигают нескольких ампер).

Полупроводник с  $p$  —  $n$ -переходом можно использовать для детектирования заряженных частиц даже при отсутствии внешнего источника напряжения, поскольку внутри такого полупроводника существует область, в которой напряженность электрического поля отлична от нуля. Эта область обеднена свободными носи-

телями. Если через нее пролетает ионизирующая частица и создает свободные носители, то они, перемещаясь под действием электрического поля, создают сигнал во внешней цепи детектора. Однако ширина области объемного заряда в  $p-n$ -переходе без внешнего смещения мала ( $<10^{-4}$  см), что приводит, во-первых, к малому чувствительному объему детектора и, во-вторых, к малому значению сигнала по сравнению с шумом, так как собственная емкость перехода велика\*. Чувствительную область детектора, т. е. область, в которой существует электрическое поле, можно увеличить, прикладывая к переходу обратное смещение, т. е. к  $n$ -области присоединить плюс источника напряжения, а к  $p$ -области — минус. Обратное смещение помогает напряжению, возникшему на  $p-n$ -переходе, удалять свободные носители из области вблизи перехода. В результате чувствительный объем детектора, т. е. объем обедненной носителями слоя, в котором существует электрическое поле, увеличивается, а емкость перехода уменьшается.

Рассмотрим свойства  $p-n$ -перехода с обратным смещением (рис. 6.5), причем пусть  $n$ -область легирована сильно, а  $p$ -область — слабо. Свободные носители «выметены» электрическим полем из обедненной области толщиной  $d$ , и заряды в ней существуют практически полностью в виде закрепленных ионизованных доноров и акцепторов. Почти полное отсутствие свободных носителей в обедненной области означает, что удельное сопротивление материала в ней гораздо больше удельного сопротивления полупроводника вне перехода. Напомним, что высокое удельное сопротивление материала — основное условие работы полупроводникового детектора. На рис. 6.5 показаны также распределения потенциала и напряженности электрического поля в переходе. Изображены они с резкими границами, что, конечно, условно, поскольку реально плотность носителей, а соответственно и все остальные величины изменяются плавно.

Плотность свободных носителей в области перехода меньше плотности вне перехода приблизительно в отношении  $\Delta t/\tau_r$ , где  $\Delta t$  — среднее время нахождения носителя в области перехода;  $\tau_r$  — время жизни носителей относительно рекомбинации при отсутствии напряжения смещения. Величина  $\Delta t$  — время, за которое носитель «выметается» электрическим полем из перехода, — уменьшается с увеличением смещения на переходе. В расчетах можно предполагать, что при большом обратном смещении в слое объемного заряда совсем нет свободных носителей.

**Ширина обедненной зоны  $p-n$ -перехода.** В случае сильного легирования  $n$ -области все приложенное напряжение смещения приходится на  $p$ -область, поскольку ее сопротивление больше (приблизительно в  $N_d/N_a$  раз). Такая ситуация характерна для полупроводниковых детекторов, и в этом случае ширина обедненной зоны

$$d = \sqrt{\kappa(U + U_0)/(2\pi e N_a)}, \quad (6.11)$$

\* Влияние емкости на энергетическое разрешение детектора рассматривается в § 6.6.

где  $\kappa$  — диэлектрическая постоянная полупроводника;  $N_a$  — плотность электрически активных центров в слаболегированной области; если в полупроводнике  $p$ -типа есть и донорные уровни, то  $N_a$  представляет собой разность между концентрациями доноров и акцепторов;  $U$  — напряжение смещения;  $U_0$  — скачок потенциала на переходе;  $U_0 \approx 0,7$  В для Si и 0,3 В для Ge. Число основных носителей в примесном полупроводнике приблизительно равно числу атомов примеси, следовательно,  $N_a$  можно выразить по (6.9) через удельное сопротивление и подвижность основных носителей слаболегированного полупроводника. Учитывая, что всегда  $U \gg U_0$ , и принимая подвижность постоянной, получаем из (6.11) приближенное выражение для ширины обедненной зоны  $d$  (при условии  $N_d \gg N_a$ ).

Для кремния

$$d \approx 3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho U}. \quad (6.12)$$

Для  $U=500$  В и  $\rho=10^4$  Ом·см, а именно таким сопротивлением обладают лучшие образцы кремния,  $d=0,07$  см. Для германия подсчитанная по (6.11) в таких же приближениях  $d$  много меньше (приблизительно на два порядка). Малое удельное сопротивление германия при комнатной температуре и соответственно малое значение  $d$  и объясняют тот факт, что на практике без охлаждения используют детекторы с  $p-n$ -переходом только из кремния.

Максимальную напряженность электрического поля в  $p-n$ -переходе можно оценить следующей формулой:

$$\mathcal{E}_{\text{макс}} = 2U/d. \quad (6.13)$$

Заметим, что если  $\mathcal{E}_{\text{макс}}$  достигает примерно  $(2-5) \cdot 10^4$  В/см, то возможно возникновение вторичной ионизации и пробой детектора. Кроме того, если скорость дрейфа носителей, равная произведению  $\mathcal{E}\mu$ , достигает  $10^7$  см/с, т. е. становится сравнимой с тепловой скоростью электронов в решетке, то она перестает зависеть от напряженности электрического поля. Этот эффект необходимо учитывать при расчетах времени сбора носителей.

**$p-i-n$ -переход.** Из выражения (6.11) для глубины обедненного слоя видно, что  $d$  можно увеличить двумя способами: поднимая напряжение смещения  $U$  и уменьшая число примесных атомов, т. е. увеличивая сопротивление материала. Если образец достаточно толстый, то увеличение  $U$  действительно приводит к росту толщины обедненного слоя, который может раздвинуться почти до металлических контактов, присоединенных к детектору. Однако в этом случае ток инжекции из контактов слишком велик, даже если область перехода и не достигает их. Поэтому при создании детекторов с большой шириной обедненной зоны  $d$  в качестве контактов используют высоколегированные полупроводники. Такие детекторы называют обычно, хотя и не очень точно, детекторами с  $p-i-n$ -переходом, а более точно, если основной материал детектора с дырочной проводимостью, это детекторы с  $n^+ - p - p^+$ -пере-

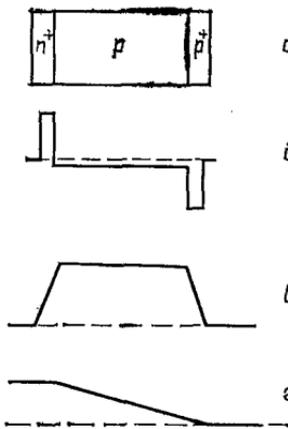


Рис. 6.6. Схема (а) и характеристики (б — распределение объемного заряда; в — напряженность электрического поля; г — потенциал)  $p-n$ -перехода с обратным смещением (упрощенное изображение распределения зарядов и полей)

- а) ходом (знак + означает сильное легирование) (рис. 6.6). Основное изменение потенциала в таком детекторе происходит в  $p$ -области, и электрическое поле возникает почти по всей глубине образца.

Для получения большого значения  $d$  сопротивление слаболегированной  $p$ -области должно быть как можно больше, т. е. число некомпенсированных примесных атомов  $N_a$  в этой области — минимальным.

**Емкость перехода.** Если заряженная частица проходит через  $p-n$ -переход, то в чувствительном (обедненном) слое образуется некоторое число неравновесных носителей заряда. Импульс напряжения, возникающий на  $p-n$ -переходе после сбора носителей, обратно пропорционален сумме емкости перехода и входной емкости регистрирующего устройства. Отношение сигнал/шум для такой системы уменьшается, если емкость перехода растет. Переход с обратным смещением приближенно можно рассматривать как два металлических электрода с изолятором между ними. Тогда, если толщина слоя  $d$ , см, и площадь  $s$ , см<sup>2</sup>, то его емкость

$$C = 1,1\kappa s / (4\pi d). \quad (6.14)$$

Для кремния  $C \approx 1,1 s/d$  пФ, для германия  $C \approx 1,37 s/d$  пФ, т. е. для детектора с  $s=1$  см<sup>2</sup> и  $d=0,02$  см собственная емкость перехода достигает 50—70 пФ, а для детектора с  $d=2$  см она меньше 1 пФ.

**Токи утечки через переход.** Проводимость переходной области, к которой приложено напряжение смещения, отлична от нуля, поэтому через переход постоянно протекает ток. При анализе работы полупроводниковых детекторов этот ток принято называть током утечки.

Кроме объемного тока утечки по боковым поверхностям кристалла полупроводника при приложении к нему напряжения протекают и поверхностные токи утечки.

Минимальное значение сигнала, который еще можно отделить от сигналов шума, а также энергетическое разрешение при измерении энергии частиц зависят от флуктуаций токов утечки, абсолютное значение которых тем больше, чем больше сам ток.

Проведем оценку объемных токов утечки: диффузионного  $i_d$  и тока генерации  $i_g$ . Эта оценка носит качественный характер и более применима к кремниевым детекторам, работающим при комнатной температуре, поэтому числовые примеры приведены для этого случая. Однако рассматриваемый подход правильно передает общие закономерности генерации объемных токов утеч-

ки. Сначала рассмотрим диффузионный ток. Он возникает в  $p-n$ -переходе по двум причинам:

1) неосновные носители (дырки) в  $n$ -области диффундируют к краю обедненной носителями области объемного заряда и подхватываются электрическим полем в этой области;

2) электроны в  $p$ -области диффундируют к переходной области и тоже подхватываются электрическим полем и переносятся в  $n$ -область.

В нашем примере высоколегированной  $n$ -области определяющей является диффузия неосновных носителей (электронов) из  $p$ -области, поскольку плотность электронов  $p$ -области больше плотности неосновных носителей — дырок в  $n$ -области. Оценим диффузию электронов, имея в виду, что оценка в равной мере справедлива и для диффузии дырок. Электроны в  $p$ -области возникают в результате тепловой генерации носителей по всему объему  $p$ -области. Однако большая часть электронов, попавших вследствие диффузии в область с градиентом электрического поля (в область перехода), генерирована на расстоянии порядка длины диффузии носителей  $L_n$  от перехода. Для оценки примем, что все носители генерируются только в объеме  $sL_n$ , где  $s$  — площадь перехода. В состоянии равновесия и при отсутствии внешнего электрического поля в этом объеме содержится  $sL_n n_p$  электронов, где  $n_p$  — плотность электронов в  $p$ -области. Каждый электрон существует в среднем  $\tau_r$  с, следовательно, число рекомбинаций в 1 с в этом объеме равно  $sL_n n_p / \tau_r$ , а исчезающий в 1 с заряд —  $esL_n n_p / \tau_r$ . Для получения верхней оценки диффузионного тока утечки через переход сделаем еще одно существенное упрощение: предположим, что рекомбинация в этом объеме отсутствует, а все возникшие в нем электроны попадают в область, где существует электрическое поле, и увлекаются им в  $n$ -область. Тогда плотность диффузионного тока утечки

$$j_d = eL_n n_p / \tau_r. \quad (6.15)$$

Выразим  $j_d$  через характеристики полупроводникового материала — сопротивление, подвижность и число собственных носителей.

Длина диффузии связана с коэффициентом диффузии и временем жизни носителей соотношением

$$L_n = \sqrt{D\tau_r}, \quad (6.16)$$

а коэффициент диффузии  $D$  с температурой и подвижностью носителей — формулой Эйнштейна

$$D = kT\mu/e. \quad (6.17)$$

Примем для получения численной оценки  $j_d$  время жизни носителей в кремнии равным 100 мкс, тогда, используя (6.16), (6.17) и данные табл. 6.1, получаем значение длины диффузии  $L_n$ , равное  $3,8 \cdot 10^{-2}$  см. Обратим внимание, что  $L_n$  для кремния близка по

порядку к ширине  $n-p$ -перехода  $d$  [см. (6.12)]. Согласно (6.8) — (6.10) плотность неосновных носителей в  $p$ -области  $n_p$  можно связать с удельным сопротивлением  $p$ -области:

$$\rho_p = 1/(e\mu^+) = n_p/(en_i^2\mu^+).$$

Отсюда

$$n_p = en_i^2\mu^+\rho_p, \quad (6.18)$$

и выражение (6.15) для плотности диффузионного тока примет вид

$$j_d = e^2n_i^2\mu^+\rho_p L_n/\tau_r. \quad (6.19)$$

Подставляя численные значения  $n_i$  и  $\mu^+$  для кремния при комнатной температуре и принимая снова  $\tau_r = 100$  мкс, получаем для плотности тока, А/см<sup>2</sup>,

$$j_d = 1 \cdot 10^{-12} \rho_p. \quad (6.20)$$

Отметим, что диффузионный ток прямо пропорционален удельному сопротивлению слаболегированной области, что связано с увеличением плотности неосновных носителей в ней при росте удельного сопротивления. Как и следовало ожидать, учитывая предположение об области, из которой идет диффузия, диффузионный ток не зависит от обратного смещения на переходе, а определяется только характеристиками полупроводника. Для типичного кремниевого детектора с  $p-n$ -переходом  $\rho_p = 10^3$  Ом·см и при  $\tau_r = 100$  мкс  $j_d = 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>.

Для детекторов с большой глубиной чувствительной области  $d$  важным источником токов утечки становится тепловая генерация носителей в зоне перехода. Носители, возникшие здесь, практически все «выметаются» электрическим полем из зоны перехода, не успевая рекомбинировать в ней. Число возникающих в обедненной зоне носителей пропорционально объему зоны, умноженному на вероятность образования пары носителей в результате теплового переброса электрона из валентной зоны в зону проводимости. В примесных полупроводниках такой переход осуществляется через примесные уровни, лежащие в запрещенной зоне. Чтобы рассчитать число переходов в единицу времени, необходимо знать подробные характеристики примесных уровней в данном полупроводнике. Для оценки в первом приближении обычно предполагают, что уровни, через которые происходит генерация (или рекомбинация), располагаются точно в середине запрещенной зоны. Можно показать, что в таком приближении плотность тока генерации

$$j_g = dn_i e / (2\tau_r). \quad (6.21)$$

Эта формула дает максимальную оценку плотности тока генерации, поскольку при смещении уровня от центра вероятность генерации уменьшается.

Учитывая выражение (6.11) для  $d$  и считая, что  $U \gg U_0$ , перепишем (6.21) в следующем виде:

$$j_g = \frac{n_i}{2\tau_r} e \sqrt{\frac{\kappa U}{2\pi e N_a}} = \frac{n_i}{2\tau_r} e \sqrt{\frac{\kappa U \rho_p \mu^+}{2\pi}}. \quad (6.22)$$

Ток генерации растет с увеличением  $\rho_p$  и с увеличением напряжения смещения на переходе по одной причине: растет ширина переходной области, а только в ней и рассматривается генерация в нашем приближении.

Подставляя в (6.22) значения постоянных при  $T=300$  К и снова принимая для оценки  $\tau_r=100$  мкс, получаем следующие значения плотности тока генерации для кремния, А/см<sup>2</sup>:

$$j_g = 1,3 \cdot 10^{-9} \sqrt{U \rho_p}. \quad (6.23)$$

Для кремниевого детектора с  $p-n$ -переходом при  $\rho_p = 10^3$  Ом·см и  $U=100$  В плотность тока генерации  $j_g = 4 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>, что более чем на два порядка больше плотности диффузионного тока [см. (6.20)] для кремния с тем же сопротивлением. В германиевом детекторе с  $p-i-n$ -переходом, работающем при температуре жидкого азота, генерационный ток также больше диффузионного.

Выше были рассмотрены токи утечки, возникающие в объеме детектора. Во многих случаях основной вклад в токи утечки вносят поверхностные токи. Сама поверхность кристалла является главным источником возмущения периодичности кристаллической решетки, влияние которого распространяется на приповерхностный объем кристалла. Абсорбция различных химических соединений на поверхности кристалла изменяет ее электрические свойства и соответственно токи утечки по поверхности. Как правило, поверхностные токи возрастают пропорционально приложенному к детектору напряжению смещения. Правильно выбранная и тщательная химическая обработка поверхности, а также применение подходящих методов защиты поверхности от окружающей среды (например, вакуумирование детектора) позволяют снизить токи утечки до приемлемых значений. Сильно уменьшает поверхностные токи применение охранных колец, подобных используемым в токовых ионизационных камерах. Оценить поверхностный ток утечки расчетом практически невозможно.

## § 6.5. Образование носителей в полупроводнике под действием ионизирующего излучения

Процесс потери энергии ионизирующей частицей в веществе не зависит от агрегатного состояния вещества до тех пор, пока энергия частицы не станет сравнимой с характерной энергией связи атомов в молекуле или кристаллической решетке. Этот процесс описан в гл. 3. Так же как и в газе, в полупроводнике при прохождении ионизирующей частицы возникают быстрые электроны,

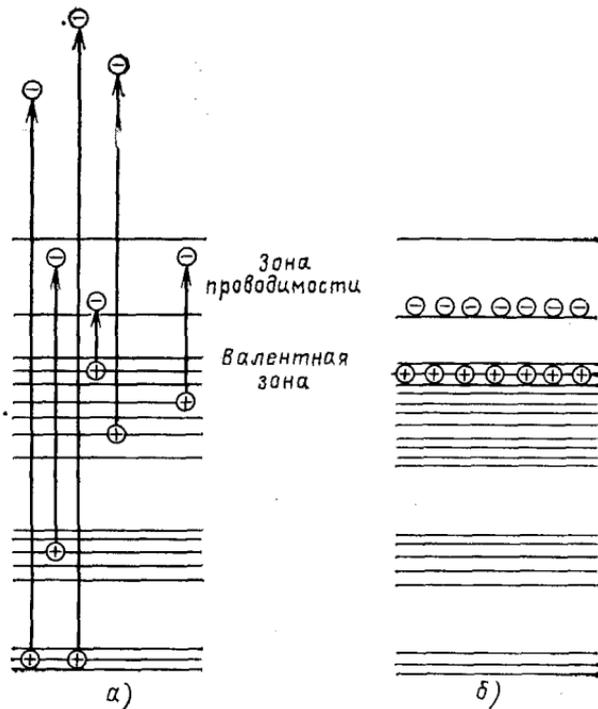


Рис. 6.7. Энергетическая диаграмма процесса образования электронно-дырочных пар заряженной частицей

которые в каскадном процессе ударной ионизации выбивают электроны из различных энергетических зон, в том числе и из самых глубоких. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электронов не становится меньше некоторого порогового значения, равного примерно  $1,5 \epsilon_g$ . В этом каскадном процессе рождается еще много пар носителей (рис. 6.7).

Первая стадия процесса, когда в обычно не занятых зонах появляются электроны, а в обычно заполненных зонах — дырки, изображена на рис. 6.7, а. Эта стадия длится около  $10^{-12}$  с, т. е. время, сравнимое со временем замедления самой первичной заряженной частицы. Затем, во второй стадии, в результате различного типа взаимодействий электронов с решеткой кристалла электроны «падают» на дно зоны проводимости, а дырки поднимаются к верхнему краю валентной зоны, т. е. созданные заряженной частицей неравновесные носители достигают состояния с минимальной энергией.

Вторая стадия процесса заканчивается также за время порядка  $10^{-12}$  с, и после нее распределение скоростей носителей, созданных заряженной частицей, становится тепловым (равновесным) (рис. 6.7, б). После этого неравновесные носители не отличаются по энергии от равновесных. Таким образом, генерация и замедление

носителей до тепловых скоростей заканчиваются вместе с замедлением первичной частицы.

Средняя энергия, необходимая для создания одной электронно-дырочной пары, приблизительно в 3 раза больше ширины запрещенной зоны  $\varepsilon_g$ , которая является минимальной энергией, необходимой для образования пары носителей. Одна из причин увеличения средней энергии образования пары носителей  $\mathcal{W}$  достаточно очевидна: вторичные электроны, образованные в каскаде столкновений после последнего ионизирующего столкновения, когда их энергия становится ниже пороговой, обладают некоторой остаточной кинетической энергией, которую можно потерять только на взаимодействия с решеткой в процессе установления теплового равновесия. Приняв для оценки, что все энергии от нулевой до пороговой равновероятны и пороговая энергия равна ее минимальному значению, легко получить только за счет этого эффекта среднюю энергию образования пары носителей в 1,5 раза больше пороговой. Кроме того, в процессе замедления до тепловых скоростей электроны взаимодействуют с решеткой, возбуждая различного типа колебания в основном в оптическом диапазоне, на что тратится оставшая избыточная энергия. Заметим, что любой процесс, в котором не создается пара электрон — дырка, бесполезен для создания электрического сигнала.

В спектрометрии существенна зависимость  $\mathcal{W}$  от энергии и вида первичной частицы. Экспериментально в широком диапазоне энергий и для разных частиц найдено, что  $\mathcal{W}$  — константа, хотя должен быть предел, за которым это не так. Когда тяжелая частица замедлится, она в конце концов будет иметь энергию, ниже которой вероятность рождения электронно-дырочных пар станет очень малой, а основными видами взаимодействия будут Резерфордское рассеяние, а также столкновения с атомами решетки как с твердыми шариками. Приблизительно эта граничная энергия

$$E_{гр} = Me_g/m, \quad (6.24)$$

где  $m$  — масса электрона;  $M$  — масса частицы.

Описанный эффект существен только для самых тяжелых частиц. Например, для осколков деления  $E_{гр} \approx 20$  кэВ, что уже сравнимо с разрешением ППД.

Конечной стадией процесса взаимодействия заряженной частицы с полупроводником является рекомбинация созданных этой частицей неравновесных носителей. Число неравновесных носителей в объеме полупроводника  $N$  со временем уменьшается по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \exp(-t/\tau_r). \quad (6.25)$$

Здесь  $N_0$  — число неравновесных носителей, возникающих в момент  $t_0 = 0$ ;  $\tau_r$  — время жизни носителей относительно рекомбинации. Эта формула справедлива для сравнительно небольших отклонений от состояния равновесия, когда  $N_0$  намного меньше некото-

рого характерного числа центров рекомбинации, и можно считать, что все центры рекомбинации свободны. (Прямой рекомбинацией электронов и дырок в примесных германии и кремнии можно пренебречь по сравнению с рекомбинацией через центры захвата.)

Величина  $\tau_r$  — одна из основных характеристик полупроводника — зависит от таких факторов, как расположение внутри запрещенной зоны энергетических уровней ловушек, на которые происходит захват носителей, и температура. Наиболее существен захват в ловушку, когда ее уровень расположен в середине запрещенной зоны. Концентрация ловушек, а значит, и время жизни носителей в сильной степени зависят от технологии изготовления кристалла. Для высококачественного германия, например,  $\tau_r \approx 50 \div 200$  мкс при возможном максимальном значении для беспримесного материала около  $10^3$  мкс. Очевидно, что для хорошей работы детектора необходимо, чтобы время сбора носителей на электроды было намного меньше  $\tau_r$ .

Электроны и дырки в идеальном полупроводнике имеют одинаковое время жизни, в примесных полупроводниках времена жизни положительных и отрицательных носителей могут различаться в том случае, когда происходит захват ловушками носителей какого-нибудь одного знака.

## § 6.6. Энергетическое разрешение

**Общие замечания.** В спектрометрии ионизирующего излучения с полупроводниковыми детекторами мерой энергии, оставленной заряженной частицей в чувствительном объеме, является амплитуда сигнала во внешней цепи детектора. При облучении детектора пучком моноэнергетических заряженных частиц, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме детектора, амплитуды сигналов во внешней цепи будут иметь некоторый разброс вокруг среднего значения, обусловленный свойствами самого детектора. Разброс и определяет энергетическое разрешение детектора. Как показывает эксперимент, с достаточно хорошей точностью распределение сигналов по амплитудам (или, иначе, амплитудное распределение импульсов) можно описать распределением Гаусса. На практике за меру разброса амплитуд импульсов принимают ширину распределения на полувысоте, которая в случае распределения Гаусса равна  $2,3\sigma$ .

Полупроводниковые детекторы характеризуются весьма малыми значениями  $\sigma/\mu$  (менее 0,01), где согласно обозначениям в гл. 1  $\mu$  — среднее значение или математическое ожидание. Дисперсия амплитудного распределения  $\sigma^2$  складывается из ряда членов, обусловленных как самой природой процессов в детекторе, так и внешними причинами, например шумами усилителя.

Поскольку энергетическое разрешение охлаждаемых полупроводниковых детекторов очень высокое, то для его реализации требуется использовать предусилители и усилители с предельно малым уровнем собственного шума. Зачастую предусилитель монти-

руют совместно с детектором, охлаждают и вакуумируют. Несмотря на эти меры при спектрометрии рентгеновского излучения с энергией в несколько килоэлектрон-вольт, когда собственная ширина линии детектора не превышает 100—150 эВ, шумы электронной аппаратуры вносят существенный вклад в энергетическое разрешение. Сравнительно легко удастся снизить уровень шумов электронной аппаратуры до нескольких сот электрон-вольт, а с помощью специальных мер и усложнения конструкции довести его до десятков электрон-вольт.

Рассмотрим принципиальные причины, приводящие к появлению разброса в амплитудах сигналов, предполагая, что детектор облучается моноэнергетическими заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме. Будем считать, что детектор представляет собой однородный слой полупроводника, к которому приложено напряжение смещения. Предположим также, что толщина мертвого слоя на поверхности счетчика, через который заряженные частицы попадают в детектор, пренебрежимо мала. Примем, что постоянная времени входной цепи усилителя сигналов много больше времени сбора носителей в детекторе. Последние два ограничения не принципиальны, и их можно учесть, усложнив расчеты.

Каждый источник разброса амплитуд сигналов будем характеризовать средним квадратическим отклонением  $\sigma_i$ . Будем считать, что амплитудное распределение описывается распределением Гаусса с  $\sigma = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$ . При рассмотрении полупроводниковых счетчиков часто среднее квадратическое отклонение распределения  $\sigma$  или  $\sigma_i$  выражают в энергетических единицах, считая его равным энергии частицы, образующей сигнал, который равен среднее квадратическому отклонению, т. е.  $\sigma_E = \mathcal{W} \sigma$ . В дальнейшем индекс  $E$  при  $\sigma$ , выраженный в энергетических единицах, будем опускать.

Обсудим несколько парциальных  $\sigma_i$ , обуславливающих энергетическое разрешение детектора, которые сравнительно просто оценить количественно, а именно: *флуктуацию числа образованных пар носителей, флуктуацию числа собранных пар носителей, тепловые шумы и шумы, связанные с объемными токами утечки через переход*. Последующие оценки в большей мере относятся к кремниевым детекторам с  $p-n$ -переходом, работающим без охлаждения.

**Флуктуация числа образованных пар носителей.** При отсутствии потерь носителей при их движении к электродам среднее число собранных пар  $N = E/\mathcal{W}$ , где  $E$  — энергия частицы. При данном значении поглощенной энергии  $E$  полное число образованных электронно-дырочных пар флуктуирует. Флуктуации обусловлены статистическим характером распределения энергии между процессом ионизации и конкурирующими процессами. Если бы доля энергии, идущей на ионизацию, была мала, то флуктуация числа образованных пар носителей с хорошим приближением описывалась бы распределением Пуассона для независимых событий, для которого  $\sigma_e$

(статистическое) равно  $\sqrt{E/W}$ . Однако в полупроводниковом детекторе заметная часть (около 30 %) энергии частицы идет на образование носителей, и поэтому процесс не описывается распределением Пуассона. Отклонение от этого распределения учитывается фактором  $F$ , и тогда в энергетических единицах

$$\sigma_e = W \sqrt{FE/W} . \quad (6.26)$$

Если бы вся энергия заряженной частицы расходовалась только на образование носителей, т. е. осуществлялось бы равенство  $W = \epsilon_g$ , то фактор Фано  $F$  был бы равен нулю. Для германия и кремния  $F$  в зависимости от качества и размера кристалла лежит в интервале 0,15—0,05. Для кремниевого детектора с  $W = 3,7$  эВ, предполагая, что  $E = 1$  МэВ, получаем  $\sigma_e \approx 0,5$  кэВ.

Соотношение (6.26) определяет принципиальный предел энергетического разрешения полупроводникового счетчика.

**Влияние шума на энергетическое разрешение.** Будем характеризовать шум энергией частицы, которая создает сигнал, равный среднему квадратическому шумовому сигналу. *Тепловые шумы* вызываются флуктуациями скорости теплового движения носителей, приводящими к неоднородному распределению носителей в полупроводнике. Они существуют в любом полупроводнике — с током и без него, поскольку в полупроводнике существуют носители, находящиеся в тепловом равновесии с решеткой. Тепловые шумы проявляются как флуктуации напряжения на концах проводника и пропорциональны сопротивлению и температуре полупроводника. Распределены они равномерно в широкой полосе частот, т. е. это «белый» шум. Для детектора с эквивалентной емкостью  $C$  верхняя оценка энергии ионизирующей частицы, соответствующей среднему квадратическому шумовому сигналу, равна  $W \sqrt{kTC} / e$ , где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура, т. е.

$$\sigma_T = W e^{-1} (kTC)^{1/2} . \quad (6.27)$$

Зависимость  $\sigma_T$  от емкости, а не от сопротивления полупроводника связана с тем, что цепь  $RC$  действует как фильтр, выделяя из белого спектра шумов некоторый ограниченный интервал. Фильтр тем уже, чем меньше емкость. Уменьшить  $\sigma_T$  можно, охлаждая детектор, уменьшая его эквивалентную емкость и вводя частотные фильтры.

Используя формулы, полученные в § 6.5, можно связать  $\sigma_T$  с удельным сопротивлением полупроводника и напряжением смещения, поскольку этими величинами определяется ширина  $p-n$ -перехода, а значит, и его емкость. При комнатной температуре тепловой шум равен (кэВ):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_T &\approx 1,5 \sqrt{C} \text{ для кремния;} \\ \sigma_T &\approx 1,2 \sqrt{C} \text{ для германия,} \end{aligned} \right\} \quad (6.28)$$

где  $C$  — емкость, пФ. При емкости  $p$  —  $n$ -перехода 25 пФ  $\sigma_T = 7,5$  кэВ, что значительно больше, чем статистические флуктуации при поглощенной энергии, равной 1 МэВ. Для детектора из германия с площадью поверхности  $10 \text{ см}^2$  и толщиной обедненного слоя 2 см, охлажденного до температуры жидкого азота, оценка по (6.28) дает для теплового шума  $\sigma_T \sim 1,5$  кэВ. Однако в отличие от статистических флуктуаций  $\sigma_T$  не зависит от энергии частицы, попавшей в детектор.

Второй источник шумовых сигналов — *обратные токи* (токи утечки) через переход. Оценки объемных диффузионного и генерационного токов даны в § 6.5. Основной вклад в объемный ток утечки дает генерационный ток  $i_g$ , поэтому в первую очередь имеет смысл оценить только  $\sigma_g$ , так как условие  $\sigma_g > \sigma_d$  выполняется во всех практически важных случаях.

Для оценки удобно предположить, что внешнее смещение прикладывается к детектору импульсно на время  $t$ , равное времени сбора носителей. Предполагая, что для описания флуктуаций числа носителей в каком-то элементе объема полупроводника можно использовать распределение Пуассона, получаем, что число пар носителей, возникающих за время  $t$  в объеме переходной области в результате тепловой генерации, равно  $sj_g t/e$ , где  $s$  — площадь детектора. Средняя квадратическая флуктуация в энергетических единицах

$$\sigma_g = W \sqrt{sj_g t/e}. \quad (6.29)$$

Выражения для оценки  $j_g$  (6.22), (6.23) получены ранее. Величина  $t$  зависит от ширины перехода  $d$ , подвижности носителей, напряжения смещения и распределения напряженности электрического поля в переходе. Анализ этих зависимостей проводится в § 6.7. Примем пока в качестве верхней оценки, что время сбора носителей  $t = d^2/(\mu^+ U)$ , т. е. равно максимальному времени сбора носителей в однородном плоском детекторе с шириной зоны  $d$  и напряжением смещения  $U$ . Для кремниевого детектора с  $p$  —  $n$ -переходом при  $\rho = 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $U = 500 \text{ В}$   $d = 0,1 \text{ см}$ , т. е.  $t = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Принимая, что  $s = 1 \text{ см}^2$  и детектор работает при комнатной температуре, получаем из (6.29)  $\sigma_g \approx 3$  кэВ. Если удельное сопротивление и напряжение смещения уменьшаются, то вследствие уменьшения  $U$ ,  $t$  и объема зоны генерации уменьшается и  $\sigma_g$ . Так, при  $\rho = 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $U = 200 \text{ В}$  величина  $\sigma_g = 1$  кэВ, т. е. существенно меньше флуктуаций, вызванных тепловым шумом.

Как видно из вышеизложенного, тепловые шумы и токи утечки, а следовательно, и энергетическое разрешение детектора очень сильно зависят от температуры. На рис. 6.8 приведена зависимость энергетического разрешения спектрометра  $\gamma$ -излучения диаметром 3 см и толщиной обедненной зоны 1 см, изготовленного из особо чистого германия, от температуры. Энергетическое разрешение определяли по пику полного поглощения гамма-квантов с энергией 1,17 МэВ. Резкое ухудшение разрешения при температуре выше 150 К обусловлено ростом тока утечки.

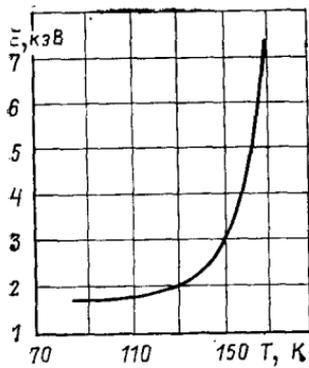


Рис. 6.8. Зависимость энергетического разрешения полупроводникового гамма-спектрометра (ширина линии на полувысоте) от температуры

**Флуктуации числа собранных носителей.** Сбор носителей, возникающих при пролете ионизирующей частицы через чувствительный объем детектора, никогда не бывает полным, поскольку время жизни носителей относительно рекомбинации ограничено. Кроме полного исчезновения носителей в результате рекомбинации они могут быть временно захвачены ловушками, а затем через некоторое время могут покинуть их и снова принять участие в проводимости. При бесконечно большом времени сбора уменьшение числа носителей, достигших электродов счетчика, связано только с рекомбинацией. Если же постоянное времени входа усилителя меньше среднего времени удержания носителей в ловушках, то возникают дополнительные флуктуации сигнала.

Эффекты, связанные с захватом электронов и дырок, являются одной из главных причин, ограничивающих энергетическое разрешение полупроводниковых спектрометров  $\gamma$ -излучения. Положение энергетического уровня ловушки в запрещенной зоне определяет время удержания носителя — среднее время, в течение которого носитель остается в ловушке, пока за счет энергии теплового движения он ее не покинет.

Оценим флуктуации числа собранных носителей, обусловленные рекомбинацией, для детектора с  $p-i-n$ -переходом. В нем напряженность электрического поля постоянна во всем чувствительном объеме (см. рис. 6.6). Максимальное время сбора носителей  $t$  равно  $d^2/(\mu^+U)$ . Отношение числа рекомбинировавших во время движения к электродам носителей  $P_r$  к числу образованных  $P$

$$P_r/P = 1 - \exp(-t/\tau_r) \approx t/\tau_r, \text{ при } t \ll \tau_r, \quad (6.30)$$

что практически всегда справедливо. Как и прежде, будем считать, что число рекомбинаций описывается распределением Пуассона. Тогда средняя квадратическая флуктуация числа рекомбинаций

$$\sigma_r = \sqrt{Pt/\tau_r} = \sqrt{Et/(W^+ \tau_r)}, \quad (6.31)$$

или в энергетических единицах

$$\sigma_r = \sqrt{EW^+ t/\tau_r}. \quad (6.32)$$

Если  $t/\tau_r < 10^{-1}$ , то  $\sigma_r$  всегда меньше  $\sigma_c$  [см. (6.26)]. При  $t/\tau_r < 10^{-2}$  флуктуациями числа собранных носителей можно пренебречь. Время жизни носителей в большой степени зависит от способа приготовления и свойств компенсированных германия и кремния, а время сбора носителей — от  $d$  и  $U$ .

Если ионизирующая частица создает трек с большой плотно-

стью ионизации, то время сбора носителей может существенно возрасти, так как вблизи трека вследствие экранировки напряженность электрического поля падает, а следовательно, падает и скорость дрейфа носителей. Кроме того, большая плотность носителей приводит к увеличению вероятности рекомбинации, т. е. уменьшается их среднее время жизни. Эти эффекты могут привести к тому, что при регистрации сильноионизирующих частиц (осколков деления, например) энергетическое разрешение детектора определится флуктуациями числа собранных носителей.

Увеличение относительных флуктуаций в результате того, что часть носителей рекомбинирует или надолго захватывается в ловушки и не доходит до электродов, — не единственная причина флуктуаций, связанных с существованием ловушек. Из-за того, что начальная ионизация локализована в некоторой области чувствительного объема детектора, а концентрация ловушек неравномерна, возникают дополнительные флуктуации собранного заряда. Этот источник особенно важен для полупроводниковых спектрометров  $\gamma$ -излучения. Иногда этот источник определяет в существенной мере энергетическое разрешение всего спектрометра, во всяком случае флуктуации, обусловленные неоднородностью полупроводника, сравнимы с флуктуациями, подсчитанными по формуле (6.32). Рассчитать или оценить количественно этот эффект, так же как и эффект влияния плотности ионизации на вероятность захвата, практически невозможно.

Так как заряд, потерянный из-за захвата ловушками, пропорционален полному заряду, то уширение спектральной линии, обусловленное этим эффектом, увеличивается с увеличением поглощенной в детекторе энергии. Поэтому, например, полупроводниковый гамма-спектрометр, обладающий хорошим энергетическим разрешением при энергии фотонов порядка сотни килоэлектрон-вольт, может оказаться плохим при энергии 5—10 МэВ. Для  $\gamma$ -спектрометрии важно также и то, что захват носителей ловушками приводит к асимметрии формы линии спектрометра и появлению низкоэнергетического «хвоста» в распределении амплитуд импульсов.

В заключение подведем некоторые итоги. Приведенные выше оценки парциальных эффектов, определяющих энергетическое разрешение ППД, носят качественный характер, хотя и дают верное представление о порядке величин. Некоторые важные эффекты, такие, как поверхностный ток утечки и захват носителей ловушками, не поддаются даже качественной оценке. Поэтому на практике энергетическое разрешение ППД всегда определяют экспериментально, облучая ППД излучением, генерирующим отдельную линию в амплитудном распределении импульсов.

Особенно высокое энергетическое разрешение достигнуто в ППД, предназначенных для спектрометрии рентгеновского и  $\gamma$ -излучения. В хороших гамма-спектрометрах сумма всех парциальных составляющих, за исключением обусловленных образованием носителей и их захватом ловушками, составляет около 1 кэВ. Это оз-

начает, что статистика образования и захвата носителей становится определяющей, если энергия гамма-квантов превосходит 1—2 МэВ.

Рекордно малая ширина линии ППД была достигнута с помощью охлаждаемых кремниевых детекторов рентгеновских квантов с охлаждаемыми и вакуумированными предусилителями. Она составила около 100 эВ при энергии квантов в диапазоне 2—6 кэВ.

Следует подчеркнуть, что очень высокое энергетическое разрешение гамма-спектрометров в сочетании с их линейностью и высокой эффективностью позволяет определять энергию отдельных гамма-линий с погрешностью порядка десятка электрон-вольт.

## § 6.7. Временное разрешение

**Общие замечания.** Определить временную разрешающую способность полупроводниковых детекторов можно, если известна зависимость изменения напряжения или тока от времени при поступлении на вход прибора в начальный момент времени одиночной частицы, т. е. если известна форма импульса детектора. Такой подход был уже использован в гл. 5 при рассмотрении разрешающего времени ионизационных камер и счетчиков.

Прохождение заряженной частицы в чувствительном объеме детектора создает большое число электронно-дырочных пар, которые разделяются и собираются электрическим полем, существующим в обедненной носителями области. Начальное пространственное распределение пар носителей зависит от типа и энергии заряженной частицы, а следовательно, от этого же зависит и форма импульса детектора. Форма импульса определяется также толщиной чувствительной области, распределением поля в ней, числом и свойствами ловушек и подвижностью носителей. Получить общее решение, описывающее зависимость формы импульса от всех этих параметров, практически невозможно.

Однако решение легко найти для идеализированного детектора, в котором нет захвата ловушками, рекомбинации, а напряженность электрического поля или постоянна в чувствительном объеме детектора, или известным образом зависит только от одной координаты и т. д. Если расчетные приближения выбраны удачно, то вычисленная форма импульса может достаточно близко передавать реальную форму импульса.

При использовании линейного приближения, т. е. при пренебрежении такими эффектами, как рекомбинация носителей, экранировка внешнего поля неравновесными носителями, возникшими вдоль трека заряженной частицы, анализ формы импульса, созданного частицей, сводится к анализу формы импульса от одиночной пары носителей. Если необходимо учесть зависимость формы импульса от направления трека частицы, то в принятых приближениях это легко можно сделать интегрированием решения для одной пары носителей.

Как показывают оценки, время, необходимое для расхождения

носителей, созданных частицей с большей плотностью ионизации, на такое расстояние, что можно было бы не учитывать экранировку ими внешнего поля, невелико — не более  $10^{-9} - 10^{-8}$  с. Это означает, что расчет в линейном приближении правильно передает форму импульса. Не изменяет существенно форму импульса и использование одномерного приближения, т. е. рассмотрение, например, плоской камеры как камеры, не имеющей границ в плоскости, нормальной к направлению электрического поля.

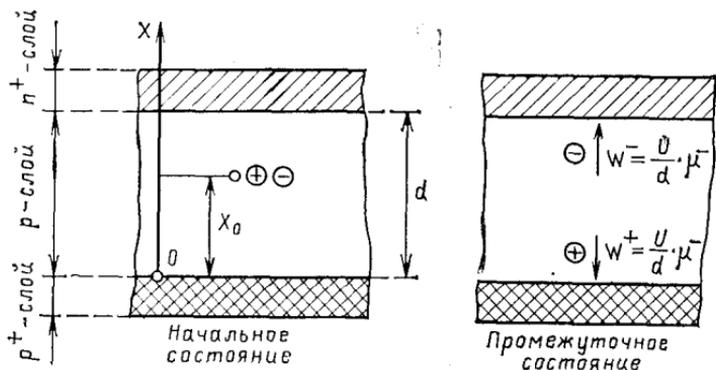
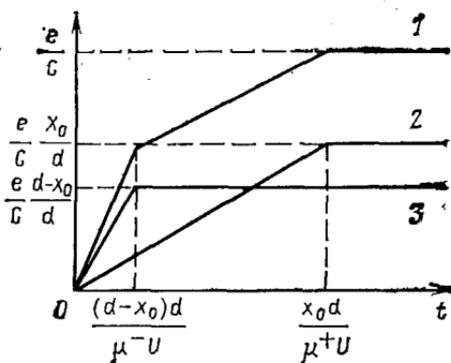


Рис. 6.9. Схема движения электронно-дырочной пары в детекторе с  $p-i-n$ -переходом

Рис. 6.10. Временная зависимость напряжения на выходе  $p-i-n$ -детектора при движении одной пары носителя в его объеме (постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителей):

1 — полный сигнал; 2 — дырочный сигнал; 3 — электронный сигнал



Учитывая сказанное, можно считать, что проводимый ниже анализ формы импульса для одномерных плоских детекторов с  $p-i-n$ -переходом и  $p-n$ -переходом при образовании в них одной пары носителей правильно передает основные зависимости.

**Форма импульса, созданного движением пары носителей в  $p-i-n$ -детекторе.** Если рассматривать такой детектор как плоскую камеру с емкостью  $C$ , толщиной слоя  $d$  и напряженностью электрического поля  $\mathcal{E} = U/d$  (рис. 6.9), то движение электрона и дырки в объеме слоя, а следовательно, и зависимость тока через детектор будут описываться теми же выражениями, что и для пло-

ской ионизационной камеры. Для определения формы импульса можно воспользоваться результатами гл. 5. Покажем другой способ нахождения соотношения между напряжением на выходе детектора и временем. Выведем его, рассматривая энергетический баланс системы и предполагая, что постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителей, или, что для нашего рассмотрения эквивалентно, детектор соединен с зарядочувствительным усилителем.

Движение носителей в объеме детектора, на которое затрачивается энергия поля, вызывает изменение заряда  $Q$  на обкладках конденсатора  $C$ . (Электроды с диэлектриком между ними можно рассматривать как конденсатор с зарядом  $Q=UC$ ). Запасенная в конденсаторе энергия  $W=Q^2/(2C)$ , а ее изменение за время  $dt$  составляет  $(dW/dt)dt=(Q/C)(dQ/dt)dt$ . Работа же, произведенная над носителем заряда, например электроном, равна произведению действующей на него силы  $F(F=\mathcal{E}e=Ue/d)$  на расстояние, пройденное за время  $dt$  и равное  $(U/d)\mu^{-}dt$ , т. е.

$$\frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} dt = \frac{U}{d} e \frac{U}{d} \mu^{-} dt = \frac{Q^2}{C^2 d^2} \mu^{-} edt$$

или

$$i_n = dQ/dt = Q\mu^{-}e/(Cd^2) = Ue\mu^{-}/d^2. \quad (6.33)$$

Здесь  $i_n$  — ток во внешней цепи детектора, продолжающийся до тех пор, пока электрон не достигнет положительно заряженного электрода (высоколегированный  $n^+$ -слой).

Напряжение на выходе детектора в результате протекания электронного тока при условии, что постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителей, меняется очевидным образом:

$$U_n = i_n t / C, \quad (6.34)$$

где  $t$  отсчитывается с момента образования пары носителей. Полное время движения электрона

$$T_n = (d - x_0)/w^- = (d - x_0) d/(\mu^- U), \quad (6.35)$$

где  $x_0$  — координата точки образования пары носителей при  $t=0$ ;  $w^-$  — скорость дрейфа электрона. Соответственно для тока и времени сбора дырок

$$i_p = Ue\mu^+/d^2; \quad (6.36)$$

$$T_p = x_0 d/(\mu^+ U). \quad (6.37)$$

Полное изменение начального заряда на обкладках

$$\Delta Q_{\text{полн}} = i_n T_n + i_p T_p = \frac{Ue\mu^-}{d^2} \frac{(d - x_0) d}{\mu^- U} + \frac{U}{d^2} e\mu^+ \frac{x_0}{\mu^+} \frac{d}{U} = e.$$

Заметим, что сбор двух носителей — дырки и электрона — приводит к изменению первоначального заряда на один элементарный заряд.

Изменение напряжения на выходе детектора при движении пары носителей изображено на рис. 6.10. Для детектора с  $p-i-n$ -переходом сигнал, созданный каждым типом носителей, пропорционален пути, пройденному данным носителем в чувствительном

объеме. Эта пропорциональность есть следствие постоянства напряженности электрического поля в чувствительной области.

Существенное отличие формы импульса в полупроводниковом детекторе с  $p-i-n$ -переходом от формы импульса в ионизационной камере связано с тем, что в полупроводнике подвижность положительных и отрицательных носителей различается всего в несколько раз, в то время как в газе скорость дрейфа ионов и электронов различается на три порядка. А это значит, что в полупроводниковых счетчиках отсутствует индукционный эффект, т. е. зависимость амплитуды сигнала от места образования носителей в тех случаях, когда постоянная времени входного устройства меньше времени сбора носителей.

Формулы (6.33) — (6.37) несправедливы в тех случаях, когда скорость дрейфа носителей перестает линейно зависеть от напряженности электрического поля. Это происходит, когда поле становится настолько большим, что скорость носителей сравнима с тепловыми скоростями носителей в решетке, которые близки к  $10^7$  см/с. Это ограничение существенно, когда рассматриваются быстрые кремниевые детекторы с тонкими слоями и германиевые детекторы, работающие при температуре кипения жидкого азота. В последнем случае подвижность носителей достигает насыщения при напряженности электрического поля порядка 1000 В/см. Характеристики, приведенные на рис. 6.10, соответствуют предположению, что скорость дрейфа дырок меньше скорости дрейфа электронов. Для германиевых детекторов, работающих при температуре 77 К и напряженности поля порядка 1000 В/см, скорость дрейфа носителей разного знака становится близкой к  $1,5 \cdot 10^7$  см/с, т. е. максимальное время собирания всех носителей в германиевом детекторе толщиной 1 см около  $7 \cdot 10^{-8}$  с. Однако в схемах совпадений такие детекторы при введении амплитудной дискриминации способны обеспечить на порядок лучшее разрешающее время.

**Форма импульса, созданного движением пары носителей, в детекторе с  $p-n$ -переходом.** Схема движения носителей в  $p-n$ -переходе с обратным смещением изображена на рис. 6.11. Для про-

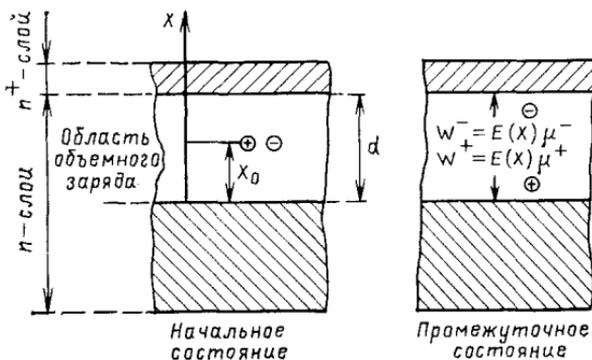


Рис. 6.11. Схема движения электронно-дырочной пары в детекторе с  $p-n$ -переходом

стоты приближения будем считать, что напряженность электрического поля линейно зависит от  $x$  внутри области существования объемного заряда (см. рис. 6.5).

Рассмотрим движение носителей только в области, где существует электрическое поле. Так же, как и при вычислении формы импульса в детекторе с  $p-i-n$ -переходом, рассмотрим энергетический баланс, приравнявая работу электрического поля над носителями изменению энергии конденсатора. Однако в  $p-n$ -переходе напряженность электрического поля, а следовательно, и скорость дрейфа носителей зависят от координаты  $x$ . Пусть внутри обедненного слоя электрическое поле меняется линейно от нуля до максимального значения, равного  $2U/d$ , по уравнению  $\mathcal{E}(x) = 2Ux/d^2$ . Итак,

$$(Q/C) (dQ/dt) dt = dW, \quad (6.38)$$

где  $dW$  — работа, совершаемая электрическим полем над носителем. Пусть пара носителей образовалась в точке  $x_0$ . Как и раньше, будем предполагать, что  $RC$  входного канала усилителя много больше времени сбора электронов. Рассмотрим сначала ток во внешней цепи, созданный движением электрона в чувствительном объеме. Работа поля, затраченная на перемещение носителя с зарядом  $e$  на расстояние  $dx$ ,

$$dW = e\mathcal{E}(x) dx = e\mathcal{E}(x) (dx/dt) dt. \quad (6.39)$$

Скорость движения электрона связана с напряженностью электрического поля соотношением

$$dx/dt = \mathcal{E}(x) \mu^- = 2Ux\mu^-/d^2. \quad (6.40)$$

Перепишем (6.39) с учетом последнего соотношения:

$$dW = e [\mathcal{E}(x)]^2 \mu^- dt = e\mu^- (4U^2/d^4) x^2 dt.$$

Явный вид зависимости  $x$  от  $t$  легко найти, решая уравнение (6.40) при начальном условии:  $t=0$ ,  $x=x_0$ . Решение имеет вид

$$x = x_0 \exp [2U\mu^- t/d^2], \quad (6.42)$$

а соответственно уравнение (6.41)

$$dW = e\mu^- (4U^2/d^4) x_0^2 \exp [4U\mu^- t/d^2] dt. \quad (6.43)$$

Сравнивая с (6.38) и учитывая, что  $dQ/dt = i_n$ , а  $Q/C = U$  (сохранение этого равенства означает, что изменением заряда на обкладках камеры из-за движения носителей можно пренебречь), получаем выражение для тока, обусловленного движением электрона:

$$i_n = (4U/d^4) e\mu^- x_0^2 \exp [4U\mu^- t/d^2]. \quad (6.44)$$

Изменение заряда, обусловленное движением электрона,

$$\Delta Q_n(t) = \int_0^t i_n dt = e \frac{x_0^2}{d^2} \left[ \exp \left( \frac{4U\mu^-}{d^2} t \right) - 1 \right]. \quad (6.45)$$

Интегрируя (6.40), можно найти время прохождения электроном линейно растущего поля:

$$T_n = \frac{d^2}{2U\mu^-} \int_{x_0}^d \frac{dx}{x} = \frac{d^2}{2U\mu^-} \ln \frac{d}{x_0}. \quad (6.46)$$

Расходимость при  $x=0$  в (6.46) не отражает реального процесса, а является следствием предположения о равенстве нулю напряженности электрического поля в точке  $x_0=0$ , которое принималось для упрощения расчетов. Кроме того, в расчете не учитывалась диффузия носителей, которая обуславливает перемещение носителей и в отсутствие электрического поля.

Подставляя (6.46) в (6.45), получаем полное изменение заряда после прихода электрона к  $n^+$ -слюбу:

$$\Delta Q_n^{\text{полн}} = e (x_0^2/d^2) [(d/x_0)^2 - 1] = e (1 - x_0^2/d^2). \quad (6.47)$$

Дырка в отличие от электрона движется в поле, напряженность которого уменьшается с пройденным расстоянием. Повторяя все выкладки, сделанные для электрона, и учитывая, что для дырки уравнение (6.40) выглядит иначе:

$$-dx/dt = \mathcal{E}(x) \mu^+ = 2U\mu^+x/d^2, \quad (6.48)$$

найдем, что

$$x = x_0 \exp[-2U\mu^+t/d^2]. \quad (6.49)$$

Дырочный ток

$$i_p = (4U/d^4) e\mu^+x_0^2 \exp[-4U\mu^+t/d^2]. \quad (6.50)$$

Изменение заряда во времени

$$\Delta Q_p(t) = \int_0^t i_p dt = e \frac{x_0^2}{d^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{4U}{d^2} \mu^+ t\right) \right]. \quad (6.51)$$

Время прохождения дыркой расстояния от  $x_0$  до  $x$  в линейно спадающем электрическом поле находится интегрированием (6.48):

$$T_p = [d^2/(2\mu^+U)] \ln(x_0/x). \quad (6.52)$$

Из выражения (6.52) вытекает, что время сбора положительных носителей  $T_p$  (время достижения  $x=0$ ) формально равно бесконечности, что также связано с идеализированным описанием электрического поля и пренебрежением диффузией дырок. Постоянная времени сбора равна  $d^2/(4U\mu^+)$ . Полное изменение заряда, обусловленное движением дырки,  $\Delta Q_p^{\text{полн}} = ex_0^2/d^2$ , а соответственно  $\Delta Q_n^{\text{полн}} + \Delta Q_p^{\text{полн}} = e$ , как и следовало ожидать.

На рис. 6.12 изображена временная зависимость напряжения на  $p-n$ -переходе после образования в обедненной области пары электрон-дырка. Видно, что импульс напряжения в таком детекторе имеет более сложную форму, чем в случае  $p-i-n$ -перехода, и нелинейно зависит от времени. Однако реально постоянная времени, характеризующая движение дырок, весьма мала и практически не ограничивает разрешение детекторов. Оценим величину  $d^2/(4U\mu^+)$  для кремниевого детектора при комнатной температуре. Согласно формуле (6.12)  $d = 3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho U}$ , следовательно,

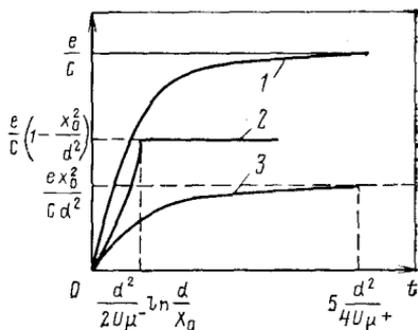


Рис. 6.12. Временная зависимость напряжения на детекторе с  $p-n$ -переходом при движении пары носителей в его объеме (постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителей):  
 1 — полный сигнал; 2 — электронный сигнал; 3 — дырочный сигнал

$d^2/(4U\mu^+) \approx 10^{-9} \rho/(4\mu^+)$ . Для  $p$ -кремния с  $\rho_p = 2 \text{ кОм}\cdot\text{см}$  и  $\mu^+ = 480 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$   $d^2/(4U\mu^+) \approx 10^{-9} \text{ с}$ . Очевидно, что электроны собираются еще быстрее. Заметим, что в первом приближении временная постоянная, описывающая сбор носителей, зависит только от удельного сопротивления материала в обедненной области и не зависит от напряжения смещения.

Реальное разрешающее время такого детектора часто ограничивается не временем сбора носителей, а другими причинами. Одна из них — наличие собственной постоянной времени детектора  $RC$ , появляющейся из-за существования сопротивления вне области перехода (если обедненная область не занимает всего объема детектора) и собственной емкости перехода. Например, детектор из кремния с удельным сопротивлением  $500 \text{ Ом}\cdot\text{с}$  и толщиной  $500 \text{ мкм}$ , в котором обедненная носителями область занимает только  $100 \text{ мкм}$ , с площадью  $1 \text{ см}^2$  имеет  $C = 110 \text{ пФ}$  и  $R = 20 \text{ Ом}$ , т.е.  $RC \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . Постоянная времени сбора дырок в нем составляет  $0,25 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . В этом случае процесс сбора не ограничивает временной разрешающей способности детектора. Длительность сигнала может увеличиться из-за образования электронно-дырочной плазмы с плотностью, существенно большей плотности пар основных носителей (до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), очень тяжелыми заряженными частицами, а также нелинейной зависимостью подвижности носителей от напряженности электрического поля при большой напряженности. Эти эффекты существенны при разрешающем времени порядка наносекунды и меньше. Численно оценить их трудно.

### § 6.8. Форма линии и эффективность

Проведенный выше анализ временного и энергетического разрешений полупроводникового детектора в равной степени применим к детекторам различных типов с различным объемом чувствительной области.

Рассмотрим теперь *форму линии* полупроводникового детектора — характеристику, зависящую от типа конкретного детектора. Формой линии детектора называют распределение амплитуд импульсов на выходе детектора при фиксированной энергии частиц, попадающих в детектор. В гл. 4 была введена функция отклика де-

тектора  $G$ , которая связывает характеристики частицы, попавшей в детектор, с параметрами выходного сигнала. Таким образом, форма линии — это функция  $G$ , аргументами которой являются энергия частицы на входе и амплитуда импульса на выходе. Подчеркнем, что одному значению входного аргумента (энергии частицы) соответствует распределение амплитуд на выходе.

Эффективность регистрации нейтральных частиц полупроводниковыми детекторами вычисляется просто, если под эффективностью регистрации понимать вероятность создания нейтральной частицей сигнала с любой амплитудой. Гораздо труднее вычислить вероятность возникновения сигнала с определенной амплитудой или выше некоторой амплитуды. Для этого нужно знать форму линии детектора.

Форму линии полупроводникового детектора при облучении его заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме, с хорошей точностью можно описать распределением Гаусса с дисперсией, оценки которой проведены раньше. Появится лишь дополнительный источник флуктуаций, характеризуемый тем, что, прежде чем попасть в чувствительный объем детектора, заряженная частица должна пройти через мертвый (нечувствительный поверхностный) слой. Среднюю потерю энергии в слое можно вычислить точно, однако дисперсия ее велика, даже если все частицы проходят этот слой под одним углом. Мертвый слой можно сделать очень малой толщины ( $\leq 10^{-5}$  см), а следовательно, потери энергии и флуктуации потерь — несущественными по сравнению с остальными источниками флуктуаций. Итак, заряженным частицам одной энергии, пробег которых в материале детектора меньше глубины чувствительного слоя, в спектре амплитуд импульсов соответствует пик, среднее значение амплитуды которого сопоставляется с энергией частицы, а разброс вокруг среднего зависит от энергетического разрешения спектрометра. Площадь под пиком равна числу заряженных частиц, прошедших в чувствительный объем детектора.

Для спектрометрии тяжелых заряженных частиц определяющим является требование, чтобы пробег их не превышал толщины чувствительного слоя детектора. В германии из-за его большей плотности пробег заряженных частиц меньше, чем в кремнии, поэтому при спектрометрии протонов,  $\alpha$ -частиц и ионов сравнительно большой энергии чаще используют германиевые ППД. Энергетическое разрешение в этом случае достигает рекордных значений. Так, в одном из экспериментов ширина линии при энергии  $\alpha$ -частиц 42 МэВ оказалась менее 20 кэВ. Было обнаружено, что при измерении энергии тяжелых ионов и осколков деления средние амплитуды их импульсов меньше, чем для  $\alpha$ -частиц и протонов той же энергии. Этот эффект объясняется действием трех факторов: 1) влиянием мертвого слоя на поверхности детектора, через который заряженные частицы попадают в чувствительный объем и потери энергии в котором для сильноионизирующих частиц велики; 2) увеличением относительной доли энергии, теряемой тяжелыми

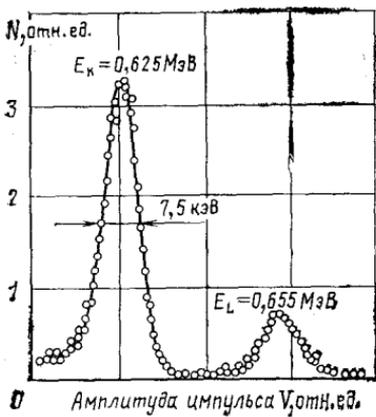
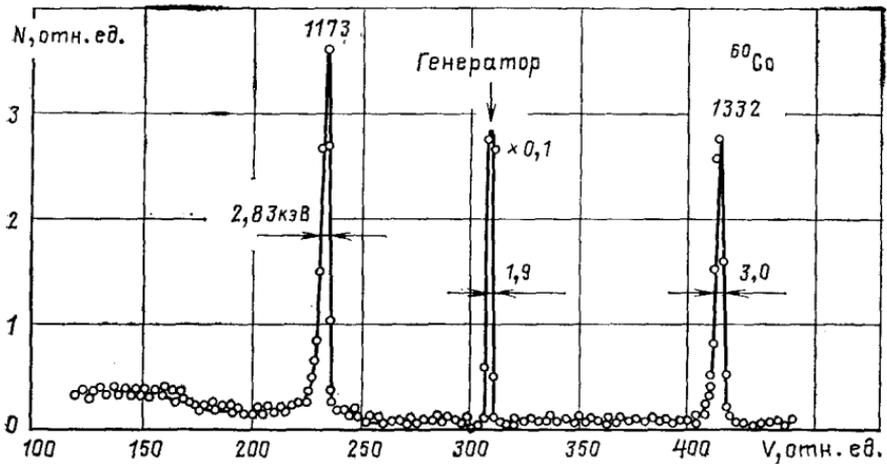


Рис. 6.13. Спектр электронов внутренней конверсии источника  $^{137}\text{Cs}$ , полученный с помощью кремниевого счетчика с  $p-n$ -переходом

Рис. 6.14. Амплитудное распределение импульсов, полученное с германиевым детектором с  $p-i-n$ -переходом объемом  $8\text{ см}^3$ , облучаемым  $\gamma$ -квантами источника  $^{60}\text{Co}$ . Показано также распределение амплитуд импульсов генератора точной амплитуды



ионами на рассеяние в конце пробега; 3) ростом вероятности рекомбинации носителей с увеличением плотности ионизации вдоль трека.

Спектрометрия электронов имеет некоторые особенности, связанные с их гораздо большим пробегом и большей вероятностью упругого рассеяния. В большинстве случаев спектр электронов относительно низкой энергии излучают с помощью кремниевых ППД. Моноэнергетические электроны создают в детекторе достаточного объема узкий пик и непрерывное распределение, обусловленное обратным рассеянием электронов и выходом их из чувствительного объема. Площадь под этим непрерывным распределением составляет в типичных случаях несколько процентов площади пика. Для примера на рис. 6.13 показан спектр электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$ , полученный с помощью кремниевого счетчика с  $p-n$ -переходом. Наблюдается почти полное разделение пиков, обусловленное  $K$ - и  $L$ -электронами.

Гораздо более сложным образом зависит амплитуда сигнала на выходе от энергии частицы на входе при облучении детектора нейтральными частицами — фотонами или нейтронами. В этом случае сигнал появляется в результате образования в детекторе вторичной заряженной частицы, энергия которой неоднозначно связана с энергией нейтральной частицы. Она зависит от характеристик реакции, по которой происходит ее образование, угла вылета и т. д. Кроме того, вторичные частицы образуются по всему объему детектора, и, следовательно, при любом соотношении между ионизационным пробегом и размерами чувствительной области детектора существует отличная от нуля вероятность заряженной частице выйти за пределы чувствительной области. Выход частиц из детектора означает, что амплитуда сигнала будет соответствовать не всей энергии частицы, а только части ее: в амплитудном распределении появятся значения от максимума до нуля. ППД нашли широкое применение при спектрометрии гамма-квантов и рентгеновского излучения и почти не применяются для спектрометрии нейтронов. Поэтому в дальнейшем анализируются эффективность и форма линии только спектрометров  $\gamma$ - и рентгеновского излучения.

Рассмотрим форму линии полупроводникового детектора на примере германиевого детектора с  $p-i-n$ -переходом, предназначенного для регистрации  $\gamma$ -квантов. Использование в спектроскопии  $\gamma$ -излучения германиевых, а не кремниевых счетчиков обусловлено тем, что сечение взаимодействия квантов с атомом, приводящее к исчезновению кванта и, следовательно, к однозначной связи энергии появившегося электрона и энергии  $\gamma$ -кванта для германия (заряд ядра 32), существенно больше, чем для кремния (заряд ядра 14). Действительно, быстрые вторичные электроны, способные создать носители в чувствительном объеме, возникают в основном в результате трех процессов: 1) фотопоглощения с вылетом из атома электрона и рентгеновского кванта характеристического излучения. Энергия этого кванта мала, и он обычно с большой вероятностью тут же поглощается; 2) рождения пары электрон — позитрон; 3) комптоновского рассеяния, в результате которого возникают  $\gamma$ -квант с меньшей энергией и электрон. При оценке значения этих процессов в формировании амплитудного распределения импульсов можно пренебречь вероятностью выхода электрона (или позитрона) из чувствительного объема детектора, а также не принимать во внимание утечку тормозного излучения электронов и позитронов из кристалла.

В этом случае первый процесс приводит к полному поглощению энергии  $\gamma$ -кванта и соответственно одному пику в амплитудном распределении импульсов. Второй создает три пика в этом распределении: первый — соответствующий поглощению в кристалле обоих аннигиляционных квантов, второй — возникающий при поглощении одного аннигиляционного кванта и третий — соответствующий вылету двух квантов. Кроме того, вблизи пиков наблюдается небольшое число импульсов, появление которых связано с не-

полным поглощением аннигиляционных квантов. И наконец, третий процесс приводит к возникновению непрерывного амплитудного распределения, форма которого почти повторяет (за исключением резкой правой границы) энергетическое распределение электронов при комптоновском рассеянии, описанное в гл. 3. Наиболее удобен для расшифровки спектра  $\gamma$ -излучения, т. е. восстановления энергетического распределения  $\gamma$ -квантов, облучающих детектор, по амплитудному распределению импульсов от детектора, первый процесс; более сложно использовать второй процесс, и, наконец, наиболее трудно восстановить энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов по импульсам, созданным комптоновскими электронами отдачи. Чем больше атомный номер среды, тем большее значение приобретают фотоэффект и процесс образования пар в формировании амплитудного распределения импульсов и тем легче расшифровка спектра  $\gamma$ -излучения. Поэтому только германиевые детекторы и используют в  $\gamma$ -спектроскопии, в кремниевых же практически не наблюдается пиков полного поглощения для  $\gamma$ -квантов с энергией больше 0,5—1 МэВ.

Вычислить относительный вклад каждого из трех типов взаимодействия сравнительно легко для детекторов небольшого объема, когда в детекторе происходит практически только одно взаимодействие  $\gamma$ -кванта, но при этом его размеры еще достаточны, чтобы пренебречь утечкой электронов из чувствительного объема. Для детекторов, объем которых порядка  $10 \text{ см}^3$  или более, велика вероятность нескольких взаимодействий одного  $\gamma$ -кванта. В каждом последующем взаимодействии из-за уменьшения энергии  $\gamma$ -кванта при рассеянии возрастает вероятность фотопоглощения. (Резко увеличивается сечение фотоэффекта с уменьшением энергии  $\gamma$ -кванта).

Расчет парциальных вероятностей двух и трех взаимодействий очень сложен, и на практике форму линии полупроводникового детектора получают экспериментально, облучая детектор  $\gamma$ -квантами с одной энергией (чаще  $\gamma$ -квантами, испускаемыми из радиоактивных источников) и измеряя амплитудное распределение импульсов.

На амплитудном распределении импульсов (рис. 6.14) отчетливо видны два пика полного поглощения, которые соответствуют двум испускаемым в каскаде  $\gamma$ -линиям с одинаковой интенсивностью, и относящиеся к каждой линии непрерывное распределение комптоновских электронов. Ширина линий на рис. 6.14 обусловлена не только энергетическим разрешением детектора, но и шумами и нестабильностью электронной аппаратуры. Для иллюстрации энергетического разрешения собственно детектора на этом же рисунке показана ширина линии от генератора точной амплитуды, сигнал которого подан на вход электронной системы усиления и регистрации импульсов детектора. Разброс амплитуд импульсов генератора меньше ширины канала амплитудного анализатора системы регистрации импульсов детектора, поэтому ширина линии от генератора 1,9 кэВ характеризует разрешение системы регист-

рации, и разрешение собственно детектора можно найти из следующего соотношения:

$$\Delta^2 = \Delta_{\text{ген}}^2 + \Delta_{\text{дет}}^2, \quad (6.53)$$

где  $\Delta_{\text{ген}}$ ,  $\Delta_{\text{дет}}$  — ширина на полувысоте измеренного распределения генератора и собственно детектора. Для нашего случая  $\Delta$  равно 2,1 и 2,25 кэВ для линий 1173 и 1332 кэВ соответственно. Отношение площадей под пиками служит мерой изменения эффективности детектора при изменении энергии фотона.

Обычно цель измерения спектра  $\gamma$ -излучения в ядерной физике — установление положения и абсолютных интенсивностей отдельных линий в нем. Как видно из рис. 6.14, в пике полного поглощения содержится лишь малая доля импульсов, зарегистрированных детектором, но зато все они сосредоточены в узком интервале амплитуд.

Малая ширина пиков полного поглощения позволяет во многих случаях определить положение и интенсивность линии в спектре  $\gamma$ -излучения, не прибегая к сложным методам преобразования амплитудных распределений импульсов.

Хорошей иллюстрацией возможности такого анализа служит приведенное на рис. 6.15 амплитудное распределение импульсов, которое получено с помощью германиевого детектора с  $p-i-n$ -переходом при измерении спектра  $\gamma$ -излучения активной пробы воды, взятой из первого контура АЭС с водяным теплоносителем. Для того чтобы не загромождать рисунок, лишь над некоторыми пиками указан радиоактивный изотоп-источник, хотя отождествить можно практически все пики в амплитудном распределении. Для большей наглядности амплитудное распределение разделено на три участка, каждый из которых имеет соответственно свой масштаб по оси ординат.

Для расшифровки спектра  $\gamma$ -излучения оказалось удобным ввести эффективность по фотопику  $\epsilon_{\text{ф}}$ , которая определяется как вероятность наблюдать импульс в пике полного поглощения при попадании в детектор одного  $\gamma$ -кванта. Зная  $\epsilon_{\text{ф}}$ , можно во многих случаях, когда удастся идентифицировать пики в амплитудном распределении, найти интенсивности линий в  $\gamma$ -спектре. Эффективность по фотопику быстро уменьшается при увеличении энергии  $\gamma$ -кванта и растет при увеличении чувствительного объема детектора.

Для германиевых детекторов объемом в сотню и более кубических сантиметров эффективность по пику полного поглощения  $\epsilon_{\text{ф}}$  составляет несколько десятков процентов  $\epsilon_{\text{ф}}$  стандартного кристалла NaI(Tl) диаметром 7,5 и высотой 7,5 см, применяемого в сцинтилляционных спектрометрах. Весьма важным для задач спектрометрии является установление зависимости эффективности  $\epsilon_{\text{ф}}$  от энергии, которая находится экспериментально с помощью набора радиоактивных источников, спектр излучения и активность ко-

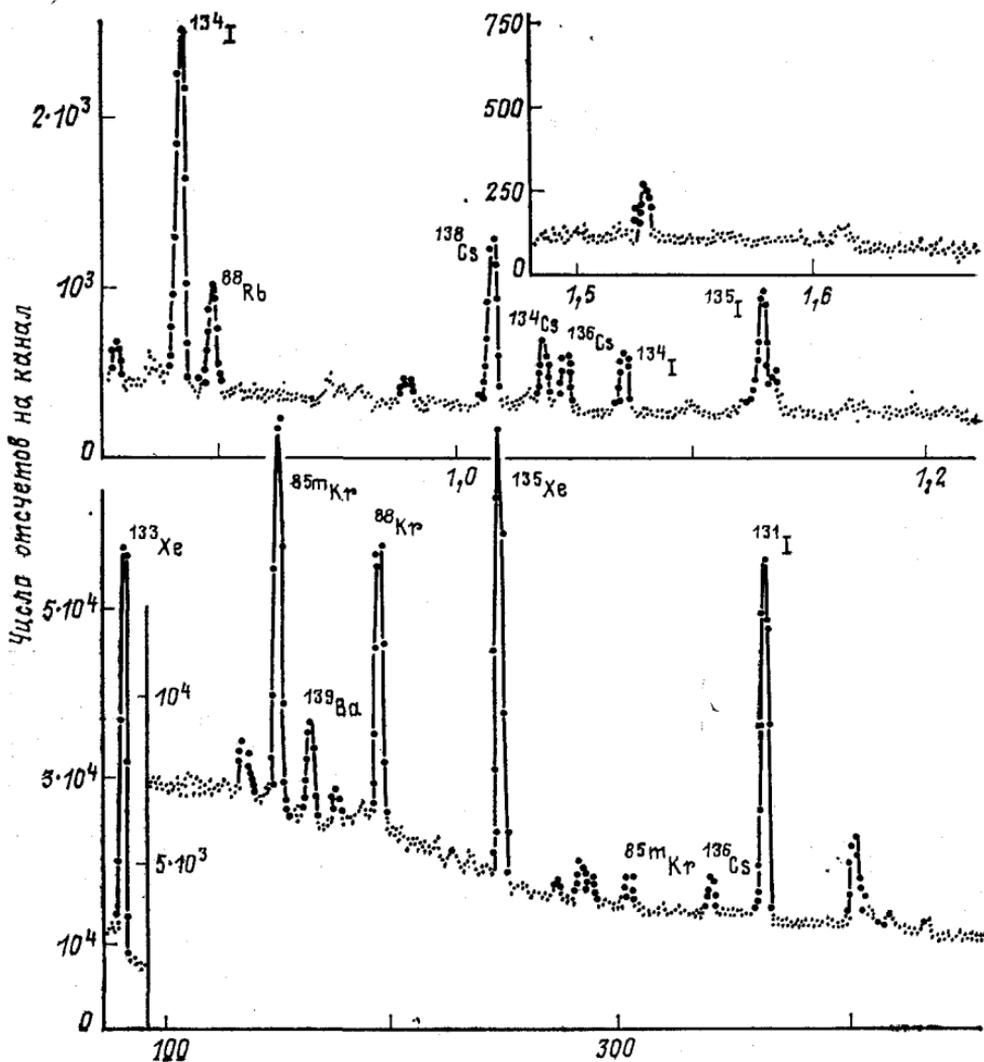
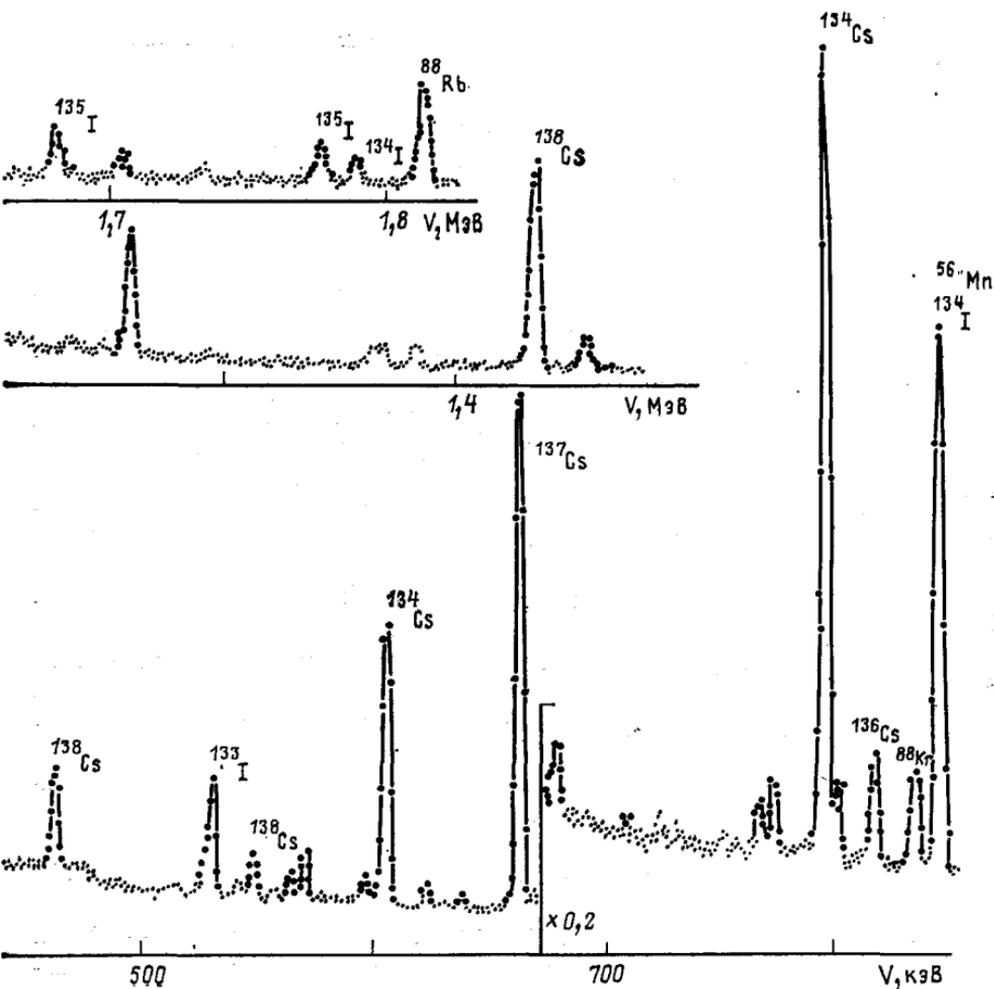


Рис. 6.15. Амплитудное распределение импульсов, полученное при измерении ак телем

торых известны хорошо (погрешность  $\approx 1 \div 2 \%$ )\*. Как правило, после измерения эффективности при конечном наборе значений энергии подбирается эмпирическая формула, описывающая зависимость  $\epsilon_{\text{ф}}(E)$ . Для ориентировки в числовых значениях  $\epsilon_{\text{ф}}$  укажем, что для германиевого ППД объемом  $17 \text{ см}^3$   $\epsilon_{\text{ф}}$  приблизительно-

\* В отличие от ионизационных и сцинтилляционных детекторов каждый ППД в некотором смысле уникален из-за невозможности получения одинаковых размеров чувствительной области, толщины электрода или мертвого слоя. Поэтому ППД нуждаются в индивидуальной градуировке, особенно ППД для измерения энергии рентгеновского излучения.



тивности  $\gamma$ -излучения пробы воды первого контура АЭС с водяным теплоноси-

но равна 0,1 при энергии  $\gamma$ -излучения  $E_\gamma = 0,4$  МэВ и уменьшается при увеличении энергии приблизительно как  $E_\gamma^{-1,3}$  вплоть до энергии 3 МэВ.

Зависимость эффективности регистрации от энергии  $\gamma$ -излучения в области от долей килоэлектрон-вольт до десятков килоэлектрон-вольт имеет более сложный характер, чем  $\epsilon_\gamma$  при более высоких энергиях. В ней проявляется максимум, обусловленный ростом поглощения  $\gamma$ -излучения в мертвом слое детектора и ростом вероятности взаимодействия в чувствительном слое с уменьшением энергии  $\gamma$ -излучения.

## § 6.9. Радиационные повреждения и их влияние на свойства детекторов

**Общие замечания.** При облучении детекторов ионизирующим излучением кроме полезного процесса (создание электронно-дырочных пар) проявляется много побочных эффектов, вызванных взаимодействием ионизирующего излучения с атомами полупроводника. Эти эффекты в подавляющем большинстве случаев ухудшают свойства детектора, а при больших дозах излучения делают его и совсем непригодным. Облучение в больших дозах портит все детекторы, а не только полупроводниковые, однако заметные изменения свойств последних наступают уже при небольших интегральных потоках, которые сравнимы с числом частиц, проходящих через детектор за время существования экспериментальной установки. Высокая чувствительность полупроводниковых детекторов к излучению и вынуждает анализировать процессы повреждения в полупроводниковых детекторах при облучении.

Разнообразные взаимодействия (упругие и неупругие ядерные столкновения, кулоновское взаимодействие, ядерные реакции с образованием вторичных частиц) в основном приводят к выбиванию атомов из решетки и образованию свободных мест в ней. Минимальная энергия для выбивания атома (создание дефекта Френкеля) лежит по разным оценкам для кремния и германия в пределах от 10 до 30 эВ. В результате таких повреждений появляются донорные или акцепторные уровни в зоне проводимости, а также уровни, на которые происходит захват носителей.

Полное число и характер дефектов, их пространственное распределение по объему детектора зависят от энергии и типа первичной частицы и существенно различны при облучении нейтронами,  $\gamma$ -квантами, электронами и тяжелыми заряженными частицами.

**Повреждения нейтронами.** Максимальная энергия, переданная ядру при упругом рассеянии нейтрона с энергией  $E$ ,

$$E_{\text{я.о}}^{\text{макс}} = 4AE/(A + 1)^2, \quad (6.54)$$

где  $A$  — атомная масса. Для кремния  $E_{\text{я.о}}^{\text{макс}} = 0,133 E$ , для германия —  $0,054 E$ . При изотропном рассеянии энергия ядер отдачи распределена равномерно в интервале от 0 до  $E_{\text{я.о}}^{\text{макс}}$ . Сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов слабо зависит от энергии и составляет несколько единиц на  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Первичные ядра отдачи, созданные в полупроводнике одним и тем же нейтроном, находятся далеко друг от друга — на расстояниях, измеряемых сантиметрами. Каждое первичное ядро отдачи, в свою очередь, вызывает вторичные смещения атомов в решетке. Число таких смещений достигает сотен. Поскольку пробег ядер отдачи мал, создаваемые быстрыми нейтронами повреждения по объему полупроводника распределены неравномерно.

Для пространственного распределения повреждений характерно существование малых областей с высокой плотностью повреждений, вкрапленных в неповрежденную кристаллическую решетку.

Нейтроны с энергией меньше 100 эВ и тепловые нейтроны не могут вызвать смещений в результате упругого рассеяния на ядрах атомов решетки. Повреждения в этом случае возникают в основном вследствие образования  $\gamma$ -квантов в реакции радиационного захвата нейтронов и последующего их взаимодействия

с атомами полупроводника, а также при рассеянии на атомах электронов, возникающих при распаде  $\beta$ -активных ядер, если таковые образуются. Так, в кремнии происходит захват нейтронов ядрами  $^{30}\text{Si}$  (3 % в естественной смеси), который путем  $\beta$ -распада с  $E_{\beta}^{\text{макс}}$ , равной 1,5 МэВ, переходит в  $^{31}\text{P}$ . Заметим, что образованные атомы фосфора создают донорные уровни в зоне проводимости.

**Повреждения тяжелыми заряженными частицами.** Основным процессом взаимодействия заряженных частиц с ядрами является кулоновское рассеяние. Поскольку известна аналитическая зависимость сечения кулоновского рассеяния от энергии и заряда заряженной частицы, то можно оценить сечение образования смещений в решетке, а следовательно, и общее число смещений. В кремнии, например, полное число дефектов, создаваемых протоном, пропорционально его энергии и приблизительно равно  $2 \cdot 10^2$  пар энергии протона 10 МэВ. Естественно, что эти дефекты располагаются вдоль трека протона. Можно численно оценить число дефектов, созданных  $\alpha$ -частицей.

Более трудно поддаются анализу и расчету повреждения, производимые осколками деления или тяжелыми ионами. В этом случае существенны как процессы прямых столкновений заряженной частицы с атомами решетки, так и передача энергии решетки кулоновским полем заряженной частицы на большее расстояние. При бомбардировке тяжелыми частицами типа осколков деления смещаются почти все атомы, расположенные на пути частицы. Такая частица оставляет за собой сильно разупорядоченный объем, называемый *клином смещения*. Вычисление концентрации дефектов, создаваемых в таких условиях, представляет собой очень трудную задачу.

**Повреждения электронами.** Электрон из-за своей малой массы может выбить при упругом рассеянии атом из решетки только в том случае, если его энергия много больше энергии связи атома в решетке. В кремнии минимальная энергия электрона, при которой он еще может передать атому энергию, достаточную для смещения, приблизительно равна 200 кэВ, а в германии — около 400 кэВ. В среднем электрон с энергией, даже значительно превышающей минимальную, передает атомам решетки слишком малые порции энергии, чтобы вызвать смещение, и только в очень редких случаях атом покидает узел решетки. Процесс образования смещений не носит каскадного характера, отдельные дефекты образуются далеко друг от друга, в результате чего они приблизительно равномерно распределены по объему полупроводника.

Взаимодействие  $\gamma$ -излучения с атомами решетки полупроводника приводит к появлению быстрых электронов, которые и обуславливают появление дефектов решетки. Сечения образования дефектов  $\gamma$ -квантами малы по сравнению с сечениями образования дефектов тяжелыми частицами или нейтронами. Так, сечение образования смещений в кремнии  $\gamma$ -квантом с энергией 3 МэВ около  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>; это означает, что вероятность создать один дефект такому  $\gamma$ -кванту в слое кремния толщиной 0,1 см примерно равна  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Интуитивно ясно, что свойства детектора при облучении существенно изменяются, когда число повреждений разного типа по порядку сравнимо с числом примесных атомов. Для кремния  $p$ -типа, например, с  $\rho = 10^3$  Ом·см плотность атомов акцепторов равна  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Близкая к этому значению плотность дефектов создается при попадании в кремний приблизительно  $10^{11}$   $\alpha$ -частиц с энергией 10 МэВ на 1 см<sup>2</sup> или  $10^{14}$  электронов на 1 см<sup>2</sup>. На практике влияние повреждений выявляется при меньших дозах, особенно если следить за измене-

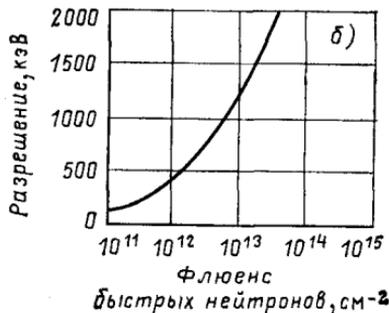
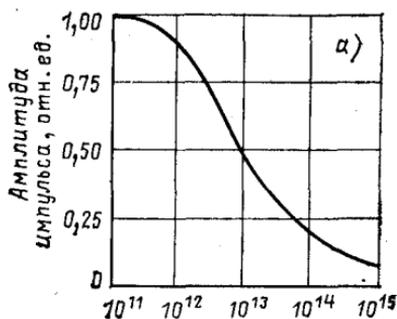


Рис. 6.16. Зависимость амплитуды импульсов от  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ (а), полученных с помощью кремниевого детектора с  $p-n$ -переходом, и энергетического разрешения того же детектора (б) от флюенса быстрых нейтронов

нием чувствительных к излучению параметров, таких, как энергетическое разрешение.

В результате облучения изменяется сопротивление материала, что, в свою очередь, вызывает искажение электрических полей, увеличиваются токи утечки, увеличиваются вероятности захвата в ловушки и рекомбинации. Поскольку нарушения в общем случае создаются неравномерно по чувствительному объему, то ухудшается разрешение и появляются дополнительные пики в амплитудном распределении импульсов, что является одним из признаков существенных повреждений. Кроме того, растет время сбора заряда. Для детекторов с  $p-i-n$ -переходом, которые более чувствительны к облучению, чем детекторы с  $p-n$ -переходом, одним из последствий облучения является уменьшение глубины обедненного слоя.

На рис. 6.16 показано, как уменьшается амплитуда импульсов от  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ при облучении кремниевых детекторов с  $p-n$ -переходом быстрыми нейтронами. С увеличением дозы ухудшается и энергетическое разрешение детектора. В табл. 6.2 приведены ориентировочные значения флюенса

Таблица 6.2. Допустимые значения флюенса частиц для детекторов различных типов, част./см<sup>2</sup>

Вид излучения	Детекторы	
	поверхностно-барьерные и диффузионные с $p-n$ -переходом	дрейфовые $p-i-n$ -типа и детекторы из о. ч. г.
Осколки деления и тяжелые ионы	$10^8-10^9$	$<10^8$
$\alpha$ -Частицы	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^8$
Протоны	$\sim 10^{11}$	$10^8-10^9$
Быстрые нейтроны	$10^{11}-10^{13}$	$10^9-10^{10}$
Электроны с энергией 2--5 МэВ	$10^{12}-10^{14}$	—

частиц, свыше которых наступает заметное изменение свойств детекторов. Эти данные позволяют судить о возможности применения полупроводникового детектора в конкретном физическом эксперименте.

Колебания чувствительности детекторов в столь широких пределах связаны, в первую очередь, со свойствами монокристалла, из которого был изготовлен ППД, в частности со степенью его легирования.

## § 6.10. Основные типы полупроводниковых детекторов

**Общие замечания.** Хорошие параметры полупроводниковых приборов, реализация которых стала возможной после создания малощумящей и высокостабильной электронной аппаратуры, многоканальных и многомерных анализаторов импульсов и разработки специальных систем охлаждения и вакуумирования, позволяют широко применять эти детекторы почти во всех областях ядерной физики. Определенный тип полупроводникового детектора выбирают для конкретного эксперимента не только по физическим, но и по операционным свойствам детектора, т. е. по удобству работы с ним.

По методам образования переходов полупроводниковые детекторы подразделяют на поверхностно-барьерные, диффузионные детекторы  $p-i-n$ -типа, называемые иногда дрейфовыми и детекторы из о. ч. г. Кроме этих трех типов, получивших широкое распространение, в последнее время начал выпуск так называемых радиационных германиевых детекторов.

**Поверхностно-барьерные детекторы.**  $p-n$ -Переход в детекторах этого типа образуется окислением протравленной поверхности основного материала кислородом воздуха. На образованный таким способом поверхностный  $p$ -слой напыляют тонкий слой металла (как правило, золота), служащий электродом.

Толщина чувствительной к излучению области в поверхностно-барьерных детекторах не превышает  $(2-5) \cdot 10^{-2}$  см. Нерабочий (мертвый) слой золотой пленки на поверхности очень тонок — около  $3 \cdot 10^{-6}$  см. В таких детекторах толщину чувствительной области можно варьировать, изменяя напряжение смещения, что позволяет легко проводить дискриминацию заряженных частиц по пробегам и плотности ионизации.

Поверхностно-барьерные детекторы изготавливают из кремния: они могут работать при комнатной температуре без специального охлаждения. Используют их в основном для регистрации и спектрометрии заряженных частиц с небольшим пробегом: осколков деления,  $\alpha$ -частиц и протонов небольших энергий.

Поверхностно-барьерные детекторы из-за малой толщины чувствительной области имеют большую емкость и, следовательно, невысокое энергетическое разрешение, поскольку энергетический эквивалент в основном емкостного шума составляет десятки килоэлектрон-вольт.

**Диффузионные детекторы.** В диффузионных детекторах  $p-n$ -переход получают методом диффузии в тонкий поверхностный

слой  $p$ - или  $n$ -полупроводника донорных или акцепторных атомов. В большинстве случаев исходный материал —  $p$ -кремний, а донор — фосфор. Толщина чувствительного слоя диффузионных детекторов такого же порядка, что и поверхностно-барьерных, отсюда и близость их основных характеристик и области применения. Они также работают без охлаждения.

Как и поверхностно-барьерные, диффузионные детекторы имеют высокую радиационную устойчивость, что является следствием высокой степени легирования. Это свойство особенно важно при регистрации осколков деления и тяжелых ионов. Хорошие кремниевые детекторы с  $\rho = 400 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  выдерживают до  $10^8$ — $10^9$  осколков на  $1 \text{ см}^2$ .

**Детекторы с  $p-i-n$ -переходом, образованные с помощью дрейфа ионов лития.** Свойства лития, внедренного в германий или кремний, таковы, что позволяют создавать достаточно большие области (толщиной больше 1 см) почти полной компенсации, а значит, и области с проводимостью, близкой к собственной. Это связано как с исключительно высокой подвижностью ионов лития в четырехвалентных кристаллах, так и с низкой энергией его ионизации (0,033 эВ в Si и 0,0043 эВ в Ge). Например, подвижность, а следовательно, и коэффициент диффузии лития в германии в  $10^7$  раз больше, чем у обычных доноров, так как благодаря своему малому радиусу ион лития находится не в узлах решетки, а в междоузлиях; валентный электрон Li попадает в зону проводимости.

Акцепторные атомы в  $p$ -материале компенсируются дрейфом ионов лития следующим образом. Сначала литий напыляют на  $p$ -материал, затем температуру поднимают примерно до  $400^\circ\text{C}$ , и литий диффундирует внутрь образца. Диффузия продолжается несколько минут, и литий диффундирует на глубину примерно 0,01 см. После этого к  $p-n$ -переходу прикладывают обратное смещение, и ионы лития, которые несут положительный заряд, начинают двигаться от  $n$ -стороны перехода к  $p$ -стороне, где они компенсируют акцепторные атомы  $p$ -материала.

Расчеты дают следующую формулу для толщины полученного в результате дрейфа обедненного слоя:

$$d = \sqrt{2\mu_{Li}Ut}, \quad (6.55)$$

где  $\mu_{Li}$  — подвижность ионов Li в данном полупроводнике при температуре дрейфа;  $U$  — напряжение смещения при дрейфе;  $t$  — время дрейфа, ч.

Кремниевые детекторы с  $p-i-n$ -переходом, толщина чувствительной области в которых достигает 0,5—1 см, нашли применение для регистрации тяжелых заряженных частиц средних энергий и электронов, пробег которых не укладывается в чувствительном слое поверхностно-барьерных и диффузионных детекторов. Их основное достоинство — возможность работы без охлаждения. Энергетический эквивалент шума таких детекторов составляет несколько десятков килоэлектрон-вольт.

Германиевые детекторы с  $p-i-n$ -переходом получили очень широкое распространение в  $\gamma$ -спектрометрии из-за высокой разрешающей способности и эффективности. Эффективность и форма линии такого гамма-детектора более явно зависит от объема чувствительной области, чем от ее ширины, поэтому дрейфовые германиевые детекторы принято характеризовать объемом чувствительной области. Плоские, или, как их еще называют, планарные, детекторы имеют объем до  $10-15 \text{ см}^3$ . Детекторы коаксиального типа, при изготовлении которых дрейф лития ведется от поверхности цилиндрического образца к его оси, могут иметь объем до  $100 \text{ см}^3$ .

Германиевые детекторы с  $p-i-n$ -переходом должны работать и храниться при низкой температуре, обычно при температуре жидкого азота. Работать с ними при комнатной температуре нельзя из-за большого темнового тока, а хранить при низкой температуре необходимо, чтобы предотвратить необратимый процесс выхода лития из объема детектора. Выход лития на поверхность является следствием того, что в процессе дрейфа при высокой температуре в монокристалл германия внедрено лития больше, чем должно быть в равновесном растворе лития в германии, и при комнатной температуре скорость выпадения лития и раствора недопустимо велика.

Работа при низкой температуре в условиях малых темновых токов и малая емкость перехода обуславливают высокое энергетическое разрешение германиевых детекторов с  $p-i-n$ -переходом.

**Детекторы с  $p-i-n$ -переходом из особо чистого германия (о. ч. г.).** Разработка детекторов большого объема из о. ч. г. с концентрацией электрически активных атомов примесей менее  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  является главным достижением за последние годы в технологии ППД. Напомним, что если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление полупроводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого объема с  $p-i-n$ -переходом. При концентрации примесей в германии около  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  и менее удается создать обедненную носителями область в переходе шириной около 1 см.

Основным преимуществом детекторов из о. ч. г. является то, что они могут храниться без охлаждения, кроме того, из них можно собирать сложные системы для спектрометрии высокоэнергетических заряженных частиц. По-видимому, в будущем ППД из о. ч. г. вытеснят литий-дрейфовые детекторы. Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения о. ч. г.

Методы производства детекторов из о. ч. г. подобны методам производства литий-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа. При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в глубь образца на глубину порядка  $10^{-4}$  см. Слой лития является  $n^+$ -контактом,  $p^+$ -контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия. Радиус такого

коаксиального детектора может составлять 2—3 см, высота — 6—7 см. Изготавливаются и плоские ППД из о. ч. г.

Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при смещении 600 В и концентрации атомов примесей  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> ширина обедненной зоны достигает 1 см. Если бы удалось достичь концентрации  $10^9$  см<sup>-3</sup>, то при смещении 5000 В толщина обедненной зоны составила бы 10 см. Максимальная концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с шириной обедненной зоны 1 см, составляет  $3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Детекторы из о. ч. г. отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около  $10^{-11}$  А).

**Детекторы на основе иодида ртути и теллурида кадмия.** Основными недостатками ППД из германия как спектрометра низкоэнергетических фотонов являются необходимость хранения (для дрейфовых детекторов) и работы в условиях глубокого охлаждения, а также сравнительно низкий атомный номер германия. Эти недостатки стимулируют разработку ППД из других полупроводниковых материалов. Перспективными представляются теллурид кадмия и иодид ртути (табл. 6.3). Обращает на себя внимание

Таблица 6.3. Некоторые характеристики неохлаждаемых детекторов иодида ртути (HgI<sub>2</sub>) и теллурида кадмия (CdTe)

Полупроводник	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Атомные номера компонента	Ширина запрещенной зоны $E_d$ , эВ	Ширина линии при $E_\gamma = 60$ кэВ, кэВ	Максимальный объем обедненной зоны, см <sup>3</sup>
CdTe	6,06	48+52	1,5	1,0	~0,2
HgI <sub>2</sub>	6,40	80+53	2,1	1,0	~0,1

очень малый объем обедненной носителями области, увеличить который мешает большое сечение захвата носителей (длина их свободного пробега не превышает долей сантиметра по сравнению с сотнями сантиметров для германия)\*. Сравнительно невысокое энергетическое разрешение этих детекторов связано с большими токами утечки и большой емкостью. С помощью специально разработанных неохлаждаемых предусилителей достигнуто разрешение ППД с кристаллом HgI<sub>2</sub> около 300 эВ при энергии квантов 5,9 кэВ, причем собственное разрешение ППД составляет 170 эВ, что позволяет надеяться на дальнейший прогресс.

Возможная область применения ППД на основе CdTe и HgI<sub>2</sub>, если не удастся добиться резкого улучшения их характеристик,

\* В последнее время появились сообщения об изготовлении детекторов из иодида ртути с толщиной обедненной зоны вплоть до 1 см.

будет ограничена рентгено-флуоресцентным анализом и медицинской диагностикой с использованием радиоактивных изотопов.

**Радиационные германиевые детекторы.** В детекторах этого типа чувствительная область создается в результате компенсации доноров в исходном  $n$ -германии акцепторными уровнями радиационных дефектов, возникающих в нем под действием  $\gamma$ -излучения при флюенсе порядка  $10^{14}$  см $^{-2}$ . Эти дефекты стабильны при комнатной температуре. Отсюда вытекает главное преимущество таких детекторов перед дрейфовыми: их можно хранить при комнатной температуре. Энергетическое разрешение радиационных германиевых детекторов хуже, чем дрейфовых (собственный шум приблизительно в 2 раза выше), меньше и толщина чувствительной области, достигающая в лучшем случае 0,2—0,3 см.

## Глава 7

### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

#### § 7.1. Принцип работы

Сцинтилляционный метод регистрации частиц — один из наиболее старых методов. Однако широкое распространение он получил только после создания фотоэлектронных умножителей — приборов, обладающих способностью регистрировать слабые вспышки света. Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

*Сцинтилляторами* называют такие вещества, которые под действием заряженных частиц или длинноволнового электромагнитного излучения испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Сцинтиллятором может быть такое вещество, в котором, во-первых, велика вероятность испускания фотонов атомами и молекулами в возбужденных состояниях и, во-вторых, мала вероятность поглощения испущенных фотонов. Другими словами, в сцинтилляторе спектр испускания электромагнитного излучения должен быть сдвинут относительно спектра поглощения.

В сцинтилляторе вспышки света появляются не только под действием заряженных частиц, но и под действием  $\gamma$ -излучения и нейтронов, так как  $\gamma$ -излучение, взаимодействуя с атомами, создает при рассеянии электроны отдачи (фотоэлектроны при поглощении), а нейтроны, взаимодействуя с ядрами, создают ядра отдачи или заряженные частицы в результате  $(n, \alpha)$ -,  $(n, p)$ -реакций и т. д.

Вторая основная составляющая сцинтилляционного счетчика — ФЭУ. Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, в результате фотоэффекта выбивают электроны. Под действием внешнего электрического поля электроны направляются на диоды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой

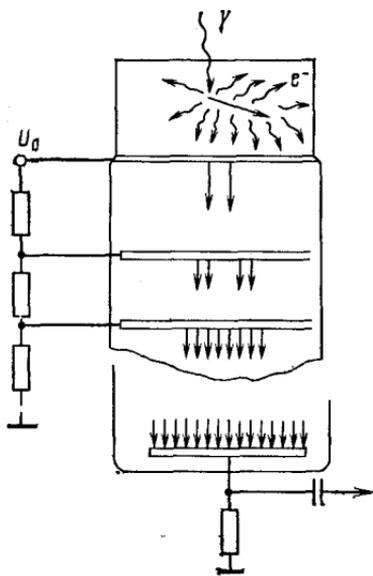


Рис. 7.1. Принцип работы сцинтилляционного счетчика

в сцинтилляторе, называют *конверсионной эффективностью сцинтиллятора*  $C_{ef}$ . Тогда полное число фотонов со средней энергией  $h\nu$ , образовавшееся в сцинтилляторе,

$$N_0 = C_{ef} f E / (h\nu). \quad (7.1)$$

Конверсионная эффективность зависит от удельных потерь энергии  $dE/dx$ . Поэтому для характеристики сцинтилляторов часто используют понятие удельный световыход — отношение числа фотонов, возникающих в сцинтилляторе, к единице энергии, теряемой частицей  $\kappa_E$ , либо к единице длины пробега частицы в сцинтилляторе  $\kappa_x$ . Очевидно, что  $\kappa_E \cdot dE/dx = \kappa_x$ ,  $C_{ef} = (h\nu/E) \int_0^E \kappa_E dE$ . В случае, если  $\kappa_E$  не зависит от энергии, то  $C_{ef} = \kappa_E h\nu$ , и удобно ввести понятие *световыхода* сцинтиллятора; это полное число фотонов, возникающих в сцинтилляторе при попадании в него заряженной частицы. По определению  $\kappa \equiv N_0 = \int_0^E \kappa_E dE = \int_0^R \kappa_x dx$  ( $E$  и  $R$  — энергия и пробег частицы в сцинтилляторе).

Обычно спектр фотонов сцинтилляторов лежит в области видимой части спектра, поэтому  $h\nu \approx 3$  эВ. Значения  $C_{ef}$  для разных сцинтилляторов различны, но не превышают 0,3. При фотовозбуждении сцинтилляторов (возбуждение видимым светом или ультрафиолетовым излучением) конверсионная эффективность обычно выше и достигает 0,8—0,9.

Распределение во времени фотонов, испускаемых сцинтиллятором, зависит от времени образования возбужденных состояний и среднего времени жизни атомов в этих возбужденных состояниях. Время образования возбужденных состояний мало и определяется временем жизни заряженной частицы в веществе ( $10^{-9}$ — $10^{-10}$  с) и временем миграции энергии возбуждения. Возбужденные состояния, из которых происходит испускание фотонов люминесценции, характеризуются средним временем жизни  $\tau$ , называемым *временем высвечивания* сцинтиллятора. Это время характерно для каждого сцинтиллятора и имеет значения в пределах  $10^{-9}$ — $10^{-5}$  с. Если считать, что время образования возбужденных состояний мало в сравнении с  $\tau$ , то появление фотонов будет распределено во времени по экспоненциальному закону (если средние времена жизни различных возбужденных состояний одинаковы):

$$N = N_0 \exp(-t/\tau)/\tau, \quad (7.2)$$

где  $N$  — число фотонов, испускаемых в единицу времени.

Для многих сцинтилляторов зависимость интенсивности высвечивания от времени имеет более сложный вид, который можно описать суммой нескольких экспонент с различным временем высвечивания  $\tau$ .

Не все фотоны, образовавшиеся в сцинтилляторе, могут достичь фотокатода ФЭУ. Во-первых, любой сцинтиллятор, хотя и в малой степени, поглощает фотоны люминесценции. Чем больше кристалл, тем меньше фотонов покидает сцинтиллятор. Во-вторых, в некоторых особых случаях между сцинтиллятором и фотокатодом помещают световоды, которые также поглощают фотоны люминесценции. В-третьих, фотоны могут поглощаться и в упаковке кристалла, и в отражателе, и в стеклянной колбе ФЭУ. Обозначим  $g$  долю фотонов, попавших на фотокатод ФЭУ. Тогда на фотокатод ФЭУ всего попадает  $gN_0$  фотонов. Фотокатоды современных ФЭУ делают обычно полупрозрачными для спектра излучения сцинтиллятора, при этом достигают максимальной конверсионной эффективности фотокатода  $C_{fe}$ . *Конверсионная эффективность фотокатода* — это вероятность того, что фотон выбьет электрон из фотокатода. Конверсионная эффективность фотокатодов обычно лежит в пределах 0,05—0,1. Это значит, что в среднем один из десяти — двадцати фотонов выбивает из фотокатода электрон.

В результате вторичной электронной эмиссии на каждый последующий диод будет приходиться большее число электронов. Такой процесс размножения электронов характеризуют *коэффициентом усиления фотоумножителя*  $M$ , который определяется как отношение числа электронов на аноде к числу электронов, выбитых из фотокатода. Таким образом, на аноде ФЭУ появляется  $N_0 g C_{fe} M$  электронов, распределение во времени которых такое же, как и первичных фотонов (7.2), если пренебречь временными флуктуациями в процессе размножения электронов.

Если анодная нагрузка  $R$  достаточна, чтобы  $RC \gg \tau$  ( $C$  — выходная емкость), то амплитуда импульса

$$V = fEC_{fe}C_{ef}g_{Me}/(hvC). \quad (7.3)$$

Из (7.3) видно, что амплитуда импульса пропорциональна поглощенной энергии в сцинтилляторе. Она линейно связана с поглощенной энергией, если конверсионные эффективности сцинтиллятора и фотокатода не зависят от энергии заряженной частицы. Таким образом, с помощью сцинтилляционных счетчиков можно не только регистрировать излучение, но и определять его энергию.

Оценим импульс на выходе фотоумножителя. Заряженная частица с энергией 1 МэВ ( $f=1$ ) при  $C_{ef} \sim C_{fe} \sim 0,1$  и  $C=10$  пФ создает на аноде ФЭУ с коэффициентом усиления  $10^5$  импульс с амплитудой  $V \approx 5$  В.

## § 7.2. Сцинтилляторы

**Неорганические сцинтилляторы.** Известно большое число неорганических кристаллов, являющихся сцинтилляторами. Наибольшее практическое значение имеют монокристаллы галоидов щелочных металлов NaI, CsI, LiI, в которые добавлено небольшое количество (около 0,1 %) активаторов (обычно Tl, Na). Большой интерес представляют также кристаллы сернистого цинка, активированного серебром, ZnS (Ag), фтористого кальция, активированные европием, CaF<sub>2</sub>(Eu) и кристаллы более сложных соединений, например CdWO<sub>4</sub> и Bi<sub>2</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>. Сцинтилляционными свойствами обладают некоторые сорта стекол, например литиевые стекла.

Сцинтилляционный процесс в неорганических кристаллах еще не выяснен полностью даже на качественном уровне. Заметим, что в кристаллах разных типов он может иметь качественно различное описание. Наиболее изучена физика сцинтилляционного процесса в активированных кристаллах галоидов щелочных металлов.

В ионных кристаллах, которыми являются кристаллы NaI, CsI и другие галогениды, взаимодействие атомов приводит к расщеплению энергетических уровней и образованию нескольких энергетических зон (рис. 7.2), которые могут быть заняты электронами. Эти зоны разделены запрещенными зонами. Внутри запрещенной зоны могут быть дискретные разрешенные для электронов энергетические уровни, появление которых связано с основными и возбужденными состояниями ионов активатора (например, для кристаллов NaI это атомы Tl), с другими примесями, с нарушениями кристаллической решетки. При прохождении заряженной частицы в кристалле ее энергия передается главным образом электронам. Электроны могут получить достаточную энергию для перехода в зону проводимости. При этом в валентной зоне появляется вакантный уровень — «дырка». И электрон в зоне проводимости, и дырка в валентной зоне могут свободно и независимо переме-

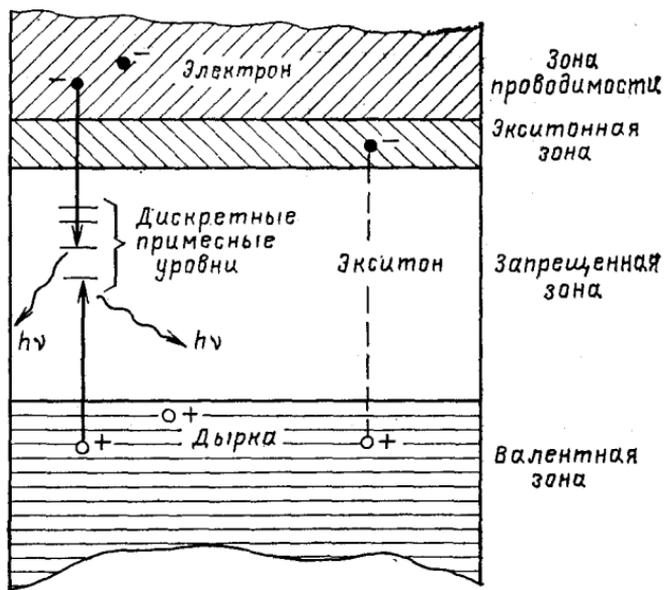


Рис. 7.2. Энергетические зоны ионного кристалла

щаться по кристаллу, создавая электрическую проводимость кристалла. Этот процесс можно рассматривать как ионизацию. Возможен и другой процесс, когда электрон получает энергию, недостаточную для перехода в зону проводимости, и остается связанным с дыркой в валентной зоне, т. е. электрон попадает в экситонную зону. Этот процесс можно рассматривать как возбуждение, а связанную пару электрон — дырка называют *экситоном*. Экситон также может перемещаться в кристалле, но не создает электрической проводимости.

Наряду с указанными процессами электроны могут попасть и на дискретные уровни запрещенной зоны, однако этот процесс мало вероятен, поскольку плотность таких уровней мала из-за низкой концентрации атомов активатора.

Таким образом, после прохождения заряженной частицы в кристалле образуются возбужденные нестабильные состояния (экситоны, свободные электроны и дырки). Эти возбужденные состояния могут быть сняты различными путями. Во-первых, снятие возбуждения может происходить в результате безызлучательных переходов (в этом случае энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения). Однако такие переходы мало вероятны, поскольку ширина запрещенной зоны (примерно 7 эВ) много больше энергии теплового движения. С увеличением температуры кристалла вероятность безызлучательных переходов экспоненциально возрастает. Во-вторых, возможно снятие возбуждения за счет радиационных переходов при рекомбинации электронов и дырок и аннигиляции экситонов. Рекомбинация электронов и дырок — процесс сравнительно медленный, поскольку электрону в результате диффузии для рекомбинации необходимо попасть в ту область



Рис. 7.4.

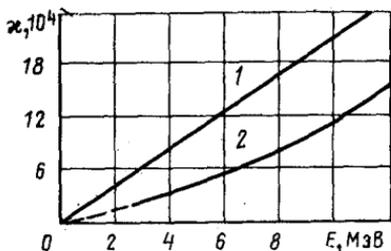


Рис. 7.3.

Рис. 7.3. Зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от концентрации активатора

Рис. 7.4. Зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от энергии электронов (1) и  $\alpha$ -частиц (2)

кристалла, где имеется дырка. Рекомбинация электронов и дырок и аннигиляция экситонов не могут быть основным механизмом сцинтилляционного процесса, поскольку спектр искусственного излучения перекрывается со спектром поглощения кристалла. Действительно, например, при аннигиляции экситона возникает излучение с энергией, равной приблизительно энергетической ширине запрещенной зоны. Следовательно, это излучение с большой вероятностью вновь поглотится в кристалле и приведет к созданию экситона. В то же время радиационные переходы при аннигиляции и рекомбинации представляют собой подходящие механизмы для диффузии возбуждения по кристаллу и захвата электронов и дырок примесными уровнями.

Следующие два экспериментальных факта являются очень важными для понимания картины сцинтилляционного процесса в неорганических кристаллах. Во-первых, было установлено, что спектр фотонов люминесценции не зависит от способа возбуждения кристалла, а также концентрации активатора и почти полностью обусловлен структурой энергетических уровней ионов  $Tl^+$  в кристалле. Кроме того, в спектре фотонов люминесценции практически нет фотонов с энергией порядка энергии запрещенной зоны. Это означает, что люминесценция обусловлена примесными уровнями и что для неорганических кристаллов явление люминесценции — свойство агрегатного состояния вещества. Поэтому, например, водный раствор NaI(Tl) уже не обладает свойствами сцинтиллятора. Во-вторых, было обнаружено, что световыход существенно зависит от концентрации активатора (рис. 7.3). Оказывается, что существует оптимальная концентрация активатора, при которой световыход максимален. Отмеченные особенности позволяют построить следующую качественную картину сцинтилляционного процесса в активированных неорганических кристаллах. Излучение, возникающее при аннигиляции экситонов, приводит к диффузии возбуждения по кристаллу, в результате которой заметная доля энергии передается примесным уровням, связанным

с наличием атомов активатора, т. е. часть электронов и дырок захватывается примесными уровнями. Чем выше концентрация активатора, тем, естественно, больше вероятность захвата электронов и дырок на примесные уровни, и поэтому световыход растет с увеличением концентрации активатора. Но при дальнейшем росте концентрации активатора увеличивается вероятность поглощения излучения этими же примесными уровнями и, следовательно, уменьшается световыход.

Известно, что интенсивность излучения фотонов люминесценции изменяется во времени по экспоненциальному закону. Это позволяет уточнить картину возникновения люминесценции. Если фотоны люминесценции появляются при захвате электронов и дырок на дискретные уровни («количество» которых много больше количества носителей), как показано на рис. 7.2, то интенсивность излучения в данный момент пропорциональна оставшемуся числу носителей в разрешенных зонах и, следовательно, характер излучения экспоненциален во времени. Время высвечивания  $\tau$  определяется подвижностью носителей энергии и концентрацией примесных уровней. Чем выше концентрация активатора, тем меньше время высвечивания  $\tau$ . И это наблюдается на практике — время высвечивания  $\tau$  кристалла NaI(Tl) при росте концентрации активатора от  $0,1 \cdot 10^{-3}$  до  $3 \cdot 10^{-3}$  уменьшается от 0,35 до 0,22 мкс. Если же предположить, что электроны и дырки попадают на примесные уровни в результате безызлучательных переходов, а испускание фотонов люминесценции происходит при рекомбинации, например, электрона с примесного уровня с дыркой валентной зоны, то интенсивность излучения в каждый момент времени будет пропорциональна произведению концентраций свободных электронов и дырок, т. е. интенсивность излучения во времени изменяется как гиперболическая функция.

Удельный световыход неорганических сцинтилляторов зависит от плотности ионизации  $dE/dx$ , и поэтому связь его с энергией не всегда линейна. С ростом  $dE/dx$  удельный световыход  $\epsilon_E$  вначале растет линейно, затем рост замедляется и, наконец, падает. Такое поведение удельного световыхода можно объяснить рядом причин. Чем выше плотность ионизации, тем выше локальный нагрев кристалла вблизи трека частиц, а чем выше температура, тем больше вероятность нерадиационных переходов, т. е. меньше вероятность захвата носителей на примесных уровнях. С увеличением плотности ионизации происходит насыщение примесных уровней. Зависимость световыхода от энергии легких и тяжелых заряженных частиц для кристалла NaI(Tl) приведена на рис. 7.4. Если для электронов с энергией выше 0,1 МэВ эта зависимость линейна, то для  $\alpha$ -частиц она имеет более сложный характер.

Значительно различаются световыходы для частиц с одинаковой энергией, но разными массами. Так, в кристалле CsI(Tl) световыход от протонов с энергией 3 МэВ вдвое выше, чем от  $\alpha$ -частиц, и вчетверо выше, чем от ионов углерода той же энергии.

Для многих сцинтилляторов зависимость интенсивности высвечивания от времени имеет сложный характер и может быть описана суммой нескольких экспонент с различным временем высвечивания. Соотношения между интенсивностями быстрых и медленных компонент зависят от плотности ионизации.

Неактивированные кристаллы галоидов щелочных металлов являются хорошими сцинтилляторами при низкой температуре ( $-200^\circ\text{C}$ ). Время высвечи-

вания таких кристаллов обычно меньше, а световыход сравним или даже больше, чем у активированных кристаллов. Физика сцинтилляционного процесса неактивированных кристаллов не нашла еще достаточно подробного отражения в литературе.

Наиболее важные свойства некоторых неорганических кристаллов приведены в табл. 7.1. В ней дано время высвечивания са-

Таблица 7.1. Некоторые свойства неорганических кристаллов

Кристалл	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Положение максимума в спектре люминесценций, нм	$\tau$ , мкс	$C_{ef}$ , %
NaI(Tl)	3,67	410	0,23	8—13
NaI*	3,67	~300	0,06	~25
CsI(Tl)	4,51	565	1,0	~6
CsI(Na)	4,51	420	0,63	~10
CsI*	4,51	400	0,60	~35**
LiI(Eu)	4,06	~440	1,2	~4
CaF <sub>2</sub> (Eu)	3,18	435	0,94	~6
CdWO <sub>4</sub>	7,90	530	0,9—20	~10
ZnS(Ag)	4,09	450	0,1—10	~28**

\* При температуре жидкого азота.

\*\* Конверсионная эффективность для  $\alpha$ -частиц.

мой быстрой компоненты. Наибольшим световыходом при нормальной температуре обладают кристаллы сернистого цинка, но их не удастся получить сколько-нибудь больших размеров. Обычно ZnS(Ag) — это мелкокристаллический порошок, и поэтому его прозрачность для излучения мала. Поток фотонов люминесценции ослабляется приблизительно вдвое при прохождении слоя порошка толщиной около 40 мг/см<sup>2</sup>. Кристалл ZnS(Ag) имеет медленную компоненту сравнительно большой интенсивности со временем высвечивания 10<sup>-5</sup> с.

Иодистый натрий, активированный таллием, является одним из лучших сцинтилляторов. Из всех известных сцинтилляторов, кроме ZnS(Ag), NaI(Tl) имеет самый высокий световыход. Кроме того, монокристаллы NaI(Tl) выращивают больших размеров (диаметром до 700 мм и такой же высоты). Монокристаллы иодистого натрия обладают высокой прозрачностью для собственного излучения. Иодистый натрий гигроскопичен, поэтому всегда должен быть в упаковке, защищающей его от попадания влаги. Примесь медленных компонент у NaI(Tl) мала, но при низкой температуре (около -100°C) их интенсивность становится большой.

Кристалл CsI(Tl) — весьма удобный для использования сцинтиллятор. Он не гигроскопичен, легко выращивается в виде больших монокристаллов. Время высвечивания в кристаллах CsI(Tl) заметно зависит от плотности ионизации. Так, при облучении кристалла электронами  $\tau \approx 7 \cdot 10^{-7}$  с [ $dE/dx \approx 1$  кэВ/(мг/см<sup>2</sup>)], а при

облучении  $\alpha$ -частицами [ $dE/dx \approx 700$  кэВ/(мг/см<sup>2</sup>)]  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-7}$  с. Такое различие в значениях  $\tau$  позволяет разделять люминесценцию частиц с различной  $dE/dx$ . Кристаллы иодистого цезия содержат атомы с большим номером, поэтому являются высокоэффективными детекторами  $\gamma$ -излучения.

Кристаллы иодистого лития представляют большой интерес, так как они являются высокоэффективными детекторами медленных нейтронов [реакция  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ ].

Кристаллы  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ , несмотря на небольшой средний атомный номер, представляют большой интерес для регистрации  $\gamma$ -квантов, сопровождаемых нейтронами. Это связано с тем, что сечения радиационного захвата нейтронов ядрами Ca и F малы в сравнении с сечениями взаимодействия фотонов с электронами. В то же время упругое рассеяние нейтронов на ядрах Ca и F приводит к появлению ядер отдачи сравнительно малой энергии и с высокой удельной ионизацией.

Стекланные сцинтилляторы, активированные церием, содержащие до 11 % лития с обогащением по  ${}^6\text{Li}$  до 95 %, — весьма эффективные детекторы для нейтронов низких энергий. В настоящее время изготавливают литиевые стекла толщиной до 25 и диаметром до 125 мм. Световыход составляет 15 % световыхода кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . Спектр фотонов люминесценции имеет максимум при 350—400 нм, время высвечивания  $\sim 0,15$  мкс.

**Органические сцинтилляторы.** Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах. Многие органические соединения обладают свойством люминесценции. Среди них особое место занимает группа ароматических углеводородов. Органические сцинтилляторы изготавливают в виде монокристаллов (стильбен, антрацен, толан и др.), а также жидких и твердых растворов ароматических соединений в растворителях. В отличие от неорганических сцинтилляторов высвечивание в них фотонов связано с электронными переходами в возбужденных молекулах, т. е. люминесценция — это свойство определенных органических молекул; она присуща им в различных агрегатных состояниях. Для органических сцинтилляторов характерно малое время высвечивания  $\tau$  ( $10^{-8}$ — $10^{-9}$  с), приближающееся к времени жизни отдельной молекулы в возбужденном состоянии.

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах можно качественно описать следующим образом. Заряженная частица за очень короткое ( $10^{-10}$  —  $10^{-13}$  с) время передает свою энергию сцинтиллятору. Это приводит к появлению ионизованных и возбужденных молекул и радикалов, образующихся в результате диссоциации сложных молекул. Время жизни молекул в возбужденных состояниях зависит от энергии возбуждения. За время порядка  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  с молекулы испускают фотоны и оказываются в основных состояниях. Эти фотоны поглощаются соседними молекулами, которые, в свою очередь, переходя в основное состояние, излучают фотоны. При этом энергия возбуждения распространяется по кристаллу и частично преобразуется в колебательную

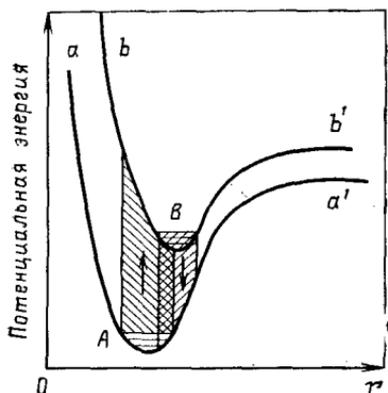


Рис. 7.5.

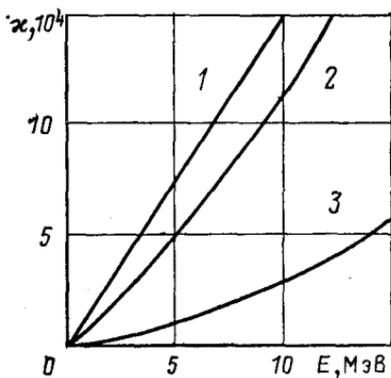


Рис. 7.6.

Рис. 7.5. Зависимость потенциальной энергии основного и возбужденного состояний двухатомной молекулы от расстояния между атомами

Рис. 7.6. Зависимость световыхода кристалла антрацена от энергии электронов (1), протонов (2) и  $\alpha$ -частиц (3)

энергию. Итак, в результате такого процесса образуются молекулы, ионы и радикалы в самых низких и долгоживущих возбужденных состояниях ( $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с). На второй стадии происходит миграция энергии (передача энергии возбуждения от одних молекул другим), рекомбинация и т. д.

Обратимся теперь непосредственно к процессу появления фотонов люминесценции. Поскольку связи между молекулами в органических соединениях не нарушают существенно электронной структуры молекул, то процесс высвечивания молекул из низких возбужденных состояний можно рассмотреть на примере отдельной молекулы. Процессы переходов в электронных оболочках сложных и двухатомных молекул имеют много общего. Поэтому рассмотрим переходы в двухатомной молекуле, с тем чтобы понять, каким образом происходит сдвиг в спектрах испускания и поглощения, обуславливающий возможность появления люминесценции в органических сцинтилляторах.

На рис. 7.5 показана зависимость потенциальной энергии от расстояния  $r$  между центрами атомов для двухатомной молекулы, находящейся в основном (кривая  $aAa'$ ) и возбужденном (кривая  $bBb'$ ) состояниях. Минимумы потенциальной энергии в основном и возбужденном состояниях смещены: в возбужденном состоянии (точка  $B$ ) такой минимум наблюдается при больших значениях  $r$ . Горизонтальные линии вблизи точек  $A$  и  $B$  соответствуют колебательным уровням. При заданной температуре молекула находится на определенном колебательном уровне. Чем выше температура, тем более высоко расположен этот уровень и тем больше амплитуда колебаний атомов относительно друг друга. Радиационные переходы с колебательного уровня возбужденного состояния возможны при испускании фотонов, энергии которых равны разности ор-

динат колебательного уровня возбужденного состояния и ординат основного состояния (кривая  $aAa'$ ). Эти переходы на рис. 7.5 показаны стрелкой, направленной вниз, а правая (заштрихованная) область соответствует спектру испускания. Спектр поглощения такой двухатомной молекулы характеризует спектр фотонов, энергия которых равна разности энергии колебательного уровня основного состояния и энергии первого (или более высокого) возбужденного состояния. Эти переходы показаны стрелкой вверх. Спектр поглощения определяется левой заштрихованной областью. Из рисунка видно, что спектр испускания сдвинут относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов.

Помимо радиационных переходов из возбужденного состояния ( $bBb'$ ) в основное состояние ( $aAa'$ ) возможны и нерадиационные переходы. При нерадиационном переходе энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения, т. е. происходит тушение сцинтилляций. Чем выше температура, тем больше амплитуда колебаний решетки и тем больше вероятность тушения. В сложных многоатомных молекулах процессы поглощения и испускания энергии происходят более сложным образом, но приведенные качественные рассуждения в общем справедливы и для сложных молекул.

Спектры испускания и поглощения частично перекрываются (чем меньше их перекрытие, тем большим световыходом обладает сцинтиллятор), и поэтому процесс радиационного снятия возбуждения молекул может быть не последним. Коротковолновая часть спектра испускания может вновь поглотиться в сцинтилляторе. Такой процесс может повторяться неоднократно. При каждом поглощении фотона имеется вероятность нерадиационного перехода, и поэтому при многократном поглощении и испускании интенсивность излучения коротковолнового излучения падает, что приводит к уменьшению светового выхода. Кроме того, такой многократный процесс увеличивает среднее время высвечивания. Таким образом, из-за частичного перекрытия спектров испускания и спектров поглощения световыход и среднее время высвечивания органических сцинтилляторов зависят от их размеров.

Для всех органических сцинтилляторов независимо от их агрегатного состояния световыход для электронов примерно в 10 раз больше световыхода  $\alpha$ -частиц той же энергии. Это частично можно объяснить локальным перегревом сцинтиллятора при большой плотности ионизации (например, считают, что при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 5 МэВ такой местный перегрев достигает 200 °С). Другая причина — при большой плотности ионизации возникают сильные электрические поля, которые приводят к изменению структуры энергетических состояний возбужденных молекул и, следовательно, к изменению спектра испускания. Наконец, при больших значениях  $dE/dx$  больше вероятность расщепления молекул, т. е. образование радикалов или так называемых поврежденных молекул, в которых, как оказалось, очень велика вероятность тушения (велика вероятность нерадиационных переходов).

Зависимость удельного световыхода (число фотонов люминесценции, испускаемых с единицы длины пути заряженной частицы)  $\kappa_x$  в функции удельных потерь энергии  $dE/dx$  хорошо описывается формулой Биркса, которая получена в предположении, что число центров тушения (поврежденные молекулы, ионизованные молекулы) пропорционально удельным потерям энергии.

Пусть при прохождении заряженной частицы на единице ее пробега возникает  $A$   $dE/dx$  возбуждений (экситонов) и образуются центры тушения с концентрацией  $B$   $dE/dx$ . Пусть концентрация центров люминесценции  $n_L$ . Если сечение захвата экситона центром люминесценции равно  $\sigma_L$ , а сечение захвата центром тушения  $\sigma_T$ , то

$$\kappa_x = \frac{dN}{dx} = \frac{\sigma_L n_L}{\sigma_L n_L + \sigma_T B \frac{dE}{dx}} A \frac{dE}{dx} = A \frac{dE}{dx} / \left( 1 + kB \frac{dE}{dx} \right), \quad (7.4)$$

где  $k = \sigma_T / \sigma_L n_L$ .

Полученное соотношение позволяет вычислить и полный световыход:

$$\kappa = \int_0^{\mathcal{R}} \kappa_x dx = \int_0^{\mathcal{R}} A \frac{dE/dx}{1 + kB dE/dx} dx. \quad (7.5)$$

Из (7.4) следует, что при малых удельных потерях энергии (быстрые электроны) удельный световыход пропорционален  $dE/dx$  и, следовательно, световыход линейно связан с энергией частицы. Если же  $dE/dx$  очень велико, так что  $(dE/dx)kB \gg 1$ , то  $\kappa_x$  не зависит от энергии, а световыход пропорционален пробегу частицы.

В органических сцинтилляторах обнаружены медленные компоненты высвечивания, среднее время высвечивания которых может отличаться от  $\tau$  для быстрых в 100 раз. Наиболее интересно то, что соотношение между интенсивностями быстрой и медленной компонент зависит от плотности ионизации. Это позволяет с помощью различных схем выделять импульсы, созданные электронами на фоне импульсов, созданных тяжелыми заряженными частицами.

Появление медленных компонент связывают с ионизованными молекулами (фотоны при этом образуются в результате рекомбинации, а время жизни относительно рекомбинации больше чем  $10^{-8}$  с) и возбужденными состояниями с большим временем жизни относительно радиационных переходов (например, большое различие в спинах основного и сильновозбужденного состояний). Относительное количество ионизованных молекул и молекул в высших возбужденных состояниях тем больше, чем выше плотность ионизации, поэтому отношение интенсивностей медленной и быстрой компонент зависит от плотности ионизации.

**Органические кристаллы.** Известно большое число органических кристаллов (табл. 7.2). Несколько подробнее опишем характеристики кристаллов стильбена и антрацена, которые получили широкое применение.

Антрацен имеет наибольшую конверсионную эффективность среди органических сцинтилляторов (примерно 0,04). При уменьшении температуры антрацена  $C_{ef}$  растет и достигает 6% при  $-70^\circ\text{C}$ . Антрацен — очень непрочный кристалл и при резких изме-

Таблица 7.2. Свойства некоторых органических сцинтилляторов

Сцинтилляторы	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Положение макс. му- ма в спектре люми- несценции, нм	$C_{ef}$ , отн. ед.	$\tau_{\beta}$ , нс	$\tau_{M}$ , нс	$\frac{\chi_{\alpha}}{\chi_{\beta}}$	$\frac{C_{ef}}{\tau_{\beta}}$ , отн. ед.
<i>Кристаллические:</i>							
антрацен (C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> )	1,25	445	1 (~4%)	30	400	0,1	1,0
стильбен (C <sub>14</sub> H <sub>12</sub> )	1,16	410	0,4—0,7	6	400	0,1	3,3
нафталин (C <sub>10</sub> H <sub>8</sub> )	1,15	345	0,2	70	—	0,1	0,1
<i>Жидкие:</i>							
p-терфенил в ксилоле	~0,9	400	0,5	2	—	0,1	7,5
2,5-дифенилосозол в толуоле	~0,9	380	0,32	3	—	0,1	3,2
<i>Пластические:</i>							
тетрафенилбутадиеи в по- листироле	~1	450	0,38	5	—	0,09	2,8
p-терфенил в поливинил- толуоле	~1	380	0,48	3	—	0,1	6,0

нениях температуры трескается. Световой выход в антрацене линейно зависит от энергии электронов, а для тяжелых заряженных частиц линейность нарушается (рис. 7.6).

Стильбен обладает очень малым временем высвечивания быстрой компоненты ( $\tau_{\beta} \approx 6 \cdot 10^{-9}$  с) и сравнительно высокой конверсионной эффективностью ( $C_{ef} = 0,02$ ). Кристаллы стильбена выращивают больших размеров. Стильбен широко применяется для исследования энергетических распределений нейтронов по протонам отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах водорода и с успехом используется для исследования непрерывных спектров  $\gamma$ -излучения. Стильбен стали широко использовать после того, как были разработаны специальные методы разделения импульсов от электронов и протонов отдачи, основанных на различных соотношениях интенсивностей быстрой и медленной компонент. Соотношение интенсивностей медленной  $J_M$  и быстрой  $J_{\beta}$  компонент для стильбена заметно меняется с изменением плотности ионизации. При возбуждении электронами  $J_M/J_{\beta} \approx 0,18$ , а при возбуждении  $\alpha$ -частицами это отношение равно 0,5.

В органических кристаллах световой выход и соотношения между быстрой и медленной компонентами зависят от ориентации пути тяжелой заряженной частицы относительно осей кристаллической решетки. Наиболее ярко такие зависимости проявляются в кристаллах антрацена (рис. 7.7). Анизотропию световых выходов обычно

характеризуют коэффициентом анизотропии  $A_{\alpha}$ :  $A_{\alpha} = 2(\chi_{\max} - \chi_{\min}) / (\chi_{\max} + \chi_{\min})$ , где  $\chi_{\max}$  и  $\chi_{\min}$  — соответственно максимальный и минимальный световыходы. Анизотропия световыхода уменьшается с ростом энергии заряженных частиц. Так, при изменении энергии  $\alpha$ -частиц от 1,22 до 2,6 МэВ  $A_{\alpha}$  уменьшается от 0,51 до 0,48. Анизотропия световыхода существенна и для протонов: при изменении энергии протонов от 1 до 20 МэВ  $A_{\alpha}$  уменьшается от 0,43 до 0,08. Анизотропия световыхода ухудшает условия измерения энергетического спектра нейтронов по протонам отдачи в тех случаях, когда изучаются изотропные потоки нейтронов (внутри защиты, внутри реактора). Однако анизотропия световыхода и зависимость соотношения между интенсивностями быстрой и медленной компонент от ориентации частицы позволяют использовать органические сцинтилляторы для изучения пространственного распределения заряженных частиц.

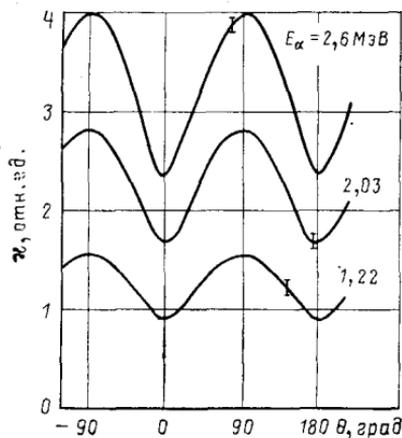


Рис. 7.7. Зависимость световыхода кристалла антрацена от направления движения  $\alpha$ -частиц разных энергий относительно одной из осей кристаллической решетки

и к тому же их стоимость сравнительно невелика (в некоторых исследованиях использовали жидкие сцинтилляторы объемом в десятки тысяч литров). Во-вторых, в жидких сцинтилляторах можно растворять вещества, содержащие стабильные и радиоактивные нуклиды. Введение соединений, содержащих бор или кадмий, делает жидкие сцинтилляторы высокоэффективными детекторами для регистрации нейтронов. В органических сцинтилляторах больших объемов нейтроны эффективно замедляются до низких энергий, где их вероятность поглощения в В и Cd велика. При захвате в В образуется  $\alpha$ -частица, а возбужденное ядро Cd испускает одновременно несколько фотонов с суммарной энергией около 7 МэВ.

Простейшие жидкие сцинтилляторы состоят из растворителя (толуол, ксилол) и активатора (*n*-терфенил, 2,5-дифенилоксазол и др.) с концентрацией 2,5—10 г/л. Активатор жидкого сцинтиллятора должен иметь хорошие сцинтилляционные свойства, а растворитель не должен ими обладать. Активатор и растворитель должны быть так подобраны, чтобы первый возбужденный уровень растворителя был выше первого уровня активатора. Тогда есть возможность передачи энергии возбуждения от молекул растворителя молекулам активатора. После прохождения заряженной

энергетического спектра нейтронов по протонам отдачи в тех случаях, когда изучаются изотропные потоки нейтронов (внутри защиты, внутри реактора). Однако анизотропия световыхода и зависимость соотношения между интенсивностями быстрой и медленной компонент от ориентации частицы позволяют использовать органические сцинтилляторы для изучения пространственного распределения заряженных частиц.

**Жидкие сцинтилляторы.** Жидкие сцинтилляторы имеют ряд неоспоримых преимуществ перед кристаллическими, хотя уступают им по световыходу. Во-первых, жидкие сцинтилляторы можно использовать в больших объемах, так как их сравнительно легко приготовить

частицы в основном возбуждаются молекулы растворителя, поскольку их концентрация в растворе значительно больше. В результате радиационных или нерадиационных процессов энергия возбуждения распространяется по сцинтиллятору и передается молекулам активатора, которые с определенной вероятностью в результате радиационных переходов испускают фотоны.

Поскольку спектр испускания активатора не совпадает со спектром поглощения растворителя, а концентрация активатора мала, то раствор оказывается прозрачным для спектра испускания активатора. Процесс передачи энергии возбуждения молекулам активатора несколько замедляет процесс высвечивания фотонов по сравнению со временем жизни молекул активатора в возбужденном состоянии.

Концентрация активатора в растворителе имеет оптимальные значения. И это понятно, так как при очень малых концентрациях мала вероятность возбуждения молекул активатора по сравнению с вероятностью поглощения возбуждений в центрах тушения. Увеличение концентрации активатора сначала ведет к росту световыхода, затем световыход, пройдя через максимум, начинает уменьшаться, что связано с ростом вероятности поглощения фотонов люминесценции вновь молекулами активатора. Такое повторное поглощение увеличивает вероятность тушения, поскольку молекулы активатора из возбужденного состояния могут перейти в основное и нерадиационным путем.

Спектры испускания органических сцинтилляторов имеют максимум в области длин волн 400—350 нм. Для того чтобы спектр испускания сцинтилляторов лучше соответствовал спектральной чувствительности фотоумножителя, часто добавляют небольшие количества (0,01—0,5 г/л) сместителей спектра. Сместитель спектра эффективен в том случае, если он обладает высокой конверсионной эффективностью при фотовозбуждении и если спектр испускания лучше совпадает со спектром поглощения фотокатода ФЭУ. Другими словами, сместитель имеет смысл применять, когда  $\int \Phi(\lambda)_c C(\lambda)_c \gamma(\lambda) d\lambda / \int \Phi(\lambda)_a \gamma(\lambda) d\lambda > 1$ , где  $\Phi(\lambda)_c$  и  $\Phi(\lambda)_a$  — спектры фотонов люминесценции сместителя и активатора соответственно;  $C(\lambda)_c$  — конверсионная эффективность сместителя при фотовозбуждении фотонами спектра люминесценции активатора;  $\gamma(\lambda)$  — спектральная чувствительность фотокатода (см. с. 220). Это условие применения сместителя справедливо для жидких сцинтилляторов малого объема. В сцинтилляторах большого объема применение сместителя спектра целесообразно, если приведенное отношение меньше или равно 1, поскольку введение сместителя уменьшает поглощение фотонов люминесценции активатором и растворителем.

Свойства некоторых жидких сцинтилляторов приведены в табл. 7.2. В последнем столбце дано отношение конверсионной эффективности к времени высвечивания быстрой компоненты (это отношение принято равным единице для антрацена). Такое отношение важно при использовании сцинтилляторов для измерения рас-

пределений событий во времени. Жидкие сцинтилляторы в этом смысле являются наилучшими.

**Пластические сцинтилляторы.** Это твердые растворы некоторых органических сцинтилляторов в полистироле и поливинилтолуоле. Пластические сцинтилляторы обладают хорошими оптическими свойствами, могут применяться в широком интервале температур. Некоторые сцинтилляторы можно использовать в интервале от  $-200$  до  $+70^\circ\text{C}$ . В пластические сцинтилляторы можно вводить, как и в жидкие, смесители спектров, различные соединения для увеличения эффективности при регистрации нейтронов и фотонов. Пластические сцинтилляторы можно помещать в вакуум, так как давление насыщенных паров у них существенно меньше, чем у органических кристаллов, а тем более у жидких сцинтилляторов. Процесс возбуждения и передачи энергии молекулам активатора происходит так же, как и в жидких сцинтилляторах.

В качестве растворителей используют полистирол или поливинилтолуол, в качестве активаторов (1—5 %) — стильбен, бифенил, нафталин, тетрафенилбутадиен и т. д. Концентрация смесителей спектра не превышает 0,2 %. Зависимость световыхода от концентрации активатора такая же, как и у жидких сцинтилляторов. Световыход пластических сцинтилляторов существенно зависит от удельных потерь энергии (плотности ионизации). В некоторых пластических сцинтилляторах световыход зависит от температуры. Так, световыход антрацена в полистироле при снижении температуры от 290 до 100 К увеличивается вдвое. Другие сцинтилляторы не так чувствительны к изменениям температуры. Световыход твердого раствора пиразолина в полистироле в интервале температур от 100 до 340 К изменяется всего на 10 %. Пластические сцинтилляторы имеют хорошую радиационную устойчивость. Для уменьшения световыхода вдвое требуется доза излучения  $(6-9) \cdot 10^2$  Дж/г, т. е. в 30—50 раз большая, чем для органических кристаллов. Свойства некоторых пластических сцинтилляторов приведены в табл. 7.2.

**Газовые сцинтилляторы.** Многие инертные газы, их смеси, а также смеси с водородом и азотом являются сцинтилляторами. Наибольший световыход у ксенона и у смеси ксенона с гелием. Спектр фотонов люминесценции лежит в далекой ультрафиолетовой области. Время высвечивания газовых сцинтилляторов оценивают  $10^{-8}$  —  $10^{-9}$  с. Установлено, что время высвечивания в первом приближении обратно пропорционально давлению газа. Световыход газовых сцинтилляторов линейно связан с поглощенной энергией. Механизм возникновения сцинтилляций в газах еще не изучен достаточно полно. Имеющиеся экспериментальные данные можно качественно объяснить, если предположить, что возникновение сцинтилляций связано с радиационными переходами с метастабильных уровней ионов газа.

Заряженная частица в газе создает атомы и ионы в возбужденном состоянии. Существенно, что положение возбужденных уровней ионов отличается от положения возбужденных уровней атомов. Важно, что и у атомов, и у ионов имеются метастабильные возбужденные состояния, время жизни которых отно-

сительно высвечивания по порядку согласуется с наблюдаемым временем высвечивания. Фотоны, возникающие при радиационных переходах в атомах, резонансно поглощаются другими атомами — такой процесс препятствует утечке излучения из газа. В то же время плотность ионов значительно меньше, поэтому их излучение из метастабильных состояний практически не поглощается в объеме сцинтиллятора. Время жизни иона (и атома) в метастабильном состоянии обратно пропорционально числу столкновений с атомами газа в единицу времени. Поскольку число столкновений пропорционально давлению, то время жизни ионов в метастабильном состоянии и, следовательно, время высвечивания газового сцинтиллятора обратно пропорциональны давлению.

Заметим, что механизм сцинтилляций нельзя объяснить излучением, возникающим при рекомбинации ионов с электронами, поскольку этот процесс слишком медленный в сравнении с измеренными временами высвечивания, и зависимость числа испускаемых фотонов от времени при рекомбинации не экспоненциальная, а гиперболическая [см. (5.4)].

Спектры испускания газовых сцинтилляторов лежат в области ультрафиолетового излучения, где конверсионная эффективность катодов ФЭУ мала. Поэтому при работе с газовыми сцинтилляторами для получения большого световыхода обычно применяют сместители спектров. Одним из лучших сместителей спектра для газовых сцинтилляторов является дифенилстильбен, используемый в виде тонких слоев (около  $3 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>2</sup>). Ксенон с этим сместителем спектра имеет наибольший световой выход, который по некоторым данным сравним со световыходом кристалла NaI(Tl). В качестве сместителя спектра часто используют кватерфенил, меньшая эффективность преобразования которого компенсируется тем, что он более устойчив. Применение кватерфенила увеличивает амплитуду импульса на выходе ФЭУ с ксеноновым газовым сцинтиллятором почти в 20 раз.

Газовые сцинтилляторы чувствительны к примесям. Так, добавки около 1 % кислорода или метана уменьшают световой выход в несколько раз. Рассмотрение сцинтилляций в смесях благородных газов с азотом показывает, что даже при минимальных примесях азота ( $10^{-3}$  %) к гелию и аргону спектральный состав сцинтилляций относится в основном к излучению азота. Увеличение содержания азота приводит к уменьшению световыхода (приблизительно вдвое при содержании 5 % азота).

Благородные газы являются сцинтилляторами и в жидкой, и в твердой фазах. Были исследованы сцинтилляционные свойства гелия (в жидкой фазе) и ксенона (в жидкой и твердой фазах). Так, время высвечивания ксенона оказывается порядка  $10^{-9}$  с, а световой выход составляет по крайней мере половину световыхода кристалла NaI(Tl).

### § 7.3. Фотоэлектронные умножители

**Элементы ФЭУ. Фотокатод.** В фотоумножителях используют фотокатоды сложного состава, которые обладают высокой чувствительностью в области видимого света, а также в близких к ней ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Фотокатоды обычно делают полупрозрачными и наносят или прямо на колбу ФЭУ, или на прозрачную металлическую подложку, предварительно напыляемую на стекло. Эффективность фотокатодов характеризуют ли-

бо конверсионной эффективностью, либо интегральной, либо спектральной чувствительностью. Наиболее полной характеристикой фотокатода является его *спектральная чувствительность*  $\gamma(\lambda)$ , которая определяется как отношение тока фотокатода к потоку энергии фотонов с данной длиной волны. Величину  $\gamma(\lambda)$  выражают в амперах на ватт. Полезно указать и другие единицы: ампер на люмен и электрон/фотон. Связь между этими единицами следующая:  $1 \text{ А/Вт} = 1,24 \cdot 10^{-4} / \lambda \text{ электрон/фотон} = 683 k(\lambda) \text{ А/лм}$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения, см;  $k(\lambda)$  — относительная световая эффективность (безразмерная функция длины волны излучения).

*Интегральная чувствительность фотокатодов*  $\gamma_0$  — это среднее значение спектральной чувствительности, усредненное по спектру излучения стандартного источника света (электрон/фотон), т. е.

$$\gamma_0 = \frac{\int \Phi_0(\lambda) \gamma(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_0(\lambda) d\lambda} \left[ \frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = 1,24 \cdot 10^{-4} \frac{\int \Phi_0(\lambda) \gamma(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda}}{\int \Phi_0(\lambda) d\lambda}, \quad (7.6)$$

где  $\Phi_0(\lambda)$  — поток энергии фотонов стандартного источника с длиной волны  $\lambda$ . Интегральная чувствительность фотокатода, естественно, разная для источников света различного спектрального состава. В паспортах ФЭУ обычно указывают интегральную чувствительность фотокатода в микроамперах на люмен, измеренную со стандартной 100-ваттной газонаполненной лампой с вольфрамовой нитью. Интегральная чувствительность фотокатодов обычно лежит в пределах 10—200 мкА/лм.

Конверсионную эффективность фотокатода, определенную ранее как вероятность того, что фотон выбивает электрон из фотокатода, можно выразить через  $\gamma(\lambda)$  следующим образом:

$$\begin{aligned} C_{fe} &= 1,24 \cdot 10^{-4} \frac{\int \Phi_c(\lambda) \gamma(\lambda) \lambda^{-1} d\lambda}{\int \Phi_c(\lambda) d\lambda} = \\ &= \gamma_0 \cdot 8,5 \cdot 10^{-2} \frac{\int \Phi_c(\lambda) \gamma(\lambda) \lambda^{-1} d\lambda}{\int \Phi_c(\lambda) d\lambda} \frac{\int \Phi_0(\lambda) k(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_0(\lambda) \gamma(\lambda) d\lambda}, \end{aligned} \quad (7.7)$$

где  $\Phi_c(\lambda)$  — спектральный состав излучения сцинтиллятора и  $\gamma_0$  — в А/лм.

Спектральная чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода, относительная световая эффективность  $k(\lambda)$ , спектральная зависимость интенсивности излучения кристаллов NaI(Tl), CsI(Tl) и стандартного источника света приведены на рис. 7.8. Максимальное значение спектральной чувствительности фотокатода — около 0,1 А/Вт. Для монохроматического источника света, длина волны которого лежит в области максимального значения спектральной чувствительности  $C_{fe} \approx 0,35$ .

Конверсионную эффективность можно представить в виде произведения двух вероятностей: вероятности поглощения фотонов в фотокатоде и вероятности выхода электронов из фотокатода. Пер-

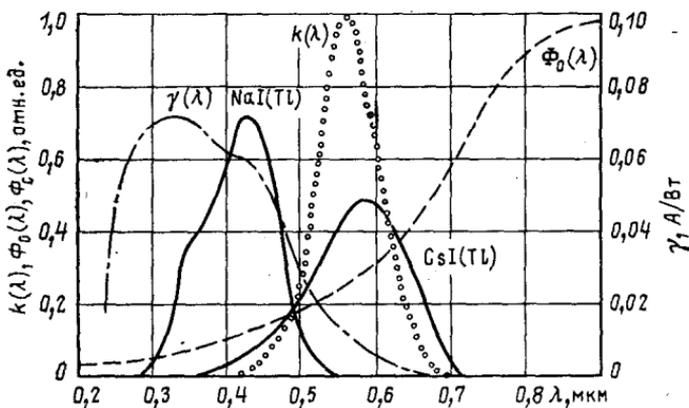


Рис. 7.8. Спектральная чувствительность фотокатода  $Sb - Cs$ , спектры люминесценции кристаллов  $NaI(Tl)$  и  $CsI(Tl)$ , спектр испускания стандартного источника света  $\Phi_0(\lambda)$  и относительная световая эффективность  $k(\lambda)$

вая тем больше, чем толще слой фотокатода. Средняя длина свободного пробега фотонов  $\lambda \sim 300$  нм в сурьмяно-цезиевом фотокатоде — около  $10^{-5}$  см. Вероятность выхода электрона из фотокатода тем меньше, чем в более глубоких слоях он образован в результате фотоэффекта. Поскольку средние пробеги фотоэлектронов в фотокатоде меньше пробегов фотонов, то при малой толщине слоя фотокатода все фотоэлектроны могут покинуть фотокатод, но при этом будет поглощаться малая доля света. При большой толщине слоя фотокатода хотя и происходит поглощение почти всех фотонов, но лишь малая доля фотоэлектронов покидает фотокатод. Таким образом, зависимость конверсионной эффективности фотокатода от его толщины имеет максимум.

Наиболее распространены сурьмяно-цезиевые ( $Sb - Cs$ ) и висмута-серебряно-цезиевые ( $Bi - Ag - Cs$ ) фотокатоды, для которых характерно наилучшее перекрытие спектральной чувствительности со спектром испускания многих сцинтилляторов.

Сложные фотокатоды представляют собой тонкую пленку из нескольких сот или тысяч атомных слоев, нанесенных на металлическую или изолирующую основу. Сурьмяно-цезиевый фотокатод состоит из слоя  $SbCs_3$ , внутри которого и на поверхности находятся адсорбированные атомы цезия.

Обсудим некоторые свойства фотокатодов, существенные при работе с ФЭУ. Даже если фотокатод полностью затемнен, то и тогда с его поверхности выходят электроны в результате термоэмиссии. Это неизбежно, поскольку для получения высокой конверсионной эффективности фотокатод должен иметь малую работу выхода, а термоэмиссия тем больше, чем меньше работа выхода. Термоэлектронный ток сложных фотокатодов при комнатной температуре принимает значение порядка  $10^{-14} - 10^{-15}$  А/см<sup>2</sup>, или  $10^4 - 10^5$  электронов с 1 см<sup>2</sup>/с. Термоэмиссия резко растет с уве-

личением температуры. По Ричардсону термоэлектронный ток связан с температурой следующим образом:

$$i = AT^2 \exp(-\varphi_0/kT), \quad (7.8)$$

где  $T$  — температура;  $\varphi_0$  — работа выхода;  $A$  — постоянная.

Интегральная чувствительность сложных фотокатодов с повышением температуры заметно падает. Так, для сурьмяно-цезиевых фотокатодов при изменении температуры от 0 до 100 °С фототок уменьшается в 1,2—1,5 раза. При понижении температуры изменение фототока зависит от конструкции фотокатода. Фотокатоды, нанесенные на металлическую пленку, нечувствительны к изменению температуры от 0 до —200 °С. В то же время фототок резко падает с понижением температуры (в 10 раз при изменении температуры от 0 до —200 °С) для фотокатодов, нанесенных на стекло.

Интегральная чувствительность фотокатодов в процессе эксплуатации, как правило, падает, причем чем больше световой поток и чем дольше происходит освещение фотокатода, тем меньше становится его чувствительность. Это явление называют *утомлением фотокатодов* и связывают с процессами, происходящими в его поверхностном слое. При облучении фотокатода часть ионов щелочного металла, образующихся на поверхности вследствие фотоионизации атомов, диффундирует внутрь катода под действием электрического поля. Этот процесс возможен, поскольку мгновенная рекомбинация затруднена из-за плохой проводимости внутренних слоев фотокатода. В результате при освещении фотокатода поверхность обедняется атомами цезия, что приводит к увеличению работы выхода и, следовательно, к уменьшению фототока. Перемещения ионов цезия внутрь фотокатода тем интенсивнее, чем больше света попадает на фотокатод и чем больше разность потенциалов на фотокатод. При таком механизме утомления чувствительность фотокатодов восстанавливается после длительного «отдыха», в течение которого происходит диффузия атомов цезия из внутренних слоев на поверхность катода.

Качественная картина утомления фотокатодов подтверждается экспериментально. Действительно, утомление фотокатодов тем сильнее, чем больше поток света. Фотокатоды после длительного отдыха частично или полностью восстанавливают свою чувствительность, причем при более высоких температурах восстановление происходит быстрее.

Входная камера ФЭУ. Электроны из фотокатода выходят с разными скоростями, и под разными углами к поверхности катода. Конструкция входной камеры ФЭУ должна быть такой, чтобы сбор электронов на первый динод по возможности был наибольшим и одинаковым с различных участков фотокатода. Чем меньше электронов попадает на первый динод, тем больше относительная флуктуация их числа и больше разброс амплитуд импульсов на выходе ФЭУ. Неравномерный сбор электронов с разных участков фотокатода также увеличивает флуктуации амплитуд импульсов. В ФЭУ с большими фотокатодами

входная камера имеет большие размеры, что усложняет фокусировку фотоэлектронов на первый диод. В таких случаях фокусировку осуществляют с помощью электрического поля, создаваемого с помощью двух-трех кольцевых электродов по входной камере. При использовании сцинтилляционных счетчиков для изучения временных распределений возникает требование изохронности траекторий электронов от фото катода до первого диода. Требования изохронности траекторий и полного сбора электронов обычно противоречивы. Поэтому формы фокусирующего поля для временных и спектрометрических ФЭУ различны. В ФЭУ с диаметрами фотокатодов до 40 мм с двумя фокусирующими электродами во входной камере удастся получить изохронность траекторий фотоэлектронов с точностью не хуже  $10^{-9}$  с.

**Диодная система.** Система диодов в ФЭУ предназначена для усиления потоков электронов. Размножение электронов на каждом диоде происходит в результате вторичной электронной эмиссии. Процесс «размножения» электронов эффективен, если, во-первых, коэффициент вторичной электронной эмиссии больше единицы и, во-вторых, если сбор электронов вторичной эмиссии из предыдущего диода на последующий по возможности полный. Кроме того, для временных ФЭУ необходимо, чтобы время прохождения электронов с одного диода на другой имело малый разброс.

Рассмотрим процесс вторичной электронной эмиссии. Вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии: отношением тока вторичных электронов к току первичных. Коэффициент вторичной эмиссии  $\beta$  зависит от материала и состояния его поверхности, от энергии первичных электронов, угла падения электронов. Коэффициент вторичной эмиссии с увеличением энергии электронов вначале растет, а затем выше энергий 100—1000 эВ (в зависимости от материала) падает. Такое поведение качественно можно объяснить следующим образом. Электроны, попадая в материал, в результате упругих и неупругих соударений передают свою энергию многим электронам. Чем выше энергия первичного электрона, тем большему числу электронов он передает свою энергию. Но чем выше энергия первичного электрона, тем на большую глубину он проникает и, следовательно, на большей глубине в материале приобретают энергию вторичные электроны, и для них вероятность покинуть материал уменьшается. Поэтому зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии падающих электронов имеет максимум.

Если процесс передачи энергии вторичным электронам определяется главным образом энергией первичного, то движение вторичных электронов к поверхности и их выход из материала в основном определяются самим веществом (металл, полупроводник, диэлектрик). Интенсивное взаимодействие вторичных электронов с электронами проводимости — основная причина малого значения коэффициента вторичной электронной эмиссии для металлов. В полупроводниках и диэлектриках вторичные электроны имеют большую вероятность выхода. Однако коэффициент вторичной электронной эмиссии не для всех полупроводников и диэлектриков больше, чем для металлов. Имеет значение также работа выхода этих веществ, препятствующая удалению вторичных электронов за пределы материала.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\beta$  существенно зависит от угла падения первичных электронов. Чем больше угол, под которым электроны попадают на поверхность материала (угол падения отсчитывается от нормали к поверхности), тем больше  $\beta$ . Такая зависимость  $\beta$  от угла падения связана с тем,

что при большем угле падения вторичные электроны образуются близко от поверхности материала.

Энергетическое распределение вторичных электронов слабо зависит от энергии первичных. Вторичные электроны имеют два максимума — один широкий в области малых энергий и второй узкий в области энергий, близких к энергии первичных электронов (упругое рассеяние первичных электронов).

Максимальные значения  $\beta_{\text{макс}}$  для металлов лежат в пределах от 0,5 до 1,8 и достигаются при энергиях электронов 100—800 эВ. Существенно большие  $\beta_{\text{макс}}$  получены для сложных соединений, таких, как  $\text{Sb—Cs}$ ,  $\text{Cu—S—Cs}$ ,  $\text{Ag—Mg}$  (рис. 7.9). Они достигаются при энергиях электронов вблизи 1 кэВ и

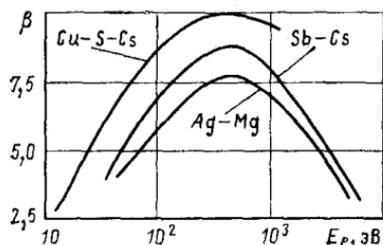
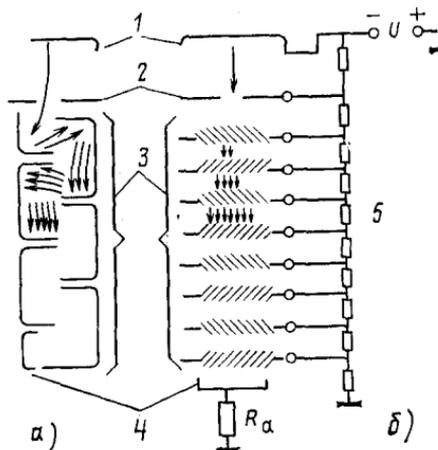


Рис. 7.9. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии для различных динодов от энергии электронов

Рис. 7.10. Схема расположения динодов в ФЭУ:

1 — фотокатоды; 2 — диафрагмы; 3 — диноды; 4 — аноды; 5 — делители напряжения;  $R_a$  — анодная нагрузка



равны 7—10. Зависимость  $\beta$  от энергии электронов можно представить в следующем виде:

$$\beta = 2,71\beta_{\text{макс}}U \exp(-U/U_{\text{макс}})/U_{\text{макс}}, \quad (7.9)$$

где  $\beta_{\text{макс}}$  — максимальное значение  $\beta$ , достигаемое при  $U=U_{\text{макс}}$ ;  $U$  — разность потенциалов, при которой электрон приобретает энергию  $E=eU$ .

В современных ФЭУ диноды покрывают слоем  $\text{Sb—Cs}$  или используют сплавы  $\text{Al—Mg—Si}$ , поверхность которых обрабатывают специальным образом для повышения  $\beta$ .

Диноды ФЭУ имеют различную форму, и их можно разделить на две группы: фокусирующие и диноды жалюзийного типа. Фокусирующие диноды бывают разных конфигураций: коробчатые, корытообразные и др. На рис. 7.10 показано расположение динодов коробчатого (а) и жалюзийного (б) типов ФЭУ. В качестве примера укажем, что корытообразные диноды применяются в ФЭУ типа ФЭУ-29, ФЭУ-24, коробчатые — ФЭУ-42 и ФЭУ-45, жалюзийные диноды — ФЭУ-11 и ФЭУ-13. Число динодов в ФЭУ обычно равно 10—12. Между динодами создают разность потенциалов с помощью внешнего источника питания и делителя напряжения (рис. 7.10).

**Основные характеристики ФЭУ.** Коэффициент усиления. Пусть в ФЭУ  $n$  динодов, и коэффициент вторичной электронной эмиссии для каждого из них  $\beta_i$ . Коэффициент усиления ФЭУ

$$M = \alpha \prod_{i=1}^n \beta_i, \quad (7.10)$$

где  $\alpha^{1/n}$  — коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой. Этот коэффициент практически не зависит от приложенного напряжения на ФЭУ.

Пусть, далее, на ФЭУ подано напряжение (рис. 7.10) и разность потенциалов на динодах равна  $U/n$ . Если воспользоваться аппроксимацией  $\beta(U/n)$  в виде (7.9) и подставить в (7.10), то получим зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения  $U$ :

$$M = \alpha [2,71\beta_{\max} U / (U_{\max} n)]^n \exp(-U/U_{\max}). \quad (7.11)$$

Обозначим  $\ln \alpha + n \ln 2,71\beta_{\max} = c$ , тогда

$$\ln M = c + n \{ \ln [U / (nU_{\max})] - U / (nU_{\max}) \}. \quad (7.12)$$

Зависимость  $M$  в функции  $U / (nU_{\max})$  для  $n=10$  и  $\beta_{\max}=10$  приведена на рис. 7.11 сплошной линией. Выражение (7.12) не учитывает влияния объемного заряда, который может образовываться вблизи анода и последних динодов при больших коэффициентах усиления или больших по интенсивности и коротких световых вспышках. Суть этого явления заключается в том, что в результате заряда «паразитных» емкостей изменяется разность потенциалов между последними динодами и анодом. Заряд этих емкостей тем больше, чем больший ток протекает в ФЭУ. Влияние объемного заряда заметно для некоторых ФЭУ при токах на аноде около 1 мА.

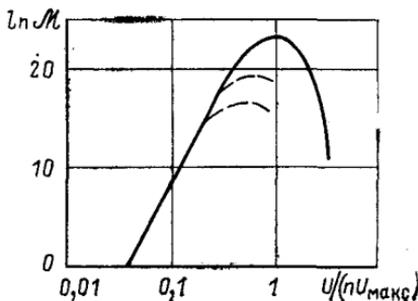


Рис. 7.11. Зависимость логарифма коэффициента усиления ФЭУ от разности потенциалов между динодами

Если мгновенное значение тока с фотокатода для данного ФЭУ равно  $\sim 10^{-9}$  А, то при  $M \approx 10^6$  сказывается влияние объемного заряда (нижняя пунктирная кривая). Увеличение анодного напряжения несколько расширяет линейную область работы ФЭУ (верхняя пунктирная кривая).

Мгновенное значение тока прямо пропорционально интенсивности световой вспышки и обратно пропорционально времени высвечивания сцинтиллятора, так что объемный заряд сказывается особенно существенно для органических и газовых сцинтилляторов. Действительно, при поглощении в кристалле стильбена электрона с энергией около 1 МэВ максимальный ток фотокатода ФЭУ равен примерно  $10^{-8}$  А. Аналогичная по интенсивности вспышка света в

неорганическом кристалле (NaI) создает ток с максимальным значением около  $10^{-10}$  А.

Наличие объемного заряда приводит к нелинейной связи тока (или импульса) на аноде с током на катоде ФЭУ. Промышленные ФЭУ имеют значения  $M$  в пределах  $10^5$ — $10^8$ . Мгновенное значение тока на аноде при линейной связи тока анода с током катода может достигать у ФЭУ с жалюзийной системой динодов примерно 5—10 мА. У ФЭУ с коробчатыми динодами линейная зависимость имеет место лишь до десятых долей миллиампера на аноде.

Стабильность ФЭУ. Одно из главных требований к ФЭУ при работе со сцинтилляционным счетчиком — это требование постоянства коэффициента усиления  $M$ . Коэффициент усиления меняется под действием внутренних (не зависящих от внешних условий) и внешних причин. Ток в ФЭУ при постоянстве всех внешних условий работы изменяется со временем медленно. Сразу же после включения высокого напряжения в зависимости от среднего тока в ФЭУ коэффициент усиления  $M$  несколько возрастает, проходит через максимум и затем устанавливается (при малых токах — около 1 мкА) или сразу же начинает медленно уменьшаться (при больших токах, например больше 100 мкА), причем чем больше средний ток в ФЭУ, тем сильнее уменьшается во времени коэффициент усиления. Процесс утомления ФЭУ связан с процессами, происходящими на поверхности фотокатода и динодов. ФЭУ способны восстанавливать свой коэффициент усиления после отдыха (происходит диффузия атомов цезия на поверхность).

При резких изменениях среднего тока в ФЭУ скачком меняется коэффициент усиления. Медленные и скачкообразные изменения коэффициента усиления тем меньше, чем меньше средний ток в ФЭУ. Более стабильны ФЭУ со сплавными динодами. Наибольшую стабильность имеют жалюзийные ФЭУ.

Коэффициент усиления  $M$  зависит и от многих внешних причин: напряжения (см. рис. 7.10), температуры и напряженности магнитного поля. Поскольку  $M$  резко зависит от напряжения питания, то источники напряжения должны обладать высокой стабильностью. Если необходима стабильность  $M$  с погрешностью 0,5 %, то постоянство напряжения должно быть с погрешностью в  $n[1 - U/(nU_{\text{макс}})]$  раз меньшей [ $n$  — число каскадов усиления;  $U/(nU_{\text{макс}})$  — обычно около 0,1—0,2]. В этом можно убедиться, дифференцируя (7.11). Коэффициент усиления ФЭУ изменяется на  $\pm 0,5$  % при изменении температуры на  $1^\circ\text{C}$ . Магнитное поле оказывает влияние на ФЭУ, в которых имеются фокусирующие электроды и производится фокусировка электронов с динода на динод. Магнитное поле Земли может влиять на ФЭУ, если они не экранированы. Жалюзийные ФЭУ практически нечувствительны к магнитному полю вплоть до напряженности несколько десятков ампер на метр.

В процессе физических измерений интенсивность излучения может изменяться, и это приводит к изменению коэффициента усиления, связанному с процессами утомления. В таких случаях при-

меняют специальные схемы стабилизации с обратной связью. Идея одной из таких схем стабилизации заключается в сравнении двух токов. Фотокатод ФЭУ подсвечивают с помощью неоновой разрядной лампы, ток которой однозначно связан с яркостью ее свечения. Ток, идущий через неоновую разрядную лампу, сравнивают с проходящим через ФЭУ током, возникающим от подсветки. Если меняется коэффициент усиления ФЭУ в силу каких-либо причин, то изменяется и это соотношение, что позволяет автоматически менять коэффициент усиления усилителя и тем самым компенсировать изменение коэффициента усиления ФЭУ.

Шумы ФЭУ. На выходе полностью затемненного ФЭУ, находящегося под напряжением, всегда есть импульсы шума. Их появление обусловлено: 1) термоэлектронной эмиссией фотокатодов и динодов; 2) флуктуацией тока утечки; 3) автоэлектронной (холодной) эмиссией; 4) ионной и оптической обратными связями и 5) радиоактивностью.

Наличие шумовых импульсов не позволяет регистрировать вспышки света малой интенсивности. Рассмотрим причины возникновения импульсов шума и оценим их.

При нормальной температуре с  $1 \text{ см}^2$  сурьмяно-цезиевого фотокатода в результате термоэмиссии испускается около  $10^5$  электронов в 1 с. Следовательно, на выходе ФЭУ будет примерно  $10^6$  имп/с (если площадь фотокатода около  $10 \text{ см}^2$ ) с амплитудой приблизительно  $\text{Me/C}$ . Конечно, это очень большое число импульсов, но их амплитуда мала в сравнении с амплитудами импульсов, возникающих при регистрации излучения, которую можно вычислить по (7.3).

При конверсионной эффективности сцинтиллятора и фотокатода 5% одноэлектронный импульс на фотокатоде вызывает частица с энергией 1 кэВ. Но электроны термоэмиссии появляются случайно во времени, поэтому имеется конечная вероятность появления нескольких электронов за время порядка времени высвечивания сцинтиллятора  $\tau$ . В связи с этим соотношение между шумовыми импульсами и импульсами, созданными излучением, существенно зависит от времени высвечивания сцинтиллятора  $\tau$  и конверсионных эффективностей сцинтиллятора и фотокатода. Оценим количество одно-, двухэлектронных и т. д. импульсов для  $\tau = 10^{-7}$  с при заданных выше условиях. Вероятность обнаружить  $m$  электронов в интервале времени  $\tau$  при средней частоте появления электронов  $10^6 \text{ с}^{-1}$  определяется следующим образом:  $(0,1)^m e^{-0,1}/(m-1)!$ . Тогда на выходе ФЭУ будет  $10^6$  имп/с с амплитудой  $\text{Me/C}$ ,  $10^5$  имп/с с амплитудой  $2 \text{ Me/C}$  и т. д. С амплитудой  $10 \text{ Me/C}$  будет всего лишь  $10^{-8}$  имп/с. Но для  $\tau = 10^{-6}$  с импульсов с амплитудой  $10 \text{ Me/C}$  будет 0,5 имп/с. Итак, скорость счета импульсов фона зависит от постоянной времени выхода ФЭУ и достаточно резко падает с ростом амплитуды.

Вклад в шумы ФЭУ термоэмиссии динодов меньше. Это связано с тем, что амплитуда импульса на аноде ФЭУ, созданная термоэлектроном с каждого последующего динода, уменьшается в  $\beta$  раз.

Кроме того, в ФЭУ со сплавными динодами их термоэмиссией можно пренебречь, поскольку она во много раз меньше термоэмиссии фотокатода.

Импульсы шума возникают и за счет токов утечки. Сопrotивление изоляции между анодом и другими электродами в ФЭУ при нормальной температуре равно  $10^8$ — $10^9$  Ом. При обычных  $U \approx 1 \div 2$  кВ ток утечки составляет 1—20 мкА. Оценим амплитуды импульсов шума, обусловленных флуктуацией тока утечки, считая, что дисперсия в числе зарядов в интервале времени  $\tau$  равна числу зарядов. Тогда стандартное отклонение в числе зарядов будет  $\sqrt{6 \cdot 10^{18}} \sqrt{U\tau/R}$ . При токе  $U/R = 20$  мкА и  $\tau = 10^{-6}$  с это отклонение приблизительно равно  $10^4$  зарядов. Такие амплитуды импульсов становятся сравнимыми с импульсами шума, обусловленными термоэмиссией фотокатода, когда коэффициент усиления ФЭУ меньше или порядка  $10^4$ . При малых напряжениях на ФЭУ вклад импульсов шума, характеризуемых флуктуацией токов утечки, может быть определяющим, а при больших напряжениях основной вклад вносят импульсы от термоэлектронной эмиссии. Вклад импульсов шума от холодной эмиссии может иметь значение лишь при высокой разности потенциалов между динодами. Для холодной эмиссии необходимы напряженности электрического поля около  $10^5$  В/см. Такие поля могут возникать вблизи острых краев электродов.

Импульсы шума возникают в ФЭУ в результате ионной и оптической обратных связей. Протекающий в ФЭУ ток ионизует атомы оставшегося в колбе газа и паров цезия. Наибольшая плотность ионизации происходит вблизи анода, где ток наибольший.

Ионы под действием поля ускоряются и тормозятся на эмиттерах ФЭУ, создавая электроны, которые затем «размножаются» в динодной системе и создают импульсы. Это явление называют обратной ионной связью. Часть электронов после рассеяния на динодах может попасть на стеклянный корпус колбы и вызвать люминесценцию стекла. Фотоны люминесценции могут попасть на фотокатод и создать фотоэлектроны. В результате этого также появятся импульсы шума (обратная оптическая связь). При большом коэффициенте усиления эти явления приводят к образованию так называемых сопровождающих импульсов, которые следуют после импульса, вызванного сцинтилляциями.

Наконец, импульсы шума большой амплитуды образуются в результате люминесценции стекла колбы ФЭУ, возникающей под действием  $\beta$ -излучения радионуклида  $^{40}\text{K}$ , входящего в состав стекла.

Амплитуды импульсов шума удобно градуировать в шкале импульсов, создаваемых излучением в определенном сцинтилляторе. При нормальной температуре число регистрируемых в 1 мин импульсов шума с амплитудой выше 10 кэВ (в шкале амплитуд кристалла NaI) для разных ФЭУ лежит в пределах от нескольких единиц до нескольких сот. Скорость счета импульсов шума с ампли-

тудой выше 5 кэВ на порядок больше. Понижение температуры ФЭУ приводит к уменьшению числа импульсов шума в основном в области амплитуд импульсов ниже 10 кэВ.

В современных ФЭУ проблема импульсов шума становится существенной при регистрации излучения с энергией ниже 10 кэВ с кристаллом NaI и около 60 кэВ с кристаллом стибьбена. Один из самых эффективных способов подавления шумов — соединение сцинтиллятора с двумя ФЭУ, включенными в схему совпадений. Такая система позволяет выделять импульсы от сцинтилляций, возникших в кристалле от импульсов шума, так как импульсы шума в обоих ФЭУ, не коррелированные во времени, практически не регистрируются схемой совпадения.

## § 7.4. Характеристики сцинтилляционных счетчиков

**Форма импульса.** Форма импульса на выходе ФЭУ определяется временным распределением фотонов сцинтилляций, резисторами в цепи динодов и анода, а также междинодными емкостями. На форму импульса влияют также флуктуации числа образованных электронов на фотокатоде, флуктуации во времени прохождения их через ФЭУ, флуктуации коэффициента усиления ФЭУ. Здесь, рассматривая форму импульса, будем пока пренебрегать флуктуация-

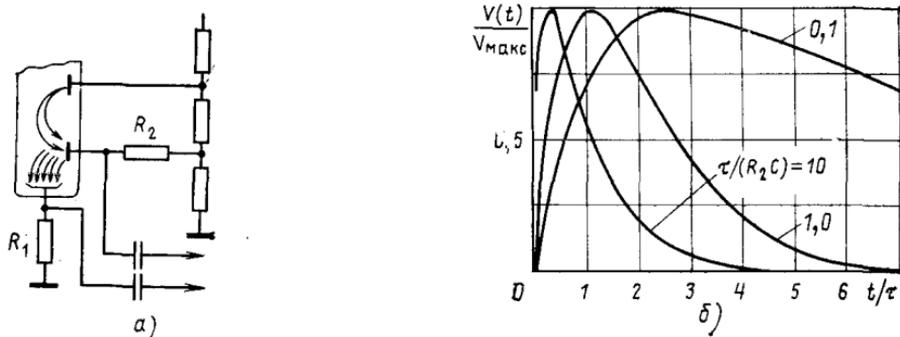


Рис. 7.12. Схема включения ФЭУ (а) и форма импульса сцинтилляционного счетчика при различных значениях  $\tau/(R_2C)$  (б)

ми, т. е. получим идеальную форму импульса. Влияние флуктуаций обсуждается ниже.

Схема включения ФЭУ показана на рис. 7.12, а. Импульс можно снять с анода (резистор  $R_1$ ) или динода (резистор  $R_2$  в цепи последнего динода). Если сигнал снимают с анода, то он отрицателен при нулевой нагрузке в цепи динодов ( $R_2=0$ ). Сигнал с динода положителен при нулевой нагрузке в цепи анода ( $R_1=0$ ). Импульс на резисторе в цепи динода положителен потому, что электронов, приходящих на динод, меньше, чем электронов, испускаемых в направлении анода, из-за вторичной электронной эмиссии.

Рассмотрим, как зависит от времени напряжение на резисторе в динодной цепи  $R_2$  в предположении, что в сцинтилляторе фотоны

испускаются по экспоненциальному закону с временем высвечивания  $\tau$  и вырывают из фотокатода  $N_0$  электронов, а в анодной цепи сопротивление резистора  $R_1=0$ . Очевидно, что  $V(t)=Q(t)/C$ , где  $C$  — эквивалентная емкость выхода ФЭУ;  $Q(t)$  — заряд в функции времени на этой емкости. Ток ФЭУ с учетом сделанных выше замечаний имеет следующую временную зависимость:  $i = \mathcal{M} N_0 e \times \times \exp(-t/\tau)/\tau$ . Этот ток заряжает эквивалентную емкость, скорость разрядки которой определяется постоянной  $R_2 C$ . Изменение заряда на емкости  $C$

$$dQ/dt = \mathcal{M} N_0 e \exp(-t/\tau) - Q/(R_2 C). \quad (7.13)$$

Здесь первый член — ток зарядки емкости, а второй — ток утечки заряда. Аналогичное уравнение и его решение в общем виде уже приводились в гл. 5 [см. (5.24) и (5.25)]. Решение (7.13):

$$Q(t) = N_0 e \mathcal{M} R_2 C \{ \exp(-t/\tau) - \exp[-t/(R_2 C)] \} / (\tau - R_2 C). \quad (7.14)$$

Если  $R_2 C \gg \tau$ , то импульс за время  $5\tau$  достигает своего максимального значения, равного  $N_0 e \mathcal{M} / C$ , а затем спадает по экспоненте с постоянной  $1/(R_2 C)$ . Действительно, при этих условиях решение (7.14) можно рассмотреть в двух областях значений:  $t \ll R_2 C$  и  $t \gg \tau$ . При  $t \ll R_2 C$

$$V(t) = N_0 e \mathcal{M} [1 - \exp(-t/\tau)] / C,$$

а при  $t \gg \tau$

$$V(t) = N_0 e \mathcal{M} \exp[-t/R_2 C] / C.$$

Таким образом, при  $R_2 C \gg \tau$  передний фронт импульса определяется временем высвечивания сцинтиллятора, а задний — постоянной ФЭУ  $R_2 C$ .

Если  $\tau \gg R_2 C$ , то импульс достигает своего максимального значения за время порядка  $5R_2 C$ , а спадает по экспоненте с постоянной  $\tau$ , т. е. в этом случае передний фронт определяется постоянной  $R_2 C$ , а задний — временем высвечивания кристалла  $\tau$ . Максимальное значение амплитуды при этом пропорционально  $N_0 e \mathcal{M} R_2 / \tau$ .

Интересен случай, когда  $\tau = R_2 C$ . Вынося за скобки (7.14) член  $\exp(-t/\tau)$  и заменяя экспоненту в скобках первыми двумя членами разложения, получаем

$$V(t) = N_0 e \mathcal{M} t \exp(-t/\tau) / (C\tau). \quad (7.15)$$

При этом импульс достигает своего максимального значения в момент  $t = \tau$  и равен  $N_0 e \mathcal{M} / (2,71 C)$ .

Время  $t^*$ , при котором импульс достигает своего максимального значения, можно получить, найдя производную от (7.14) и приравняв ее нулю:

$$t^* = \ln[\tau/(R_2 C)] \tau R_2 C / (\tau - R_2 C), \quad (7.16)$$

а значение амплитуды в максимуме можно вычислить, подставив (7.16) в (7.14).

На рис. 7.12, б показана форма импульса сцинтилляционного счетчика при различных отношениях  $\tau/R_2C$ . Видно, что передний фронт импульса можно получить достаточно коротким при  $R_2C < \tau$ , но за счет потери в амплитуде в  $R_2C/\tau$  раз. На самом деле длительность переднего фронта импульса не может быть как угодно малой и ограничена временными флуктуациями различного происхождения, а также тем, что образование возбужденных состояний в сцинтилляторе происходит не мгновенно (за  $10^{-10} - 10^{-11}$  с).

Рассмотрим качественно случай, когда имеются нагрузки в цепи анода и в цепи последнего динода, т. е. при  $R_2 \neq 0$  и  $R_1 \neq 0$ , когда время высвечивания сцинтиллятора много меньше  $R_1C$  и  $R_2C$ , и последим за напряжением на динодной нагрузке  $R_2$ . Импульс тока, вызванный сцинтилляцией, заряжает емкости динода и анода. Пусть через некоторое время  $t_1 < \tau$  заряд на аноде равен  $Q_a$ . Если при этом окажется, что  $Q_a/C$  — порядка разности потенциалов между анодом и последним динодом, то зарядка емкости анода практически прекращается, а в цепи динода ток изменяет полярность. Поэтому  $V(t)$  на диноде также может изменить знак (в зависимости от соотношения времени  $t_1/\tau$ , разности потенциалов между анодом и последним динодом, значений  $R_1C_1$  и  $R_2C_2$ ), и импульс будет биполярным. Очевидно, что при  $R_1 \rightarrow \infty$  импульс напряжения на нагрузке в цепи последнего динода отрицателен; в этом случае последний динод выполняет функции анода.

**Временные характеристики.** Оценим разрешающее время сцинтилляционного счетчика. Для этого (см. гл. 4) необходимо вычислить дисперсию  $D_{t^*}$  распределения отрезков времени  $t^*$  от момента попадания частицы в кристалл до момента времени, когда величина  $V(t)$  достигает заданного значения. Будем считать, что заряженные частицы попадают в сцинтиллятор с одной и той же энергией. Искомое значение дисперсии обусловлено рядом независимых друг от друга процессов. Поэтому  $D_{t^*} = \sum D_{t_i}$ . Вклад в  $D_{t^*}$  вносит, во-первых, статистический характер появления фотонов света в сцинтилляторе (эту величину обозначим  $D_{t_1}$ ), во-вторых, различие во времени движения фотонов до катода ФЭУ: фотоны образуются в разных местах сцинтиллятора и на катод могут попадать после нескольких рассеяний ( $D_{t_2}$ ), в-третьих, различие во времени движения электронов через ФЭУ ( $D_{t_3}$ ). Наконец, следует принимать во внимание в некоторых случаях и флуктуацию времени возбуждения сцинтиллятора  $D_{t_4}$ . Оценим  $D_{t_i}$ .

Рассмотрим дисперсию  $D_{t_1}$ , обусловленную статистическим характером появления фотонов в сцинтилляторе. Пусть в момент  $t=0$  в кристалле мгновенно возникает возбуждение, которое в среднем вырывает  $N_0$  электронов с фотокатода. Если допустить, что фотоны движутся до фотокатода одно и то же время, то появление электронов на фотокатоде во времени будет таким же, как и временное распределение фотонов. Среднее число электронов, появляющихся с фотокатода за время  $t$ ,

$$N = N_0 [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (7.17)$$

где  $\tau$  — время высвечивания сцинтиллятора. Оценим  $D_{t1}$ , полагая, что интересующие нас значения  $t^* \ll \tau$ . В этом случае  $N = N_0 t / \tau$  или  $t = N \tau / N_0 = f(N, N_0)$  и дисперсию  $D_{t1}$  можно оценить, полагая, что  $t = f(N, N_0)$  определяется данными значениями  $N$  и  $N_0$ , а не их средними значениями. Тогда  $D_{t1}$  можно выразить через дисперсии величин  $N$  и  $N_0$ , которые будем считать независимыми, поскольку  $N \ll N_0$ :

$$D_{t1} \approx (\partial f / \partial N)^2 D_N + (\partial f / \partial N_0)^2 D_{N_0} = (\tau^2 / N_0^2) D_N + (N^2 \tau^2 / N_0^4) D_{N_0}. \quad (7.18)$$

Дисперсию в  $N$  при  $t \ll \tau$  можно считать равной  $N$ . Дисперсия в полном числе электронов, вырываемых из фотокатода, равна  $N_0$ , тогда

$$D_{t1} = N \tau^2 (1 + N / N_0) / N_0^2 \approx N \tau^2 / N_0^2. \quad (7.19)$$

Таким образом, наименьшее значение  $D_{t1}$  при заданном  $N$  будет у сцинтилляторов с большим световыходом и малым временем высвечивания.

Дисперсию времени пролета фотонов от места их образования до фотокатода можно оценить по соотношению

$$D_{t2} \approx t_0^2 N / N_0, \quad (7.20)$$

где  $t_0$  — среднее время движения фотонов до катода по кратчайшему расстоянию (без рассеяния). Для кристаллов умеренных размеров величиной  $D_{t2}$  можно пренебречь. Однако если размеры сцинтилляторов и световодов достигают 30—50 см, то  $D_{t2} \sim D_{t1}$  при  $\tau \lesssim 10^{-8}$  с.

Испускание каждого электрона с фотокатода приводит к появлению многих электронов на аноде, время прихода которых на анод различно. Дисперсия  $D_{t3}$  зависит от очень многих параметров (напряжения на ФЭУ, распределения напряжения между диодами, конструкции диодной системы). Довольно сложные расчеты позволяют выразить искомую величину через дисперсию  $D_\phi$  временного распределения электронов на аноде ФЭУ, которое вызвано одним электроном, испущенным фотокатодом, и дисперсию числа электронов, испускаемых фотокатодом за время  $t$ :

$$D_{t3} \approx D_\phi / N. \quad (7.21)$$

Значения  $D_\phi$  определяют экспериментально. Для ФЭУ специальной конструкции  $D_\phi \approx 10^{-18}$  с<sup>2</sup>. Величину  $D_{t4}$  можно не принимать во внимание, если  $\tau > 10^{-10}$  с. Наименьшее значение  $D_{t*}$  имеют кристаллы малых размеров, используемые без световодов, так как в этом случае членом  $D_{t2}$  можно пренебречь. Оценим минимально возможное значение  $D_{t*}$ , полагая  $D_{t2} = D_{t4} = 0$ .

При  $N \ll N_0$  и  $t \ll \tau$  величина  $D_{t*}$  есть сумма двух величин:

$$D_{t*} = N \tau^2 / N_0^2 + D_\phi / N. \quad (7.22)$$

Видно, что  $D_{t*}$  в зависимости от  $N$  проходит через минимум, положение которого определяется свойствами сцинтиллятора и ФЭУ ( $N_0$ ,  $\tau$  и  $D_\phi$ ). Дифференцируя (7.22) по  $N$  и приравнявая производную нулю, находим, что  $D_{t*}$  имеет минимум при  $N^2 = D_\phi N_0^2 / \tau^2$ . Это условие (достижения минимального значения  $D_{t*}$ ) возможно, если  $D_\phi / \tau^2 < 1$  ( $N / N_0 \leq 1$  по определению) и если  $N \geq 1$  (необходим по крайней мере один электрон, чтобы создать

импульс). После подстановки полученного значения  $N$  в (7.22) получаем  $(D_{t^*})_{\min} = 2\tau D_{\phi}^{1/2}/N_0$ . При данных  $\tau$  и  $D_{\phi}$  отношение  $D_{\phi}/\tau^2 = N^2/N_0^2$ . Если положить  $N \geq 1$  и исключить  $D_{\phi}$ , то  $(D_{t^*})_{\min} \geq 2(\tau/N_0)^2$  при любых  $D_{\phi} < \tau^2$ . Последнее соотношение определяет физический предел  $(D_{t^*})_{\min}$ , если  $D_{\phi} < \tau^2$ . Если же  $D_{\phi} > \tau^2$ , то  $(D_{t^*})_{\min} \approx D_{\phi}/N_0$  [см. (7.22)].

В реальных случаях при оценке  $(D_{t^*})_{\min}$  необходимо принимать  $N \geq 10$ , так как из-за термоэмиссии имеется высокий фон импульсов с малой амплитудой. Лучшее разрешающее время схем совпадений с жидкими сцинтилляторами около  $3 \cdot 10^{-9}$  с, вдвое больше у стильбена — примерно  $6 \cdot 10^{-9}$  с, для кристалла NaI(Tl) около  $2 \cdot 10^{-8}$  с. Имеются в виду схемы совпадений, работающие в области 100 %-ной эффективности регистрации совпадений.

**Энергетическое разрешение.** Амплитуда импульса пропорциональна числу электронов, приходящих на анод ФЭУ, равному  $N_e = N\rho M$ , где  $N$  — среднее число фотонов, испущенных сцинтиллятором;  $M$  — средний коэффициент усиления ФЭУ;  $\rho$  — вероятность того, что фотон, образовавшийся в сцинтилляторе, приведет к появлению электрона на первом диноде ФЭУ. Последняя величина — это произведение вероятности попадания фотона на фотокатод на вероятность фотоэффекта на фотокатод и на вероятность попадания электрона на первый динод ФЭУ. Относительная средняя квадратическая флуктуация в импульсе  $\overline{\Delta V^2}/V^2$  связана с флуктуациями  $N$ ,  $\rho$  и  $M$  следующим образом:

$$\overline{\Delta V^2}/V^2 = D_N/N^2 + D_{\rho}/\rho^2 + D_M/M^2, \quad (7.23)$$

где  $D_N$ ,  $D_{\rho}$  и  $D_M$  — дисперсии  $N$ ,  $\rho$  и  $M$ .

При этом предполагается, что величины  $N$ ,  $\rho$  и  $M$  статистически независимы. Относительное значение дисперсии в числе фотонов, испускаемых сцинтиллятором, равно  $1/N$ . Величину  $D_{\rho}/\rho^2$  вряд ли можно оценить, поскольку она зависит от конкретных свойств ФЭУ и сцинтиллятора, особенно от того, насколько одинакова конверсионная эффективность фотокатода в различных точках, однороден кристалл (его прозрачность, его конверсионная эффективность), какова однородность оптического контакта сцинтиллятора с фотокатодом и т. д. Значение  $D_{\rho}/\rho^2$  для каждого конкретного сцинтилляционного счетчика можно измерить.

Дисперсия коэффициента усиления ФЭУ здесь определена как дисперсия в числе электронов на аноде ФЭУ, если на его первый динод попадает заданное (нефлуктуирующее) число электронов (в данном случае  $\rho N$ ). Вычислим дисперсию в числе электронов  $D_{N_e}$  на аноде ФЭУ с  $n$  динодами, принимая во внимание независимость дисперсии коэффициентов вторичной электронной эмиссии динодов. Тогда  $D_{N_e} = \sum_{i=1}^n (D_{N_e})_i$ , где  $(D_{N_e})_i$  — дисперсия в числе электронов

на аноде, найденная при условии, что только коэффициент вторичной электронной эмиссии  $i$ -го динода является случайной величиной с дисперсией  $(D_{\beta})_i$ , а

$(D_{\beta})_j$  при  $j \neq i$  равны нулю. Если на  $k$ -й динод приходит  $N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_{k-1}$  электронов, то с  $k$ -го динода испускается  $N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_{k-1}\beta_k$  электронов с дисперсией  $N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_{k-1}(D_{\beta})_k$ . При этом на анод попадает  $N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_n$  электронов и  $(D_{N_e})_k = N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_{k-1}(D_{\beta})_k\beta_{k+1}, \dots, \beta_n^2$ .

Таким образом,

$$D_{N_e} = N\rho \left\{ (D_{\beta})_1 \beta_2^2 \beta_3^2, \dots, \beta_n^2 + \beta_1 (D_{\beta})_2 \beta_3^2 \beta_4^2, \dots, \beta_n^2 + \beta_1 \beta_2, \dots, \beta_{n-1} (D_{\beta})_n \right\}. \quad (7.24)$$

Разделив левую и правую части на  $N_e^2 = (N\rho\beta_1\beta_2, \dots, \beta_n)^2$ , получим

$$\frac{D_{N_e}}{N_e^2} = \frac{1}{N\rho} \left\{ \frac{(D_{\beta})_1}{\beta_1^2} + \frac{1}{\beta_1} \frac{(D_{\beta})_2}{\beta_2^2} + \dots + \frac{1}{\beta_1\beta_2, \dots, \beta_{n-1}} \frac{(D_{\beta})_n}{\beta_n^2} \right\}. \quad (7.25)$$

Из (7.25) ясно, что основной вклад в дисперсию числа электронов на аноде вносит дисперсия коэффициента вторичной электронной эмиссии на первых динодах. Поэтому, полагая  $\beta = \beta_1 = \beta_2 = \dots = \beta_n$  и учитывая, что согласно данному выше определению  $D_M / M^2 = D_{N_e} / N_e^2$ , запишем

$$D_M / M^2 = D_{\beta} / [N\rho\beta^2 (1 - 1/\beta)]. \quad (7.26)$$

Дисперсия коэффициента усиления ФЭУ обратно пропорциональна числу электронов, попадающих на первый динод, и не зависит от числа динодов в ФЭУ. Дисперсию коэффициента вторичной электронной эмиссии  $D_{\beta}$  принимают обычно равной  $\beta$ . Поскольку  $\beta \approx 5$ , то  $D_M / M^2 \approx 1/N\rho(\beta - 1) \approx 1/4N\rho$ .

Окончательно выражение для относительной дисперсии амплитуд импульсов запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta V^2} / V^2 &= 1/N + D_p / \rho^2 + 1/[N\rho(\beta - 1)] \approx \\ &\approx [1 + \rho(\beta - 1)] / [N\rho(\beta - 1)] + D_p / \rho^2. \end{aligned} \quad (7.27)$$

Первый член в (7.27) обратно пропорционален числу фотонов, возникающих в сцинтилляторе, т. е. энергии излучения, а второй не зависит от энергии излучения и определяется качеством изготовления сцинтиллятора и ФЭУ. Распределение амплитуд импульсов около своего среднего значения хорошо аппроксимируется распределением Гаусса (это было показано многими измерениями). Тогда, полагая, что энергия частицы и амплитуды импульса пропорциональны, выразим (см. гл. 4) энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика через дисперсию:

$$\eta^2 = \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 = (2,36)^2 \frac{\overline{\Delta V^2}}{V^2} = (2,36)^2 \left( \frac{D_p}{\rho^2} + \frac{1 + \rho(\beta - 1)}{N\rho(\beta - 1)} \right). \quad (7.28)$$

Обозначая первый член  $\delta^2$  и замечая, что  $N$  связано с энергией частицы, получаем

$$\eta^2 = \delta^2 + C_1 / E, \quad (7.29)$$

где  $C_1 = (2,36)^2 \hbar\nu [1 + \rho(\beta - 1)] / [C_{ef}(\beta - 1)\rho]$ ;  $\hbar\nu / C_{ef}$  — энергия,

затрачиваемая заряженной частицей в сцинтилляторе на создание одного фотона.

Оценим постоянную  $C_1$ . Для кристаллов NaI(Tl) на создание одного фотона сцинтилляцией заряженная частица (электрон) затрачивает 30—50 эВ. Значение  $p$  составляет около 5 % (конверсионная эффективность фотокатода не лучше 0,1, но есть потери света и электронов при сборе на первый диод). Принимая  $\beta=5$ , получаем  $C_1=1 \cdot 10^{-3}$  МэВ. Для хороших сцинтилляционных счетчиков  $\delta^2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

При таких значениях  $C_1$  и  $\delta^2$  энергетическое разрешение  $\eta$  для энергии 1 МэВ приблизительно равно 4,5 %. При регистрации  $\gamma$ -излучения зависимость энергетического разрешения от энергии в виде (7.28) подтверждается на опыте в области энергий до 2—3 МэВ.

В области больших энергий  $\gamma$ -излучения флуктуации в числе фотонов люминесценции и флуктуации в коэффициенте усиления умножителя не имеют уже основного значения. Здесь становится существенной утечка излучения из кристалла. При регистрации  $\gamma$ -излучения электроны могут образовываться близко от поверхности кристалла и выходить из него, теряя часть своей энергии вне сцинтиллятора. Это приводит к появлению импульсов меньших амплитуд. Такой эффект имеет большое значение в тех случаях, когда фотон поглощается в кристалле в результате многих последовательных взаимодействий с электронами, и оказывается существенным даже для кристаллов больших размеров. Так, в кристалле диаметром 125 и длиной 200 мм при энергии фотонов около 4 МэВ вклад в энергетическое разрешение за счет утечек излучения из кристалла составляет около 5 %, а при энергии фотонов, равной 10 МэВ, этот вклад достигает примерно 8 %. В то же время статистические флуктуации для указанных энергий равны соответственно 4 и 2 %.

Энергетическое разрешение сцинтилляционных счетчиков, как видно из приведенных оценок и примеров, не является хорошим. С лучшим по световыходу кристаллом NaI(Tl) можно получать  $\eta \approx 14$  % при энергиях электронов около 100—150 кэВ. В области энергий выше 2—4 МэВ лучшее достигнутое энергетическое разрешение составляет около 4—5 %. Для других кристаллов энергетическое разрешение будет хуже, поскольку их конверсионная эффективность меньше. В стильбене, например, при регистрации протонов энергетическое разрешение можно оценить по  $\eta \sim 15/\sqrt{E_p}$  %, где  $E_p$  — энергия протонов, МэВ.

**Амплитудное распределение импульсов.** Сцинтилляционные счетчики широко используются для измерения энергетического распределения излучения. Функция отклика  $G(E, V)$  для заряженных частиц представляет собой распределение, близкое к распределению Гаусса, относительная ширина которого на половине высоты определяется энергетическим разрешением  $\eta$ . При регистрации фотонов и нейтронов функция отклика  $G(E, V)$  имеет более сложный вид и при этом возникает неоднозначная связь между энергией фотона (или нейтрона) и амплитудой импульса.

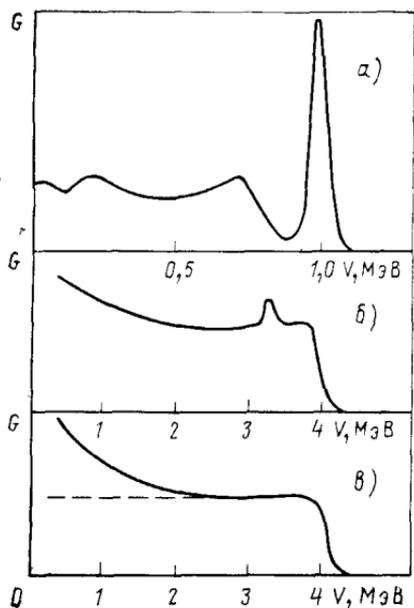
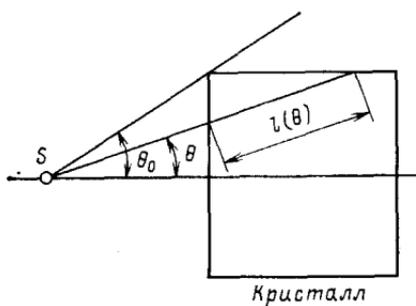


Рис. 7.13. Функции отклика: *а* — кристалл NaI(Tl), фотоны с энергией 1 МэВ; *б* — кристалл стильбена, фотоны с энергией 4,5 МэВ; *в* — кристалл стильбена, нейтроны с энергией 4 МэВ (пунктир — функция в шкале энергий протонов отдачи)

Рис. 7.14. К расчету эффективности сцинтилляционного счетчика



Для фотонов существенно наличие нескольких процессов взаимодействия. Фотоэлектрическое поглощение и образование пар приводят к возникновению максимумов в амплитудном распределении. Комptonовское рассеяние приводит к образованию непрерывного амплитудного распределения. При фотоэлектрическом поглощении вся энергия передается электрону и рентгеновскому фотону, что приводит к появлению пика полного поглощения. Второй процесс — образование пар — создает три пика в амплитудном распределении: первый — пик полного поглощения, когда в кристалле поглощаются оба аннигиляционных фотона, второй — при утечке из кристалла одного аннигиляционного фотона и третий — когда оба аннигиляционных фотона выходят из кристалла без взаимодействия.

В процессе формирования амплитудного распределения имеет существенное значение и многократное рассеяние фотонов внутри кристалла. Этот процесс приобретает тем большее значение, чем большие размеры кристалла.

В результате многократного взаимодействия фотонов в сцинтилляторе (в различных его частях) образуются электроны отдачи, которые впоследствии вызывают сцинтилляционный процесс. Так как время образования электронов ( $< 10^{-9}$  с) обычно мало в сравнении с временем высвечивания сцинтилляторов  $\tau$  ( $> 2 \cdot 10^{-9}$  с), то можно считать, что создаются единая световая вспышка и единый импульс на выходе сцинтилляционного счетчика.

Функции отклика, приведенные на рис. 7.13, *а* и 12.2, типичны для многих неорганических кристаллов, в состав которых входят элементы с большими атомными номерами. Функция  $G(E, V)$  при регистрации фотонов с помощью органических кристаллов пред-

ставляет собой непрерывное распределение, на фоне которого имеется лишь один слабый максимум, если энергия фотонов превышает 4 МэВ. Такой вид формы линии обусловлен тем, что фотоны в органических соединениях взаимодействуют с электронами в основном в результате комптон-эффекта. Вероятность фотоэффекта даже для фотонов с энергией 50 кэВ приблизительно в 20 раз меньше вероятности комптоновского рассеяния. Таким образом, органические кристаллы — практически чистые комптоновские рассеиватели. На рис. 7.13, б показана функция  $G(E, V)$  для кристалла стильбена диаметром и высотой 30 мм, облучаемого фотонами с энергией 4,45 МэВ. Граница функции  $G(E, V)$  соответствует фотонам, претерпевшим рассеяние на  $180^\circ$ . Небольшой максимум обязан эффекту образования пар. Форма линии мало похожа на спектр электронов отдачи при однократном рассеянии фотонов (см. гл. 2), хотя размеры кристалла, для которого получена функция  $G(E, V)$ , небольшие и вероятность многократного рассеяния мала. Дело в том, что здесь велика вероятность выхода комптоновских электронов за пределы кристалла, поскольку пробег электронов в органическом кристалле с энергией 3—4 МэВ составляет 1,5—2,0 см. Поэтому в представленном на рис. 7.13 спектре много импульсов с малой по сравнению с расчетным спектром электронов отдачи амплитудой (см. гл. 2).

Рассмотрим теперь вид функции  $G(E, V)$  при регистрации нейтронов. В неорганических кристаллах типа NaI (Tl) нейтроны упруго и неупруго рассеиваются на ядрах, поглощаются. Это основные процессы в области энергий нейтронов до нескольких мегаэлектрон-вольт. Ядра отдачи Na и I получают очень малую долю энергии нейтронов. Кроме того, плотность ионизации для ядер Na и I велика, и поэтому конверсионная эффективность много меньше, чем для электронов. Следовательно, амплитуды импульсов, создаваемые ядрами отдачи, небольшие: при энергии нейтрона 3 МэВ максимальные импульсы, созданные ядрами отдачи натрия, эквивалентны импульсам от электронов с энергией  $\lesssim 50$  кэВ.

При неупругом рассеянии нейтронов и их радиационном захвате (главным образом ядрами I) появляются фотоны, которые создают в результате взаимодействий с атомами электроны отдачи, а последние — импульсы на выходе ФЭУ. Таким образом, нейтроны в таких кристаллах регистрируются в результате двух последовательных взаимодействий — сначала нейтронов с ядрами и затем фотонов с электронами. Функция отклика  $G(E, V)$  в этом случае практически не зависит от энергии нейтронов, а определяется спектром фотонов радиационного захвата и неупругого рассеяния.

Регистрация нейтронов эффективна в органических сцинтилляторах, где люминесценция происходит под действием протонов отдачи. На рис. 7.13 показана функция  $G(E, V)$ , измеренная с кристаллом стильбена и нейтронами с энергией 4,0 МэВ. Протоны отдачи, как это уже было показано в гл. 2, от моноэнергетических нейтронов распределены по энергиям равновероятно. Функция  $G(E, V)$  отличается от такого распределения. Это связано, во-

первых, с нелинейной зависимостью амплитуды импульса от энергии протонов (см. рис. 7.6), во-вторых, с конечным значением энергетического разрешения сцинтилляционного счетчика. Кроме того, в кристалле, хотя и с малой вероятностью, происходят многократные соударения нейтронов с ядрами водорода и углерода, а при энергиях нейтронов выше 10—15 МэВ становится заметной  $(n, 3\alpha)$ -реакция на ядрах углерода. Пунктиром на рис. 7.13, в показана функция отклика в масштабе энергий протонов отдачи  $G(E, E_p)$ . В этом случае ( $E_n=4$  МэВ)  $G(E, E_p)$  очень близка к расчетному спектру протонов отдачи.

Наконец, опишем функцию  $G(E, V)$  для кристалла  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ . В этом случае нейтроны регистрируются по продуктам реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . Суммарная энергия  $\alpha$ -частицы и тритона равна сумме энергии реакции (4,78 МэВ) и энергии нейтрона. Поскольку энергетическое разрешение для кристалла  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  при энергиях  $\sim 5$  МэВ около 10 %, то нейтроны с энергиями ниже 250 кэВ будут производить импульсы одинаковой (в пределах разрешающей способности) амплитуды и создавать так называемый «тепловой» пик. Если энергии нейтронов выше 500 кэВ, то их импульсы уже можно отделить от импульсов, созданных нейтронами тепловых и промежуточных энергий. Сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов для ядер Li и I превышает сечение реакции  $(n, \alpha)$ , но амплитуды импульсов от ядер отдачи лития становятся сравнимыми с амплитудой импульсов теплового пика при энергиях нейтронов выше 11 МэВ. Поскольку энергия реакции велика, то с помощью амплитудной селекции можно регистрировать нейтроны низких энергий, избавляясь в значительной степени от импульсов, созданных  $\gamma$ -квантами

**Эффективность.** Эффективность сцинтилляционных счетчиков можно рассчитать сравнительно просто и с достаточной для многих приложений точностью. Рассмотрим сцинтиллятор в виде цилиндра, на оси которого находится источник моноэнергетических фотонов. По определению эффективность есть отношение числа зарегистрированных импульсов к числу попавших в детектор частиц. Число квантов, попавших в кристалл, определяется телесным углом, ограниченным углом  $\theta_0$  (рис. 7.14), т. е.  $A \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta / 2$  фотонов попадет в сцинтиллятор, где  $A$  — число фотонов, испускаемых источником изотропно по всем направлениям. Вероятность регистрации фотона, движущегося в направлении  $\theta$ , равна  $[1 - \exp(-l(\theta)\mu)]$ , где  $l$  — путь фотона в сцинтилляторе;  $\mu$  — полный линейный коэффициент ослабления фотонов в веществе сцинтиллятора. Очевидно, что для указанной геометрии эффективность

$$\epsilon_d = A \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} [1 - \exp(-l(\theta)\mu)] \sin \theta d\theta / 4\pi A \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta / 2. \quad (7.30)$$

Полученное значение эффективности справедливо в том случае, если регистрируется каждый импульс, появившийся в результате

взаимодействия фотонов с кристаллом. Если у регистрирующей системы есть порог срабатывания  $V_B$ , то эффективность регистрации

$$\varepsilon(V_B) = \varepsilon_d \int_{V_B}^{V_{\text{макс}}} G(E, V) dV / \int_0^{V_{\text{макс}}} G(E, V) dV. \quad (7.31)$$

Для определения  $\varepsilon(V_B)$  необходимо знать  $G(E, V)$ . Если расчет  $\varepsilon_d$  можно произвести всегда достаточно уверенно, поскольку величины  $\mu(E)$  известны с погрешностью 1—1,5%, а размеры кристалла и его плотность также можно определить с необходимой точностью, то расчет  $G(E, V)$  — сложная задача. Расчет эффективности регистрации нейтронов по ядрам отдачи водорода проводится аналогичным образом.

При регистрации фотонов сцинтилляционными счетчиками с неорганическими кристаллами часто используют понятие эффективности по фотопику. Функция  $G(E, V)$  для неорганических кристаллов и энергий фотонов ниже 4—5 МэВ обычно имеет четко выраженный пик полного поглощения (фотопик). Эффективность по фотопику определяют как отношение числа импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения (фотопике), к числу фотонов, попавших в кристалл. На рис. 7.13, а показана функция  $G(E, V)$  для кристалла NaI (Tl) и фотонов с энергией 1 МэВ. Обозначая площадь под фотопиком  $S_\phi$ , а всю площадь под функцией  $G(E, V)$   $S$ , получаем

$$\varepsilon_\phi = \varepsilon_d S_\phi / S, \quad (7.32)$$

где  $\varepsilon_\phi$  — эффективность по фотопику.

Эффективность регистрации сцинтилляционным счетчиком фотонов и нейтронов довольно большая. Так, для кристалла NaI (Tl) диаметром и высотой 40 мм для параллельного пучка фотонов с энергией 5 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,35$ , а для фотонов с энергией 0,5 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,7$ . Отношение  $S_\phi / S$  для такого кристалла при энергии фотонов 4,5 МэВ составляет примерно 0,2, а при энергии 0,66 МэВ — около 0,5. Эффективность регистрации нейтронов с энергией 10 МэВ кристаллом стиблена высотой и диаметром 30 мм — около 10%. При энергии нейтронов 1 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,45$ .

## Глава 8

### ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

#### § 8.1. Камера Вильсона

**Физические основы работы.** Пересыщение. Если в парогазовой смеси давление паров выше давления насыщенных паров при данной температуре, то такое состояние пара называют пересыщенным. Пересыщение  $S$  определяется как отношение плотности пересыщенного пара (в данный момент) к плотности насыщенных паров при той же температуре. Пересыщенное состояние пара можно

получить при быстром увеличении объема или быстром изменении температуры. Пересыщенное состояние парогазовой смеси не является стабильным. При наличии центров конденсации часть пара переходит в жидкую фазу. Конденсация пара продолжается до тех пор, пока его давление не достигнет давления насыщенного пара.

Центрами конденсации при низком пересыщении являются частицы пыли. Обычно в воздухе содержатся частицы пыли размером  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  см. Такие частицы становятся центрами конденсации при очень низком пересыщении (1,00—1,12). В 1899 г. Вильсон обратил внимание на то, что в парогазовой смеси, очищенной от пыли, конденсация происходит при пересыщении  $S > 4$ , если рядом с камерой поместить источник ионизирующего излучения. Несколько позднее Дж. Дж. Томсон показал, что центры ионизации в данном случае — ионы. И наконец, при  $S > 8$  во всем объеме камеры образуется туман, плотность которого тем больше, чем больше пересыщение. В этом случае конденсация происходит и без ионизирующего излучения. Таким образом, если создается пересыщенное состояние при  $4 < S < 8$ , центрами конденсации могут быть ионы. Это явление и было использовано Вильсоном для создания камеры, в которой за счет расширения создается метастабильное пересыщенное состояние. При прохождении заряженной частицы через камеру в ней образуются ионы, на них происходит конденсация, т. е. вырастают капельки жидкости, которые можно фотографировать. Такая камера позволяет сфотографировать след (трек), оставленный заряженной частицей.

Пересыщение зависит от конкретных свойств пара и газа (температуры, давления, теплоемкости) и особенно от изменения объема при расширении. Найдем связь между этими величинами. Для этого рассмотрим объем  $\mathcal{V}_1$ , в котором имеются пар при давлении  $p_1$  и газ при давлении  $p_г$ . Пусть эта парогазовая смесь находится при температуре  $T_1$  такой, что давление  $p_1$  соответствует давлению насыщенных паров. Тогда по закону Клайперона величины  $p_1$ ,  $\mathcal{V}_1$  и  $T_1$  связаны между собой следующим образом:

$$p_1 \mathcal{V}_1 = M_1 R T_1 / M, \quad (8.1)$$

где  $M_1$  — масса пара в объеме  $\mathcal{V}_1$ ;  $M$  — его грамм-молекулярная масса;  $R$  — газовая постоянная.

Увеличим мгновенно объем  $\mathcal{V}_1$  до  $\mathcal{V}_2$ . Поскольку температура при адиабатическом расширении упадет, то пар окажется пересыщенным, а это состояние неустойчиво. Такое состояние можно описать уравнением

$$p_2' \mathcal{V}_2 = M_1 R T_2' / M. \quad (8.2)$$

После конденсации изменятся масса пара и его давление, а также температура газовой смеси. Это состояние, уже устойчивое после конденсации, охарактеризуем соотношением

$$p_2 \mathcal{V}_2 = M_2 R T_2 / M. \quad (8.3)$$

Поскольку предполагается адиабатическое расширение, то температуру парогазовой смеси после расширения можно найти, используя закон Пуассона:

$$T_1 \vartheta_1^{\gamma-1} = T_2 \vartheta_2^{\gamma-1}. \quad (8.4)$$

Здесь  $\gamma$  — отношение теплоемкостей газовой смеси ( $\gamma = C_p/C_v$ ), которое можно определить, зная парциальные давления газа  $p_g$  и пара  $p_n$  и отношения их удельных теплоемкостей  $\gamma_g$  и  $\gamma_n$ :

$$\frac{1}{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma_g-1} \frac{p_g}{p_g+p_n} + \frac{1}{\gamma_n-1} \frac{p_n}{p_g+p_n}. \quad (8.5)$$

Как уже было отмечено выше, пересыщение  $S = M_1/M_2$ . Определяя  $M_1$  и  $M_2$  из (8.1) и (8.3), запишем выражение для пересыщения в виде

$$S = (p_1 \vartheta_1 / T_1) (T_2 / p_2 \vartheta_2). \quad (8.6)$$

Удобно связать пересыщение с расширением

$$(1 + \Delta \vartheta) = \vartheta_2 / \vartheta_1 = 1 + (\vartheta_2 - \vartheta_1) / \vartheta_1. \quad (8.7)$$

Обычно камера Вильсона работает при небольшом  $\Delta \vartheta$ , поэтому можно пренебречь разностью температур  $T_2$  и  $T'_2$  и считать  $T_2 \approx T'_2$ . Малая разность температур  $T_2$  и  $T'_2$  связана с тем, что изменение температуры от  $T'_2$  до  $T_2$  происходит в результате конденсации пара, масса которого много меньше массы газа. Тогда, заменяя в (8.6)  $T_2$  на  $T'_2$  и используя (8.4), получаем

$$S = p_1 [1 / (1 + \Delta \vartheta)]^\gamma / p_2. \quad (8.8)$$

Эта зависимость пересыщения пара от расширения и давления  $p_1$  и  $p_2$  в неявном виде определяется свойствами газа и пара, их парциальными давлениями, начальной температурой. Поэтому по (8.8) трудно проследить зависимость  $S$  от  $(1 + \Delta \vartheta)$  или от  $\gamma$  при одинаковых начальных условиях. В связи с этим для дальнейшего анализа воспользуемся подходящей эмпирической зависимостью давления насыщенных паров от температуры. Например, давление насыщенных паров воды в области температур 250—350 К можно представить в виде  $\lg p \approx (0,0293 T - 7,38)$ . Используя эту эмпирическую зависимость и заменяя  $T_1/T_2$  по (8.4), получаем зависимость пересыщения паров воды от расширения, начальной температуры и отношения теплоемкостей парогазовой смеси:

$$S = \left( \frac{1}{1 + \Delta \vartheta} \right)^\gamma \exp \left\{ 0,0293 T_1 \left[ 1 - \left( \frac{1}{1 + \Delta \vartheta} \right)^{\gamma-1} \right] \right\}, \quad (8.9)$$

или при малых значениях  $\gamma \Delta \vartheta$  и  $T_1 = 300$  К

$$S \approx (1 - \gamma \Delta \vartheta) \exp [8,79 \Delta \vartheta (\gamma - 1)].$$

Из приведенных соотношений видно, что пересыщение при заданных начальных условиях ( $T$  и  $\gamma$ ) тем больше, чем больше расширение. Правда,  $S(\Delta \vartheta)$  имеет максимум, который при  $\gamma = 1,3$  и  $T \approx 300$  К достигается при очень больших, не представляющих интереса значениях  $\Delta \vartheta$  (около 5—6). Кроме того, из этих же соотношений видно, что при заданном значении  $\Delta \vartheta$  пересыщение тем больше, чем больше  $\gamma$ .

Есть одно очевидное требование при конструировании камеры. Желательно, чтобы необходимое пересыщение в камере наступало

при возможно меньших расширениях. Чем меньше расширение, тем меньше нагрев камеры при сжатии и тем меньше турбулентные движения газа и, следовательно, лучше качество трека. При малых расширениях можно избежать целый ряд трудностей в изготовлении системы механического привода. Поэтому целесообразно выбрать такую парогазовую смесь и такие начальные условия, чтобы необходимое пересыщение было достигнуто при наименьшем расширении и чтобы при заданных начальной температуре и давлении газа парогазовая смесь обладала наибольшим  $\gamma$ . Из (8.5) видно, что надо использовать одноатомные газы, для которых  $\gamma_r$  больше, чем для многоатомных. Значения  $\gamma_p$  для паров меньше, чем для одноатомных газов (для аргона  $\gamma_r = 1,66$ , для паров воды  $\gamma_{H_2O} = 1,30$ , для паров спирта  $\gamma_{C_2H_5OH} = 1,13$ ). Поэтому выбирают такую жидкость, для которой  $p_{II}/(\gamma_p - 1)(p_r + p_p)$  по возможности меньше. Это значит, что при заданной начальной температуре выбирают жидкость, у которой наименьшее давление паров и наибольшее значение  $\gamma_p$ . Поскольку давление насыщенного пара спирта при данной температуре выше давления насыщенного пара воды, а  $\gamma_{H_2O} > \gamma_{C_2H_5OH}$ , то пересыщение при заданном расширении будет больше, если использовать пар воды. В табл. 8.1 приведены значе-

Таблица 8.1. Значения пересыщения для некоторых парогазовых смесей

Газ	Пар	$\gamma_r$	$T_2$ , К	$p_1$ , гПа	$p_2$ , гПа	$S$
Аг	H <sub>2</sub> O	1,66	253	23,3	1,02	15,6
Воздух	H <sub>2</sub> O	1,40	267	27,3	3,96	4,2
СО <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	1,31	273	23,3	6,24	2,8
Воздух	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	1,37	270	58,5	4,54	3,4

ния пересыщения для разных смесей при расширении, равном 1,25, начальной температуре 293 К и начальном давлении газа 150 кПа.

Пересыщение при прочих равных условиях зависит от давления неконденсирующегося газа. Если  $\gamma_r > \gamma_p$ , то чем выше давление газа, тем больше пересыщение при данном расширении. Работа при более высоком начальном давлении, кроме того, увеличивает число пар ионов на единицу пути частицы (плотность центров конденсации), что делает треки более четкими. Однако чрезмерное увеличение давления газа в камере увеличивает ее инерционность (см. ниже).

Повышение начальной температуры при прочих равных условиях приводит к увеличению необходимого расширения для достижения заданного пересыщения. Этот вывод очевиден, поскольку, с одной стороны, чем выше начальная температура, тем выше давление пара и, следовательно, меньше  $\gamma$ , а с другой стороны, увеличение начальной температуры приводит к росту показателя экспоненты в (8.9). Насколько сильно влияние начальной температуры,

можно судить по приведенным ниже цифрам. Для смеси воздух — этиловый спирт (полное давление 0,15 МПа) при расширении 1,2 пересыщение равно 2,08 при начальной температуре 40 °С и 2,65 при температуре 10 °С. Итак, получение необходимого пересыщения при минимальном расширении требует уменьшения начальной температуры, повышения давления газа, использования инертных (одноатомных) газов.

Образование и рост капель в пересыщенном паре. Процесс роста капель в пересыщенном паре легко понять, если принять во внимание соотношение Кельвина, которое связывает давление насыщенных паров над плоскостью  $p_\infty$  и над каплей радиусом  $r$ :

$$p_r = p_\infty \exp [2\sigma M / (rRT\rho)]. \quad (8.10)$$

Здесь  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность жидкости; для водяного пара при  $T = 293$  К это соотношение имеет вид

$$p_r = p_\infty \exp [1,09 \cdot 10^{-7} / r], \quad (8.11)$$

где  $r$  — радиус капли, см.

Давление паров над каплей радиусом  $r$  всегда больше давления насыщенных паров над плоскостью  $p_\infty$ . Правда, это различие невелико, если радиус капли  $r > 10^{-7}$  см. Если в парогазовой смеси при  $S = 1$  появляются капли, то они испарятся, поскольку  $p_r > p_\infty$ . В случае пересыщенного пара давление над каплей определяется тем же соотношением (8.10), а давление пересыщенного пара равно  $Sp_\infty$ . При этом давление пара над каплей  $p_r$  может быть и больше, и меньше давления пересыщенного пара  $Sp_\infty$  в зависимости от пересыщения и радиуса капли. Найдем такой радиус капли  $r_k$  (критический радиус), при котором давление паров над каплей будет равно  $Sp_\infty$ . Из (8.11) получаем  $r_k = 1,09 \cdot 10^{-7} / \ln S$ . Пусть при заданном пересыщении  $S$  образовались капли радиусом  $r < r_k$ . Для этих капель  $p_r > Sp_\infty$ . Они будут испаряться. Если же появятся капли с радиусом  $r > r_k$ , то  $p_r < Sp_\infty$ , и эти капли будут расти до тех пор, пока они не «упадут». Это значит, что в парогазовой смеси капли жидкости могут быть в равновесии только при  $r = r_k$ . Но это состояние неустойчивое, поскольку в результате флуктуаций радиуса капель они или испарятся, или упадут. Таким образом, если в некоторой емкости существует пересыщенное состояние пара, то для его конденсации необходимо образование центров конденсации (капель) с радиусом

$$r > r_k = 1,09 \cdot 10^{-7} / \ln S.$$

Приведенные рассуждения объясняют конденсацию пара в пыльном воздухе. Обычно в нем содержатся частицы пыли, размеры которых колеблются в пределах  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  см. Эти размеры настолько велики, что конденсация на таких центрах происходит при очень малом пересыщении — от 1,001 до 1,12. Следовательно, в ка-

мере, наполненной пыльным воздухом, образуется густой туман уже при малом расширении. Но если воздух очищен от пыли, то при пересыщении, меньшем восьми, в нем не происходит конденсация, если нет заряженных частиц. Другими словами, это означает, что частицы пара при пересыщении, меньшем восьми, не имеют капелек жидкости, радиус которых больше  $5,2 \cdot 10^{-8}$  см\*. В паре нет тогда и капелек с меньшим радиусом, поскольку они испаряются. Почему же происходит конденсация на ионах? Дело в том, что отношение давлений насыщенного пара в виде (8.10) несправедливо для заряженных капелек во всей области значений  $r$ . Если считать, что центр конденсации — ионы и что каждая капля (центр конденсации) имеет по крайней мере единичный заряд  $e$ , то помимо потенциальной энергии поверхностного натяжения в (8.10) необходимо учитывать энергию электростатического отталкивания.

Считая, что каждая капля несет единичный заряд, можно получить следующее выражение:

$$\ln(p_r/p_\infty) = M [2\sigma/r - e^2/(8\pi r^4)]/RT\rho. \quad (8.12)$$

В правой части приведенного выражения теперь два члена, которые зависят от давления, обусловленного поверхностным натяжением,

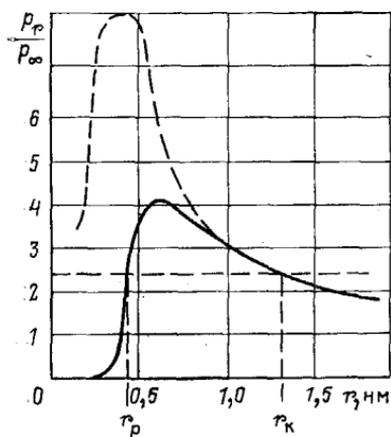


Рис. 8.1. Зависимость  $p_r/p_\infty$  от радиуса заряженных и незаряженных (пунктир) капелек (указаны  $r_p$  и  $r_k$  для заряженных капелек при  $S=2,5$ )

критическим, меньший — равновесным. Если радиус капли  $r > r_k$ , капля будет расти и упадет, а если  $r < r_k$ , то капля будет испаряться. Процесс испарения (и уменьшения радиуса капли) будет продолжаться до тех пор, пока радиус капли не уменьшится до  $r_p$ .

и от электрического поля. Их знаки противоположны, поскольку с уменьшением радиуса капли потенциальная энергия поверхностного натяжения убывает, а электростатическая потенциальная энергия растет. Это приводит к тому, что отношение  $p_r/p_\infty$  в зависимости от радиуса капли проходит через максимум при радиусе капли  $r=r_0$ . Такая зависимость для заряженных капелек воды, а также для незаряженных капелек приведена на рис. 8.1.

Рассмотрим поведение заряженных капелек в объеме с заданным пересыщением  $S$ . Пусть  $S < (p_r/p_\infty)_{\max}$ . При этом имеются два значения радиуса капелек, которые удовлетворяют уравнению (8.12). Обозначим их  $r_k$  и  $r_p$  ( $r_k > r_p$ ). Больший радиус будем называть

\* В капле радиусом  $5,2 \cdot 10^{-8}$  см содержится около 60 молекул  $H_2O$ .

При  $r=r_p$  капля устойчива, так как с увеличением радиуса капли давление паров над ней будет расти, а при уменьшении радиуса капли давление паров над ней будет падать. Наконец, если образуются заряженные капли с радиусом  $r < r_p$ , то они конденсируются и достигают равновесного радиуса. Таким образом, в объеме с парогазовой смесью, где  $S < (p_r/p_\infty)_{\text{макс}}$ , после прохождения заряженной частицы образуются заряженные капли в равновесном состоянии. Например, если  $S=1$ , то равновесный радиус заряженной капли равен  $4 \cdot 10^{-8}$  см (однозарядная капля). Если теперь в результате расширения увеличить пересыщение до  $4 < S < 8$ , то давление насыщенных паров над каплей независимо от ее радиуса будет меньше  $S p_\infty$ , поскольку  $S > (p_r/p_\infty)_{\text{макс}}$ ; капля будет расти и после достижения макроскопических размеров упадет. Очевидно, что если начальные значения  $S > (p_r/p_\infty)_{\text{макс}}$ , то сразу же после образования заряженных капель любого радиуса эти капли будут расти.

Образование тумана в парах воды при пересыщении, большем восьми, можно объяснить качественно, введя зависимость поверхностного натяжения от радиуса капли. При получении (8.10) предполагалось, что коэффициент поверхностного натяжения не зависит от радиуса капли жидкости, а такая зависимость существует. Оказывается, что  $\sigma \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow 0$ ; с увеличением радиуса капли вырастает и  $\sigma$ , достигая максимального значения. Такое поведение  $\sigma(r)$  достаточно, чтобы  $p_r/p_\infty$  для незаряженных капель имело по крайней мере один максимум. Тогда в водяном паре всегда будут иметься в равновесии капельки, но они смогут вырасти до видимых размеров (образовать туман), если пересыщение будет выше  $(p_r/p_\infty)_{\text{макс}}$ . Для водяного пара  $(p_r/p_\infty)_{\text{макс}}=8$ , поэтому при пересыщении пара воды больше восьми происходит его интенсивная конденсация.

Скорость роста капель определяется скоростью диффузии пара к растущей капле и отводом от нее тепла. В предположении, что плотность капли изменяется от плотности жидкости в центре капли до плотности насыщенного пара на ее поверхности, скорость роста капли оказывается обратно пропорциональной ее радиусу, т. е.  $dr/dt=c/r$ , где  $c$  — постоянная. Время, необходимое для достижения капель видимых размеров (около  $10^{-3}$  см), составляет 0,1—0,25 с.

**Устройство камеры Вильсона и некоторые ее характеристики.** В камере Вильсона (рис. 8.2) верхнюю крышку и боковые стенки обычно делают стеклянными; через верхнюю крышку фотографируют треки, а через боковые стенки освещают камеру. Дно камеры — это диафрагма, при движении которой образуется пар в пересыщенном состоянии. Дно камеры для лучших условий фотографирования покрывают черным бархатом (для создания лучших условий фотографирования), пропитанным водой (или водоспиртовой смесью).

Камеру Вильсона часто помещают в магнитное поле, что позволяет определять больше параметров регистрируемых частиц. След

частицы необходимо сфотографировать таким образом, чтобы можно было найти длину пробега отдельной частицы, кривизну ее траектории и углы между траекториями частиц, движущихся в любой плоскости. Для этого треки фотографируют с двух различных точек.

Рабочий цикл камеры включает в себя расширение, включение освещения, фотографирование треков и сжатие. Расширение происходит за время от нескольких сотых до десятых долей секунды в зависимости от конструкции и размеров камеры. После того как

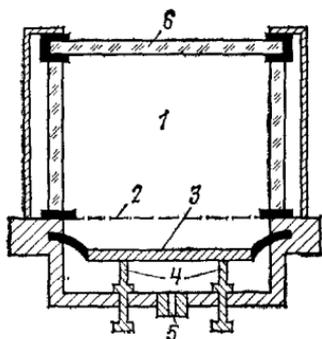


Рис. 8.2. Камера Вильсона:

1 — рабочий объем; 2 — сетка; 3 — подвижная диафрагма; 4 — ограничители хода диафрагмы; 5 — отверстие для изменения давления под диафрагмой; 6 — стеклянные стенки

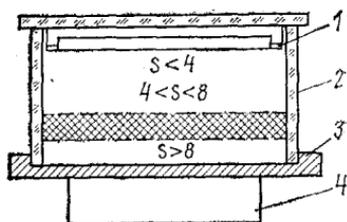


Рис. 8.3. Диффузионная камера:

1 — желоб с испаряющейся жидкостью; 2 — стеклянные стенки; 3 — массивная медная плита; 4 — холодильник

произошло расширение, газ в камере постепенно нагревается за счет притока тепла от стенок, пересыщение уменьшается и после некоторого времени, называемого *временем чувствительности камеры*, конденсация на ионах прекращается. Время чувствительности камеры определяют как время после расширения, в течение которого в камере остается пересыщение, достаточное для конденсации пара на ионах. (Оценки времени чувствительности приведены ниже.) После фотографирования треков объем камеры уменьшают. Парогазовая смесь в камере после сжатия будет находиться при более высокой температуре, чем в начале рабочего цикла. Повышение температуры, как уже отмечалось, требует большего расширения для достижения необходимого пересыщения. Поэтому после сжатия, чтобы установить начальную температуру, необходимо некоторое время. Это время для камер с низким давлением и небольшим объемом может быть порядка 1 с. Но в камерах с большим объемом и высоким давлением оно может достигать сотен секунд. Так, при давлении в камере около 10 МПа после каждого сжатия требуется около 900 с для отвода тепла, выделившегося при сжатии, после чего камера вновь готова к следующему расширению.

Чтобы рассчитать время чувствительности камеры, необходимо решить задачу о передаче тепла от стенок камеры к газу, при этом температуру стенок

можно считать постоянной, поскольку их теплоемкость и теплопроводность существенно больше, чем у газа, наполняющего камеру. Очевидно, что скорость нагрева тем больше, чем больше поверхность камеры и чем меньше ее объем. Увеличение давления приводит к большему времени чувствительности, так как возрастает масса нагреваемого газа. Время чувствительности  $t_s$  больше, если при расширении создается большее пересыщение.

Для камеры диаметром и высотой около 30 см  $t_s=0,5$  с, а для камеры высотой и диаметром 16 см  $t_s=0,05$  с. Время чувствительности можно увеличить, если после расширения компенсировать нагрев парогазовой смеси медленным увеличением объема.

При регистрации редких и случайных событий (исследование характеристик заряженных частиц космического излучения) камеры Вильсона используют в автоматическом режиме работы, т. е. в таком режиме, когда расширение происходит при прохождении через камеру заряженной частицы. Автоматический режим работы осуществляют, например, с помощью газоразрядных счетчиков, расположенных над камерой и под нею. Совпадающие во времени импульсы от «верхних» и «нижних» счетчиков свидетельствуют о прохождении заряженной частицы через объем камеры. Импульс совпадения используется для включения механизма расширения камеры. При этом необходимо, чтобы время ( $\tau$ ) от момента прохождения частицы до создания необходимого пересыщения в камере было мало для получения качественных снимков (см. ниже), а время чувствительности было достаточным, чтобы капли успели вырасти до размеров больше  $r_0$ , определяемых (8.12) при  $p_1/p_\infty=4$ . Для паров воды  $r_0=6 \cdot 10^{-8}$ , а время роста капель от  $r_p \approx 4 \cdot 10^{-8}$  см до  $r_0$  составляет 0,01 с.

При регистрации различных событий от заряженных частиц, получаемых на импульсных ускорителях, для срабатывания механизма расширения объема камеры используют сигнал от электрической (или электронной) системы самого ускорителя. Требования к длительности времени чувствительности и к времени  $\tau$  в этом случае аналогичны рассмотренным выше.

Наконец, когда камера работает без управления, то время ее чувствительности имеет смысл выбирать по возможности большим, чтобы увеличить вероятность регистрации исследуемого события.

Качество снимков зависит от многих обстоятельств. Рассмотрим некоторые из них. Прежде всего, чтобы получить качественные снимки, необходимо интенсивное освещение, тогда можно применять малую апертуру и иметь большую глубину резкости. Большая освещенность будет при расположении оптической оси фотокамеры под небольшим углом к направлению освещения. Для освещения используют лампы мощностью 100—1000 Вт. Совершенно ясно, что освещение должно быть импульсным, поскольку длительное освещение такими мощными источниками света приводит к уменьшению времени чувствительности камеры и дополнительным трудностям, связанным с поддержкой заданной температуры стенок.

Поперечные размеры треков (их резкость) зависят от времени, которое проходит от момента пролета заряженной частицы до момента наступления необходимого пересыщения и момента фотографирования. Дело в том, что образовавшиеся ионы диффундируют. Скорость «расползания» следа зависит от коэффициента диффузии. Обычно шириной следа считают область, в которой содержится 90 % изображений ионов. Если время, прошедшее от момента образования ионов до момента создания необходимого пересыщения,  $\tau$ , а коэффициент

диффузии  $D$ , то ширина следа  $x \approx 5 \sqrt{D\tau}$ . При  $D \approx 0,03$  (воздух при нормальном давлении) для  $x \approx 1$  мм  $\tau \approx 0,01$  с.

Время  $\tau$  определяется временем движения поршня камеры. Поэтому  $\tau$  тем меньше, чем меньше масса поршня, меньше необходимое расширение камеры и больше сила, приложенная к поршню. Чтобы получить хорошие снимки, полезно увеличить давление в камере, поскольку при этом уменьшается коэффициент диффузии и растет плотность ионизации. После того как в камере достигнуто необходимое пересыщение, диффузией заряженных капель можно пренебречь. Однако задержка момента фотографирования относительно момента расширения нежелательна, так как капли, достигшие размеров порядка  $10^{-3}$  см, приобретают уже скорость падения около 1 см/с в гравитационном поле Земли. Практически установлено, что сфотографировать трек без заметных искажений через 0,3 с после расширения не удается.

Снимки треков могут быть искажены также оптической системой фотокамеры из-за преломления света при прохождении через стеклянную крышку камеры и турбулентного движения газа в камере после расширения. Искажения, вносимые оптической системой и преломлением света при использовании специальных объективов, в значительной степени компенсируют друг друга. Кроме того, на эти искажения можно вносить соответствующие поправки. Размытие треков из-за движения газа в камере после расширения сводят к минимуму с помощью специальных устройств. Так, турбулентное движение газа становится значительно меньше, если перед диафрагмой камеры (поршнем) поместить сетку или перфорированную пластинку.

Плотность капель вдоль треков заряженных частиц в камерах Вильсона пропорциональна плотности ионизации. Плотность треков определяют по числу сгустков капель вдоль трека. Такие сгустки образуют электроны с энергией порядка нескольких сот электрон-вольт, появляющиеся в результате ионизации. Для измерения плотности ионизации необходимо выбирать резкие нерасплывшиеся треки, которые можно получить при правильном выборе момента расширения.

Кривизну трека в магнитном поле с помощью камеры Вильсона при длине трека 10—20 см можно определить с погрешностью 0,01—0,02 см. Это позволяет в поле напряженностью 1 Тл на длине трека 20 см определить радиус кривизны с погрешностью около 5 % для частиц с импульсом порядка  $3 \cdot 10^{-8}$  МэВ·с/см.

**Камера непрерывного действия (диффузионная камера).** В некоторых случаях при исследованиях постоянного во времени поля излучения и невозможности управления камерой [исследование продуктов ( $\gamma$ ,  $p$ )-, ( $n$ ,  $p$ )-реакций и т. д.] желательны, чтобы время чувствительности камеры было как можно больше. Поэтому представляют интерес камеры непрерывного действия (диффузионные камеры).

Принцип работы диффузионной камеры тот же, что и камеры Вильсона, но область пересыщенного пара образуется в ней в результате диффузии пара через газ, в котором создан большой температурный градиент. Схема одного из вариантов диффузионной камеры низкого (нормального) давления дана на рис. 8.3. В верхней части камеры находится желоб с испаряющейся жидкостью (например, спирт). Желоб имеет подогреватель. Верхняя и боковые стенки камеры стеклянные. Основание камеры — массивная медная пластина, которая поддерживается при температуре около  $-(40-70)^\circ\text{C}$ . Такое устройство создает вертикальный температурный градиент в газе. Насыщенные пары спирта диффунди-

дуют вниз, в область низкой температуры, и постепенно, по мере падения они становятся все более пересыщенными. Следовательно, в некоторой области они имеют достаточное пересыщение для образования капель на ионах, а затем будет область, где происходит конденсация пара. Глубина чувствительного слоя может достигать почти 10 см.

Поскольку диффузионная камера имеет непрерывную чувствительность, она не может работать при большом уровне мощности излучения. Ионизация в этом случае уменьшает количество пара, находящегося в пересыщенном состоянии, и это может привести к тому, что не будут образовываться треки. Если камеры регистрируют частицы от импульсных источников излучения, то после каждой регистрации большого числа частиц необходимо время для диффузии пара в чувствительный объем. Это время составляет порядка нескольких секунд. По этим же причинам диффузионную камеру нельзя использовать в случае большого постоянного фона ионизирующего излучения.

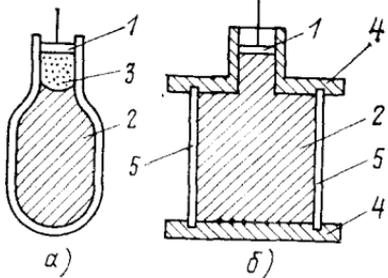
## § 8.2. Пузырьковая камера

**Физические основы работы.** Перегрев жидкости. Если температура жидкости выше температуры кипения при данном давлении и жидкость не вскипает, т. е. не происходит расслоение жидкости на две фазы (жидкую и газообразную), то такую жидкость называют *перегретой*. Такое состояние нестабильно и обусловлено тем, что для начала кипения необходимо образование центров кипения (пузырьков пара). Жидкость в перегретом состоянии можно получить следующим образом. Пусть жидкость нагрета до температуры  $T_{\text{раб}}$  и поддерживается в жидком состоянии (без кипения) давлением  $p_{\text{в}} > p_{\infty}$  ( $p_{\infty}$  — давление насыщенных паров жидкости при температуре  $T_{\text{раб}}$ ). Если резко сбросить давление с  $p_{\text{в}}$  до  $p_{\text{н}} < p_{\infty}$ , то жидкость окажется перегретой. Это состояние характеризуют перегревом  $\mathcal{P}$ , равным разности температуры начальной  $T_{\text{раб}}$  и температуры жидкости, при которой давление насыщенных паров равно  $p_{\text{н}}$ :  $\mathcal{P} = T_{\text{раб}} - T(p_{\text{н}})$ .

Идея создания пузырьковой камеры возникла у Глейзера (1952 г.) во время работ с перегретыми жидкостями. Глейзер нагревал в небольшой емкости эфир, поддерживая его в жидком состоянии увеличением давления. Если давление внезапно снималось, то эфир оставался в перегретом жидком метастабильном состоянии. Поднесенный к емкости радиоактивный препарат вызывал немедленное вскипание эфира, и кинокамера, регистрирующая кипение, показывала не вызывающие сомнений треки ионизирующих частиц. Было установлено, что длительное метастабильное состояние перегретой жидкости возможно только в том случае, если внутренняя поверхность колбы с жидкостью не имеет царапин, углов и является плавной. В противном случае происходит интенсивное самопроизвольное (без облучения) вскипание перегретой жидкости.

Подобного рода устройство стало известно как «чистая» пузырьковая камера. В такой камере перегретая жидкость не вскипает в течение 1 мин и даже дольше; она, по-видимому, могла бы

Рис. 8.4. «Чистая» (а) и «грязная» (б) пузырьковые камеры:



1 — поршень; 2 — рабочая жидкость; 3 — жидкость с более высокой точкой кипения для защиты рабочей жидкости от соприкосновения с поршнем; 4 — металлический корпус; 5 — плоские стекла

оставаться в этом метастабильном состоянии очень долго, если бы не действие космического излучения. Эти камеры не удалось применить для исследований, так как только из стекла изготовить камеру больших размеров (высокие давления перегретой жидкости) невозможно и, кроме того, через толстые искривленные стекла нельзя фотографировать с достаточной точностью треки частиц.

По-видимому, пузырьковые камеры так бы и остались иллюстрацией интересного физического явления, если бы не получили развитие так называемые «грязные» камеры. Были изготовлены камеры из полированного металла с плоским стеклом (рис. 8.4), в которых удалось наблюдать треки заряженных частиц. Опыты с грязной камерой показали, что при быстром сбросе давления происходит быстрое вскипание жидкости в основном вблизи уплотняющих прокладок между стеклом и корпусом камеры, вблизи поршня, изменяющего давление, но скорость распространения кипения ограничивается теплопроводностью жидкости и стенок камеры и повышением давления в жидкости при кипении у стенок. Таким образом, центральная часть камеры после изменения давления в течение некоторого времени находится в метастабильном состоянии, где заряженные частицы могут образовать пузырьки пара.

Образование пузырьков в перегретой жидкости. Рассмотрим, каким образом в перегретой жидкости под действием ионизирующего излучения возникают пузырьки пара. В перегретом состоянии жидкость находится в неустойчивом состоянии, поскольку в энергетическом отношении перегретой жидкости выгодно расслоение на две фазы — жидкую и газообразную. Однако для такого расслоения необходимо образование в ней полостей (пузырьков), что требует затрат энергии.

Рассмотрим жидкость с давлением насыщенного пара  $p_{\infty}$  при температуре  $T$ , находящуюся под гидростатическим давлением  $p$ . Пусть жидкость перегрета, т. е. давление насыщенного пара при данной температуре выше гидростатического. Пусть, далее, в жидкости каким-либо путем образовался пузырек пара радиусом  $r$ . Оказывается, что дальнейшая судьба пузырька существенно зависит от его радиуса, так как кроме давлений  $p$  и  $p_{\infty}$  на него действуют силы поверхностного натяжения. Если температура жидкости далека от критической, то равновесие пузырька пара (постоянство его радиуса) в принципе возможно при следующих услови-

ях. Если давление пара внутри пузырька  $p_\infty$  уравновешено внешним давлением  $p$  и давлением, обусловленным поверхностным натяжением  $(1/r^2)[d(r^2\sigma)/dr]$ , т. е.

$$p_\infty = p + 2\sigma/r, \quad (8.13)$$

где  $2\sigma/r$  — давление, обусловленное поверхностным натяжением;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости;  $r$  — радиус парового пузырька, то равновесие возможно только при критическом радиусе полости  $r=r_k$ :

$$r_k = 2\sigma/(p_\infty - p). \quad (8.14)$$

Но это равновесие неустойчиво. Действительно, при  $r < r_k$   $p_\infty < p + 2\sigma/r$  и полость сжимается. Напротив, при  $r > r_k$   $p_\infty > p + 2\sigma/r$  и полость растет. Для большинства жидкостей критический радиус пузырька равен примерно  $10^{-6}$  см.

Итак, перегретая жидкость может начать кипеть, если в ней образуются пузырьки пара с радиусом больше критического. Такие пузырьки могут возникать на стенках камеры в результате неплотного контакта жидкости с поверхностью камеры. Кроме того, в жидкости из-за термодинамических флуктуаций непрерывно образуются пузырьки с различными радиусами. Вероятность образования пузырьков в результате флуктуации плотности жидкости экспоненциально зависит от температуры и перегрева жидкости или от разности давлений  $(p_\infty - p)$ . Вероятность образования пузырьков в 1 см<sup>3</sup> и в 1 с с радиусом  $r > r_k$  пропорциональна

$$\exp\{-16\pi\sigma^3/[3kT(p_\infty - p)^2]\}. \quad (8.15)$$

Пузырьки, образующиеся в результате флуктуаций плотности жидкости, создают фон в камере, который по аналогии с камерой Вильсона называют туманом. Чем больше перегрев жидкости, тем выше плотность тумана. Таким образом, для пузырьковых камер имеется ограничение по перегреву. Если перегрев жидкости выше максимального, то жидкость практически мгновенно вскипает по всему объему и образующийся туман не позволяет регистрировать ионизирующие частицы.

Остановимся теперь на описании механизма образования пузырьков пара при прохождении заряженной частицы. Согласно тепловой модели образование пузырьков происходит в результате локального выделения тепла, в которое преобразуется кинетическая энергия электронов, созданных заряженной частицей при прохождении в жидкости. Эта модель подтверждается тем, что число пузырьков на единице пути заряженной частицы пропорционально  $z^2/\beta^2$  ( $z$  — заряд частицы;  $\beta$  — ее скорость в единицах скорости света). Число  $\delta$ -электронов, создаваемых нерелятивистской заряженной частицей на единице пути, также пропорционально  $z^2/\beta^2$  (см. § 2.1).

Оценим минимальную энергию, необходимую для создания газовой полости радиусом  $r_k$ , и сравним ее с удельными потерями

энергии  $\delta$ -электронами. Чтобы создать пузырек с критическим радиусом, необходима, во-первых, энергия для испарения жидкости объемом  $4\pi r_k^3/3$ , т. е.  $4\pi r_k^3 E_n/3$  ( $E_n$  — энергия, нужная для испарения единицы объема жидкости), во-вторых, энергия для создания поверхности газовой полости, т. е.  $4\pi r_k^2 \sigma$ , и, в-третьих, энергия для расширения пузырька до критического радиуса, т. е. необходимо преодолеть сопротивление гидростатического давления; эта часть энергии равна  $4\pi r_k^3 p/3$ . Итак, минимальная энергия

$$E_{\min} = 4\pi r_k^3 \{E_n + 3\sigma/r_k + p\}/3, \quad (8.16)$$

или, с учетом (8.14),

$$E_{\min} = 32\pi\sigma^3 [E_n + 3(p_\infty - p)/2 + p]/[3(p_\infty - p)^3]. \quad (8.17)$$

Из (8.17) видно, что минимальное значение необходимой энергии для создания пузырька пара критического радиуса существенно зависит от перепада давлений ( $p_\infty - p$ ) и коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$ . Энергия  $E_{\min}$  по порядку составляет около сотни электрон-вольт в области рабочих значений давлений ( $p_\infty - p$ ). Эту энергию  $\delta$ -электроны должны потерять на расстояниях порядка  $10^{-6}$  см, т. е. электроны для создания пузырьков газа должны иметь удельные потери энергии  $dE/dx \approx 100$  МэВ/см. Электроны с энергией ниже нескольких килоэлектрон-вольт обладают большими значениями  $dE/dx$ . Следовательно,  $\delta$ -электроны с энергией, большей  $E_{\min}$ , могут передавать жидкости достаточную энергию для создания пузырьков с  $r \geq r_k$ . Энергия передается молекулам жидкости за очень малые (около  $10^{-14}$  с) отрезки времени. Переход энергии возбуждения молекул в тепловую энергию (возбуждение вибрационных уровней) происходит за время порядка  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  с. Таким образом, кинетическая энергия электронов может перейти в тепловую за время порядка  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  с.

После прохождения заряженной частицы в жидкости остается след, состоящий из пузырьков размером  $10^{-6}$  см. Чтобы можно было сделать снимок этого следа, пузырьки должны вырасти до размера примерно  $10^{-2}$  см. Скорость роста пузырька ограничивается в основном скоростью притока тепла от окружающей жидкости к стенке пузырька. Расчеты показывают, что радиус пузырька растет пропорционально  $\sqrt{t}$ . Коэффициент пропорциональности тем больше, чем больше коэффициент теплопроводности жидкости, больше перегрев жидкости и меньше удельная теплота испарения. В грязных камерах время роста пузырька до размеров примерно  $10^{-2}$  см составляет  $10^{-3}$  с.

Экспериментально установлено, что время жизни пузырьков пара радиусом около  $10^{-6}$  см, отсчитываемое от момента прохождения заряженной частицы, меньше  $10^{-7}$  с. Этот факт находит объяснение в рамках тепловой модели возникновения зародышевых пузырьков. Время диффузии тепла из перегретой области радиусом около  $10^{-6}$  см оценивают для большинства жидкостей примерно в  $10^{-10}$  с. Время диффузии тепла значительно больше времени пе-

рехода кинетической энергии электронов в тепловую, что позволяет образоваться зародышевым пузырькам. Малое время жизни таких пузырьков не позволяет управлять работой пузырьковых камер проходящими частицами: чтобы создать перегрев жидкости механическим расширением, необходимо время порядка  $10^{-3}$  с.

Образующиеся в жидкости пузырьки пара всплывают. Скорость всплывания маленького пузырька пропорциональна квадрату его радиуса. При большом радиусе ( $\sim 10^{-2}$  см) скорость всплывания не зависит от радиуса и составляет 10 см/с. Если принять время роста пузырька равным примерно  $10^{-3}$  с, то за время роста пузырек сместится примерно на  $10^{-2}$  см, т. е. на расстояние порядка своего радиуса.

Выбор рабочих характеристик. Работу пузырьковых камер можно качественно описать с помощью диаграмм давление — температура и давление — время (рис. 8.5). На верхней диаграмме показана зависимость давления насыщенных паров жидкости от ее температуры [кривая  $p_{\infty}(T)$ ]. Если жидкость находится в устойчивом состоянии, то точка, характеризующая ее состояние, находится на этой диаграмме выше равновесной кривой  $p_{\infty}(T)$ . Если же жидкость находится в метастабильном состоянии, то точка, характеризующая это состояние, расположена ниже равновесной кривой. В этом метастабильном состоянии жидкость может находиться ограниченное время, после чего происходит спонтанное вскипание и жидкость переходит в равновесное состояние в результате уменьшения температуры и (или) возрастания давления. Перевод жидкости из равновесного состояния в метастабильное производят быстрым понижением давления, т. е. изменяют давление от  $p_B$  до  $p_H$  при заданной температуре\*. Поскольку при быстром изменении давления температура жидкости изменяется очень мало, то состояние жидкости после сброса давления можно характеризовать температурой  $T_{\text{раб}}$  и перегревом  $\rho$ .

Чем ниже давление  $p_H$ , тем больше перегрев жидкости. При заданной начальной температуре  $T_{\text{раб}}$  необходимо выбрать такое

\* Естественно, жидкость можно перевести в метастабильное состояние и повышением температуры при постоянном давлении, но этот процесс очень медленный.

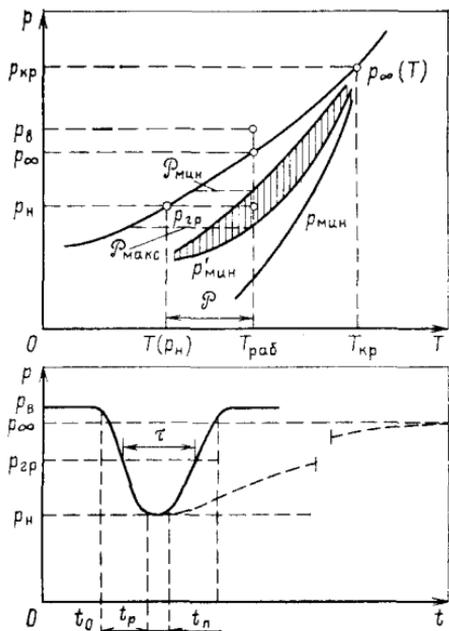


Рис. 8.5. Диаграммы состояний жидкости  $p-T$  и  $p-t$

значение  $p_n$ , чтобы в жидкости был достаточный перегрев для образования зародышевых пузырьков заряженной частицей, но  $p_n$  должно быть больше некоторого минимального значения  $p_{\min}$ , при котором жидкость вскипает из-за флуктуаций ее плотности. На диаграмме  $p - T$  показаны кривые  $p_{\min}$  и  $p_{гр}$ . Кривая  $p_{гр}$  соответствует граничным значениям перегрева, ниже которых заряженные частицы не образуют зародышевых пузырьков.

В грязных камерах допустимое максимальное значение перегрева меньше, чем в чистых камерах, и ограничивается паразитным пристеночным кипением. Это связано с тем, что чем больше перегрев жидкости, тем быстрее вскипает жидкость у стенок и тем быстрее в центральной области камеры повышается давление и, следовательно, исчезает необходимый для образования зародышевых пузырьков перегрев жидкости. На диаграмме для грязных камер проведена кривая  $p'_{\min}$ . Заштрихованная область между кривыми  $p_{гр}$  и  $p'_{\min}$  соответствует области чувствительности перегретой жидкости к ионизирующему излучению. Видно, что существует довольно узкая область давления  $p_n$  и температуры  $T_{раб}$ , при которых жидкость чувствительна к ионизирующему излучению. Экспериментально установлено, что наилучшую начальную температуру для многих жидкостей можно определить из соотношения

$$T_{раб} \approx T_{кип} + 2(T_{кр} - T_{кип})/3, \quad (8.18)$$

где  $T_{кр}$  — критическая температура;  $T_{кип}$  — температура кипения жидкости при атмосферном давлении. Верхнее давление в камере  $p_v$  выбирают обычно более высоким, чем  $p_{\infty}$ , так как конденсация паровых полостей начинается при  $p = p_{\infty}$ . Чем больше давление  $p_v$ , тем меньше время конденсации пузырьков и тем короче рабочий цикл камеры.

Выбор нижнего давления  $p_n$  зависит от необходимой чувствительности камеры, которую определяют по числу пузырьков на единице длины трека заряженной частицы. Чувствительность камер очень сильно зависит от перегрева жидкости или от  $(p_{\infty} - p_n)$ . Так, для камеры, наполненной пропаном при  $T_{раб} = 60^\circ\text{C}$ , релятивистские электроны образуют в среднем пять пузырьков на 1 см при  $(p_{\infty} - p_n) = 0,9$  МПа, а при  $(p_{\infty} - p_n) = 1,1$  МПа число пузырьков на 1 см трека достигает 30.

На нижней диаграмме рис. 8.5 показана зависимость давления в камере от времени. Жидкость в камере имеет давление насыщенных паров  $p_{\infty}$  и температуру  $T_{раб}$ . В начальный момент жидкость находится при давлении  $p_v > p_{\infty}$ . В момент  $t_0$  в камере уменьшается давление (происходит расширение). Время расширения  $t_p$  определяется механизмом, изменяющим давление в камере, и пристеночным кипением и обычно составляет около 10 мс. За время  $t_p$  давление в камере снижается до  $p_n$ . Как только давление оказывается ниже  $p_{гр}$ , жидкость в камере становится чувствительной к ионизирующему излучению, но только в течение нескольких миллисекунд  $t_n$  жидкость в камере имеет постоянный перегрев. Поэтому, хотя пузырьковая камера чувствительна к ионизирующему из-

лучению в течение времени  $\tau$ , ее чувствительность постоянна только в течение времени  $t_n < \tau$ . В связи с этим исследуемое излучение с мишени импульсного ускорителя должно попадать в камеру именно в интервал времени  $t_n$ . Попавшие в камеру в интервале времени  $t_n$  заряженные частицы образуют паровые пузырьки, которые фотографируются при импульсном освещении. После этого в камере повышают давление до первоначального  $p_v$  за время примерно 10 мс. Если после расширения давление в камере не изменять, то в результате пристеночного кипения за время порядка десятых долей секунды оно вырастет до  $p_\infty$  (этот процесс изображен на диаграмме пунктирной кривой).

Длительность рабочего цикла камеры во многом определяется временем, в течение которого камера выдерживается со сброшенным давлением. Если это время велико, то пузырьки успевают вырасти до значительных размеров и переместиться в верхнюю часть камеры, где и произойдет их конденсация после повышения давления. Таким образом происходит охлаждение нижней части камеры (поглощение тепла при образовании пара) и нагрев ее верхней части (выделение тепла при конденсации пузырьков). Это создает нежелательный температурный градиент в камере, выравнивание которого может потребовать несколько минут из-за малой теплопроводности жидкости. Однако большие значения  $p_v$  и малые времена  $t_n$  позволяют сделать рабочий цикл пузырьковых камер порядка 1 с.

Выбор жидкостей для пузырьковой камеры. Жидкость для пузырьковой камеры выбирают в соответствии с содержанием проектируемого физического эксперимента. Для изучения взаимодействия элементарных частиц наилучшей рабочей средой является жидкий водород — идеальная мишень для исследования элементарных столкновений. Большой интерес для изучения элементарных взаимодействий представляет и дейтерий, поскольку опыты, проведенные на дейтерии, в совокупности с опытами, проведенными на протонах, в некоторых случаях позволяют сделать заключение о взаимодействии частиц с нейтронами.

Пузырьковые камеры с жидкими водородом и дейтерием, имеющими исключительные свойства как мишени, — не очень хорошие детекторы частиц из-за малой плотности наполнителя, когда возникает необходимость в изучении закономерностей распада и продуктов распада нестабильных частиц. Вероятность наблюдения таких распадов тем больше, чем меньше пробег частиц в камере, т. е. для этого необходимы камеры, наполненные жидкостью с большой плотностью. Малая плотность жидкого водорода и дейтерия и их малый атомный номер не позволяют регистрировать распад нестабильных частиц с большой эффективностью. В этом отношении представляют большой интерес такие вещества, как пропан, фреон, иодистый метил, шестифтористый вольфрам, ксенон. Все они в жидком состоянии имеют гораздо большую плотность, чем жидкий водород. Кроме того, создание пузырьковых камер с жидким водородом и дейтерием представляет собой более слож-

ную задачу, поскольку они работают при низкой температуре (около 30 К). Для регистрации и исследования фотонов, сопровождающих элементарные взаимодействия, представляют особый интерес пузырьковые камеры, наполненные ксеноном или шестифтористым вольфрамом. Основные характеристики жидкостей, используемых в пузырьковых камерах, приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2. Характеристики жидкостей, применяемых для заполнения пузырьковых камер

Жидкость	$T_{\text{раб}}, ^\circ\text{C}$	$P_{\infty}, \text{МПа}$	Плотность, $\text{г/см}^3$	Радиационная длина $X_0, \text{см}$	Длина среднего пробега фотона $E_{\gamma}=100 \text{ МэВ}, \text{см}$
Водород	-246	60,5	0,058	1150	2470
Дейтерий	-240	0,75	0,13	950	—
Пропан	+60	2,2	0,43	110	220
Ксенон	-20	2,7	2,3	3,5	6,4
Шестифтористый вольфрам	+149	3,0	2,4	3,8	7,0

**Устройство пузырьковых камер.** Современные пузырьковые камеры представляют собой сложные инженерные сооружения. Основные их узлы — камера с рабочей жидкостью, механизм изменения давления, система импульсного освещения камеры и фотографирования треков, система, обеспечивающая поддержание в камере постоянной температуры. Пузырьковые камеры обычно помещают между полюсными наконечниками магнитов, создающих поле напряженностью  $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ А/м}$ . Масса таких магнитов достигает нескольких сот тонн.

Механизмы изменения давления, системы освещения и термостатирования камер очень разнообразны. Здесь ограничимся кратким описанием пузырьковой водородной камеры объемом 500 л (рис. 8.6). Жидкий водород заполняет ванну 2 из нержавеющей стали размерами  $183 \times 35 \times 50 \text{ см}$ . Ванна сверху закрыта толстым стеклом 5 толщиной около 5 см. Водород охлаждается с помощью теплообменников, расположенных в корпусе камеры, куда поступает водород при температуре около 20 К. Для уменьшения теплообмена используют металлические экраны, находящиеся при низкой температуре. Радиационные экраны представляют собой

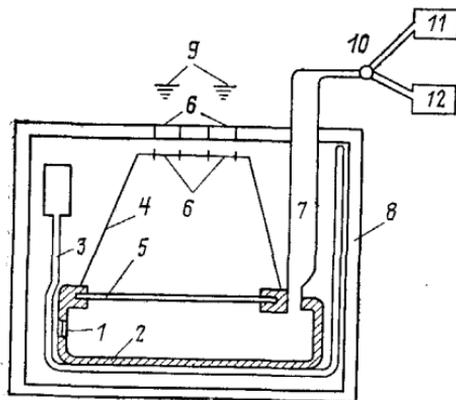


Рис. 8.6. Пузырьковая водородная камера

тонкие металлические полированные листы, имеющие хороший тепловой контакт со змеевиками с жидким азотом или водородом. В рассматриваемой камере радиационный экран 4 имеет температуру жидкого водорода, а экран 3 — температуру жидкого азота. Камера с экранами размещена внутри вакуумного кожуха 8, имеющего нормальную температуру. Радиационный экран 4 одновременно является и предохранительным кожухом. Он отделяет пространство над стеклом камеры от остального вакуумного пространства и имеет специальный аварийный отвод для водорода на случай нарушения герметичности камеры или нарушения ее теплового режима. В водородных камерах применяются и другие меры предосторожности, поскольку водород образует взрывоопасную смесь с воздухом в весьма широком диапазоне концентраций. Фотоаппараты 9 расположены вне вакуумного кожуха. В вакуумном кожухе и экране 4 имеются окна 6 для освещения камеры и фотографирования. В кожухе камеры имеется специальное окно 1 для ввода в камеру пучка частиц. Изменение давления в камере осуществляется с помощью изменения давления в объеме 7, который специальными пневматическими клапанами 10 соединяется с объемами 11 и 12, в которых поддерживаются давления 0,15 и 0,7 МПа.

Для приведения камеры в рабочее состояние всю систему вначале откачивают и охлаждают с помощью жидкого азота, а затем жидкого водорода. Весь этот процесс занимает около трех суток. Скорость охлаждения вначале лимитируется материалами с плохой теплопроводностью (стекло) и мощностью водородного ожигателя.

Описанная камера сравнительно небольшая. Известны пузырьковые камеры-гиганты. К их семейству относится водородная камера «Мирабель»\*, которая работает в Институте высоких энергий в Серпухове. Жидкий водород при температуре 27 К заполняет камеру объемом около 10 000 л (диаметр 1,6 м, длина 4,5 м). Для перегрева жидкости давление в камере за время 50 мс сбрасывается от 0,5 до 0,2 МПа движением поршня (масса 800 кг) на 6 см. Чтобы поддерживать камеру в рабочем состоянии (одно расширение в 7 с), необходимо подавать в нее около 400 л/ч жидкого водорода. Для накопления и поддержания необходимого резерва водорода в системе обеспечения работы камеры имеется сосуд Дьюара емкостью 10 000 л. В камере создается магнитное поле напряженностью  $1,6 \cdot 10^6$  А/м. Масса магнита 1000 т. В камере использована новая система освещения, основанная на применении нового материала — скочлайта. Особенность скочлайта в том, что падающий на него под любым углом свет отражается под тем же углом с малым конусом рассеяния.

Камера размещена в специальном павильоне (18×66 м). Павильон по условиям техники безопасности имеет легкобрасываемую крышу, и около 70 % поверхности его стен занято стеклянными

\* Камера «Мирабель» подробно описана в статье А. Бертела, Р. М. Суляева (Атомная энергия, 1972, т. 32, вып. 5, с. 371).

ми «окнами». В павильоне предусмотрена вентиляция, способная обеспечить 40-кратный обмен воздуха за 1 ч.

**Характеристики треков, измеряемые в пузырьковых камерах.** Траекторию пути частицы в пузырьковой камере можно определить с погрешностью не больше поперечного размера трека ( $10^{-2}$  см). Идентификация частиц в пузырьковых камерах происходит по радиусу кривизны трека  $\rho$  в магнитном поле  $H$ , по пробегу  $\mathcal{R}$ , по среднему квадратическому углу многократного рассеяния  $\langle\theta^2\rangle$ , по плотности пузырьков на единице длины трека и, наконец, по числу  $\delta$ -электронов с пробегом порядка 1 мм и больше.

Радиус кривизны траекторий частиц в пузырьковой камере не остается постоянным, поскольку частицы при движении теряют свою энергию. Поэтому имеет смысл определять его на таком отрезке траектории, где потери энергии приводят к незначительным изменениям  $\rho$  в сравнении с возможной точностью измерения радиуса кривизны траектории. Точность измерения  $\rho$  ограничена главным образом многократным рассеянием заряженных частиц. В результате многократного рассеяния траектории частиц (даже при отсутствии магнитного поля) на выбранном участке можно представить кривой с радиусом кривизны, прямо пропорциональным длине этого участка и обратно пропорциональным среднему квадратическому углу рассеяния на этом участке. Угол среднего квадратического отклонения на заданной длине пробега частицы тем больше, чем больше атомный номер среды (см. гл. 2). Для протонов с  $\beta=0,5$  в магнитном поле с напряженностью порядка  $10^5$  А/м относительная погрешность при определении  $\rho$  на участке траектории в 10 см в камерах, наполненных водородом, составляет около 4 %, в пропановой камере — 15 %, а в ксеноновой — 70 %.

Точность определения среднего пробега ограничена, во-первых, флуктуациями значений пробега (около 2 % для протонов высоких энергий) и, во-вторых, погрешностью, с которой известна плотность рабочей среды камеры в момент прохождения частицы (около 3 % для водородных камер). Изменение среднего квадратического угла рассеяния в пузырьковых камерах имеет небольшую точность по сравнению, например, с измерениями в ядерной фотоэмульсии. Сравнительно небольшая погрешность определения среднего квадратического угла рассеяния (25 % в жидкостях с малыми атомными номерами и около 10 % в ксеноне) связана с тем, что сфотографированный след частиц состоит из объектов, имеющих значительно большие размеры и расположенных менее плотно, чем в эмульсиях.

Плотность трека в пузырьковой камере (число пузырьков на единице длины следа) зависит не только от скорости и заряда частиц, но и от термодинамического состояния рабочей жидкости. Так, в пропановой камере плотность трека изменяется на 10 % при изменении давления  $p_n$  на 1 % или рабочей температуры на  $0,3^\circ\text{C}$ . Поэтому для измерения плотности пузырьков необходима камера с высокой стабильностью температуры и перегрева жидкости. Кроме того, необходима оптимальная плотность, поскольку

при малой плотности трека (малый перегрев жидкости) велика статистическая погрешность, определяемая числом подсчитанных пузырьков на выбранном участке траектории частицы. При большой плотности пузырьки начинают сливаться, что также увеличивает погрешность. Считая, что размер регистрируемых пузырьков  $10^{-2}$  см, на отрезке трека в 10 см плотность трека можно определить с погрешностью не ниже 5 %.

$\delta$ -Электроны с энергией выше десятка килоэлектрон-вольт образуют короткие треки, расположенные вдоль пути заряженной частицы. Число таких треков на единице пути обратно пропорционально квадрату скорости частицы. Правда, таких треков не очень много (около одного на 1 см при скорости частицы  $\beta \approx 0,5$  в пропане), и поэтому по ним можно лишь оценить порядок скорости частицы.

### § 8.3. Ядерные фотоэмульсии

**Основы процесса образования скрытого изображения и проявления.** Фотоэмульсия состоит из отдельных кристаллов или зерен бромистого серебра ( $\text{AgBr}$ ), в среднем равномерно распределенных в желатине. Размер и форма отдельного зерна и их число в единице объема зависят от технологии приготовления эмульсии. Например, увеличение времени кристаллизации  $\text{AgBr}$  ведет к росту среднего размера зерна и увеличению светочувствительности слоя. Размер зерна порядка 0,1—1 мкм.

Нормальная по освещенности экспозиция или облучение ионизирующим излучением не создает непосредственно видимого эффекта на зернах галоидного серебра, но делает некоторые зерна способными к проявлению. Эти зерна и содержат скрытое изображение. Носителем скрытого изображения в каждом зерне является микроскопическая частица металлического серебра, образованная при экспозиции и расположенная на поверхности или вблизи поверхности зерна, где она доступна воздействию химического проявителя. Вероятность образования скрытого изображения ионизирующей частицей, прошедшей сквозь зерно, меньше единицы, особенно если для этой частицы характерны малые ионизационные потери.

Точная природа образования центров скрытого изображения неясна. Предполагается, что первичные электроны, возникшие вдоль трека ионизирующей частицы и прошедшие через кристалл бромистого серебра, тратят часть своей энергии на переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости\*. Оказавшись в зоне проводимости и получив возможность перемещаться под действием электрического поля, эти электроны собираются в так называемых центрах чувствительности, которые обязаны своим происхождением дефектам кристаллической решетки или примесным атомам. В центре чувствительности электроны захватываются на уровни, расположенные в запрещенной зоне. Электрон, находящийся на таком

\* Этот механизм более подробно рассмотрен в гл. 6.

уровне, создает локальное возмущение электрического поля, которое притягивает незакрепленные в кристаллической решетке бромистого серебра ионы серебра, всегда имеющиеся в некотором количестве в кристалле  $AgBr$ . В центре чувствительности ионы серебра, присоединяя к себе электроны, превращаются в атомы. Если число атомов серебра, накопленных в результате такого процесса в центре чувствительности, достигнет нескольких десятков или сотен, а сам центр чувствительности расположен не слишком далеко от поверхности кристалла, то образуется скрытое изображение.

Проявление скрытого изображения заключается в восстановлении галогенного серебра до металлического. При этом облученные зерна, содержащие в себе центры скрытого изображения, восстанавливаются до атомарного серебра значительно быстрее, чем необлученные, потому что центр скрытого изображения — металлическое серебро — действует как центр накопления серебра, освобождаемого в процессе проявления. При длительном проявлении начинают восстанавливаться и необлученные зерна, образуя вуаль. Появление вуали обусловлено тем, что в необлученном зерне могут содержаться малые группы атомов металлического серебра, которые при длительном проявлении вызывают восстановление всего серебра в зерне.

После проявления облученных зерен непроявленное бромистое серебро растворяют в фиксирующем растворе и удаляют из эмульсии. Эмульсию промывают водой и высушивают. Если после облучения эмульсию долгое время (неделю или больше) хранить непроявленной, то скрытое изображение начинает ослабевать — наблюдается регрессия изображения. Процесс регрессии объясняется тем, что под действием кислорода воздуха и воды зерна в эмульсии теряют атомарное серебро и центры скрытого изображения рассыпаются.

После проявления и фиксирования треки заряженных частиц видны под микроскопом при увеличении в несколько сот раз в виде цепочек черных зерен металлического серебра. Если зерна расположены тесно, то выделить трек легко, если далеко друг от друга, то отделить зерна, принадлежащие треку, от зерен вуали трудно.

**Свойства ядерных эмульсий.** Ядерная эмульсия отличается от обычной фотографической, во-первых, малым размером и большой плотностью зерен в желатине, во-вторых, большой толщиной чувствительного слоя и, в-третьих, высокой чувствительностью, т. е. малой энергией, которую нужно затратить, чтобы образовать скрытое изображение в отдельном зерне.

Малый размер зерна и близость соседних зерен друг к другу необходимы для уверенного дифференцирования проявленных зерен, принадлежащих треку частицы, от зерен вуали, беспорядочно-разбросанных по объему эмульсии. Чем меньше зерна и чем ближе они друг к другу, тем лучше пространственное разрешение эмульсии и тем легче разделить треки, принадлежащие разным частицам, и провести анализ сложного события с участием многих.

частиц. Размер зерен в ядерных эмульсиях в зависимости от их назначения лежит в интервале от 0,05 до 0,4 мкм. Содержание бромистого серебра в ядерной эмульсии значительно повышено по сравнению с обычными фотоэмульсиями и составляет около 80 % по массе.

Естественна необходимость иметь толстослойные ядерные эмульсии, так как чем толще слой, тем большая часть пробега (или большой пробег) укладывается в слое и тем точнее можно определить характеристики частицы. Толщина слоев ядерных эмульсий в сотни раз превосходит толщину обычных фотографических эмульсий, достигая 1000 мкм. В слое такой толщины полностью укладываются пробеги протонов с энергией 10 МэВ или пробеги  $\alpha$ -частиц с энергией 40 МэВ. Большая толщина слоя эмульсий требует и особых приемов проявления, способных обеспечить равномерное проявление по глубине. Достигается такая равномерность применением очень медленно работающих проявителей со временем проявления, существенно большим времени диффузии проявителя в слой, или использованием проявителя, химическое действие которого при низкой температуре замедляется больше, чем уменьшается скорость его диффузии. В последнем случае пропитывают эмульсию при низкой температуре, а потом проявляют при повышенной температуре.

При регистрации заряженных частиц эффективную толщину слоя можно увеличить в несколько раз, расположив слой под углом к пучку частиц. Это невозможно сделать, если необходимо измерять характеристики треков заряженных частиц, возникающих в самом слое, при облучении его нейтральными частицами. Характерный пример — измерение спектра нейтронов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт по протонам отдачи, возникающим при рассеянии нейтронов на ядрах водорода, который всегда присутствует в эмульсии.

Другой путь увеличения эффективной толщины слоя — применение так называемых эмульсионных камер, т. е. набора слоев толщиной в несколько сот микронов каждый, уложенных один на другой. После облучения каждый слой проявляется отдельно. Суммарная толщина слоев может достигать десятков сантиметров.

Основная трудность в применении таких камер заключается в сложности отождествления следов частиц, переходящих из слоя в слой.

Разработаны различные методы нанесения координатной сетки во всех слоях, например узким пучком света.

Высокая чувствительность эмульсии особенно важна при регистрации частиц с малыми ионизационными потерями, когда передаваемая зерну энергия мала. Ядерные эмульсии характеризуют порогом чувствительности, который определяется как среднее значение минимальной энергии, которую должна потерять частица в зерне, чтобы создать в нем скрытое изображение. Порог чувствительности ядерных эмульсий в зависимости от типа эмульсии колеблется от 0,2 до 20 кэВ.

Все эмульсии подразделяют на три типа:

- 1) эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильноионизирующих частиц с потерей энергии до  $500 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$  (осколки деления, многозарядные ионы);
- 2) эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с потерями энергии до  $20 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$  (протоны с энергией примерно до  $50 \text{ МэВ}$ );
- 3) эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией.

В эмульсиях содержатся главным образом три далеко отстоящие по атомной массе группы атомов — H; C, N, O; Ag, Br — при весьма незначительных количествах S, I, Au. Элементный состав различных эмульсий почти один и тот же, т. е. в отношении ядерных взаимодействий все эмульсии близки друг к другу. Состав одной из ядерных эмульсий при относительной влажности 58 % дан в табл. 8.3. Такая эмульсия имеет плотность  $3,89 \text{ г}/\text{см}^3$ , полное число атомов в единице объема  $7,82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , средний атомный номер 13,6 и среднюю атомную массу 30.

Можно вычислить величину, характеризующую ядерные взаимодействия в эмульсии — ядерное сечение на 1 г эмульсии, если известны парциальные сечения. В первом приближении (справедливом для больших энергий налетающих частиц) можно использовать геометрические сечения, и тогда тяжелые элементы дадут около 70 % полного сечения.

Основной характеристикой эмульсии, определяющей ее способность отличать частицы с разными удельными потерями энергии на единице пути, является зависимость плотности проявленных зерен серебра  $\Delta N/\Delta x$  в следе частицы от  $dE/dx$  (рис. 8.7). Способность различать частицы с разными удельными потерями энергии зависит от наклона кривой, а наилучшая дискриминация достигается на линейном участке кривой. Абсолютные значения этой функции существенно зависят от типа эмульсии (в основном от размера зерен в ней) и интенсивности проявительного процесса. Если удельные потери энергии частицы вдоль трека больше некоторого порогового значения, то во всех зернах, лежащих на ее пути, создается скрытое изображение и число проявленных зерен на единицу пути  $\Delta N/\Delta x$  становится равным числу всех зерен на единицу пути. В этом случае плотность проявленных зерен не зависит от  $dE/dx$  — наблюдается эффект насыщения, который возникает при  $\Delta N/\Delta x \approx \approx 200$  зерен на 100 мкм пробега. При уменьшении  $dE/dx$  часть

Таблица 8.3. Примерный состав ядерной эмульсии

Элемент	Ag	Br	I	H	C	N	O	S
Плотность, $\text{г}/\text{см}^3$	1,83	1,36	0,005	0,05	0,28	0,087	0,28	0,02

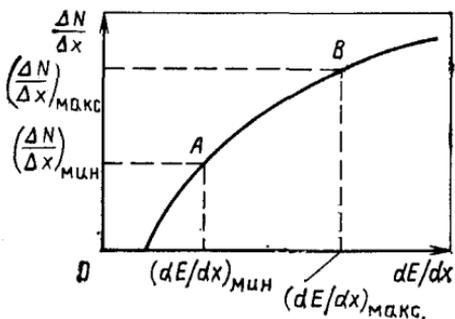


Рис. 8.7.

Рис. 8.7. Зависимость плотности проявленных зерен от удельных потерь энергии:

точка *A* — минимальная хорошо различимая на фоне зерен вуали плотность зерен в треке; *AB* — область наилучшей дискриминации

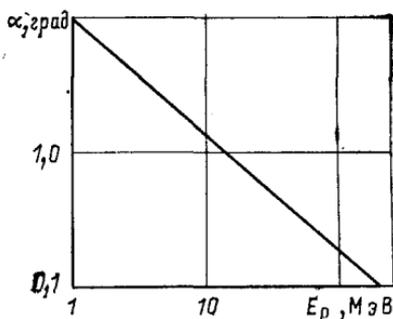


Рис. 8.8.

Рис. 8.8. Зависимость среднего угла рассеяния протонов в эмульсии от их энергии (толщина слоя эмульсии 100 мкм)

зерен вследствие флуктуаций потерь энергии в зерне останется не проявленной. В некотором диапазоне (обычно в интервале 30—100 зерен на 100 мкм пробега)  $\Delta N/\Delta x$  практически линейно связана с удельной потерей энергии. При очень малой плотности проявленных зерен след частицы становится трудноразличимым на фоне зерен вуали. Минимальная плотность зерен, которую еще можно выделить, зависит от типа слоя, технологии изготовления, условий облучения и т. д. и приближенно равна 10—20 зернам на 100 мкм пробега.

Поскольку информация о частице, прошедшей через эмульсию, восстанавливается по  $dE/dx$  и связанным с ней величинам, то необходимо знать  $dE/dx$  для эмульсии с возможно большей точностью. Линейные потери энергии для данного состава эмульсии могут быть вычислены по формулам гл. 2 в предположении аддитивности атомных тормозных способностей. Для многозарядных ионов со скоростями, меньшими  $ze^2/\hbar$ , необходимо учитывать изменение заряда при торможении. Однако трудно контролируемые изменения плотности и состава (влажности) эмульсии в процессе ее обработки вынуждают почти всегда прибегать к градуировке эмульсий, т. е. к их облучению ионизирующими частицами с известными характеристиками, и использовать их треки в качестве «стандарта».

**Характеристики следов частиц в ядерной эмульсии.** Пробег. В эмульсии пробег любой заряженной частицы является тем параметром, который измеряется наиболее точно. Однако существуют трудности и при его измерениях. Они обусловлены тем, что измерения проводятся в проявленной эмульсии, т. е. в среде, значительно деформированной и отличающейся от той, в которой первоначально был образован след.

Возникающие при измерении длин следов погрешности можно

отности к двум группам: 1) связанные с изменением свойств среды при обработке эмульсий (усадка, неравномерная влажность и т. д.) и 2) связанные с необходимостью восстанавливать истинный средний пробег по измеренным проекциям отдельных следов (погрешности отсчета, погрешности последнего зерна\* и т. д.). Погрешности первой группы можно сделать в большинстве случаев пренебрежимо малыми при предварительной градуировке эмульсий частицами с известными характеристиками. Погрешности второй группы в среднем не превышают одного процента. Кроме того, из-за флуктуаций в потерях энергии пробеги моноэнергетических частиц распределены вокруг среднего. Разброс пробегов описывается распределением Гаусса с полушириной 1—2%. Так, для протонов с энергией 1 МэВ  $\Delta R/R \approx 2\%$ , а для протонов с энергией 100 МэВ  $\Delta R/R \approx 1,2\%$ .

Плотность проявленных зерен в треке. Если пробег частицы определяется ее полной энергией, то наблюдаемое почернение вдоль следа (плотность зерен на единицу длины  $\Delta N/\Delta x$ ) зависит лишь от энергии, теряемой на ионизацию в зернах галоидного серебра. При определении  $\Delta N/\Delta x$  желательно выбирать область линейной зависимости  $\Delta N/\Delta x$  от  $dE/dx$  (область наилучшей дискриминации на рис. 8.7). Такие условия можно обеспечить выбором эмульсий с подходящей чувствительностью.

Многократное рассеяние частиц. При прохождении определенной толщины  $l$  эмульсии частица отклоняется от первоначального направления на угол  $\alpha$  в результате многих отклонений на малые углы на различных атомах в слое эмульсии. Теория приводит к следующему приближенному выражению для среднего квадратического угла рассеяния\*\*:

$$\alpha = bz\sqrt{l}/(pv), \quad (8.19)$$

где  $p$ ,  $v$ ,  $z$  — импульс, скорость и заряд частиц;  $b$  — постоянная рассеяния. Для данной эмульсии  $b$  определяется экспериментально измерением угла  $\alpha$  для частиц с известными  $p$ ,  $v$ ,  $z$ . Приблизительно величина  $b$  равна 25 град·МэВ/(100 мкм)<sup>1/2</sup>. Зависимость  $\alpha$  от энергии для протонов дана на рис. 8.8. С ростом энергии протона уменьшается  $\alpha$  и, следовательно, увеличивается погрешность определения характеристик частицы. Чтобы уменьшить погрешность  $\Delta\alpha/\alpha$  до 10—15%, необходимо измерять  $\alpha$  на пути примерно 0,1 см при энергии протона 20 МэВ и на пути 1,5 см при энергии протона 20 МэВ.

**Число  $\delta$ -электронов на единице пути.** Ионизацию в эмульсии производит не только первичная частица. Часть зерен образует скрытое изображение в результате вторичной ионизации быстрыми  $\delta$ -электронами. В зависимости от природы частицы, т. е. ее заряда

\* Ясно, что пробег частицы нельзя измерить с погрешностью, меньшей размера зерна и расстояния между двумя соседними зернами, которые флуктуируют.

\*\* В гл. 2 получено выражение для среднего угла рассеяния [см. 2.14]. По смыслу формулы (2.14)  $\alpha = \sqrt{\langle Q^2 \rangle}$ .

и скорости, относительные значения первичной и вторичной ионизаций в следе изменяются. Так, однозарядные частицы производят значительно меньше  $\delta$ -электронов с необходимой энергией, чем многозарядные. Следы  $\delta$ -электронов вблизи трека частицы можно выделить, если в треке  $\delta$ -электронов есть несколько проявленных зерен. Полное число  $\delta$ -электронов на 1 см с энергией, большей  $E_e$ , образуемое частицей с зарядом  $z$  и скоростью  $v$ , дается выражением (2.20). Для эмульсии стандартного состава число  $\delta$ -электронов на 100 мкм пробега частицы

$$N_{\delta}^{100} = (2,7z^2/\beta^2) [1/E_e - 1/(2m\beta^2)], \quad (8.20)$$

где, как обычно,  $m$  — масса покоя электрона, кэВ;  $E_e$  — энергия электрона, кэВ. Подсчет числа  $\delta$ -электронов позволяет определить характеристики заряженной частицы, когда плотность зерен настолько велика, что они сливаются в сплошной черный след.

Основным недостатком метода счета  $\delta$ -электронов является малая статистическая надежность. Так, для больших скоростей плотность  $\delta$ -электронов с энергией, большей 15 кэВ, приближается к постоянному значению 0,2 на 100 мкм пути для протонов. При  $E_e = 15$  кэВ образуется 3—4 проявленных зерна вдоль трека  $\delta$ -электрона.

#### § 8.4. Искровые детекторы заряженных частиц

**Принцип действия.** В физике высоких энергий широкое распространение получили искровая камера и ее усовершенствованный вариант — стримерная камера, с помощью которой проведено много важных исследований. В них след частицы создает искровой канал, который и регистрируется на различных стадиях развития.

Искровая камера состоит из набора помещенных в газ плоских электродов, площадь поверхности которых может достигать нескольких квадратных метров. После прохождения ионизирующей частицы через искровую камеру на ее электроды подается импульсное напряжение с амплитудой в десятки и сотни киловольт и длительностью  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  с. Электроны, созданные ионизирующей частицей вблизи ее траектории, ускоряются электрическим полем и вызывают вблизи трека свечение газа. Светящийся след частицы фотографируется или регистрируется каким-либо иным способом, например по акустическому эффекту. В так называемых бесфильмовых или проволочных искровых камерах, в которых для регистрации следа не применяются фотографические методы, сплошные плоские электроды чередуются с электродами, выполненными в виде ряда тонких параллельных друг другу проволочек с интервалом приблизительно 1 мм. Информация в виде электрического импульса снимается с тех проволочек, на которых замыкается разряд. Затем полученные данные о порядковых номерах сработавших проволочек записываются в память ЭВМ, которая воссоздает траекторию частицы и идентифицирует событие.

Искровая камера создана на основе более старого детектора — искрового счетчика, состоящего из двух плоских электродов, к которым постоянно приложено высокое напряжение. Но он до сих пор сохранил свое значение как прибор с очень малым временем запаздывания сигнала по отношению к времени возникновения ионизации в чувствительном объеме счетчика. Общим для обоих детекторов является механизм возникновения и развития пробоя в межэлектродном промежутке при прохождении ионизирующей частицы.

**Механизм пробоя в газе между двумя плоскими электродами.** По определению искровой разряд — неустойчивый необратимый процесс перехода от одного значения тока между электродами к другому. Одной из форм искрового разряда и является пробой между двумя электродами в газе. Ток в начальный момент при таком пробое равен нулю, а в конце переходного процесса равен току дуги или току тлеющего разряда, если мощность источника тока ограничена.

При пробое концентрация ионов и электронов настолько велика, что определяющими в развитии процесса становятся нелинейные эффекты, например локальные изменения напряженности внешнего электрического поля под влиянием объемного заряда. Основным процессом, обуславливающим развитие пробоя и распространение искры в межэлектродном газе, является фотоионизация — фотоэффект на атомах газа, который вызван фотонами, испущенными возбужденными атомами или ионами. Для фотоионизации энергия фотона должна быть больше потенциала ионизации, что возможно в случае: а) если межэлектродный промежуток заполнен смесью газов с различным потенциалом ионизации и возбуждения (например, смесью аргона и паров спирта) и б) при возбуждении глубоких атомных уровней того же газа. Сечение поглощения этих фотонов велико — порядка  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>, что при нормальном давлении соответствует длине свободного пробега до поглощения, меньшей  $10^{-2}$  см.

Рассматривая развитие пробоя между электродами, можно выделить следующие стадии этого процесса: 1) формирование и развитие электронной лавины; 2) формирование разряда; 3) сам разряд. Для анализа работы искровых детекторов особенно существенна вторая стадия.

Первая стадия развития пробоя в разрядном промежутке с плоскими электродами, а следовательно, и с постоянной в пространстве напряженностью электрического поля  $\mathcal{E}$  совпадает с процессом развития лавины в пропорциональном цилиндрическом и гейгеровском счетчиках (см. гл. 5). Суть ее в том, что при движении в поле с высокой напряженностью  $\mathcal{E}$  электроны приобретают достаточную энергию для ионизации нейтральных молекул и инициирования электронной лавины. Число электронов в лавине описывается формулой  $n = n_0 \exp(\alpha x)$ , где  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от давления, напряженности поля и свойств газа;  $x$  — расстояние вдоль поля от точки возникновения первичной ионизации.

Лавина имеет форму клина с закругленной головкой (из-за диффузии электронов). Характерное время развития лавины — десятки наносекунд.

Во второй стадии развитие разряда идет по-разному в цилиндрическом счетчике и в счетчике с плоскими электродами. Разряд между двумя плоскими электродами может при достаточно большой напряженности  $\mathcal{E}$  развиваться гораздо быстрее, чем в цилиндрическом счетчике, если возникают условия, при которых в образовании искрового пробоя главное значение приобретает фотоионизация молекул в ближайших к занятой лавиной области слоях газа — механизм, не связанный с медленным движением к электроду тяжелых ионов. Опишем этот механизм.

Чем больше электронов и ионов в лавине, тем сильнее искажается внешнее поле пространственным зарядом лавины. Особенно сильно это искажение в головке лавины. Собственное электрическое поле лавины  $\mathcal{E}_s$  направлено противоположно внешнему. Поэтому чем больше  $\mathcal{E}_s$ , тем меньше  $\alpha$  и тем медленнее развивается лавина. Если лавина в своем движении прошла расстояние  $l_{кр}$ , при котором  $\mathcal{E}_s$  приближенно равно напряженности внешнего поля, то рост лавины прекращается совсем. Ее пространственный заряд в это время равен  $en_0 e \rho r (al_{кр})$ . Развитие разряда зависит от того, успела ли лавина, проходя между электродами, достичь критического значения  $l_{кр}$ . При малых разрядном промежутке  $d$  и давлении газа  $p$ , когда значения  $l_{кр}$  невозможно достичь, дальнейшее развитие разряда связано с движением положительных ионов к катоду и вырыву из него новых электронов, т. е. происходит за время порядка десятков микросекунд. При больших значениях  $pd$ , и естественно, при достаточно большом  $\mathcal{E}$  лавина достигает критических размеров при плотности ионов в ней порядка  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  внутри разрядного промежутка, и пробой происходит гораздо быстрее — за время порядка десятка наносекунд. Объясняется это тем, что перед лавиной и сзади нее напряженность поля резко увеличивается, поскольку ввиду пространственного разделения положительных ионов и электронов в лавине образуется двойной слой зарядов разного знака. В этом сильном локальном поле фотоэлектроны, созданные в близлежащих к лавине слоях газа фотонами из основной лавины, сами образуют вторичные дочерние лавины, которые в дальнейшем сливаются с основной. Наиболее вероятно образование дочерних лавин в направлении оси основной, т. е. там, где пространственный заряд усиливает внешнее электрическое поле и его напряженность максимальна. В итоге вдоль поля по направлению к катоду распространяется пространственный заряд и образуется плазма. Этот процесс образования и развития в направлении к катоду канала сильно ионизированной плазмы называют *положительным стримером*. Одновременно с ним развивается и *отрицательный стример*, так как головка лавины движется к аноду, а объемный заряд в ней увеличивается в результате того же процесса ионизации близлежащих слоев газа фотонами из основной лавины и образования дочерних лавин. Скорость движения стри-

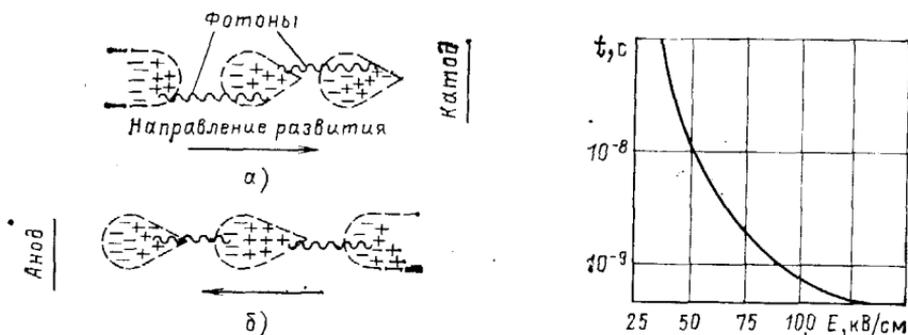


Рис. 8.9. Схемы развития положительного (а) и отрицательного (б) стримеров

Рис. 8.10. Зависимость времени формирования искрового разряда от напряженности электрического поля в воздушном промежутке

меров значительно больше скорости движения лавин. Объясняется это тем, что, во-первых, в процессе распространения стримеров определяющую роль играет быстрый процесс фотоионизации и, во-вторых, диффузия электронов в головке стримера происходит в поле, напряженность которого выше средней. Развитие положительных и отрицательных стримеров показано на рис. 8.9. Ясно, что появление стримера возможно лишь в том случае, когда в результате развития первой лавины образуется минимум один фотоэлектрон, способный вызвать вторичную лавину. Существует эмпирическое условие перехода от лавины к стримеру:

$$\alpha d \geq 20, \quad (8.21)$$

где  $\alpha$  — показатель в формуле, описывающей развитие лавины, по смыслу совпадающий с обратной длиной свободного пробега электрона до ионизации;  $\alpha = f(\mathcal{E}/p)$  [см. § 5.3];  $d$  — межэлектродное расстояние. Длительность второй стадии, т. е. время формирования разряда (рис. 8.10) при больших значениях напряженности ( $\mathcal{E} > 50$  кВ/см), порядка  $10^{-9}$  с и не зависит от длины разрядного промежутка.

В последней стадии после замыкания стримерами межэлектродного промежутка искровой канал вследствие интенсивной ионизации внутри и вне его заполняется высокотемпературной плазмой. В этом канале за счет энергии внешнего электрического поля выделяется огромная энергия (около 1 Дж на 1 см длины канала), температура газа в канале резко возрастает, сам канал расширяется и возникает ударная волна. Для регистрации факта появления искры и места ее возникновения можно использовать не только свечение, сопровождающее пробой, как это обычно делается, но и звуковой сигнал.

Из-за флуктуаций в развитии стримеров, возникающих в резко неоднородном поле пространственного заряда, направление развития пробоя может меняться для одного и того же стримера или

даже могут возникать ветвления разряда. Искривление и ветвление зависят от интенсивности фотоионизации, т. е. от вида газа, его давления, наличия примесей и т. д.

**Искровой счетчик с постоянным питанием.** Искровой счетчик состоит из двух находящихся в газе параллельно расположенных плоских электродов, между которыми постоянно приложено высокое напряжение. Развитие разряда в этой системе происходит гораздо быстрее, чем в счетчике с тонкой нитью (катодом), в результате образования стримеров. При достаточно большом потенциале на пластинках начавшаяся ударная ионизация завершается искровым пробоем, который обычно сопровождается хорошо слышимым щелчком. Визуально наблюдается яркая, четко локализованная вблизи образования первичной ионизации искра, которую легко можно сфотографировать. Возникающий при разряде импульс напряжения на счетчике регистрируется без всяких усилительных устройств, так как его амплитуда равна нескольким тысячам вольт.

Основное преимущество искровых счетчиков перед счетчиками с тонкой нитью — малое запаздывание разряда по отношению к моменту появления ионизации в межэлектродном промежутке, которое объясняется тем, что в плоскопараллельном счетчике электрическое поле постоянно по объему и электронная лавина может начаться в любой точке между пластинами. Время задержки между появлением ионизирующей частицы и ее регистрацией меньше  $10^{-9}$  с. При очень большой напряженности электрического поля и заполнении межэлектродного промежутка смесью газов аргон — пары спирта удается получить импульс со счетчика с фронтом  $10^{-10}$  с и флуктуациями фронта  $10^{-11}$  с.

Необходимо отметить, что искровые счетчики можно назвать быстрыми только в смысле малого времени запаздывания разряда в них по отношению к моменту прохождения заряженной частицы. Использовать их для регистрации интенсивных потоков заряженных частиц невозможно из-за большого мертвого времени (порядка  $10^{-3}$  с), поскольку после каждого разряда со счетчика необходимо снять напряжение для восстановления начальных рабочих условий. Так же как и в счетчиках с тонкой нитью, напряжение на электродах после разряда можно уменьшить, если последовательно с источником питания включить большой гасящий резистор или использовать специальную гасящую схему. Для предотвращения образования новых электронов при нейтрализации положительных ионов на катоде счетчик заполняют инертным газом с органическими добавками. Мертвое время растет с увеличением площади электродов, так как при этом возрастают емкость счетчика и соответственно энергия, выделяемая при одном разряде. Чем больше мощность искры, тем большее время требуется для восстановления рабочего состояния. В основном по этой причине площадь электродов в счетчике с постоянным питанием не превышает нескольких десятков квадратных сантиметров. Большая мощность разряда определяет и малый срок службы счетчиков без перенаполнения. После

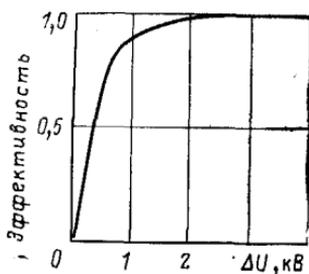


Рис. 8.11.

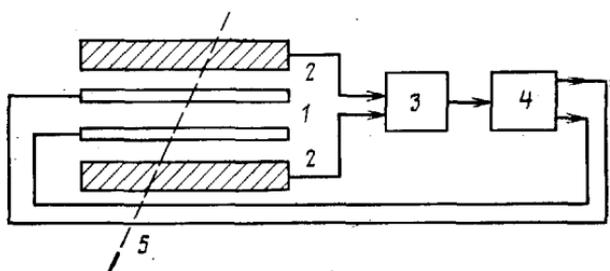


Рис. 8.12.

Рис. 8.11. Зависимость эффективности искрового счетчика от перенапряжения

Рис. 8.12. Структурная схема искрового счетчика с импульсным питанием: 1 — искровой счетчик; 2 — управляющие счетчики; 3 — схема совпадений; 4 — источник импульсного напряжения, запускаемый схемой совпадения; 5 — траектории частицы

$10^4$ — $10^8$  импульсов счетчик необходимо очистить и вновь заполнить.

Если расстояние между электродами в плоском счетчике мало, а давление газа невелико, то заряженная частица, проходя через разрядный промежуток, может и не вызвать пробой, иными словами, эффективность регистрации заряженной частицы (по пробую), которая определяется минимальным числом начальных электронно-ионных пар, необходимых для создания пробоя, зависит от перенапряжения  $\Delta U$ , равного разности между фактическим напряжением на счетчике и напряжением начала счета, и стремится к единице при  $\Delta U > 1$  кВ. При малых  $\Delta U$  появление в чувствительном объеме счетчика электронов может привести к образованию только лавины, а она не регистрируется. Зависимость эффективности от  $\Delta U$  приведена на рис. 8.11. Увеличение эффективности регистрации при росте  $\Delta U$  связано с ростом  $\alpha$  в (8.21). Счетные характеристики искровых счетчиков в общем похожи на характеристики счетчиков с тонкой нитью. В лучших из них ширина плато при межэлектродном расстоянии в несколько миллиметров достигает нескольких киловольт.

Чтобы счетчик работал уверенно, т. е. отсутствовали ложные разряды, необходимы тщательная очистка поверхности и краев электродов и их эквидистантная установка.

Разработаны специальные счетчики для счета  $\alpha$ -частиц в присутствии интенсивного  $\beta$ -излучения. Катодом в них служит металлическая пластинка, а анод в виде нити натягивается на изоляторах параллельно катоду на расстоянии 1,5—2 мм. Счетчик работает обычно в воздухе при атмосферном давлении. В нем сильноионизирующая  $\alpha$ -частица вызывает искру, а слабоионизирующая  $\beta$ -частица не вызывает.

**Управляемый искровой счетчик.** Качественно новые возможности искровых счетчиков выявились после применения импульсного питания (рис. 8.12). Высокое напряжение подается на электроды:

только в том случае, когда нужная частица прошла через запускающие счетчики.

Сигнал подачи импульсного напряжения может поступить и не от запускающих счетчиков, а от любого генератора сигнала, например от импульсного ускорителя частиц. В такой схеме включения искровой детектор уже не является счетчиком всех проходящих частиц, как обычный плоскопараллельный искровой счетчик с постоянным питанием. С его помощью по месту возникновения искры можно определить место прохождения заранее выделенной частицы.

Кроме импульсов высокого напряжения на электроды счетчика подается небольшое постоянное напряжение, необходимое для создания в газовом промежутке «очищающего» поля, которое убирают оставшиеся после разряда ионы и электроны. Если эти ионы и электроны не удалить, то при подаче следующего импульса на электроды пробой может возникнуть совсем не в месте прохождения заряженной частицы. Через некоторое время (мертвое время  $\tau_m$ ), когда из межэлектродного промежутка будут убраны все ионы и электроны, счетчик возвратится в начальное состояние и место пробоя вновь будет определяться местом прохождения заряженной частицы. Характерное значение  $\tau_m$  — несколько миллисекунд. Управляемый счетчик, в сущности, является уже простейшей искровой камерой, позволяющей локализовать место и определить время прохождения заряженной частицы. Рассмотрим его работу и введем некоторые понятия, используемые при характеристике свойств искровых камер.

Для того чтобы счетчиком управляли те частицы, которые уже прошли через его чувствительный объем, необходимо наличие «памяти». *Временем памяти*  $\tau_{II}$  называют время, в течение которого в искровом промежутке сохраняются электроны, способные инициировать разряд. Численно оно равно такому времени задержки поступления высоковольтного импульса на электроды счетчика по отношению к моменту пролета между электродами заряженной частицы, при котором вероятность вызвать разряд в 2 раза меньше, чем при подаче импульса без задержки. Время памяти в основном определяет и *разрешающее время счетчика*, которое равно сумме  $\tau_{II} + \tau_{имп}$ , где  $\tau_{имп}$  — длительность импульса высокого напряжения на электродах. Время памяти зависит в основном от вида газа и значения очищающего напряжения. Значение  $\tau_{II}$  может меняться от долей микросекунды до сотен микросекунд.

Хорошие временные характеристики счетчика или камеры получаются, когда  $\tau_{II}$  близко к времени задержки высоковольтного импульса  $\tau_3$ . При  $\tau_{II} < \tau_3$  мала эффективность регистрации, при больших  $\tau_{II}$  детектор обладает плохой разрешающей способностью во времени, одновременно регистрируется много следов, обусловленных разновременными событиями, и интерпретация снимков будет затруднена.

Важная характеристика управляемого искрового счетчика — эффективность регистрации проходящих через газовый промежуток

заряженных частиц, которая равна отношению числа зарегистрированных частиц к числу частиц, прошедших через счетчик. Для многоэлектродной камеры можно говорить об эффективности отдельного разрядного промежутка. В отличие от неуправляемого искрового счетчика, эффективность которого зависит только от параметров газа, размеров искрового промежутка и перенапряжения, эффективность управляемого счетчика — функция времени памяти и времени задержки высоковольтного импульса питания.

Для оценки эффективности управляемого счетчика (или разрядного промежутка в искровой камере) допустим, что разряд возникает каждый раз, когда к моменту появления высоковольтного импульса на электродах счетчика в межэлектродном промежутке есть хотя бы один свободный заряд, способный вызвать лавину. После своего образования ионы и электроны в межэлектродном промежутке дрейфуют к электродам под действием очищающего электрического поля, проходя к моменту появления высоковольтного импульса расстояние  $l = \omega t$ , где  $t$  — время пребывания иона или электрона в очищающем поле до возникновения пробоя;  $\omega$  — скорость дрейфа иона или электрона в электрическом поле. Время  $t$  складывается из времени задержки  $\tau_3$  и времени нарастания амплитуды импульса питания до значений, достаточных для развития стримера.

Обычно значение  $t$  близко к  $\tau_3$ , и в последующей оценке будем полагать  $t = \tau_3$ .

Электроны могут вызвать пробой, если они были образованы заряженной частицей в зоне с линейным размером  $d - l_{кр}$ , где  $d$  — межэлектродное расстояние, так как в этом случае за время дрейфа они не успеют попасть на электрод. В этом приближении эффективность регистрации заряженной частицы в счетчике

$$\varepsilon = 1 - \exp[-(dE/dx)\rho/W(d - l_{кр})], \quad (8.22)$$

где  $\rho$  — плотность газа;  $W$  — энергия, затрачиваемая на образование пары ионов в газе. Нетрудно видеть, что это выражение получено из распределения Пуассона и выражает вероятность рождения заряженной частицей хотя бы одного электрона в зоне глубиной  $d - l_{кр}$ . Значение  $\varepsilon$  заметно меньше единицы при  $d \approx l_{кр}$  и малом давлении газа. Эффективность можно повысить, увеличив, например,  $d$ , но это не всегда приемлемо.

**Искровая камера.** От управляемого искрового счетчика камера отличается только большими размерами и числом электродов. В большинстве случаев искровая камера представляет собой систему плоскопараллельных электродов, помещенную в замкнутый объем, который можно наполнять газом до давления, близкого к атмосферному. Электроды камеры соединяют через один. Одну группу электродов заземляют, а на другую подают высоковольтный импульс (10—20 кВ) длительностью около  $10^{-7}$  с. Импульс подается в том случае, если искровую камеру пронизывает части-

ца, летящая в заданном направлении \*. Импульс вырабатывается системой, состоящей из управляющих счетчиков, схем совпадений и генератора высоковольтных импульсов. В результате в камере возникают искры вдоль следа частицы, которые и фотографируются в нескольких проекциях. На рис. 8.13 приведена схема искровой камеры и показаны пробои межэлектродных промежутков, определяющие траекторию частицы. Площадь электродов в больших камерах может достигать десятков квадратных метров. Межэлектродные расстояния могут меняться от нескольких миллиметров в узкозасорной камере до десятков сантиметров в широкозасорной, определяя во многом свойства камеры.

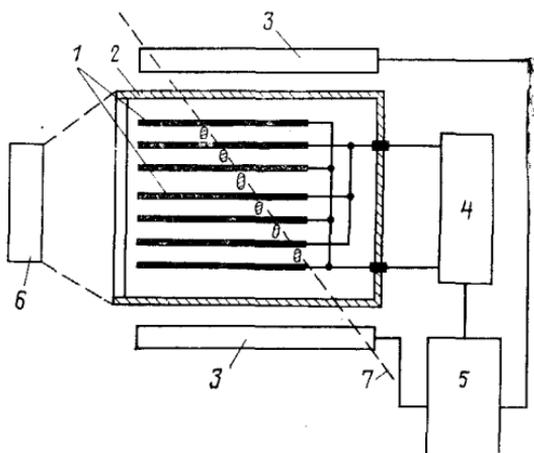


Рис. 8.13. Схема узкозасорной искровой камеры:

1 — электроды камеры; 2 — герметичный кожух; 3 — управляющие счетчики; 4 — источник импульсного напряжения; 5 — схема совпадений; 6 — стереофотоаппарат; 7 — траектория частицы

Мертвое время камеры, конечно, не может быть меньше мертвого времени отдельного разрядного промежутка, которое с помощью специальных мер, в частности подбором смеси газов, наполняющих камеру, можно уменьшить до 100 мкс. На практике мертвое время всей камеры часто ограничивается не скоростью восстановления начальных условий в разрядном промежутке, а скоростью работы вспомогательных устройств (киноаппаратуры, источников импульсного питания). Некоторые искровые камеры способны зарегистрировать до 1000 событий в 1 с.

Если поместить камеру в магнитное поле, то изменятся условия образования в ней разряда, так как на движущиеся ионы действует дополнительная сила, приводящая к смещению колонки первичных ионов в результате совместного действия постоянных магнитного и электрического (очищающего) полей. Однако практически характеристики камеры меняются лишь в незначительной степени (растет, например, время памяти), и камеры успешно работают в магнитных полях, что позволяет получать информацию об импульсе и знаке заряда частицы по кривизне ее траектории.

Идеальная камера должна иметь широкое плато на счетной характеристике, время памяти, близкое к времени задержки импульса питания, и малое мертвое время. Весьма важно, чтобы в

\* Возможна и иная схема запуска, выделяющая нужное событие; часто включение камеры есть следствие сложного логического анализа события, проводимого ЭВМ.

камере была возможна регистрация нескольких треков частиц, прошедших через камеру одновременно. Кроме того, для камер с большими межэлектродными расстояниями важна изотропность, т. е. разряд в ней должен развиваться вдоль трека частицы независимо от угла между направлениями трека и внешнего электрического поля.

Характеристики камеры, например время памяти, в значительной мере зависят от свойств заполняющего камеру газа. Обычно выделяют воздушные камеры, относя к ним также камеры с воздушно-аргоновым наполнением, и камеры с инертными газами.

**Воздушная искровая камера.** Специфические свойства такой камеры определяются тем, что в рабочей смеси газов, заполняющих камеру, есть электроотрицательный газ — кислород. Поэтому любая камера, наполненная смесью с электроотрицательным газом, близка по свойствам к воздушной.

В воздушной искровой камере электроны, образованные заряженной частицей, очень быстро — за время порядка  $10^{-8}$  с — захватываются молекулами кислорода, образуя электроотрицательные ионы. Поскольку  $\tau_+$  всегда значительно больше  $10^{-8}$  с, то к моменту появления высоковольтного напряжения на электродах свободных электронов в газе нет. Вдоль следа заряженной частицы существуют лишь тяжелые ионы, медленно дрейфующие от следа. Лавина и стример возникают тогда, когда ускоренный в сильном электрическом поле электроотрицательный ион в результате столкновений с нейтральными молекулами теряет «лишний» электрон. Чтобы оторвать электрон от молекулы кислорода, необходима энергия около 0,5 эВ. Оценим напряженность электрического поля  $\mathcal{E}$ , нужную для развития разряда в воздушной искровой камере. Энергия  $E_{\text{ср}}$ , приобретаемая ионом при движении вдоль поля на длине свободного пробега  $\lambda$ , приближенно равна  $e\mathcal{E}\lambda$ . Для воздуха  $E_{\text{ср}} \approx \mathcal{E}/p$  эВ, где  $\mathcal{E}$  берется в В/см, а давление  $p$  — в Па. Следовательно, для развития лавины в воздушной искровой камере при атмосферном давлении необходимо  $\mathcal{E} \approx 50$  кВ/см, что близко к реальной напряженности импульсного электрического поля в воздушных искровых камерах.

Воздушная искровая камера «помнит» о треке заряженной частицы до тех пор, пока отрицательные ионы не уйдут так далеко от места их рождения, что в дальнейшем будут неспособны инициировать лавину и стример. Так как скорость дрейфа отрицательных ионов мала, время памяти в камерах с ионным механизмом памяти велико и достигает сотен микросекунд. Чем с большей задержкой подан на электроды камеры импульс высокого напряжения, тем менее точно из-за смещения зарядов под действием электрического поля локализован разряд вдоль трека частиц. В воздушной искровой камере точность локализации искр определяется не медленным дрейфом отрицательных ионов, а быстрым дрейфом электронов до их захвата кислородом. Среднее квадратическое смещение электрона приближенно равно  $\sqrt{2Dt}$ , где  $D$  — коэффи-

циент диффузии;  $t$  — среднее время жизни до прилипания. При  $D \approx 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $t \approx 10^{-8} \text{ с}$  среднее квадратическое смещение порядка  $10^{-2} \text{ см}$ .

Необходимо учитывать, что в воздушной узкоазорной многоэлектродной камере пробой развивается по направлению внешнего электрического поля и трек частицы восстанавливается по точкам возникновения искры в каждом межэлектродном промежутке. Положение этих точек и смещается при дрейфе электронов.

Один из недостатков воздушной искровой камеры — малая эффективность регистрации двух или более частиц, прошедших через один и тот же разрядный промежуток одновременно. Уменьшение эффективности регистрации связано с ионным механизмом памяти. При одновременном образовании ионов в разных точках разрядного промежутка стримеры возникают в разное время из-за значительных флуктуаций времени отрыва электронов от атома кислорода. В результате первый пробой резко уменьшает напряжение на электродах, и вероятность последующих пробоев становится существенно меньше. В одной из действующих камер вероятность возникновения двух искр в одном промежутке уменьшилась до 0,8 (при одном треке она близка к единице), а трех — до 0,65. Второй существенный недостаток воздушных искровых камер — плохая разрешающая способность по времени, которая также определяется ионным механизмом памяти.

**Искровые камеры с наполнением инертными газами.** Самый распространенный тип таких камер — камеры с малым межэлектродным расстоянием. Стример в них возникает в месте прохождения частицы и распространяется вдоль направления электрического поля. Механизм памяти в таких камерах электронный, т. е. возникновение разряда возможно до тех пор, пока электроны, а не отрицательные ионы, как у воздушных камер, остаются в межэлектродном промежутке. Время памяти может изменяться от долей микросекунды до десятка микросекунд в зависимости от некоторых параметров: состава, давления газа, напряженности очищающего поля, фронта импульса высоковольтного питания.

Максимальное значение  $\tau_{\text{д}}$  ограничено диффузией или дрейфом электронов от следа частицы; оно уменьшается с ростом очищающего поля и увеличивается при добавлении в газовую смесь электроотрицательного газа.

В искровой камере с электронным механизмом памяти флуктуации во времени начала лавины малы \*, поэтому возможна одновременная регистрация нескольких треков без заметного уменьшения эффективности регистрации каждого. Однако и в такой камере не удастся зарегистрировать более 4—6 треков одновременно, что

---

\* Одновременность начала развития лавины и стримера в разных точках межэлектродного промежутка означает, что заметное уменьшение напряжения на электродах из-за резкого возрастания тока разряда наступает уже после развития разрядов во всех точках, через которые прошли частицы.

явно недостаточно при изучении высокоэнергетических столкновений, нередко порождающих большое число вторичных частиц.

**Стримерная камера.** Основное назначение искровой камеры — определение траекторий заряженных частиц, и с этой точки зрения многоэлектродная камера с малыми зазорами между электродами не может обеспечить очень высокую точность, так как в ней разряд развивается по полю и точность измерения координат трека частицы определяется межэлектродными расстояниями. Конечно, добиться того, чтобы искровая камера была полностью изотропной, нельзя, поскольку в ней существует электрическое поле, а следовательно, выделенное направление. Однако удастся значительно уменьшить зависимость вероятности образования следа частицы от угла между следом и направлением электрического поля.

В основном трудами советских ученых разработаны искровые камеры с большими (50 см и больше) искровыми промежутками, в которых разряд развивается вдоль трека частицы, а не по направлению электрического поля. Такие камеры называют *стримерными*. Главная особенность стримерной камеры состоит в искусственном обрывании газового разряда на стадии развития стримера. Разряд при этом не замыкается на электроды. След частицы состоит из нескольких светлых штрихов, длина которых может составлять всего несколько миллиметров. Поскольку размеры стримеров небольшие, стримеры способны воссоздавать треки, идущие в любом направлении, а не только от одной пластины к другой. Кроме того, в стримерной камере можно зарегистрировать практически любое количество одновременно возникших треков. Яркость следа в подобной камере существенно меньше. Полной изотропии камеры можно добиться, если оборвать разряд на стадии лавины, однако интенсивность следа в этом случае становится настолько малой, что приходится прибегать для регистрации трека к электронно-оптическим усилителям света.

Искровые камеры, работающие в режиме незаконченного разряда, обладают очень ценным свойством: у них яркость отдельных искр различна для частиц с разной ионизирующей способностью, т. е. зависит от начальной ионизации. Степень различия зависит от того, на какой стадии прекращен разряд. Чем раньше это произошло, тем больше различие. От начальной ионизации зависит также и число стримеров на единицу длины и даже их длина. Количественная оценка этих зависимостей затруднена тем, что на способность дискриминировать частицы по  $dE/dx$  влияют еще некоторые параметры (свойства газа, фронт импульса и т. д.).

Стримерные камеры заполняются смесью из благородных газов, обычно на 90 % неона и 10 % гелия. Особые требования предъявляются к источнику импульсов высокого напряжения.

Из-за высокой скорости развития стримера ( $\sim 10^8$  см/с) для обеспечения своевременного прерывания разряда длительность импульса не должна превышать  $10^{-8}$  с при амплитуде в несколько сотен тысяч или даже миллион вольт и фронте импульса  $\sim 10^{-9}$  с, причем время задержки  $\tau_z$  не должно превышать  $10^{-6}$  с. В послед-

нее время выяснилось, что требования к параметрам импульса высокого напряжения несколько снижаются, если к основному газу в камере подмешать углеводородные добавки. При этом увеличивается и яркость следа.

Основная техническая трудность в создании стримерных камер состоит в формировании импульсов высокого напряжения с требуемыми параметрами. В генераторах импульсов для стримерных камер используются или накопление заряда на емкости и последующий разряд емкости через разрядное устройство непосредственно на пластины камеры, или специальный волновод, в котором со скоростью света распространяется импульс от генератора высокого напряжения. Характерные параметры стримерной камеры можно видеть на примере одной из действующих камер. Ее рабочий объем имеет размеры: длина 2,3 м, ширина 1,5 м и высота 60 см. Импульсный генератор дает импульсы до  $1,3 \cdot 10^6$  В, что в 2 раза превышает необходимое для запуска камеры напряжение. Для импульсов с амплитудой  $6 \cdot 10^5$  В пиковый ток составляет около  $2,6 \cdot 10^4$  А. Окружающей камеры 400-тонный магнит мощностью 6 МВ создает магнитное поле в 1,5 Тл.

Стримерную камеру можно применять для детектирования частиц, летящих не только от мишени вне камеры, но и от мишени, помещенной в саму камеру. Мишень внутри камеры можно выполнить, например, в виде полой трубки малого диаметра, через которую направляется пучок хорошо сколламированных первичных частиц, например фотонов. Наполнить такую трубку-мишень можно любым газом: водородом, дейтерием, изотопами гелия. В рабочий объем камеры можно помещать и твердые мишени, но из непроводящих электрический ток материалов.

**Характеристики треков частиц в искровых камерах.** Искровую камеру используют в основном в физике элементарных частиц для регистрации редких событий, отбираемых из большого числа фоновых. Обычная многоэлектродная камера очень удобна для измерения пробега заряженных частиц. Внутри камеры можно поместить в виде пластин-электродов достаточное количество вещества, чтобы остановить самые энергичные частицы, при этом отдельные пластины можно сделать весьма тонкими, чтобы обеспечить хорошее пространственное разрешение, а следовательно, и энергетическое разрешение. Энергию частиц можно определить по длине трека в искровой камере с погрешностью до 1—2 %, т. е. с погрешностью, определяемой статистическими флуктуациями в длине пробега. Если камеру поместить в магнитное поле, то появится возможность определить кривизну траектории частицы, а следовательно, знак заряда и импульс. В камере можно измерять импульс высокоэнергетической частицы (с энергией до 10 ГэВ) с погрешностью примерно 2 %, а разрешение по массам для многочастичных событий достигает 0,5 %.

## § 8.5. Твердотельные диэлектрические детекторы

**Феноменологическое описание.** Во многих самых распространенных природных и искусственных твердых диэлектриках при прохождении через них сильноионизирующих ядерных частиц образуются треки — узкие зоны повреждений, в которых атомы смещены со своих мест. Характерные размеры треков по атомным масштабам велики: длина  $(1-10) \cdot 10^{-6}$  см, диаметр  $10^{-6}$  см. В объеме трека размещается  $10^8-10^9$  атомных позиций.

Впервые такие треки наблюдали с помощью электронного микроскопа в тонких кристаллах циркона ( $ZrSiO_2$ ), облученных осколками деления урана. Следы осколков обнаружили с помощью этого метода и в других материалах, но сама процедура их наблюдения очень трудоемка и требует приготовления тонких реплик (образцов толщиной менее  $3 \cdot 10^{-5}$  см). Этот метод наблюдения требует большого усиления, поэтому поле зрения электронного микроскопа оказывается малым, и найти трек нелегко.

Решающий шаг, обусловивший широкое распространение метода наблюдения треков в диэлектриках в разных областях науки и техники, включая ядерную физику и дозиметрию, геохронологию, физику космических частиц, химический анализ и т. д., был сделан, когда было обнаружено, что треки можно «выявлять», т. е. существенно увеличивать, делая возможным их наблюдение в обычных оптических микроскопы (если использовать прозрачные диэлектрики). Наиболее распространенная методика такого выявления — избирательное химическое травление треков, основанное на том, что поврежденные области твердого тела растворяются гораздо быстрее, чем неповрежденные. Впервые этот эффект был обнаружен на слюде. Если образец слюды, содержащий треки, поместить в раствор фтористоводородной кислоты, то кислота быстро проникнет на всю глубину трека, превратив поврежденную область в четко очерченную полую трубку. При достаточно длительном травлении диаметр трубки увеличивается до значения, превышающего длину волны видимого света, и, следовательно, сама трубка становится видимой в оптическом микроскопе при сравнительно небольшом увеличении (100—200). Естественно, что при химическом травлении выявляются треки, выходящие на поверхность детектора, так как в отличие от процедуры проявления ядерной эмульсии растворитель не может проникать в твердое тело, разрушая его.

В ряде диэлектриков, таких, как слюда и циркон, скорость увеличения диаметра трубки много меньше скорости травления по глубине трека. Это обстоятельство обеспечивает сохранение цилиндрической формы растравливаемого трека. В материалах типа стекла скорость увеличения диаметра при травлении хотя и меньше скорости травления вглубь, но все же сравнима с нею. В этом случае протравленные следы имеют, скорее, коническую, чем цилиндрическую форму. В некоторых диэлектриках возникают только мелкие углубления. В стекле можно получить диаметр про-

травленного трека до 50 мкм, причем примерно до 20 мкм диаметр увеличивается линейно со временем травления. Формы протравленных треков весьма различны и зависят главным образом от самого электрика, а также от состава травителя и режима травления. Так, для неорганических стекол характерны треки в виде конических углублений овальной формы, в органических диэлектриках это удлиненные каналы цилиндрической формы, в минералах — правильной геометрической формы.

Основной характеристикой детектора с точки зрения его пригодности как трекового детектора является его чувствительность к ионизирующим частицам различных заряда и энергии. Как показывает опыт, эта характеристика практически зависит только от одного параметра — от плотности ионизации вдоль следа заряженной частицы, которая, в свою очередь, связана с ее удельными потерями энергии  $dE/dx$ . Если плотность ионизации и соответственно удельные потери энергии превышают некоторое минимальное (критическое) значение для данного диэлектрика, то трек образуется, если не превышает — трек не образуется. Зная критическое значение  $dE/dx$ , можно предсказать, какие частицы будут создавать треки и при каких энергиях. Расчетные зависимости  $dE/dx$  для различных ядер от их энергии приведены на рис. 8.14 для слюды. В области  $dE/dx < 12 \cdot 10^3$  МэВ/(г/см<sup>2</sup>) не наблюдалось следов вообще, в области  $12 \cdot 10^3$  МэВ/(г/см<sup>2</sup>)  $< dE/dx < 14,5 \cdot 10^3$  МэВ/(г/см<sup>2</sup>) наблюдались не полностью развитые следы, и, наконец, в области  $dE/dx > 14,5 \cdot 10^3$  МэВ/(г/см<sup>2</sup>) вероятность образования трека практически равна 1. Переходная область достаточно узкая. Видно, что в слюде ядра с зарядом и массой, меньшими или равными  $Z=14$  (кремний), не образуют следов ни при каких энергиях. Так как при уменьшении энергии многозарядного иона из-за «подхвата» электронов его эффективный заряд уменьшается, а следовательно, падает и плотность ионизации, то для данного иона существует пороговая энергия, начиная с которой будут образовываться треки в данном диэлектрике. Например, для слюды и иона алюминия эта пороговая энергия порядка 10 МэВ. В некоторых особо чувствительных органических диэлектриках можно с помощью травления выявить треки очень низкоэнергетических ядер, например, ядер отдачи, возникающих при  $\alpha$ -распаде таких тяжелых элементов, как уран и торий. В табл. 8.4 приведена чувствительность некоторых органических и неорганических диэлектриков, используемых как трековые детекторы.

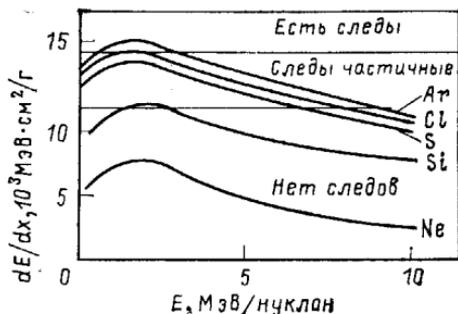


Рис. 8.14. Зависимость линейных потерь энергии для различных ядер в слюде от энергии ядра. Указаны границы значений  $dE/dx$ , при которых треки образуются частично, всегда или совсем не образуются.

Таблица 8.4. Чувствительность твердотельных диэлектрических детекторов

Детектор	Химический состав	Наименее ионизирующий ион, создающий трек
<i>Неорганические диэлектрики</i>		
Оливин	$MgFeSO_4$ , $MgFeSO_4$	$^{56}Fe$
Кварц	$SiO_2$	$^{40}Ar$
Слюда	$KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	$^{20}Ne$
Кварцевое стекло	$SiO_2$	$^{40}Ar$
Фосфатное стекло	$10P_2O_5 \cdot 1,6BeO \cdot Ag_2O \cdot 2K_2O \cdot 2Al_2O_3$	$^{20}Ne$
<i>Органические диэлектрики</i>		
Янтарь	$C_2H_2O_2$	Осколки деления
Иономерный полиэтилен	$C_{11}H_4O_4N_2$	$^{16}O$
Поликсиметилен	$CH_2O$	$^{11}B$
Полипропилен	$CH_2$	$^4He$
Полиметилметакрилат	$C_5H_8O_2$	$^4He$
Нитрат целлюлозы	$C_6H_8O_9N_2$	$^1H$

Другой важной характеристикой ТДД является эффективность регистрации, которая зависит от угла входа частицы в диэлектрик. При скользящем падении (угол входа близок к  $90^\circ$ ) повреждения создаются вблизи поверхности, и при последующем травлении видимый трек не возникает. Критический угол зависит от многих переменных, таких, как  $dE/dx$  частицы, диэлектрика, технологии травления. Эффективность регистрации близка к 1 при угле падения, меньшем критического, а при угле, большем критического, резко падает до 0. Наиболее высокую эффективность имеют фосфатные стекла, слюда и полимерные пленочные материалы типа лавсана. При образовании треков осколками деления в стекле критический угол равен около  $30-40^\circ$ , а в слюде приближается к  $90^\circ$ . В свинцовом стекле, содержащем более 60 % окиси свинца, треки осколков деления выявляются лишь при угле падения, близком к 0.

Следует отметить важное свойство диэлектрических детекторов — пропорциональность линейного размера зоны травимых дефектов атомному номеру  $Z$  частицы, замедляющейся в детекторе: до остановки.

Однажды образованные треки сохраняются практически неограниченное время (сравнимое с возрастом Земли) и в соответствующих материалах (кварце, например) при нагревании до температур в сотни градусов. На образование треков не влияют ни давления (по крайней мере, до  $10^{10}$  Па), ни очень большие дозы излучения, создаваемого частицами с плотностью ионизации

меньше пороговой. Например, детекторы с малым содержанием делящихся ядер, такие, как специальное стекло, могут выдерживать флюенс нейтронов до  $10^{20}$  см<sup>-2</sup> без образования фоновых треков.

**Механизм образования треков.** Механизмы образования треков в неорганических диэлектриках и органических полимерах различны. Рассмотрим подробнее более разработанную теорию образования треков в неорганических кристаллах и стеклах. Механизм образования в них треков более прост, кроме того, они составляют большую часть используемых ТДД.

Из общих соображений очевидно, что возникновение трека есть результат выделения энергии, теряемой заряженной частицей в малом объеме вдоль ее траектории, и нарушения вследствие этого структуры вещества. Показано, что прямые столкновения заряженной частицы с атомами вещества не являются главной причиной возникновения трека. Так, треки в металлах и полупроводниках с удельным сопротивлением менее  $2 \cdot 10^3$  Ом·см не образуются, хотя доля энергии, теряемой в прямых столкновениях с атомами, для диэлектриков и проводников сильно не различается. Заметим, что заряженная частица, движущаяся в твердом теле, почти всю свою энергию передает электронам (энергия, переданная электронам, почти на два порядка больше энергии, переданной непосредственно решетке).

Наиболее хорошо описывает всю совокупность экспериментальных данных о процессе образования трека в неорганических диэлектриках модель *ионно-взрывного пика*. В ней предполагается, что тяжелая заряженная частица создает в ТДД цилиндрическую зону ионизованных атомов. Вытянутая область повреждений в зоне ионизации создается в результате кулоновского отталкивания (носящего «взрывной» характер) положительных ионов, возникающих после срыва электронов. Сразу же после прохождения заряженной частицы (т. е. примерно через  $10^{-12}$  с) создается область объемного заряда, поскольку электрон в результате взаимодействия с заряженной частицей получил импульс и удалился от иона (рис. 8.15, а). Кулоновское взаимодействие между оставшимися ионами приводит к тому, что ионы, отталкиваясь друг от друга, нарушают решетку и внедряются в междоузлия (рис. 8.15, б). При этом силы кулоновского взаимодействия ионизованных атомов значительно превышают силы связи атомов в решетке. Силу кулоновского взаимодействия двух ионизованных атомов, находящихся на расстоянии  $a$  друг от друга, можно записать в виде

$$F = n^2 e^2 / (\epsilon a^2), \quad (8.23)$$

где  $n$  — кратность ионизации взаимодействующих атомов;  $e$  — заряд электрона;  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная. Минимальное значение  $a$  равно  $a_0$  — постоянной решетки. Если рассматривать не конкретный атом, а некий средний, то значение  $n$  может быть меньше 1, поскольку не все атомы в решетке в области ионизации

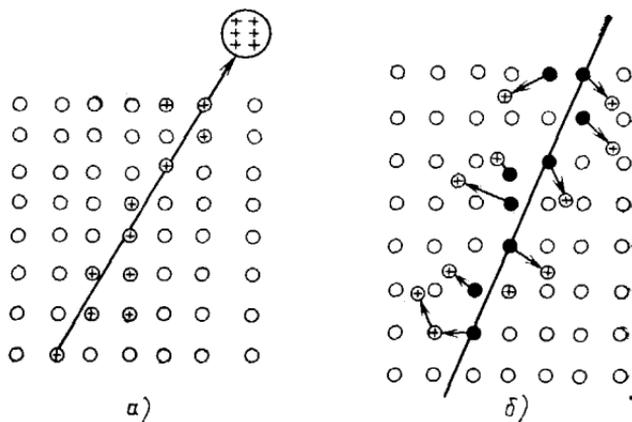


Рис. 8.15.  
Механизм  
образования  
области повреждений в  
неорганическом диэлектрике

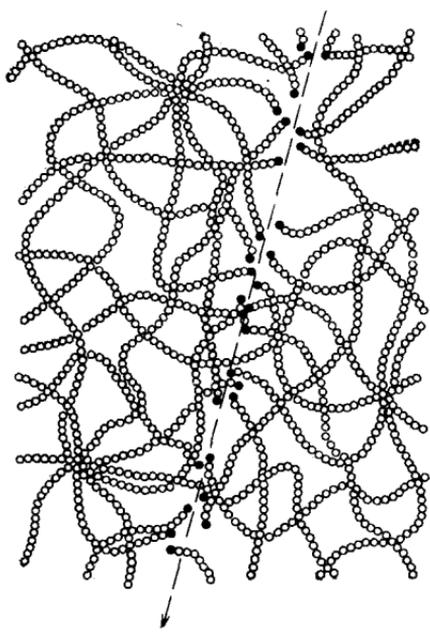


Рис. 8.16.  
Механизм  
образования  
области повреждений  
в полимере

потеряют заряд. Сила связи атомов в решетке  $F_c \sim 0,1 E a_0^2$ , где  $E$  — модуль упругости Юнга. Из условия, что для образования трека сила кулоновского взаимодействия  $F$  должна быть больше, чем сила связи  $F_c$ , получим критерий образования дефектов в твердом диэлектрике:

$$n^2 > R \equiv E \epsilon a_0^4 / 10 e^2, \quad (8.24)$$

где  $R$  — коэффициент напряжения, являющийся мерой относительной чувствительности материалов, сохраняющих треки. Из выражения для  $R$  следует, что порог образования треков в диэлектрике тем ниже, чем меньше среднее расстояние между атомами, диэлектрическая проницаемость и модуль упругости. Расчетное зна-

чение  $R$  изменяется примерно от 5 для оливина до 0,5 для фосфатного стекла.

Из рассмотренной модели образования трека видно, что он не образуется, если другие электроны займут места электронов, сорванных заряженной частицей, прежде чем ионизованные атомы сместятся. Поэтому если приток электронов из окружающей среды происходит за время менее  $10^{-13}$  с (характерное время колебаний решетки, необходимое для перемещения ионов), то трек не возникает. В проводниках плотность электронов большая, и атомы не успевают сместиться.

Модель ионно-взрывного пика неприменима к высокополимерным соединениям, где главный вклад в образование травимых следов вносит разрыв молекулярных цепочек с образованием свободных радикалов молекул и атомов. Эти нарушения создаются непосредственно первичной ионизирующей частицей, а достаточно энергичными вторичными электронами, выделяющими свою энергию в непосредственной близости от пути первичной частицы. Разорванные связи гораздо более химически активны, чем неразорванные, что делает нарушения вдоль трека способными к проявлению. Схематически этот процесс иллюстрируется рис. 8.16. Растворитель проникает через нарушения в глубь трека, который для тяжелого иона первоначально имеет диаметр около  $5 \cdot 10^{-7}$  см. Слабоионизирующая частица, например релятивистский электрон, составляет слишком мало поврежденных молекул вдоль своего пути, и видимый трек при травлении не образуется. Органические пленки нечувствительны также к протонам и, следовательно, к нейтронам, хотя  $\alpha$ -частицы в обычных пленках и могут быть детектированы, правда, с очень малой эффективностью ( $\sim 10^{-6}$ ), в результате образования ядер отдачи углерода или кислорода на поверхности пленки. В некоторых пленках при специальном режиме обработки удается регистрировать треки  $\alpha$ -частиц и даже протонов.

Треки заряженных частиц в высокомолекулярных полимерах отличаются от треков в неорганических диэлектриках не только механизмом образования, но и видимой структурой и диаметром (он доходит до  $5 \cdot 10^{-6}$  см для непротравленного трека).

**Области применения ТДД.** Исследования, в которых применяются ТДД, можно разбить на два класса. К первому, наиболее многочисленному, относятся эксперименты, цель которых — определить плотность треков или их полное число часто в условиях очень интенсивного фона слабоионизирующих частиц. Ко второму относятся исследования, в которых измеряются масса, заряд и энергия частицы, создающей трек, или события, анализ которых требует очень высокого пространственного разрешения.

Методы идентификации заряженных частиц в трековых детекторах основаны на том, что в зоне нарушения, около траектории частицы, структура вещества и его химическая активность зависят от заряда и скорости частицы. Наиболее разработан и применим ко всем классам твердых диэлектриков метод, основанный на измерении длины протравленного трека для одного или более значе-

ний остаточного пробега частицы. При этом в стопке пленок, помещаемых на пути частицы, образуется ряд каналов, последний из которых протравлен до конца пробега. Все методы идентификации предполагают градуировку детекторов частицами с зарядом и энергией, близкими к изучаемым. Например, измеряя диаметр и длину протравленных с помощью специальных режимов треков, можно выделить максимумы в распределении осколков деления по массам и определить энергию осколков с погрешностью  $\pm 5\%$ .

**Автоматизация счета треков.** Использование ТДД в простом варианте предполагает поиск и счет треков размером 10—20 мкм под микроскопом, а это утомительная и длительная процедура. Чаще всего оператор ведет прямой подсчет треков под микроскопом, снабженным окуляром с отградуированной сеткой. При этом возможны ошибки в подсчете треков, связанные с утомлением оператора, особенно при массовых измерениях. Поэтому постоянно идет поиск путей улучшения условий идентификации треков и автоматизации их счета.

Если плотность треков низкая, то используют прохождение какого-либо вещества или излучения через сквозные отверстия в тонкой пленке диэлектрика. Это могут быть краситель, травящий раствор, растворяющий нанесенную на диэлектрик непрозрачную металлическую фольгу, а также электроны, создающие ток. Применяют и высоковольтное электрическое поле, прикладываемое к детекторной пленке, в которой имеются почти сквозные каналы треков. Пробой диэлектрика в этих местах увеличивает треки, так что их можно найти при малом увеличении.

Разработаны методы быстрого счета — техника искрового счета, счет на автоматизированных микроскопах, измерение электрической проводимости треков, заполненных электролитом, счет на системах, распознающих заданный образ, измерение света, рассеиваемого треками или проходящего через треки в непрозрачном веществе.

Для интегральных измерений применяются устройства, основанные на рассеянии или поглощении коллимированного пучка света треками на поверхности детектора. Угловое распределение света, рассеянного треками, отличается от углового распределения

Таблица 8.5. Сравнительные характеристики трековых детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Время чувствительности, с	Управляемость	Мертвое время, с
Ядерная эмульсия	$10^{-4}$	Велико	Нет	0
Камера Вильсона	$10^{-2}$	$10^{-2}$	Есть	30
Пузырьковая камера	$10^{-2}$	$10^{-2}$	Нет	1
Искровая камера	$2 \cdot 10^{-2}$	$(3-5) \cdot 10^{-7}$	Есть	$10^{-3}$
Твердотельный диэлектрический	$10^{-6}$	$\infty$	Нет	0

света в детекторе или света, рассеянного царапинами и дефектами на поверхности детектора.

В заключение в табл. 8.5 сравниваются некоторые характеристики трековых детекторов.

### § 8.6. Методы определения характеристик частиц в трековых детекторах

**Параметры треков.** Методы восстановления характеристик частицы, оставившей видимый след в чувствительном объеме трекового детектора, не очень сильно зависят от типа прибора (камера Вильсона, пузырьковая камера или фотозмульсия). В общем случае в трековом приборе можно измерить длину трека, радиус кривизны трека в магнитном поле, плотность трека, число  $\delta$ -электронов, средний угол многократного кулоновского рассеяния.

В гл. 2 приведены формулы, связывающие пробег, удельные потери энергии и число  $\delta$ -электронов с массой, импульсом и зарядом частицы. Используя их, можно связать измеренные характеристики трека частицы с параметрами самой частицы следующими соотношениями:

1) пробег

$$\mathcal{R} = Mf(v)/z^2; \quad (8.25)$$

2) удельная плотность трека

$$\Delta N/\Delta x = z^2\varphi(v); \quad (8.26)$$

3) число  $\delta$ -электронов вдоль трека

$$N_\delta = \text{const}(z^2/v^2); \quad (8.27)$$

4) средний угол многократного рассеяния

$$\alpha = \text{const} |z|/(pv); \quad (8.28)$$

5) радиус кривизны трека в магнитном поле

$$\rho = \text{const } p/(zH).$$

Конечно, не для всякого детектора можно определить все эти характеристики. В табл. 8.6 указано, какие характеристики частиц можно измерить в каждом из рассмотренных в этой главе трековых детекторов.

Для полного описания частицы, т. е. для установления параметров, ее характеризующих (массы  $M$ , импульса  $p$ , энергии  $E$ , скорости  $v$  и заряда  $z$ ), в общем случае необходимо определить три характеристики следа, поскольку только три из этих пяти параметров независимы. При этом, если надо найти и знак заряда, единственный способ сделать это — измерить направление отклонения трека в магнитном поле. Измерение кривизны траектории в магнитном поле позволяет получить дополнительное уравнение для определения импульса и заряда.

Как видно из табл. 8.6, наиболее полная информация о частице содержится в ее треке, зарегистрированном ядерной эмульсией. Поэтому проиллюстрируем методы определения характеристик частицы по параметрам ее следа на примере ядерной эмульсии. Такой разбор дает представление об анализе следов и в других трековых приборах.

Таблица 8.6. Параметры следов частиц, определяемые с помощью трековых детекторов

Детектор	Пробег	Плотность ионизации	Средний угол рассеяния	Число $\delta$ -электронов	Радиус кривизны
Камера Вильсона	Измеряется для частиц с малой энергией	Измеряется	Измеряется	Измеряется, если пробеги $\delta$ -электронов больше 1—2 мм	Измеряется
Пузырьковая камера	Измеряется	Практически не измеряется	»	Измеряется	»
Ядерная эмульсия	»	Измеряется	»	»	»
Искровая камера	»	Практически не измеряется	Не измеряется	Не измеряется	»
Твердотельный диэлектрический	Практически не измеряется	Не измеряется	Не измеряется	Не измеряется	Не измеряется

В обычных случаях из-за сильной зависимости потерь энергии от заряда частицы определение заряда наиболее просто: заряд частицы легко оценить по плотности зерен или числу  $\delta$ -электронов. Рассмотрим в качестве примера способы определения массы неизвестной однократно заряженной частицы.

**Измерение плотности зерен и остаточного пробега** ( $\Delta N/\Delta x, \mathcal{R}$ ). В этом методе используется то обстоятельство, что пробеги двух частиц с одинаковыми зарядами и скоростями пропорциональны их массам. Измерение массы заключается в том, что зависимость плотности зерен вдоль следа неизвестной частицы сравнивается с аналогичной зависимостью для протонов. Так как для частиц с одинаковым зарядом ионизационные потери зависят только от скорости, а число зерен на единице длины пропорционально  $dE/dx$ , то на участках следов двух частиц с одинаковой плотностью зерен их скорости равны. Остаточные пробеги, соответствующие одинаковой плотности зерен, определяют массу частицы, т. е.  $M_x/M_p = \mathcal{R}_x^{\text{ост}}/\mathcal{R}_p^{\text{ост}}$ , где  $\mathcal{R}_x^{\text{ост}}$ ,  $\mathcal{R}_p^{\text{ост}}$  — остаточные пробеги неизвестной частицы и протона соответственно, отсчитываемые от точек с равной плотностью зерен. Чтобы получить достаточную точность в этом методе, необходимы длинные треки, так как плотность зерен не очень чувствительна к скорости частицы. Погрешность метода около 10 %.

Можно легко показать, что отношение остаточных пробегов равно отношению полного числа зерен, отсчитываемых от конца трека. Физически это очевидно, если считать, что энергия, необходимая для создания одного зерна, пропорциональна удельным потерям энергии заряженной частицы. Подсчет отношения полного числа зерен обеспечивает меньшую статистическую погрешность в случаях, когда в распоряжении экспериментатора один или несколько треков.

**Измерение среднего угла рассеяния  $\alpha$  и остаточного пробега  $\mathcal{R}$ .** Напомним, что из простых физических соображений следует, что чем больше масса частицы,

тем более прямолинеен ее трек и тем меньше средний угол рассеяния. В этом методе отношение масс двух частиц определяется сравнением углов многократного кулоновского рассеяния при одном остаточном пробеге. Проиллюстрируем метод на примере частиц со сравнительно малыми скоростями. Будем считать, что для данного вида эмульсии известен средний угол многократного отклонения  $\alpha_p$  для протонов в функции остаточного пробега протонов  $\mathcal{R}_p^{\text{ост}}$ . Из измерений получены  $\alpha_x$  при остаточном пробеге  $\mathcal{R}_x^{\text{ост}}$  для однозарядной частицы с неизвестной массой  $M_x$ . Из соотношения (8.28) следует

$$\alpha_x/\alpha_p = E_p/E_x. \quad (8.29)$$

Соотношение между  $E_p$  и  $E_x$  можно получить из условия равенства сравнимых остаточных пробегов  $\mathcal{R}_x^{\text{ост}} = \mathcal{R}_p^{\text{ост}}$ . Известно (см. § 2.1), что

$$\mathcal{R}_x(E_x) = (M_x/M_p) \mathcal{R}_p(M_p E_x/M_x). \quad (8.30)$$

Для протонов с энергией от нескольких до сотни мегаэлектрон-вольт зависимость пробега от энергии можно представить степенной зависимостью следующего типа:

$$\mathcal{R}_p = BE_p^n, \quad (8.31)$$

где  $B$  — константа. Тогда, если остаточные пробеги, на которых производится измерение среднего угла рассеяния, равны, т. е.  $\mathcal{R}_x(E_x) = \mathcal{R}_p(E_p)$ , то, учитывая (8.29) и (8.31), получаем

$$BE_p = (M_x/M_p) B (M_p E_x/M_x)^n$$

или  $E_p/E_x = (M_p/M_x)^{\frac{n-1}{n}} = \alpha_x/\alpha_p$ . Для пробегов протонов с энергией от 8 до 40 МэВ в эмульсии  $n=1,72$  обеспечивает погрешность в соотношении пробег — энергия не более 2%. Следовательно, в этом случае

$$M_x = M_p (\alpha_p/\alpha_x)^{2,39}. \quad (8.32)$$

В общем случае, когда нет аналитической зависимости пробега от энергии, прибегают к графическому анализу. Основной недостаток метода в том, что  $\alpha$  — слабая функция массы, а преимущество — независимость от характеристик и способов обработки эмульсий. При длине треков около 1 см погрешность в определении массы равна примерно 15%.

**Измерение плотности зерен  $\Delta N/\Delta x$  и среднего угла рассеяния  $\alpha$ .** Этот метод оказывается единственно возможным, если частица не останавливается в эмульсионном слое и ее пробег неизвестен. Из (8.26) видно, что  $\Delta N/\Delta x$  — функция только скорости частицы, но не массы, и, следовательно, если сравнивать  $\alpha$  для трека протона и неизвестной частицы при одинаковых  $\Delta N/\Delta x$  (одинаковых скоростях), то

$$\alpha_x/\alpha_p = M_p/M_x. \quad (8.33)$$

Наименьшая погрешность в определении  $M$  таким методом на пробеге около 5 см равна примерно 10%.

## ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ

### § 9.1. Излучение Вавилова — Черенкова

**Общие замечания.** Для исследования распределения частиц по скоростям применяют черенковские счетчики. Широкое практическое применение открытого С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым свечения, возникающего при прохождении быстрой заряженной частицы через диэлектрик, стало возможным только после разработки ФЭУ с большим коэффициентом усиления и малым шумом. В большинстве конструкций черенковских счетчиков излучение, возникшее в радиаторе, собирается специальной оптической системой и регистрируется ФЭУ. Черенковские счетчики применяются почти исключительно в физике элементарных частиц в системах, предназначенных для селекции частиц по скоростям и зарядам. Их подразделяют на два типа — *с фокусировкой* и *без фокусировки* — в зависимости от того, используется или не используется в них оптическая система для создания изображения излучающей области или фокусировки излучения, испущенного в заданном направлении в определенную точку пространства.

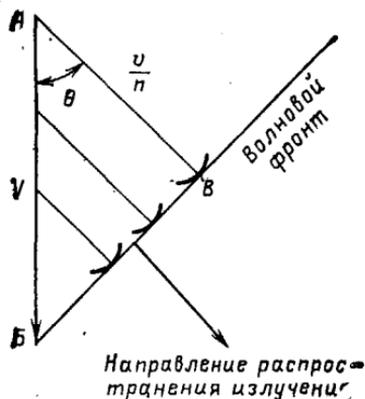
**Механизм возникновения излучения.** Качественно возникновение излучения Вавилова — Черенкова можно понять из следующих рассуждений. Пусть частица, например электрон, движется в прозрачном диэлектрике. Электрон при движении поляризует атомы в объеме, прилегающем к его траектории\*. Это означает, что каждый элементарный объем вблизи траектории электрона получает некоторую энергию. После ухода электрона состояние поляризации исчезает и энергия, затраченная на поляризацию атомов, может быть унесена излучением. При медленном движении частицы, когда ее скорость меньше скорости распространения электромагнитного поля в диэлектрике, вследствие полной симметрии поляризации вокруг частицы излучения от отдельных атомов гасят друг друга. При движении частицы со скоростью, большей скорости света в диэлектрике, поляризация уже не будет полностью симметричной, так как частица опережает световой сигнал о своем появлении. Вдоль направления движения появится результирующее электромагнитное поле диполя, которое будет существовать и на больших расстояниях. Волны, испускаемые на различных участках траектории, могут оказаться в фазе, так что в удаленной точке наблюдения будет существовать результирующее поле, т. е. наблюдаться излучение.

Условие возникновения излучения можно пояснить следующим образом (рис. 9.1.). Пусть скорость движения частицы в среде  $v$ , скорость распространения света в среде равна  $c/n$ , где  $n$  — показатель преломления среды, и пусть частица движется вдоль на-

\* Кроме того, часть атомов в этом объеме окажется ионизированной, а часть — возбужденной.

Рис. 9.1. К выводу условия существования излучения Вавилова — Черенкова

правления  $AB$ . Для того чтобы интерференция волн от отдельных элементарных объемов не приводила к их взаимному гашению, необходимо время прохождения частицей пути  $AB$  приравнять времени прохождения светом пути  $AB$ . Поскольку расстояние  $AB$  всегда больше  $AB$ , необходимо, чтобы  $v > c/n$ , т. е. скорость частицы должна быть больше скорости света в среде. Из условия равенства времен прохождения отрезков  $AB$  и  $AB$  получаем условие излучения



$$\cos \theta = 1/(\beta n), \quad (9.1)$$

где, как обычно,  $\beta = v/c$ . Из рис. 9.1 ясно, что излучение наблюдается лишь под определенным углом  $\theta$  относительно траектории частицы, при котором волны, возникающие в произвольных точках траектории  $AB$ , образуют волновой фронт  $BB'$ . Из соотношения (9.1) следует: 1) для среды с данным  $n$  существует пороговая скорость  $\beta_{\text{мин}} = 1/n$ , ниже которой излучение не возникает. При скорости, равной пороговому значению, направление излучения совпадает с направлением движения частицы; 2) ультрарелятивистским частицам с  $\beta \approx 1$  соответствует  $\theta_{\text{макс}} = \arccos(1/n)$ ; 3) излучение приходится на видимую и примыкающую к ней области спектра, для которых  $n > 1$ .

На рис. 9.1 изображена лишь плоская картина. Естественно, существует полная симметрия относительно траектории частицы. Свет, возникающий на каждом участке траектории, распространяется по поверхности конуса, вершина которого расположена на этом участке, ось совпадает с траекторией частицы, а половина угла при вершине равна  $\theta$ . Распределение интенсивности света по  $\theta$  близко к  $\delta$ -образному, а поляризация света такая, что вектор напряженности электрического поля всегда направлен по нормали к поверхности конуса, а вектор напряженности магнитного поля — по касательной.

При выводе условия излучения (9.1) неявно предполагалось, что скорость движения частицы через среду постоянна, а сама среда не имеет границ, в противном случае угол излучения будет изменяться вдоль траектории частицы, а само излучение испытывать преломление (и отражение) на границе среды. Кроме того, если условие  $\beta n > 1$  выполняется, а частица пересекает границу двух сред с разными  $n$ , то дополнительно возникает так называемое *переходное излучение*, интенсивность которого меньше интенсивности излучения Вавилова — Черенкова. Переходное излучение

также может быть использовано для регистрации заряженных частиц.

Напомним, что существует и другой механизм образования электромагнитного (так называемого тормозного) излучения при движении заряженной частицы в среде. Образуется это тормозное излучение\*, если скорость частицы резко изменяется. Между излучением Вавилова — Черенкова и тормозным имеется принципиальное различие. Излучение Вавилова — Черенкова обусловлено макроскопическими свойствами среды, а тормозное — взаимодействием с отдельными атомами. Для тормозного излучения характерны большие передачи энергии при одном взаимодействии, т. е. высокочастотный спектр излучения. Кроме того, интенсивность тормозного излучения — функция массы частицы и существенна только для наиболее легких частиц — электронов и позитронов. Заметим, что хотя полная энергия, испускаемая электроном при тормозном излучении, гораздо больше, чем при излучении Вавилова — Черенкова, однако существенное различие в спектральном распределении этих излучений приводит к тому, что в видимой части спектра излучение Вавилова — Черенкова оказывается гораздо более интенсивным, чем тормозное. Угловые распределения тормозного излучения и излучения Вавилова — Черенкова также резко отличаются друг от друга. В первом случае угол испускания уменьшается с ростом энергии частицы, а во втором увеличивается. Кроме того, для тормозного излучения не существует уникального угла излучения.

**Интенсивность излучения Вавилова — Черенкова.** Число фотонов, выходящих из радиатора, и их спектр зависят не только от скорости и заряда частицы, но и от оптических характеристик диэлектрика — радиатора. Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется непрерывным спектром частот, ограниченным со стороны малых длин волн из-за того, что с уменьшением  $\lambda$  показатель преломления  $n$  уменьшается и соотношение  $\beta n > 1$ , необходимое для возникновения излучения, перестает выполняться. Со стороны больших длин волн спектр излучения ограничен тем, что для очень больших  $\lambda$  радиатор перестает быть прозрачным.

Релятивистская заряженная частица, движущаяся в диэлектрике, испускает на 1 см пути число фотонов в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ :

$$\Phi(\nu) d\nu = 4\pi^2 (ze)^2 [1 - 1/(\beta^2 n_\nu^2)] d\nu/(hc^2), \quad (9.2)$$

или

$$\Phi(\nu) d\nu = 2\pi z^2 \sin^2 \theta_\nu d\nu/137 c, \quad (9.3)$$

где  $n_\nu$  — показатель преломления среды для частоты  $\nu$ . Если показатель преломления не зависит от частоты в интервале длин волн

---

\* Сечение образования тормозного излучения и его характеристики приведены в гл. 2.

$\lambda_1 - \lambda_2$ , то интегральный выход в этом диапазоне длин волн

$$Y(\lambda_1, \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) d\lambda = \frac{2\pi z^2}{137} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \theta. \quad (9.4)$$

В видимой области спектра (0,4—0,7 мкм) излучается примерно  $470 \sin^2 \theta$  фотонов на 1 см пути для однозарядной частицы. Заметим, что излучение Вавилова — Черенкова существует в любых средах с показателем преломления, большим 1, в том числе и в сцинтилляторах, однако в них нельзя наблюдать этого излучения из-за сильной конкуренции собственно люминесценции (по интенсивности на два порядка больше), и поэтому одно из основных требований к веществам, применяемым в качестве радиаторов излучения Вавилова — Черенкова, — отсутствие люминесценции.

**Радиаторы.** Большим преимуществом черенковских счетчиков перед сцинтилляционными является то, что вещества, используемые в качестве радиатора излучения, не нужно изготавливать в виде монокристалла высокой чистоты или со строго дозированными примесями. В качестве радиаторов можно использовать широкий набор прозрачных в оптическом диапазоне твердых диэлектриков, жидкостей и газов (табл. 9.1). Чтобы достичь максимальной ин-

Таблица 9.1. Характеристики материалов, используемых в качестве радиаторов в черенковских счетчиках

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	$n$
<i>Жидкости</i>		
Этиловый спирт	0,78	1,36
Вода	1,00	1,33
Глицерин	1,26	1,47
Сероуглерод	1,26	1,63
<i>Твердые тела</i>		
Плексиглас	1,18	1,5
Кварц	2,65	1,46

тенсивности, при выборе материала радиатора нужно стремиться к максимальному значению  $n$ , но если в эксперименте необходимо дискриминировать высокоэнергетические частицы по скоростям при условии, что их скорости близки к  $c$ , приходится использовать радиатор с малым  $n$ .

Весьма важно также, чтобы показатель преломления радиатора не зависел от частоты; это требование вытекает из условия достижения хорошего углового разрешения. Желательно, чтобы материал радиатора имел малую плотность и малый атомный номер и

соответственно малые удельные потери энергии на ионизацию и малое сечение рассеяния, и, естественно, радиатор должен быть прозрачным в области спектральной чувствительности умножителя. Как и в любом случае идеального, т. е. удовлетворяющего всем требованиям, радиатора не существует. Особенно широко применяют для изготовления радиаторов плексиглас, который обладает хорошей прозрачностью. Из плексигласа можно изготовить радиаторы практически любой формы и достаточно больших размеров. Если нужен очень большой радиатор, то используют дистиллированную воду. Применяют в качестве радиаторов и газы, особенно фреон. Хотя при нормальных условиях показатель преломления всех газов очень мал (для фреона 1,00084, для других газов еще меньше), такие радиаторы обладают уникальной возможностью варьирования  $n$  в широком диапазоне просто изменением давления. Следовательно, у счетчиков с газовым радиатором легко изменяется пороговая энергия.

## § 9.2. Типы черенковских счетчиков

**Счетчик без фокусировки** используется для счета прошедших через радиатор частиц, скорость которых превышает пороговое для данного радиатора значение. Он состоит из радиатора, помещенного в контейнер со стенками с высокой отражательной способностью. Весь объем радиатора просматривается одним или несколькими ФЭУ.

Интенсивность световой вспышки в черенковском счетчике мала по сравнению со сцинтилляционным. Так, в плексигласе выход фотонов в видимой области спектра для частицы с  $\beta=1$  составляет около  $250 \text{ см}^{-1}$ , т. е. при типичной толщине радиатора 4—5 см около 1000 фотонов\*. Столько же фотонов рождается в лучшем по световыходу сцинтиллятора NaI(Tl) при поглощении в нем  $\beta$ -частицы с энергией всего около 30—50 кэВ.

В пороговом счетчике с плексигласом не возникает фотонов, если скорость частицы меньше  $2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$  ( $\beta=0,67$ ). На практике из-за наличия порога у электронной схемы детектора и шумов ФЭУ регистрируются лишь импульсы, большие некоторого значения, поэтому действительный порог ближе к  $\beta=0,75$ , а соответственно пороговая энергия для электронов равна приблизительно 200 кэВ, а для протонов — около 400 МэВ. В некоторых случаях необходимы счетчики с высоким порогом. Применение газовых радиаторов позволяет довести порог регистрации до  $\beta \approx 0,99$ . В радиаторе с малой плотностью интенсивность вспышек чрезвычайно мала, и для уверенного выделения их из шума изготавливают большие газовые радиаторы длиной 1 м и больше.

Поскольку значительная часть энергии излучения Вавилова —

---

\* При значении коэффициента сбора света 0,5 и квантовом выходе фотокаатода 0,1 число электронов с фотокаатода ФЭУ равно приблизительно 50, и это значение намного превосходит шум ФЭУ.

Черенкова приходится на ультрафиолетовую область, в которой большинство ФЭУ нечувствительны, иногда (особенно в случае жидких радиаторов) в радиатор добавляют флуоресцирующее вещество для сдвига спектра излучения в более длинноволновую область. При этом, естественно, теряется способность радиатора излучать свет под определенным углом, и поэтому данный метод применим к счетчикам без фокусировки света. Необходимо, чтобы в этом случае радиатор с добавками не стал сцинтиллировать под действием заряженных частиц, иначе будут утрачены и пороговые свойства черенковского счетчика.

В некоторых случаях черенковский счетчик и без фокусировки можно использовать для определения энергии электрона или фотона. Если изготовить радиатор больших размеров из свинцового стекла, то в нем будет поглощаться практически вся энергия электрона или фотона с начальной энергией в сотни мегаэлектронвольт. Так как большая часть энергии падающей частицы расходуется на релятивистские электроны и позитроны в ливне, полное количество излучения Вавилова — Черенкова можно связать с энергией, отдаваемой первичной частицей. Например, амплитуда импульса на выходе счетчика с радиатором диаметром 30 и длиной 35 см связана с энергией первичного электрона почти линейно вплоть до энергии 1500 МэВ. Энергетическое разрешение такого счетчика плохое, при начальной энергии электрона 1000 МэВ оно равно 30 %.

**Счетчик с фокусировкой.** Характерная особенность излучения Вавилова — Черенкова — практически однозначная связь направления волнового фронта излучения со скоростью частицы, выражаемая соотношением (9.1), — позволяет создавать оптические системы, эффективно собирающие свет только от частиц, скорости которых находятся в весьма узком интервале. Конструкций черенковских счетчиков с фокусировкой много: в одни излучения попадает на фотокатод ФЭУ только тогда, когда скорость частиц соответствует заранее выбранному и фиксированному значению угла  $\theta$ , в других этот угол может изменяться, и тогда становится возможным измерить распределение частиц по скоростям. Очевидно, что фиксировать определенное значение угла  $\theta$  можно лишь в том случае, когда пучок частиц, проходящий через радиатор, имеет малые размеры и характеризуется малым угловым разбросом. Это условие обычно выполняется, и при дальнейшем анализе будем считать, что частицы входят в радиатор в одной точке и движутся в одном направлении.

Схема одной из возможных систем фокусировки с радиатором из плексигласа изображена на рис. 9.2. Чтобы сфокусировать параллельные лучи, которые испускаются частицами, проходящими через радиатор по оси симметрии, в этом детекторе используется преломление на границе сферы. Фокус при коэффициенте преломления  $n=1,5$  находится на расстоянии двух радиусов сферы от поверхности. Далее установлено цилиндрическое зеркало, которое отражает лучи, сходящиеся в кольцо на его поверхности, в точку

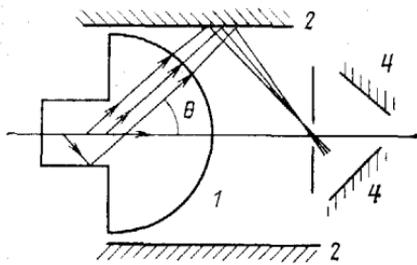


Рис. 9.2. Схема черенковского счетчика с фокусировкой:

1 — радиатор; 2 — цилиндрическое зеркало; 3 — подвижная диафрагма; 4 — катоды ФЭУ

на оси. Выбор нужного значения  $\theta$  осуществляется перемещением диафрагмы и ФЭУ вдоль оси детектора. Применение двух ФЭУ, включенных по схеме совпадения, выгодно, поскольку при этом исключаются некоррелированные во времени импульсы шумов ФЭУ, которые в детекторах с фокусировкой по порядку сравнимы с импульсами от излучения Вавилова—Черенкова.

Черенковские счетчики с фокусировкой и газовым радиатором особенно широкое применение получили в экспериментах на ускорителях

заряженных частиц из-за их способности разделять по скоростям частицы очень больших энергий, для которых  $(1-\beta) \ll 1$  и мала интенсивность излучения на единице длины пути частицы. Однако при этом, чтобы получить вспышку излучения, достаточную для регистрации, приходится увеличивать длину счетчика до десятков метров.

**Энергетическое разрешение счетчиков с фокусировкой.** Энергию частицы в черенковском счетчике можно измерять, используя однозначную связь угла излучения со скоростью частицы, а следовательно, и ее энергией. Любая причина, искажающая связь между углом и скоростью или ограничивающая точность измерения угла, влияет на точность измерения скорости и энергии. Полная энергия частицы связана со скоростью известным соотношением  $E = m_0 c^2 (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , а соответственно энергетическое разрешение счетчика можно выразить через разрешение по скоростям:

$$\Delta E/E = \beta^2 \Delta \beta / [(1 - \beta^2) \beta]. \quad (9.5)$$

Выразим  $\Delta E/E$  через  $\Delta \theta$ , используя связь между  $\theta$  и  $\beta$  (9.1):

$$\Delta E/E = \Delta \theta \operatorname{tg} \theta / (n^2 \cos^2 \theta - 1). \quad (9.6)$$

Неопределенность при измерении угла  $\theta$  может возникнуть по многим причинам, связанным как с конструкцией счетчика (например, шириной коллимирующей щели) и параметрами пучка, так и с физическими процессами, возникающими при генерации излучения Вавилова—Черенкова. Рассмотрим основные физические эффекты, определяющие энергетическое разрешение черенковского счетчика, а именно: а) оптическую дисперсию; б) уменьшение скорости частицы при прохождении ее через радиатор и в) многократное кулоновское рассеяние частицы в радиаторе.

Угловая дисперсия, возникающая из-за оптической дисперсии, приводит к неоднозначности при измерении угла излучения Вави-

лова — Черенкова. Оценить  $\Delta\theta$  можно из (9.1). Предполагая  $\Delta\theta$  и  $\Delta n$  малыми по сравнению с  $\theta$  и  $n$ , получаем

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{1}{n^2 \beta \sin \theta} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}. \quad (9.7)$$

Обычно дисперсия для видимой части спектра излучения Вавилова — Черенкова меньше  $1^\circ$ . Однако вблизи порога при  $\beta n \rightarrow 1$  она может быть большой, так как знаменатель в (9.1) становится близким к нулю. Зная  $\Delta\theta$ , легко вычислить  $\Delta E$  по (9.6).

Вследствие потери энергии частицей при прохождении через радиатор ее скорость уменьшается, что приводит к изменению угла  $\theta$  и уменьшению числа фотонов, испускаемых на единице длины пути. Для частиц с очень большой энергией, для которых ионизационные потери минимальны и выход фотонов практически не меняется, эти эффекты несут незначительный вклад. Но с уменьшением энергии частицы, когда растет теряемая энергия на единице пути и усиливается зависимость скорости частицы от энергии, эти эффекты могут быть заметными. Скорость изменения угла излучения Вавилова — Черенкова вдоль пути частицы  $d\theta/dx$  пропорциональна удельным потерям энергии  $dE/dx$ ; коэффициент пропорциональности можно выразить через  $\theta$  и  $n$ .

Отклонения направления движения частицы в среде от ее первоначального направления вследствие многократных уклонений на малые углы при кулоновском рассеянии на ядрах принято характеризовать средним квадратическим углом рассеяния  $\alpha$ . Значение  $\alpha$  прямо пропорционально корню квадратному из расстояния, пройденного частицей в радиаторе, и уменьшается с увеличением энергии частицы. Величина  $\alpha$  связана с энергетическим разрешением соотношением

$$\Delta E/E = 2\alpha \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \beta^2 / (1 - \beta^2), \quad (9.8)$$

которое можно получить из основного соотношения (9.1), учитывая (9.5). Для протонов с энергией 400 МэВ, прошедших через плексигласовый радиатор толщиной 5 см,  $\alpha = 0,5^\circ$ , а  $\Delta E/E = 0,6\%$ .

Вклады рассмотренных эффектов в энергетическое разрешение в большинстве случаев приблизительно одинаковы. Следует заметить, что очень часто, особенно когда черенковский счетчик является частью сложной экспериментальной установки, его энергетическое разрешение определяется поперечным размером пучка заряженных частиц и возникающей вследствие этого абберрации. Оценить влияние размеров пучка и углового разброса частиц в нем на энергетическое разрешение можно только для конкретной конструкции детектора.

Для пороговых газовых счетчиков и газовых счетчиков с фокусировкой достигнуто разрешение по скоростям  $\Delta\beta/\beta$  порядка нескольких единиц на  $10^{-6}$ . Дальнейшее улучшение разрешения возможно только за счет очень сильного усложнения конструкции счетчика и резкого увеличения его габаритов, а следовательно, и

стоимости. В счетчиках, специально сконструированных для измерения энергии частиц, можно добиться в сравнительно узком диапазоне энергетического разрешения  $\Delta E/E \approx 1\%$ .

**Временное разрешение** черенковских счетчиков с фокусировкой практически всегда определяется временными характеристиками ФЭУ, поскольку длительность световой вспышки в радиаторе очень мала. Она определяется временем прохождения релятивистской частицы через радиатор, которое обычно меньше  $10^{-9}$  с для твердых и жидких радиаторов, и конечной длительностью волнового фронта излучения Вавилова — Черенкова, которая также существенно меньше  $10^{-9}$  с. В пороговых счетчиках большого объема, в которых излучение достигает фотокатода ФЭУ после многократных отражений от стенок контейнера с радиатором, длительность вспышки заметно увеличивается и может достигать десятков наносекунд.

## МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

## Глава 10

## ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ

## § 10.1. Основные определения

При работе с радиоактивными веществами необходимо уметь точно определять количественные характеристики используемых препаратов: число ядер радионуклида, количество испускаемых им частиц, интенсивность потока электромагнитного излучения и др. С подобными задачами приходится сталкиваться всякий раз, когда требуется определить мощность имеющегося в распоряжении экспериментатора источника излучения, степень наведенной радиоактивности деталей работающих реакторов и ускорителей, количества радиоактивных веществ в различных образцах при проведении некоторых химических, геологических, биофизических исследований, а также в ряде ядерно-физических экспериментов, например, при измерениях эффективных сечений ядерных реакций. Перед рассмотрением методов проведения соответствующих измерений остановимся на некоторых определениях.

*Активностью* образца называется физическая величина, измеряемая числом происходящих в этом образце за 1 с распадов атомных ядер. Из основного закона радиоактивного распада  $dn = -\lambda ndt$ , где  $n$  — число ядер;  $\lambda$  — константа распада, следует, что активность

$$A = -dn/dt = \lambda n. \quad (10.1)$$

Таким образом, активность пропорциональна числу ядер радиоактивного вещества и, следовательно, может служить его мерой. Далее, поскольку при каждом акте распада образуется та или иная частица ( $\alpha$ ,  $\beta$  или  $\gamma$ ), активность образца дает представление об интенсивности ионизирующего излучения.

Обычно активность препарата измеряют, регистрируя число испускаемых им за определенное время заряженных частиц ( $\alpha$  или  $\beta$ ). Активность препаратов, заключенных в герметические оболочки, невозможно измерить непосредственно без разрушения последних, поэтому в таких случаях ее определяют по интенсивности проникающего излучения. Так, активность источников  $\gamma$ -излучения описывают *радиевым гамма-эквивалентом*, который определяется как количество радия, эквивалентное по радиационному действию  $\gamma$ -излучения при данных условиях измеряемому источнику. Активность источников нейтронов измеряется просто числом нейтронов, испускаемых за 1 с.

В системе СИ единицей активности принят *беккерель* (Бк). 1 Бк равен активности нуклида в радиоактивном источнике, в котором происходит 1 акт распада в 1 с.

До введения СИ в качестве единицы активности использовалась единица *кюри* (Ки). Активность препарата равна 1 Ки, если в нем за 1 с происходит  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов. На практике часто используют производные единицы: микрокюри ( $10^{-6}$  Ки), милликюри ( $10^{-3}$  Ки) и реже килокюри ( $10^3$  Ки) и мегакюри ( $10^6$  Ки). Приблизительно 1 Ки соответствует активности 1 г радия.

Для выражения активности источников  $\gamma$ -излучения по радиевому эквиваленту применяется единица *миллиграмм-эквивалент радия*, определяемая как гамма-эквивалент радиоактивного препарата,  $\gamma$ -излучение которого при данной фильтрации и при тождественных условиях измерения создает такую же мощность дозы в воздухе, что и  $\gamma$ -излучение 1 мг радия Государственного эталона радия СССР при использовании платинового фильтра толщиной 0,5 мм.

## § 10.2. Общие характеристики методов измерения активности

Активность источников измеряют, регистрируя их излучение. Если рядом с источником расположить соответствующий детектор, то регистрируемый им за единицу времени эффект  $a$  будет пропорционален активности источника  $A$ :

$$a = \epsilon A. \quad (10.2)$$

Здесь под показаниями детектора понимается или число отсчетов счетчика, или показание токового прибора, или почернение фотопластинки, или какая-нибудь другая непосредственно измеряемая на опыте величина. Коэффициент пропорциональности  $\epsilon$ , который здесь будет называться *эффективностью измерительной установки*, зависит от ряда факторов: эффективности самого детектора, геометрии и т. п.\* Если  $\epsilon$  известна, то определение активности сводится к элементарной операции. Однако определение этого коэффициента зачастую оказывается весьма сложным. Здесь рассмотрим общие пути решения этой задачи, а затем отметим особенности, возникающие при регистрации различных видов излучения ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и нейтронов).

**Интегральные и дифференциальные методы измерений.** *Интегральными* называют методы измерений, при которых регистрируется суммарный эффект от более или менее длительного воздействия излучения на детектор (накопление электрического заряда на пластинах ионизационной камеры, выделение тепла в калориметре, потемнение стекла и т. п.).

*Дифференциальными* называют методы, при которых регистрируются отдельные частицы (электрические импульсы в камерах и счетчиках, треки частиц в фотопластинках и камерах Вильсона и т. п.).

---

\* При регистрации отдельных частиц коэффициент  $\epsilon$  совпадает по смыслу с рассмотренной в § 4.4 светосиловой установкой  $L$ , однако данное здесь определение эффективности измерительной установки имеет несколько более общий характер.

Интегральные методы требуют, как правило, применения более простых технических средств, поэтому они развились раньше, чем дифференциальные, зато последние дают значительно большую информацию о протекаемых явлениях, позволяют более легко и надежно разделять частицы разных типов и, в частности, избавляться от фона посторонних излучений. К настоящему времени дифференциальные методы исследований в ядерно-физических экспериментах почти полностью вытеснили интегральные методы. Тем не менее интегральные методы еще применяют в некоторых специальных случаях, о чем будет сказано ниже.

**Абсолютные и относительные измерения.** *Абсолютными* называют измерения, при которых прежде всего определяется коэффициент  $\epsilon$ , а затем по показаниям детектора  $a$  находится истинное значение активности источника  $A$ . Значительные трудности при выполнении этой операции заставляют всегда, когда это только возможно, прибегать к *относительным* измерениям, при которых показания детектора при работе с исследуемым источником  $a_x$  сравниваются с показаниями  $a_0$  от некоторого эталонного источника, активность которого  $A_0$  заранее известна. Если это сравнение можно выполнить так, чтобы значения коэффициентов  $\epsilon$  в обоих случаях были заведомо одинаковыми, то из соотношений

$$a_x = \epsilon A_x; \quad a_0 = \epsilon A_0 \quad (10.3)$$

следует

$$A_x = a_x A_0 / a_0, \quad (10.4)$$

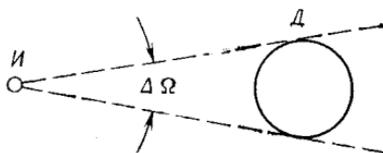
и, таким образом, неизвестную активность  $A_x$  можно определить по непосредственно измеряемым при эксперименте показаниям детектора  $a_x$  и  $a_0$  и заранее известной величине  $A_0$ . Ниже рассматриваются, главным образом, абсолютные методы измерений.

**Метод малого телесного угла.** Если изотропный точечный источник излучения  $I$  и детектор  $D$  расположены относительно друг друга так, как показано на рис. 10.1, то вероятность попадания частицы в детектор определится отношением телесного угла  $\Delta\Omega$ , под которым детектор виден из точки расположения источника, к  $4\pi$ . Это отношение называют обычно *геометрическим фактором* и обозначают буквой  $G$ :

$$G = \Delta\Omega/4\pi. \quad (10.5)$$

Вероятность того, что частица вылетит в сторону детектора и будет им зарегистрирована, равна произведению  $\epsilon_d G$ , где  $\epsilon_d$  — собственная эффективность детектора. Чтобы получить эффективность установки  $\epsilon$ , в это выражение необходимо ввести ряд поправок на некоторые побочные эффекты: самопоглощение частиц в источнике,

Рис. 10.1. Расположение источника ( $I$ ) и детектора ( $D$ ) при измерениях с малыми телесными углами



поглощение и рассеяние частиц в воздухе на пути к детектору и др. Эти поправки вводятся добавлением соответствующих множителей  $f_1, f_2, \dots, f_n$ , которые зависят от вида излучения и конкретных условий проведения эксперимента. Окончательно

$$\epsilon = \epsilon_d G f_1 f_2 \dots f_n. \quad (10.6)$$

Сведения о собственной эффективности детекторов различных типов приводились в предшествующих главах. Способы расчета коэффициентов  $f_i$  для некоторых специальных случаев рассматриваются ниже. Что касается телесного угла  $\Delta\Omega$ , необходимого для нахождения геометрического фактора  $G$ , то в самом общем случае его можно найти интегрированием по поверхности детектора. Для некоторых частных случаев существуют упрощенные формулы. Так, для круглого детектора (сферического или расположенного торцом к источнику цилиндрического)

$$\Delta\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - D^2/4d^2}}\right), \quad (10.7)$$

где  $d$  — расстояние между детектором и источником;  $D$  — апертурный диаметр.

В случае протяженного (неточечного) источника, размеры которого сравнимы с  $d$  и  $D$ , определение фактора  $G$  значительно сложнее, и даже в наиболее простых случаях используемые приближенные формулы имеют довольно громоздкий вид.

**Метод 4 $\pi$ -геометрии.** Трудности нахождения телесного угла  $\Delta\Omega$  с достаточной для проведения абсолютных измерений точностью привели к попыткам создания детектора, рабочее тело которого полностью со всех сторон окружало бы исследуемый источник. В такой детектор попадали бы все частицы, вылетающие из источника по любым направлениям в пределах полного телесного угла  $4\pi$ , откуда данный метод и получил свое название. Заметим, что в случае идеальной  $4\pi$ -геометрии  $G=1$ . Примерами реализации условий, приближающихся к  $4\pi$ -геометрии, являются введение радиоактивного вещества в наполняющую смесь газоразрядного счетчика или камеры (эту разновидность метода называют также *методом внутреннего газового счета* или *методом счетчиков внутреннего наполнения*), расположение тонкого пленочного источника между двумя кристаллами сцинтилляционных счетчиков, помещение источника фотонов или нейтронов в бак с детектирующим веществом и многие другие. Промежуточный между двумя только что рассмотренными методами измерений — *метод 2 $\pi$ -геометрии*, при котором источник располагается на плоскости, отделяющей рабочее тело детектора от окружающей среды. В этом случае геометрический фактор  $G$  равен 0,5.

**Метод совпадений.** Если при одном акте распада образуется две (или больше чем две) частицы, то активность можно определить регистрацией совпадений импульсов от двух независимых детекторов. Суть этого метода сводится к следующему.

Пусть для определенности при каждом акте распада испускаются  $\beta$ -частица и  $\gamma$ -квант. Пусть, далее, недалеко от источника расположено два детектора, один из которых регистрирует только

$\beta$ -частицы, а другой — только  $\gamma$ -кванты. Скорости счета этих детекторов определяются (10.2), а именно:

$$a_{\beta} = \varepsilon_{\beta} A; \quad (10.8)$$

$$a_{\gamma} = \varepsilon_{\gamma} A. \quad (10.9)$$

Если импульсы от обоих детекторов подать на схему совпадений, то при отсутствии угловой корреляции между направлениями вылета  $\beta$ -частиц и фотонов число регистрируемых совпадений

$$a_{\beta\gamma} = \varepsilon_{\beta}\varepsilon_{\gamma} A. \quad (10.10)$$

Из трех последних соотношений следует

$$A = a_{\beta} a_{\gamma} / a_{\beta\gamma}. \quad (10.11)$$

Таким образом, активность источника оказалась выраженной только через измеряемые на опыте скорости счета детекторов и число совпадений, а неизвестные эффективности регистрации  $\varepsilon_{\beta}$  и  $\varepsilon_{\gamma}$  сократились. Однако при проведении конкретных измерений и в этом случае требуется введение некоторых поправок (см. ниже).

**Калориметрический метод.** Если известна энергия распада  $Q$ , то активность источника можно определить по интегральному тепловому эффекту, измеряемому обычным калориметром. Следует только иметь в виду, что излучение помещенного в калориметр источника может частично проникать через его стенки и уносить некоторую долю энергии в окружающее пространство. Обозначая долю поглощаемой в калориметре энергии  $f_k$ , можно связать количество выделяющегося в калориметре в 1 с тепла  $q$  с активностью источника  $A$ :

$$q = Q f_k A. \quad (10.12)$$

Аналогия этой формулы с общим выражением (10.2) очевидна. Геометрический фактор здесь практически равен единице, поскольку выполняются условия  $4\pi$ -геометрии; эффективность детектора также можно считать равной единице, поскольку, как это всегда бывает при интегральных измерениях, каждая порция энергии дает свой вклад в суммарный эффект; поправки на самопоглощение, рассеяние и поглощение излучения в стенках ампулы вводить не требуется. В этом и есть одно из основных преимуществ метода. В результате с точностью до множителя  $f_k$  активность равна числу порций энергии  $q/Q$ , получаемых калориметром от источника.

Следует отметить, что при измерениях с калориметром безразлично, какие частицы образуются при распаде. Важно лишь, чтобы вся энергия распада оставалась в калориметре. Поэтому применять калориметрический метод при определении активности источников, дающих проникающее излучение (большой энергии фотоны или нейтроны), не рекомендуется.

Основной недостаток калориметрического метода связан с его низкой чувствительностью. Источник активностью в  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк выделяет в течение 1 ч количество теплоты, равное  $21 f_k Q$  Дж

(здесь  $Q$  — энергия распада, МэВ). Поэтому метод годится для измерений активности лишь достаточно мощных источников.

Погрешность метода складывается из погрешностей тепловых измерений, погрешностей в принимаемых значениях  $Q$  и погрешностей при определении поправочного множителя  $f_k$ . Последние особенно велики, если значительная доля энергии распада приходится на проникающее излучение.

### § 10.3. Измерение активности источников альфа-частиц

**Общие замечания.** Поскольку пробег  $\alpha$ -частиц в твердых веществах измеряется микронами, образцы  $\alpha$ -активных веществ для абсолютных измерений следует изготавливать в виде очень тонких слоев или пленок, иначе поправки на самопоглощение частиц в источнике и связанные с их введением погрешности будут слишком велики. По этой же причине между источником и рабочим телом детектора не должно быть толстых перегородок или стенок. Лучше всего, если это только возможно, ввести источник непосредственно в рабочее тело детектора.

**Измерения с малыми телесными углами.** При проведении измерений с быстрой сменой образцов, а также в нестационарных условиях (например, при дозиметрических обследованиях) вводить образцы внутрь детектора неудобно. Иногда невозможно даже приблизить детектор вплотную к источнику. В подобных случаях приходится вести измерения методом малого телесного угла.

Наиболее распространенные детекторы при подобных измерениях — ионизационные камеры и счетчики с тонкими окошками, сцинтилляторы из NaI, CsI, ZnS, пластиковые сцинтилляторы и полупроводниковые детекторы. Использование сцинтилляционных счетчиков для регистрации  $\alpha$ -частиц затрудняется тем, что, как уже отмечалось в гл. 7, световой выход от  $\alpha$ -частиц во всех сцинтилляторах значительно ниже, чем от  $\beta$ -частиц той же энергии. Так, при энергии 5 МэВ отношение световых выходов от  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц равно 0,5 для кристалла NaI и примерно 0,1 для пластических сцинтилляторов. Энергетическое разрешение кристаллов типа NaI хотя и уступает ионизационной камере с сеткой, но значительно выше, чем пластических сцинтилляторов. Поэтому если не требуется высокое временное разрешение, то при регистрации  $\alpha$ -частиц используют обычно кристаллы галоидных солей щелочных металлов. При этом, так как пробег  $\alpha$ -частиц в плотном веществе очень мал ( $\alpha$ -частицы с энергией 5 МэВ имеют пробег в кристалле NaI около 0,03 мм), можно использовать кристаллы в виде тонких пластинок (толщиной в доли миллиметра). Это приводит к существенному снижению фона от  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений. В одной из работ описано применение кристаллов NaI размером  $2,5 \times 2,5$  см и толщиной в несколько десятых долей миллиметра, позволяющих регистрировать  $\alpha$ -частицы без заметного ухудшения разрешающей способности.

Широкое распространение для регистрации  $\alpha$ -частиц получил ZnS, активированный серебром, световой выход в котором в 3 раза больше, чем в кристалле NaI. Основной недостаток ZnS заключается в том, что его невозможно получать в виде монокристаллов больших размеров, поэтому его применяют в виде мел-

кого порошка, толщина слоя которого должна быть порядка пробега  $\alpha$ -частицы, т. е. около  $8 \text{ мг/см}^2$  при  $E_\alpha \approx 5 \text{ МэВ}$ . Другой недостаток ZnS состоит в том, что у него энергетическое разрешение хуже, чем у NaI, поскольку слой порошка пропускает лишь часть света. Зато по весьма низкому уровню фона счетчики с ZnS имеют преимущества даже перед газовыми счетчиками: использование слоя ZnS диаметром около 5 см позволяет довести фон до 0,3 отсчетов в 1 ч. Обычно ZnS применяют в счетных приборах (например, дозиметрических) в условиях, когда  $\alpha$ -излучающий образец можно подвести практически вплотную к сцинтилирующему слою, который, в свою очередь, нанесен прямо на торцовую поверхность ФЭУ. При таких условиях геометрический фактор достигает значений 0,3–0,4.

Несмотря на то, что по сравнению с рассматриваемыми ниже измерениями в  $2\pi$ -геометрии метод малого телесного угла требует введения большего числа поправок, в стационарных условиях точность измерений может быть доведена до десятых долей процента.

**Ионизационная камера с твердым слоем.** Если тонкий слой  $\alpha$ -излучающего вещества нанесен на электрод ионизационной камеры или счетчика в виде небольшого пятна, наикратчайшее расстояние от которого до краев электрода больше пробега  $\alpha$ -частиц в газе камеры, то можно считать, что выполняются условия  $2\pi$ -геометрии и  $G=0,5$ . Далее, если давление газовой смеси и расстояние между электродами камеры таковы, что  $\alpha$ -частицы не достигают поверхности противоположного электрода, то стеночный эффект отсутствует, а эффективность регистрации попавшей в газ частицы  $\epsilon_d=1$ . При этом для получения  $\epsilon$  остается определить лишь поправочные коэффициенты  $f$ , учитывающие самопоглощение частиц в источнике и обратное рассеяние  $\alpha$ -частиц от подложки.

**Коэффициент самопоглощения в источнике  $f_{\text{и}}$**  — вероятность для частицы, вылетевшей из ядра в сторону рабочего тела детектора, избежать поглощения в веществе источника и попасть в рабочее тело (в данном случае — в наполняющую газовую смесь) с энергией, достаточной для ее надежной регистрации. Этот коэффициент можно найти следующим образом.

Пусть  $s$  — толщина источника и  $R$  — пробег  $\alpha$ -частиц в веществе источника. Очевидно, что из слоя  $dx$ , находящегося в источнике на глубине  $x$  (рис. 10.2, а), могут попасть в камеру и вызвать в ней электрический импульс только те частицы, которые вылетели под углами к вертикали от  $0^\circ$  до некоторого предельного угла  $\theta_{\text{пред}}(x)$ , при котором пробег частиц в веществе покрытия равен  $y = pR$ . Здесь  $p$  — максимальная доля пробега частиц в веществе источника, при которой остаточный пробег в рабочем теле детектора достаточен для их надеж-

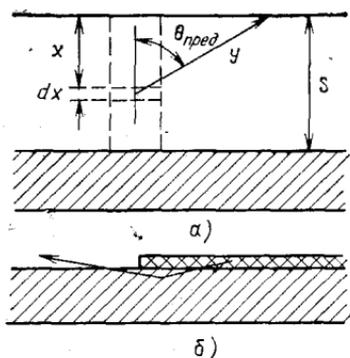


Рис. 10.2. К расчету выхода частиц из источника в виде твердого слоя:

а — пути частиц в слое; б — рассеяние частиц в подложке

ной регистрации ( $p < 1$ , так как частицы, попадающие в рабочее тело детектора с малой энергией, создают очень маленькие электрические импульсы, которые оказываются меньше порога дискриминации, устанавливаемого для отсеечения шумов радиосхемы и импульсов фона от  $\beta$ -частиц и фотонов). Доля частиц  $f_{\text{и}}(x)$ , попадающих в чувствительный объем детектора из лежащего на глубине  $x$  слоя  $dx$ , определяется отношением телесного угла  $\Omega_{\text{пред}}$ , соответствующего  $\theta_{\text{пред}}(x)$ , к  $2\pi$ :

$$f_{\text{и}}(x) = \Omega_{\text{пред}}/2\pi = \int_0^{\theta_{\text{пред}}} \sin \theta \, d\theta = 1 - \cos \theta_{\text{пред}}(x), \quad (10.13)$$

и так как

$$\cos \theta_{\text{пред}}(x) = x/(pR), \quad (10.14)$$

то

$$f_{\text{и}}(x) = 1 - x/(pR). \quad (10.15)$$

Очевидно, что имеет смысл применять источники с толщиной покрытия  $s < pR$ , так как слои вещества, лежащие на глубинах  $x > pR$ , все равно не используются. При этом общая доля частиц, регистрируемых детектором (из числа частиц, вылетающих в пределах телесного угла  $\pi$ ),

$$f_{\text{и}} = \int_0^s f_{\text{и}}(x) \, dx/s = 1 - s/(2pR). \quad (10.16)$$

Предельные случаи:

- 1) очень тонкий источник [ $s/(pR) \ll 1$ ]:  $f_{\text{и}} \approx 1$ ;
- 2) толстый источник [ $s/(pR) \approx 1$ ]:  $f_{\text{и}} \approx 0,5$ .

*Коэффициент обратного рассеяния* от подложки  $f_{\text{р}}$  равен 1 плюс вероятность того, что частица, вылетевшая первоначально в сторону подложки, в результате рассеяния изменит направление своего движения, попадет в рабочее тело детектора и зарегистрируется им. Сразу же заметим, что самопоглощение в источнике снижает число отсчетов детектора, а обратное рассеяние увеличивает его, поэтому  $f_{\text{и}} < 1$ , а  $f_{\text{р}} > 1$ . Для  $\alpha$ -частиц коэффициент обратного рассеяния мало отличается от 1 из-за малой вероятности их рассеяния на заметные углы, но при очень точных измерениях этим отличием пренебрегать нельзя.

Значение  $f_{\text{р}}$  проще всего найти экспериментально, исследуя зависимость скорости счета от толщины накладываемого на источник  $\alpha$ -частиц поглотителя (алюминиевой фольги). Число прошедших через поглотитель частиц линейно уменьшается с увеличением его толщины  $s_{\text{п}}$ . Очевидно, что в силу крайне малой вероятности рассеяния  $\alpha$ -частиц на большие углы обратное рассеяние практически наблюдается лишь для частиц, летящих почти параллельно поверхности источника (рис. 10.2, б). Такие частицы поглощаются самыми тонкими слоями поглотителя, а частицы, прошедшие более толстые слои, не испытывают обратного рассеяния. Поэтому при малой толщине поглотителя наблюдается отклонение от линейной зависимости счета от толщины поглотителя (рис. 10.3). Производя линейную экстраполяцию прямолинейного участка экспериментальных кривых к нулевой толщине поглотителя и беря отношение действительной ско-

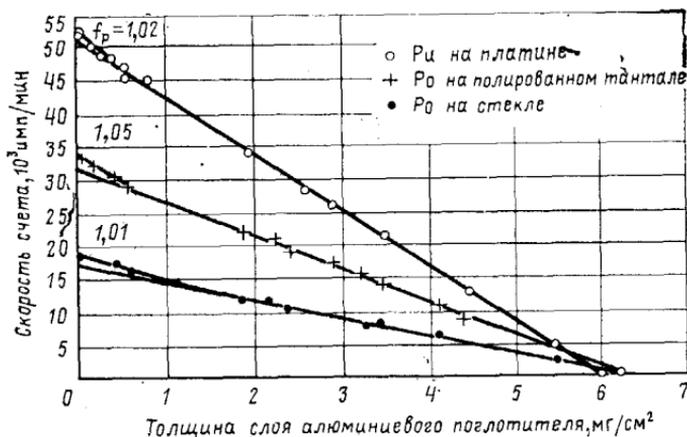


Рис. 10.3. Зависимость скорости счета  $\alpha$ -частиц из различных источников от толщины алюминиевого поглотителя

рости счета при нулевой толщине к экстраполированному значению, легко получить величину  $f_p$ . Следует отметить, что  $f_p$  зависит не только от типа материала, но и от качества его обработки. Во всяком случае, значения  $f_p$ , приведенные на рис. 10.3, типичны, т. е. обычно  $f_p$  отличается от 1 на 1—5 %.

Поправки на обратное рассеяние полностью исключаются в  $4\pi$ -геометрии. Однако трудности, связанные с необходимостью изготовления для таких измерений очень тонких источников на столь же тонких подложках, приводят к тому, что этот метод для определения активности  $\alpha$ -источников применяют очень редко.

После того как коэффициенты  $f_n$  и  $f_p$  найдены, активность  $\alpha$ -источника можно определить по числу регистрируемых за 1 с импульсов детектора  $a$  по формуле

$$A = 2a/(f_n f_p). \quad (10.17)$$

В эту формулу следует еще ввести поправки на просчеты в счетчике и в регистрирующей аппаратуре, но здесь и далее всюду считается, что эти поправки, общие для всех видов измерений со счетчиками и камерами, вводятся наряду с исключением фона на первых этапах обработки экспериментальных данных и под величиной  $a$  везде понимается уже чистый экспериментальный эффект.

Окончательная погрешность при измерениях активности  $\alpha$ -источников ионизационными камерами и пропорциональными счетчиками с твердыми слоями определяется статистическим разбросом числа зарегистрированных импульсов, неточностью фиксации времени измерения, погрешностями при учете фона и мертвого времени счетчика, а также погрешностями при определении коэффициентов  $f_n$  и  $f_p$ . Как показывает анализ, проведенный авторами различных работ, а также сравнение результатов измерений разных лабораторий с одинаковыми источниками, общую погрешность метода можно довести до 0,3—0,5 %.

Необходимость введения исследуемого источника в рабочий объем ионизационной камеры или счетчика приводит к тому, что всякий раз приходится иметь дело с трудоемкой операцией перенаполнения детектора высококачественной газовой смесью. Трудности, связанные с этой операцией, сводятся к минимуму в так называемых *проточных счетчиках*, в которых необходимая чистота газа обеспечивается не высокой герметичностью и тщательной предварительной очисткой и обезгаживанием, а непрерывной подачей чистой газовой смеси во время измерений. После введения препарата счетчик закрывают и быстро продувают рабочим газом, а затем газ подают в него непрерывно с небольшим расходом ( $1 \text{ см}^3$  за несколько секунд). Давление в счетчике поддерживают немного выше атмосферного, поэтому даже наличие небольших течей не сказывается на его работе. Чувствительность проточного счетчика определяется скоростью счета фоновых импульсов, и ее можно довести до 0,1 имп/мин.

**Введение  $\alpha$ -излучателя в рабочее тело детектора.** Если  $\alpha$ -излучатель — газ или входит в состав газообразного соединения, то его можно непосредственно ввести в рабочий объем любого детектора с газовым наполнением: ионизационную камеру, счетчик, камеру Вильсона и др. Раствором соли  $\alpha$ -излучателя можно пропитать эмульсию фотопластинок. Во всех подобных случаях вероятность регистрации акта распада в первом приближении не зависит от направления вылета  $\alpha$ -частицы, поэтому, как отмечалось выше,  $G=1$ . Также можно считать, что  $\varepsilon_d=1$ . Поправки на самопоглощение и на расстояние от подложки вводить, очевидно, не требуется, зато существенное значение здесь приобретает поправка на стеночный эффект. Точность измерения активности введенной в детектор порции  $\alpha$ -излучателя помимо рассмотренных выше факторов определяется также неточным знанием рабочего объема детектора, который существенно отличается от его полного объема, а в случае фотопластинок — еще и неопределенностью начала и конца облучения, поскольку и раствор исследуемого вещества, и проявитель пропитывают эмульсию постепенно. В результате общая точность измерений оказывается невысокой.

Исключение составляет разновидность данного метода, при котором  $\alpha$ -излучатель вводят в жидкий сцинтиллятор. Высокий порог сцинтилляционных счетчиков в данном случае не является помехой, и погрешность измерений достигает 0,05 %. Особенно эффективно этот метод применяют для исследования растворов с низкой удельной активностью, в частности при различных работах прикладного характера.

## § 10.4. Измерение активности источников бета-частиц

**Общие замечания.** Способы регистрации  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц во многом аналогичны. Однако существенные различия в поведении этих частиц при их прохождении через вещество накладывают некоторые особенности на конструкцию детекторов. С одной стороны, значи-

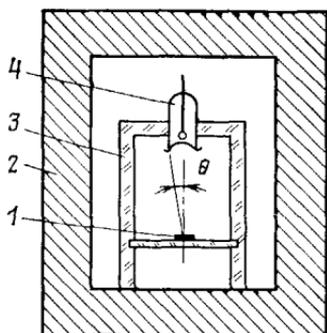


Рис. 10.4.

Рис. 10.4. Устройство для измерений с торцевым счетчиком:

1 — источник  $\beta$ -частиц; 2 — свинцовая защита; 3 — стойка из плексигласа; 4 — торцевой  $\beta$ -счетчик

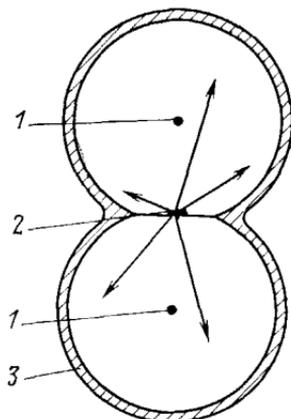


Рис. 10.5.

Рис. 10.5. Схема пропорционального  $4\pi$  —  $\beta$ -счетчика:

1 — нити счетчика; 2 — источник; 3 — корпус

тельно бóльшие пробеги  $\beta$ -частиц позволяют изготавливать детекторы с гораздо более толстыми стенками. С другой стороны, сильное рассеяние  $\beta$ -частиц и меньшая ионизирующая способность затрудняют их регистрацию, тогда как регистрация  $\alpha$ -частицы, попавшей в рабочее тело детектора, происходит практически со 100 %-ной вероятностью.

**Измерения с малыми телесными углами.** В качестве детекторов при измерениях этого типа используют обычно *торцевые счетчики* Гейгера — Мюллера (рис. 10.4). Из-за отмеченных выше особенностей взаимодействия  $\beta$ -частиц с веществом определить эффективность установки сложнее, чем при регистрации  $\alpha$ -частиц. В общем виде

$$\epsilon = \epsilon_d G f_{if} f_p f_o, \quad (10.18)$$

где  $f_o$  — коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние  $\beta$ -частиц в окне счетчика и в воздушной прослойке между счетчиком и источником. Остальные коэффициенты те же, что и для  $\alpha$ -частиц, но определяют их значения несколько иначе.

Геометрический фактор для точечного источника

$$G = (1 - \cos \theta)/2 \quad (10.19)$$

(рис. 10.4). Для неточечного источника радиус которого  $r$  много меньше расстояния между источником и детектором  $d$ ,

$$G = \{1 - \cos \theta [1 + (3r^2/2d^2) (\sin 2\theta/4)^2]\}/2. \quad (10.20)$$

Чтобы получить правильные результаты с помощью этих формул, необходимо учесть возможные искажения электрического поля вблизи окна счетчика и необходимость прохождения электроном в газе счетчика некоторого минимального отрезка пути для появления электрического импульса. Оба эти фактора учитываются при определении угла  $\theta$ : берется не истинное окно счетчика, а сечение счетчика, отстоящее на 4—5 мм от окна.

Так же как и для  $\alpha$ -частиц, в большинстве случаев  $\epsilon_d = 1$ . Однако из-за меньшей плотности ионизации некоторые  $\beta$ -частицы, пробегающие в чувствительном объеме счетчика малые отрезки пути, имеют заметную вероятность не создать ни одной пары ионов. В счетчиках с пониженным давлением газовой смеси этот эффект особенно заметен. Поэтому в общем случае при прецизионных измерениях приходится на основании данных о плотности ионизации оценивать значение  $\epsilon_d$ , которое несколько меньше 1.

При определении коэффициента  $f_{\text{и}}$  приходится учитывать не только поглощение, но и рассеяние  $\beta$ -частиц в источнике. Эти два фактора действуют по-разному: поглощение в источнике уменьшает число отсчетов счетчика, а рассеяние электронов увеличивает, так как рассеиваются в основном электроны, летящие вдоль слоя. В тонких слоях эффект рассеяния компенсирует или может даже превышать эффект поглощения, однако с увеличением толщины источника поглощение становится доминирующим. Величина  $f_{\text{и}}$  зависит от толщины источника, энергия  $\beta$ -частиц и атомного номера вещества источника  $Z$ . Для средних значений  $Z$  и толщины источника порядка  $1/20$  пробега коэффициент  $f_{\text{и}}$  очень близок к 1. В остальных случаях значение коэффициента  $f_{\text{и}}$  лучше всего находить экспериментально, приготавливая источники разной толщины и экстраполируя к нулевой толщине измеряемые удельные скорости счета, т. е. скорости счета, отнесенные к толщине слоя (в  $\text{мг}/\text{см}^2$ ). Однако из-за немонотонного характера зависимости  $f_{\text{и}}$  от толщины слоя надежность этой процедуры не очень высока и возникающие погрешности могут достигать 20 % вносимой поправки, т. е. отличия  $f_{\text{и}}$  от 1.

Коэффициент  $f_{\text{р}}$ , равный отношению количеств регистрируемых импульсов с подложкой и без нее, может иметь значения от 1 до 2 в зависимости от толщины и атомного номера материала подложки. Проще всего его определить экспериментально, меняя материал подложки и ее толщину. Использование толстых подложек из тяжелых материалов может привести к увеличению скорости счета на 50—60 %, тогда как применение материала с малым  $Z$  при толщине подложки меньше  $1/5$  пробега электрона с максимальной энергией приводит к гораздо меньшим поправкам, поэтому более предпочтительно. Исходя из этих соображений, источник не следует класть на дно защитного «домика», а располагать его на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности свинца.

Рассеяние электронов от дна и стенок защитного домика можно сделать пренебрежимо малым, если покрыть внутри домика все

детали слоем вещества с малым  $Z$  и расположить их подалеже от траекторий электронов, летящих из источника в счетчик.

Коэффициент  $f_0$  в (10.18) находят обычно также экспериментально: между источником и счетчиком помещают алюминиевые фольги различной толщины (алюминий, слюда и воздух имеют примерно одинаковые массовые коэффициенты поглощения  $\beta$ -частиц), снимают зависимость числа отсчетов счетчика от общей толщины материала ( $\text{мг}/\text{см}^2$ ), а затем экстраполируют полученные результаты к нулевой толщине. Значение  $f_0$  очень сильно зависит от энергии  $\beta$ -частиц. Так, окошко из слюды толщиной  $3 \text{ мг}/\text{см}^2$  поглощает около 7 % частиц при максимальной энергии  $\beta$ -спектра 1 МэВ и 30 % при энергии 0,5 МэВ. Если поправка на поглощение очень большая, то определение значений  $f_0$  методом экстраполяции ненадежно. Рассеяние в воздухе при расстояниях между источником и окном счетчика порядка нескольких сантиметров и при малой энергии  $\beta$ -частиц может увеличивать число отсчетов до 5 %. Соответствующую поправку можно найти, откачивая воздух из домика или изменяя расстояние между счетчиком и источником.

Типичное значение  $\epsilon$  при регистрации  $\beta$ -частиц в геометрии с малым телесным углом с учетом всех перечисленных выше факторов порядка 0,03. Из-за большого числа поправок, многие из которых находятся с недостаточно высокой точностью, суммарная погрешность получается довольно большой, достигая 5—10 %, и лишь в отдельных наиболее благоприятных случаях ее удается снизить до 2—3 %. Поэтому метод малого телесного угла чаще используют для относительных измерений.

**4 $\pi$  —  $\beta$ -счетчики.** Для измерений активности  $\beta$ -источников метод 4 $\pi$ -геометрии особенно эффективен, так как он позволяет исключить необходимость внесения большинства трудно определяемых поправок. 4 $\pi$ -геометрия реализуется расположением  $\beta$ -источника между двумя пропорциональными, сцинтилляционными или полупроводниковыми счетчиками (рис. 10.5). Источник и подложка, на которую он нанесен, должны быть достаточно тонкими, чтобы поправочные коэффициенты  $f_{\text{и}}$  и  $f_{\text{р}}$  на поглощение  $\beta$ -частиц в них были невелики (рассеяние  $\beta$ -частиц в материале источника и в подложке в 4 $\pi$  —  $\beta$ -счетчике несущественно). Кроме того, нет необходимости точно вычислять фактор  $G$ , который равен примерно 1, а также находить коэффициент  $f_0$ . В результате формула для определения  $\epsilon$  существенно упрощается:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{д}} f_{\text{и}} f_{\text{р}}, \quad (10.21)$$

а входящие в нее величины находятся гораздо проще и с большей точностью, чем в предыдущем случае. В целом  $\epsilon$  весьма близка к 1. Погрешности при определении активности связаны, в основном, со статистической неопределенностью в числе зарегистрированных импульсов, с исключением фона, с поправками на мертвое время, а также с погрешностями при определении коэффициентов  $f_{\text{и}}$  и  $f_{\text{р}}$ . В целом погрешность можно снизить до 0,3—0,5 %.

Следует отметить, что при измерениях в 4л-геометрии примененные сцинтилляционные счетчики вместо пропорциональных часто более удобно по конструктивным соображениям, однако из-за высокого энергетического порога таких счетчиков значение  $\epsilon_d$  для  $\beta$ -частиц малых энергий может снижаться вплоть до 0.

**Введение  $\beta$ -излучателя в рабочее тело детектора.** Если радиоактивное вещество находится в каком-либо газе, например в воздухе, то его активность проще всего определить, введя этот газ прямо в ионизационную камеру. Таким образом измеряют, в частности, содержание радиоактивного изотопа  $^{14}\text{C}$  в углекислом газе. Аналогичный прием используют в дозиметрии для непрерывного контроля содержания радиоактивных веществ в воздухе рабочих помещений. Особенно эффективен этот метод для регистрации  $\beta$ -излучения с малой энергией. Типичным излучателем  $\beta$ -частиц малой энергии является тритий, у которого верхняя граница  $\beta$ -спектра лежит при энергии 18,5 кэВ. Этой энергии соответствует пробег электронов в слюде, равный всего 0,7 мг/см<sup>2</sup>, тогда как толщина окошка стандартных бета-счетчиков 2—3 мг/см<sup>2</sup>. Очевидно, что  $\beta$ -частицы со столь малой энергией можно регистрировать, только при условии введения  $\beta$ -излучателя в рабочий объем камеры или счетчика (обычно проточного). Зато при столь малой энергии нетрудно создать условия, при которых весь пробег электрона укладывается в газе счетчика, что позволяет измерить энергию  $\beta$ -частиц по амплитуде электрических импульсов.

При введении  $\beta$ -излучателя в газовую среду детектора можно считать, что в (10.6) все коэффициенты равны 1, кроме поправочных множителей на эффективный рабочий объем счетчика и на стеночный эффект. Если  $\beta$ -излучатель вводится в виде раствора в жидкий сцинтиллятор, то и эти множители обращаются в 1, зато появляются поправки на просчеты электронов малых энергий и на адсорбцию введенного вещества на стенках. Последнюю из них можно существенно снизить сильным разбавлением вводимого вещества растворителем. В целом погрешность подобных измерений порядка 1—2 %.

**Метод  $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений.** Этот метод можно использовать, если  $\beta$ -распад сопровождается испусканием фотонов. Для определения активности формула (10.11) непосредственно применима лишь при простой схеме  $\beta$ -распада (рис. 10.6, а). В других случаях в нее приходится вводить поправки. Рассмотрим в качестве примера  $\beta$ -распад по двум ветвям  $\beta_1$  и  $\beta_2$  (рис. 10.6, б) с относительными вероятностями  $w_1$  и  $w_2$  ( $w_1 + w_2 = 1$ ). При этом

$$a_\beta = (w_1 \epsilon_{\beta 1} + w_2 \epsilon_{\beta 2}) A; \quad (10.22)$$

$$a_\gamma = w_2 \epsilon_\gamma A; \quad (10.23)$$

$$a_{\beta\gamma} = w_2 \epsilon_{\beta 2} \epsilon_\gamma A; \quad (10.24)$$

$$a_\beta a_\gamma / a_{\beta\gamma} = (w_1 \epsilon_{\beta 1} / \epsilon_{\beta 2} + w_2) A. \quad (10.25)$$

При оценке абсолютных значений эффективностей  $\epsilon_{\beta 1}$  и  $\epsilon_{\beta 2}$  могут возникнуть, как было показано выше, существенные погреш-

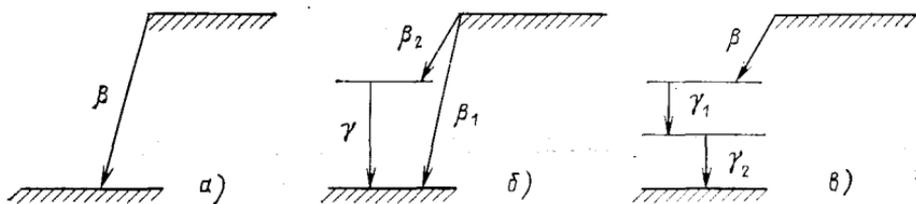


Рис. 10.6. Различные схемы  $\beta$ -распада:

*a* — распад по одной ветви; *b* — распад по двум ветвям; *в* — распады с испусканием двух фотонов

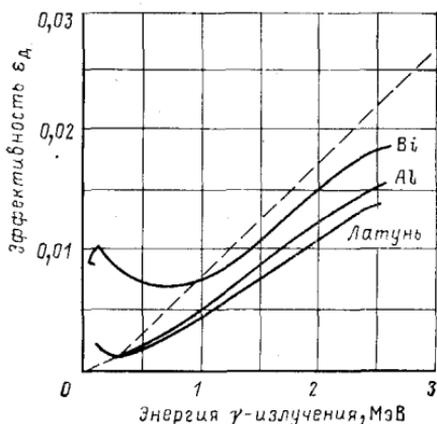


Рис. 10.7. Зависимость эффективности счетчика  $\epsilon_d$  от энергии  $\gamma$ -излучения для трех материалов катода; пунктир — расчетная кривая

ности. Поэтому целесообразно применять для регистрации  $\beta$ -частиц  $4\pi$  —  $\beta$ -счетчик. В этом случае  $\epsilon_{\beta 1} = \epsilon_{\beta 2} = 1$  (10.25) превращается в гораздо более простую формулу (10.11). Аналогичным образом можно рассчитать поправки и для других схем распада, а также поправки на конечные размеры источника, причем всегда применение  $4\pi$  —  $\beta$ -счетчика для регистрации  $\beta$ -частиц позволяет получить наиболее простую расчетную формулу и наиболее достоверные результаты. Общая погрешность при измерении активности  $\beta$ -источников методом  $4\pi$   $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений обычно составляет 0,2—0,5 %.

## § 10.5. Измерение активности источников гамма-излучения

**Общие замечания.** Фотоны обладают еще большей проникающей способностью, чем  $\beta$ -частицы, что позволяет свободнее выбирать материал и толщину стенок измерительных приборов. Однако относительно малая вероятность взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом приводит в большинстве случаев к низкой собственной эффективности детекторов  $\epsilon_d$ . К тому же при вычислении  $\epsilon_d$  приходится учитывать очень много различных факторов, и точность расчетов оказывается низкой. Поэтому активность источников стараются определять по заряженным частицам, а не по сопутствующему им  $\gamma$ -излучению. В тех же случаях, когда все же приходится иметь дело с  $\gamma$ -излучением (например, при работе с источниками, запаянными в герметичные ампулы), силу источника обычно определяют по создаваемому им интегральному ионизационному эффекту и выражают в миллиграмм-эквивалентах Ra. Но в некоторых слу-

чаях на практике все же приходится сталкиваться с необходимостью определения числа испускаемых источником  $\gamma$ -квантов, поэтому ниже рассматриваются измерения обоих типов.

**Дифференциальные измерения с малыми телесными углами.** Для таких измерений, которые наиболее просты по технике выполнения, обычно применяют счетчики Гейгера — Мюллера или сцинтилляционные счетчики. Основные трудности при этом связаны с нахождением собственной эффективности детектора  $\epsilon_d$ . Подробно эта задача была рассмотрена в § 5.5 и 7.4. Напомним лишь, что для нахождения  $\epsilon_d$  необходимо учесть ослабление  $\gamma$ -излучения стенками счетчика, вероятность рождения электронов в стенках, угловое и энергетическое распределения возникающих электронов, самопоглощение и рассеяние электронов в стенках счетчика, вероятность вылета электрона в направлении чувствительного объема счетчика, вероятность того, что попавший в чувствительный объем электрон будет зарегистрирован, а также некоторые другие факторы. Провести точный расчет эффективности с учетом всех этих факторов весьма трудно. Для грубой оценки  $\epsilon_d$  при условии, что толщина стенок счетчика больше пробега возникающих в них электронов, можно воспользоваться следующим приближенным соотношением:

$$\epsilon_d \approx \mu_f R_f + \mu_k R_k + 2\mu_{\pi} R_{\pi}, \quad (10.26)$$

в котором  $\mu_f$ ,  $\mu_k$ ,  $\mu_{\pi}$  — линейные коэффициенты поглощения  $\gamma$ -излучения в материале стенок счетчика при фотоэффекте, комптон-эффекте и эффекте рождения пар соответственно;  $R_f$ ,  $R_k$ ,  $R_{\pi}$  — пробег электронов в том же материале. Все величины, входящие в (10.26), можно найти в помощью графиков или таблиц (см. гл. 2). Сравнение с экспериментальными данными показывает, что результаты расчетов по (10.26) отличаются от истинных значений  $\epsilon_d$  более чем в 1,5—2 раза. Зависимость  $\epsilon_d$  от  $E_{\gamma}$  и материала катода дана на рис. 10.7. Как видно, значения  $\epsilon_d$  практически во всех случаях оказываются порядка 0,01—0,02, имеют легко объяснимую зависимость от  $E_{\gamma}$  и очень слабо зависят от материала стенок, поскольку рост  $Z$  приводит к увеличению  $\mu$  и уменьшению  $R$ . Слабо зависит  $\epsilon_d$  и от толщины стенок счетчика (если  $d > R$ ). При необходимости регистрации  $\gamma$ -излучения малой энергии применяют счетчики с тонким окном, аналогичные  $\beta$ -счетчикам. Точность определения  $\epsilon_d$  и  $G$  при данном методе измерений очень низкая, поэтому для получения точных результатов он малопригоден.

**Большие сцинтилляционные детекторы.** Активность  $\gamma$ -источника в  $4\pi$ -геометрии можно измерить, поместив его в центре большого блока рабочего вещества сцинтилляционного детектора. Для получения значения  $\epsilon_d$ , близкого к 1, размеры сцинтиллятора должны быть достаточно протяженными. Поскольку большие кристаллы неорганических сцинтилляторов очень дороги, чаще такие счетчики делают в виде баков объемом до нескольких сот литров, заполняемых жидким сцинтиллятором. Размеры бака можно существенно уменьшить, применив сцинтиллирующую жидкость повышенной

плотности, например гексафторбензол вместо обычно применяемого толуола. По сравнению с большим баком такой компактный счетчик с тяжелым сцинтиллятором при равной эффективности к  $\gamma$ -излучению источника обладает значительно меньшим уровнем фона. Основные трудности при конструировании больших сцинтилляционных детекторов и при работе с ними связаны с необходимостью обеспечения хорошего сбора света с большого объема, а также с борьбой с фоном и с шумами, которые могут быть весьма значительными.

**Метод  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений.** Если при одном акте распада ядро испускает два фотона или более (см. рис. 10.6, в), то для абсолютно определения числа распадов в источнике можно использовать метод  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений. В данном случае удобно применять два одинаковых счетчика фотонов. Обозначив эффективность регистрации  $i$ -м счетчиком  $k$ -го фотона  $\varepsilon_{ik}$  ( $i, k = 1, 2$ ), скорости счета в каналах установки можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{12} - \varepsilon_{11}\varepsilon_{12}) A; \\ a_2 &= (\varepsilon_{21} + \varepsilon_{22} - \varepsilon_{21}\varepsilon_{22}) A; \\ a_{12} &= (\varepsilon_{12}\varepsilon_{21} + \varepsilon_{11}\varepsilon_{22}) A. \end{aligned} \right\} \quad (10.27)$$

В общем случае решить эту систему из трех уравнений невозможно, поскольку она содержит пять неизвестных ( $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{12}, \varepsilon_{21}, \varepsilon_{22}, A$ ). Однако, если в установке применены два совершенно одинаковых счетчика и энергии обоих фотонов в каскаде примерно равны, то можно считать, что  $\varepsilon_{11} \approx \varepsilon_{12} \approx \varepsilon_{21} \approx \varepsilon_{22}$ . Заменяя все  $\varepsilon_{ik}$  некоторым средним значением  $\varepsilon$ , вместо системы уравнений (10.34) получаем систему из двух уравнений с двумя неизвестными:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= a_2 = (2\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}^2) A; \\ a_{12} &= 2\bar{\varepsilon}^2 A. \end{aligned} \right\} \quad (10.28)$$

Особенно простое решение эта система имеет при  $\bar{\varepsilon} \ll 1$ :

$$A = a_1 a_2 / (2a_{12}). \quad (10.29)$$

Если энергии двух фотонов в каскаде сильно различаются, то замена всех  $\varepsilon_{ik}$  одной величиной  $\varepsilon$  некорректна. В этом случае целесообразно применять детекторы, чувствительные к энергии фотонов, и с помощью дискриминаторов импульсов настроить один канал на регистрацию только  $\gamma_1$ , а второй канал на регистрацию только  $\gamma_2$ . При этом  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = 0$  и

$$A = a_1 a_2 / a_{12}. \quad (10.30)$$

Наибольшие трудности при измерениях методом  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений связаны с необходимостью учета угловой корреляции фотонов и их рассеяния из одного счетчика в другой. Необходимость введения поправок на угловую корреляцию можно исключить, расположив соответствующим образом счетчики относительно источника, при этом вид функции угловой корреляции исследуемого источника предполагается известным. Эффект рассеяния можно исключить, применив счет-

чки, настроенные на регистрацию фотонов строго определенной энергии. Как показывает сравнение результатов различных работ, метод  $\gamma$ — $\gamma$ -совпадений может обеспечить погрешность измерений активности около 1 %.

## § 10.6. Измерение активности источников нейтронов

**Общие замечания.** Подобно фотонам нейтроны обладают большой проникающей способностью, поэтому некоторые общие соображения о размерах детекторов, о толщине их стенок и т. п. для этих двух видов излучения аналогичны. Однако существенные различия в механизме взаимодействия фотонов и нейтронов с веществом предопределяют значительную разницу в конструкции применяемых детекторов и в методике проведения измерений.

Следует отметить также, что в отличие от фотонов  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц нейтроны возникают не при радиоактивном распаде ядер, а в результате происходящих в источнике ядерных реакций, поэтому определение активности источников нейтронов несколько отличается от определения активности источников других видов: под  $A_n$  понимают число нейтронов, испускаемых источником во внешнее пространство за 1 с (см. §10.1). Величину  $A_n$  часто называют также *силой* или *интенсивностью источника* нейтронов, однако в настоящей главе для сохранения единства изложения будет применяться первый из этих терминов — «активность».

**Измерения с малыми телесными углами.** Одной из наиболее серьезных задач, с которой приходится сталкиваться при проведении измерений этого типа, является исключение фона. С этой задачей приходится сталкиваться и при измерениях источников других типов, однако при работе с нейтронами ее решение наиболее сложно. Дело в том, что помимо обычного собственного фона детектора, связанного с космическим излучением, радиоактивными загрязнениями и тому подобными причинами, которые легко учесть, проводя контрольные измерения без источника, всегда присутствует составляющая фона, связанная с самим исследуемым источником. Нейтроны, вылетающие из источника по различным направлениям, рассеиваются и частично замедляются в деталях конструкции измерительной установки, в полу, стенах и потолке помещения, и часть из них попадает в детектор и регистрируется им, а так как эффективность регистрации медленных нейтронов многими детекторами гораздо больше, чем быстрых, то регистрируемое детектором число отсчетов может быть связано в отдельных случаях в гораздо большей степени с фоном, чем с исследуемым эффектом. Чтобы уменьшить фон от рассеянных нейтронов, необходимо измерения рассматриваемого типа проводить в просторных помещениях, устанавливая и источник, и детектор как можно дальше от пола и стен здания, а также от других массивных предметов. Для измерения фона проводятся различные вспомогательные эксперименты, например измерения, при которых между источником и детектором располагают непрозрачный для нейтронов экран.

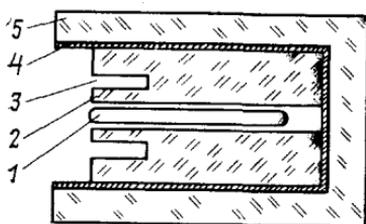


Рис. 10.8.

Рис. 10.8. Всеволновый счетчик нейтронов:

1 — счетчик медленных нейтронов; 2 — парафиновый блок; 3 — каналы; 4 — слой карбида бора в кадмиевом чехле; 5 — борный парафин



Рис. 10.9.

Рис. 10.9. Зависимость эффективности всеволнового счетчика от энергии нейтронов

Рис. 10.10 Устройство для регистрации частиц, сопутствующих нейтронам:

1 — детектор заряженных частиц; 2 — мишень ускорителя

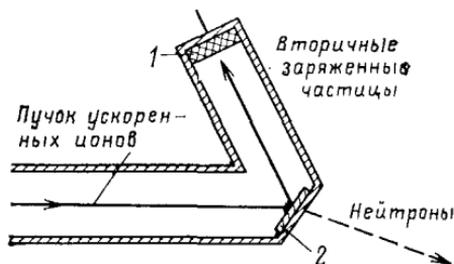


Рис. 10.10.

Другая трудность связана с определением собственной эффективности детектора  $\epsilon_d$ . В общем случае, если источник испускает нейтроны с широким энергетическим спектром, характеризуемым функцией распределения  $\varphi(E)$ , а эффективность регистрации нейтронов детектором также зависит от энергии  $\epsilon_d = \epsilon_d(E)$ ,

$$a = A_n G \int \varphi(E) \epsilon_d(E) dE. \quad (10.31)$$

При этом считается выполненным условие нормировки

$$\int \varphi(E) dE = 1. \quad (10.32)$$

Если вид функции  $\varphi(E)$  неизвестен или зависимость  $\epsilon_d(E)$  имеет сложный вид, то применение соотношения (10.38) связано с существенными трудностями. Однако в двух часто встречающихся на практике случаях ситуация значительно упрощается.

1. Источник испускает моноэнергетические нейтроны с энергией  $E_0$ . В этом случае  $\varphi(E) = \delta(E - E_0)$  и

$$a = G \epsilon_d(E_0) A_n. \quad (10.33)$$

2. Детектор с одинаковой эффективностью регистрирует нейтроны любых энергий. В этом случае  $\epsilon_d = \text{const}$  и

$$a = G \epsilon_d A_n. \quad (10.34)$$

В качестве детектора с почти постоянной эффективностью может быть использован всеволновый счетчик (рис. 10.8). Обычный счетчик медленных нейтронов, наполненный  $\text{BF}_3$  или  ${}^3\text{He}$ , поме-

шают в парафиновый блок, размеры и форма которого выбраны с таким расчетом, чтобы чувствительность прибора к нейтронам различных энергий была по возможности одинаковой. В частности, для уменьшения вероятности обратного вылета медленных нейтронов в передней части блока делают ряд глухих каналов. Более быстрые нейтроны обладают большей проникающей способностью, и в силу этого — меньшей вероятностью регистрации на единицу длины счетчика, зато эффективный объем парафина для них больше. В результате, как показывают измерения с калиброванными источниками разных типов, эффективность такого устройства почти не зависит от энергии нейтронов в довольно широких пределах (рис. 10.9). Показанные на рис. 10.8 слои карбида бора в кадмиевом чехле и борного парафина служат для защиты счетчика от посторонних нейтронов. Следует отметить, что подавляющая часть нейтронов от исследуемого источника, упавших на торцевую поверхность всеволнового счетчика, захватывается в процессе замедления в самом парафиновом блоке и в окружающих его защитных слоях и лишь незначительная их часть попадает в счетчик медленных нейтронов и регистрируется им. Поэтому собственная эффективность всеволнового счетчика  $\epsilon_d$  оказывается небольшой, порядка  $10^{-3}$ , и ее абсолютное значение довольно трудно определить. При относительных измерениях знать абсолютное значение  $\epsilon_d$  не обязательно: достаточно иметь сведения об энергетической зависимости  $\epsilon_d$  в произвольных единицах, для чего может служить кривая на рис. 10.9.

При измерениях в геометрии с малым телесным углом возможно также применение камер деления (см. § 5.4), эффективность которых

$$\epsilon_d = \sigma_f(E) n \epsilon_f, \quad (10.35)$$

где  $n$  — число ядер делящегося нуклида на  $1 \text{ см}^2$  слоя;  $\sigma_f(E)$  — эффективность сечения деления для нейтронов с энергией  $E$ ;  $\epsilon_f$  — вероятность регистрации акта деления в камере. При энергии ниже 100 кэВ зависимость  $\sigma_f$  от  $E$  довольно сильная и имеет нерегулярный характер, в результате чего в этой области энергий пользоваться камерой деления для сравнения интенсивностей источников нейтронов различной природы неудобно. При энергии от 0,1 до 6,5 МэВ сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  слабо зависит от энергии нейтронов, поэтому в данной области энергий камеру деления можно считать практически всеволновым детектором.

При измерениях потоков быстрых нейтронов широкое применение находят счетчики, действие которых основано на регистрации протонов отдачи (водородный пропорциональный счетчик, сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами и др.). Определение абсолютного значения  $\epsilon_d$  таких счетчиков основано на сведениях об эффективном сечении рассеяния нейтронов протонами, которое хотя и плавно, но все же довольно сильно зависит от энергии нейтронов, и зависимость эта довольно хорошо известна.

**Регистрация сопутствующих частиц.** При использовании для получения нейтронов реакций, идущих на мишенях ускорителей, экспериментаторам приходится иметь дело с источниками, характеризующимися резко выраженной анизотропией нейтронного потока и меняющейся во времени интенсивностью. В этом случае число испускаемых нейтронов можно определить по числу сопутствующих их рождению заряженных частиц — конечных продуктов ядерных реакций: например, при реакции  $D(d, n) {}^3\text{He}$  такой частицей является ядро  ${}^3\text{He}$ , при реакции  $T(d, n) {}^4\text{He}$  — ядро  ${}^4\text{He}$  и т. д. Соответствующее устройство показано на рис. 10.10. Мишень должна быть достаточно тонкой, чтобы исключить самопоглощение возникающих заряженных частиц. В качестве детектора обычно используют полупроводниковый или газовый пропорциональный счетчик. Эти приборы позволяют соответствующей дискриминацией импульсов легко отделить ядра — продукты реакции — от рассеянных первичных частиц и от других источников фона. Однозначная связь между направлениями вылета нейтронов и ядер-продуктов позволяет надлежащим выбором положения и размеров детектора заряженных частиц регистрировать только такие события, когда нейтроны вылетают в интересующем экспериментатора направлении. Очевидно, что в идеальном случае число таких нейтронов просто равно числу зарегистрированных импульсов от заряженных частиц. На практике в результаты измерений приходится вводить небольшие поправки, учитывающие отличие эффективности детектора от единицы, различия в телесных углах, под которыми от мишени видны детектор заряженных частиц, экспериментальная установка и т. п. Строгая одновременность появления нейтрона и заряженной частицы позволяет использовать подобные устройства в опытах со схемами совпадений, что открывает дополнительные экспериментальные возможности.

В последнее время в качестве источников нейтронов часто используют препараты спонтанно делящегося изотопа  ${}^{252}\text{Cf}$ . Из-за малого периода полураспада этого изотопа ( $T_{1/2} = 2,55 \pm 0,15$  года) и большого числа нейтронов  $\nu$ , испускаемых в среднем при одном акте деления ( $\nu = 3,72 \pm 0,02$ ), препараты этого изотопа обладают удельной активностью порядка  $2,5 \cdot 10^6$  нейтр./(с·мкг), и их можно изготовить в виде очень тонких слоев, наносимых на поверхности электродов ионизационных камер. Для измерения числа испускаемых такими препаратами нейтронов можно воспользоваться разновидностью метода сопутствующих частиц, которыми в данном случае являются осколки деления, вылетающие из слоя калифорния в рабочий газ камеры. Число отсчетов при этом  $a = \epsilon_f N_f$ , где  $\epsilon_f$  — эффективность регистрации акта деления (при тонком слое  $\epsilon_f \approx 1$ ),  $N_f$  — число происходящих в слое за 1 с делений. Отсюда

$$A_n = \nu N_f = \nu a / \epsilon_f. \quad (10.36)$$

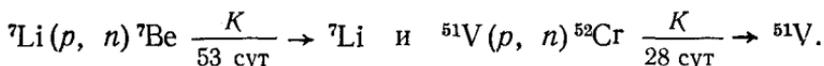
Точность метода определяется точностью знания величин  $\epsilon_f$  и  $\nu$ , и согласно имеющимся данным вероятная погрешность не превышает 1 %.

**Измерение наведенной активности мишени.** Если в результате ядерной реакции, идущей на мишени ускорителя, образуется радиоактивное ядро, то число испущенных мишенью нейтронов можно определить после окончания работы ускорителя, сняв мишень и измерив ее активность методами абсолютного  $\beta$ -счета.

Пусть при работе ускорителя возникает  $A_n$  нейтронов в 1 с (и, следовательно, столько же радиоактивных ядер). Тогда к моменту времени  $\tau'$  после окончания работы ускорителя активность мишени будет определяться соотношением

$$A = A_n [1 - \exp(-\lambda\tau)] \exp(-\lambda\tau'), \quad (10.37)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада радиоактивного продукта реакции;  $\tau$  — время работы ускорителя. Отсюда видно, что, определив абсолютное значение  $A$ , можно найти  $A_n$ . Этот метод используется, в частности, для получения нейтронов в реакциях



Основные трудности при применении этого метода возникают из-за флуктуации пучка ускоряемых частиц во времени, а также из-за сильной анизотропии вылета нейтронов из мишени. В общем случае интенсивность рождения радиоактивных ядер в мишени есть неизвестная функция времени  $A_n(t)$ , и тогда к моменту времени  $\tau'$  активность мишени

$$A = \lambda \exp(-\lambda\tau') \int_0^{\tau} A_n(t) \exp[-\lambda(\tau-t)] dt \quad (10.38)$$

[при  $A_n = \text{const}$  соотношение (10.38) переходит в (10.37)]. В случае переменного значения  $A_n(t)$  активность мишени не позволяет непосредственно судить о числе рожденных нейтронов. Однако поскольку между током пучка ускоренных ионов  $I(t)$  и величиной  $A_n(t)$  имеет место очевидная пропорциональность

$$A_n(t) = KI(t), \quad (10.39)$$

где  $K$  — неизвестный пока коэффициент, то, измеряя с помощью самопишущего прибора изменения тока пучка в течение всего эксперимента, можно, преобразовав (10.38) к виду

$$A = \lambda K \exp(-\lambda\tau') \int_0^{\tau} I(t) \exp[-\lambda(\tau-t)] dt, \quad (10.40)$$

найти входящий сюда интеграл методами численного интегрирования, а затем определить и коэффициент  $K$ :

$$K = A \left/ \left\{ \lambda \exp(-\lambda\tau') \int_0^{\tau} I(t) \exp[-\lambda(\tau-t)] dt \right\} \right. . \quad (10.41)$$

Теперь с помощью соотношения (10.39) и записанной на ленте самописца функции  $I(t)$  легко найти интенсивность выхода нейтронов в любой момент облучения мишени  $t$  или рассчитать полное число нейтронов, возникших за все время эксперимента:

$$N_n = \int_0^{\tau} A_n(t) dt. \quad (10.42)$$

Еще проще данная проблема решается, если время облучения много меньше периода полураспада образующегося радионуклида. В этом случае в соотношении (10.38) можно считать, что

$$\exp[-\lambda(\tau - t)] = 1, \quad (10.43)$$

и тогда

$$A = \lambda N_n \exp(-\lambda\tau). \quad (10.44)$$

Анизотропию вылета нейтронов из мишени можно легко учитывать, если известно угловое распределение нейтронов для данной реакции.

**Измерения в 4π-геометрии.** Абсолютные измерения активности источников нейтронов в 4π-геометрии позволяют избежать многих из отмеченных выше трудностей. Для таких измерений необходим детектор, который не только окружал бы источник со всех сторон, но и обладал бы сферической симметрией. Кроме того, для исключения зависимости эффективности от энергии нейтронов в детекторе должны полностью поглощаться все нейтроны, испускаемые источником.

Наиболее полно всем этим условиям удовлетворяет однородная бесконечная среда, окружающая источник со всех сторон. Нейтроны можно регистрировать по актам взаимодействия с атомами самой среды или введенными в нее специальными детекторами (камерами, счетчиками, фольгами активируемых материалов и др.). В настоящее время применяют несколько вариантов этого метода, главные из которых рассматриваются ниже.

**Метод пространственного интегрирования.** Если источник нейтронов находится в бесконечной поглощающей среде, то при установившемся равновесии число испускаемых источником нейтронов  $A_n$  равно, естественно, числу нейтронов, поглощаемых в течение 1 с во всей среде:

$$A_n = 4\pi \int_0^\infty r^2 dr \sum_i \int_0^{E_{\text{макс}}} \varphi(r, E) n_{0i} \sigma_i(E) dE. \quad (10.45)$$

В этом соотношении  $\varphi(r, E)$  — дифференциальная плотность потока нейтронов на расстоянии  $r$  от источника;  $n_{0i}$  — число ядер  $i$ -го компонента среды в 1 см<sup>3</sup>;  $\sigma_i$  — сечение поглощения нейтронов с энергией  $E$  этим компонентом. Не ограничивая общности рассмотрения, второй интеграл в последнем соотношении можно представить в виде

$$\int_0^{E_{\text{макс}}} \varphi(r, E) n_{0i} \sigma_i(E) dE = \Phi(r) \bar{\sigma}_i(r), \quad (10.46)$$

где  $\Phi(r)$  — плотность потока нейтронов на расстоянии  $r$  от источника;  $\bar{\sigma}_i(r)$  — среднее сечение поглощения нейтронов в той же точке; оно является функцией радиуса, поскольку форма энергетиче-

ского спектра нейтронов изменяется с удалением от источника, при этом

$$A_n = 4\pi \int_0^{\infty} \Phi(r) r^2 \sum_i n_{0i} \bar{\sigma}_i(r) dr. \quad (10.47)$$

Поместим в точку  $r$  точечный детектор нейтронов (под словом «точечный» здесь понимается такой детектор, размеры которого значительно меньше  $r$ , поэтому можно считать, что все его части облучаются одинаковым потоком нейтронов; кроме того, считается, что введение такого детектора в среду практически не искажает распределения потоков нейтронов в ней). Если детектор содержит  $n_d$  ядер активного вещества и среднее сечение взаимодействия нейтронов с этим веществом есть  $\bar{\sigma}_d$ , то число регистрируемых в 1 с нейтронов

$$a(r) = n_d \Phi(r) \bar{\sigma}_d(r). \quad (10.48)$$

Данное соотношение справедливо при условии, что каждый акт взаимодействия нейтронов с веществом детектора регистрируется с вероятностью, близкой к 1; это условие достаточно хорошо выполняется, если в качестве детектора используется, например, пропорциональный счетчик с BF<sub>3</sub>.

Вводя среднее сечение поглощения нейтронов ядрами среды

$$\bar{\sigma}_a(r) = \sum_i n_{0i} \sigma_i(r) / n_0, \quad (10.49)$$

из трех последних соотношений получаем

$$A_n = 4\pi \int_0^{\infty} a(r) \frac{n_0 \bar{\sigma}_a(r)}{n_d \bar{\sigma}_d(r)} r^2 dr, \quad (10.50)$$

где  $n_0 = \sum_i n_{0i}$  — число всех ядер среды в 1 см<sup>3</sup>. В общем случае стоящее под интегралом отношение сечений является неизвестной функцией радиуса, определение которой связано со значительными трудностями. Однако этих трудностей можно избежать, если ввести в среду в качестве поглотителя вещество, идентичное с рабочим веществом детектора. Так, если детектором служит борный счетчик, то в среду вводят также бор. При этом в числителе последнего соотношения произведение  $n_0 \bar{\sigma}_a(r)$  следует заменить суммой  $n_n \bar{\sigma}_n(r) + n_c \bar{\sigma}_c(r)$ , где  $n_n$  — число ядер в 1 см<sup>3</sup> введенного вещества;  $n_c$  — число ядер остальных компонентов среды;  $\bar{\sigma}_n$  и  $\bar{\sigma}_c$  — их средние сечения поглощения. Если количество вводимого поглотителя достаточно велико, то

$$n_n \bar{\sigma}_n(r) \gg n_c \bar{\sigma}_c(r). \quad (10.51)$$

и тогда с учетом идентичности поглотителя и рабочего вещества детектора ( $\bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_d$ )

$$A_n = 4\pi \frac{n_n}{n_d} \int_0^{\infty} a(r) r^2 dr. \quad (10.52)$$

Это выражение позволяет по измеренной скорости счета детектора на разных расстояниях от источника найти абсолютное значение  $A_n$ . Обычно измерения этого типа проводят в больших баках с водой, в которую добавляют какое-нибудь соединение бора (например, борную кислоту). В центре бака размещается исследуемый источник, а детектор — маленький счетчик или камеру с  $\text{BF}_3$  — перемещают по радиусу бака. По результатам измерений скорости счета детектора на разных расстояниях от источника строят график функции  $a(r)r^2$  и затем численным интегрированием находят  $A_n$ . При этом, однако, необходимо учесть некоторые факторы, которые могут внести искажения в получаемые результаты. К ним относятся:

- 1) захват нейтронов ядрами водорода и других элементов, содержащихся в среде и в деталях конструкции;
- 2) неоднородность потока нейтронов в объеме детектора;
- 3) искажение потока нейтронов детектором (депрессия потока);
- 4) погрешность при определении эффективности детектора (погрешность в  $n_d$  и отличие вероятности регистрации акта взаимодействия нейтрона с детектором от единицы);
- 5) возвращение нейтронов в источник и их поглощение в нем (сток нейтронов в источник);
- 6) уход нейтронов из бака в окружающее пространство.

Как отмечалось выше, влияние фактора 1 можно сильно уменьшить введением в среду достаточно большого количества поглотителя. Влияние поглощения в других элементах можно оценить, проведя серию измерений с различной концентрацией поглотителя в воде. Чтобы уменьшить влияние факторов 2 и 3, необходимо применять детекторы возможно меньших размеров и с минимальным количеством поглощающих веществ, что, однако, приводит к уменьшению скорости счета. Методы оценки погрешностей при определении эффективности ионизационных детекторов были рассмотрены выше. Для уменьшения влияния стока нейтронов в источник часто применяют баки со сферической полостью, в центре которой и помещают источник. Телесный угол, под которым виден источник с поверхности полости, обычно невелик, поэтому вероятность возвращения замедлившегося нейтрона в источник снижается примерно в  $(R/r_n)^2$  раз, где  $R$  — радиус полости в баке;  $r_n$  — радиус источника. Правда, при этом часть нейтронов поглощается самой стенкой полости, но, во-первых, специальным подбором слабо поглощающего материала (алюминия) влияние данного эффекта можно сильно уменьшить, а во-вторых, этот эффект для данной установки практически одинаков при любых измерениях, и, учтя его один раз, можно вводить постоянные поправки. Чтобы снизить влияние утечки нейтронов из бака, необходимо размеры последнего выбирать достаточно большими. Для большинства измерений толщина слоя воды около 1 м достаточна, чтобы бак можно было считать бес-

конечным и утечкой пренебречь. Погрешность измерения активности источников нейтронов методом пространственного интегрирования может достигать 1%.

**Метод физического интегрирования.** Если в водяном баке содержится вещество, ядра которого в результате захвата нейтронов становятся радиоактивными, то при соблюдении условия (10.51) активность раствора при насыщении, т. е. при облучении его в течение времени, много большем периода полураспада возникающих радиоактивных ядер, равна активности нейтронного источника. Если условие (10.51) не выполнено, то активность раствора

$$A = n_n \sigma_n A_n / (n_n \sigma_n + \sum_i n_i \sigma_i), \quad (10.53)$$

где суммирование ведется по всем компонентам среды. Таким образом, задача определения  $A_n$  сводится к абсолютному измерению полной активности раствора в баке. Поскольку обычно в качестве рабочего вещества используют марганец в виде какой-нибудь растворимой соли (например,  $MnSO_4$  или  $KMnO_4$ ), то данный метод называют иногда *методом марганцевой ванны*.

Величину  $A$  можно определить следующим образом. После облучения раствора источником в течение достаточно долгого времени раствор перемешивают, извлекают из него порцию строго определенного объема, раствор этой порции выпаривают и проводят абсолютное измерение активности сухого вещества на 4π-счетчике. Если измеренная таким образом активность равна  $A_0$ , то активность всего раствора, очевидно,

$$A = A_0 \mathcal{V} / \Delta \mathcal{V}, \quad (10.54)$$

где  $\mathcal{V}$  — объем всего раствора;  $\Delta \mathcal{V}$  — объем отобранной порции.

Как было отмечено выше, количество вещества, вводимого в 4π-счетчик, должно быть крайне малым, чтобы избежать самопоглощения. В то же время средняя удельная активность раствора при подобных опытах невысока. Поэтому скорость счета бета-счетчика крайне низкая, что неизбежно отражается на качестве измерений. Исходя из этого, желательно найти пути к повышению удельной активности вводимого в 4π-счетчик вещества.

Если бы радиоактивное вещество получалось в результате ( $n, p$ )- или ( $n, \alpha$ )-реакций, то по своим химическим свойствам оно отличалось бы от исходного элемента и, следовательно, для его выделения можно было бы воспользоваться обычными химическими методами. В случае же ( $n, \gamma$ )-реакции возникает новый изотоп исходного элемента, который чисто химическими методами отделить невозможно. Тем не менее был найден процесс, который позволяет обеспечить почти полное выделение радионуклида из раствора. Суть этого процесса, названного по имени исследовавших его ученых *процессом Сцилларда — Чалмерса*, сводится к следующему.

Возникающее при ( $n, \gamma$ )-реакции конечное ядро в момент вылета фотона испытывает отдачу. Кинетическую энергию ядра отдачи

легко можно найти из закона сохранения импульса:

$$E_A = E_\gamma / (2Mc^2), \quad (10.55)$$

где  $M$  — масса ядра отдачи. Отсюда следует, что при  $E_\gamma = 2$  МэВ, и  $M = 50$   $E_A \approx 40$  эВ, что гораздо больше энергии связи атомов в молекулах химических соединений. Поэтому если активируемое вещество находится в растворе в составе сложного соединения (например, марганец в виде  $\text{KMnO}_4$ ), то образующиеся при радиационном захвате атомы радионуклида оказываются в растворе в свободном состоянии, и, следовательно, их способности к химическим взаимодействиям отличны от свойств неактивного элемента в исходном соединении. Так, атомы радиоактивного изотопа  $^{56}\text{Mn}$ , находящиеся в растворе  $\text{KMnO}_4$  в свободном состоянии, быстро соединяются с кислородом, образуя молекулы нерастворимого в воде соединения  $^{56}\text{MnO}_2$ , которое можно легко отфильтровать. Чувствительность метода с использованием процесса Сцилларда — Чалмерса настолько высока, что его удается применять для работы с источниками, испускающими всего 1 нейтрон в 1 с.

Метод марганцевой ванны свободен от многих недостатков предыдущего метода. В самом деле, из перечисленных выше факторов, влияющих на результаты измерений со счетчиком в водяном баке, факторы 2, 3 и 4 в методе марганцевой ванны вообще не проявляются. Однако на результаты измерений несколько влияют погрешности абсолютного  $\beta$ -счета и потери при выделении активности из раствора. Поэтому методом марганцевой ванны удается измерять активность источников нейтронов с погрешностью до десятых долей процента.

## § 10.7. Относительные измерения

Любой из описанных выше методов абсолютных измерений активности источников можно применять также и для относительных измерений. При этом, как отмечалось, в § 10.2, если эффективности установки при измерениях с исследуемым источником  $\epsilon_x$  и с эталоном  $\epsilon_0$  заведомо одинаковы, то для нахождения неизвестной активности можно использовать очень простое соотношение (10.4), в которое входят только непосредственно измеряемые на опыте скорости счета  $a_x$  и  $a_0$ , а также известная активность эталонного источника  $A_0$ .

В действительности, однако, не всегда можно считать, что  $\epsilon_x = \epsilon_0$ . Так, собственные эффективности детектора  $\epsilon_{dx}$  и  $\epsilon_{d0}$  могут различаться из-за различий в энергиях частиц и схем распада. Расхождения в размерах исследуемого источника и эталона, а также в их положении относительно детектора приводят к различиям в геометрическом факторе. По аналогичным причинам могут отличаться друг от друга и поправочные коэффициенты на самопоглощение частиц в источнике, на расстояние от подложки и др. Поэтому в общем случае

$$\frac{a_x}{a_0} = \frac{\epsilon_{dx}}{\epsilon_{d0}} \frac{G_x}{G_0} \frac{f_{1x}}{f_{10}} \frac{f_{2x}}{f_{20}} \dots \frac{A_x}{A_0}, \quad (10.56)$$

и, стало быть, для нахождения  $A_x$  надо знать кроме  $A_a$  все отношения, стоящие в правой части этой формулы.

Однако и в этом случае проведение относительных измерений имеет определенный смысл. Дело в том, что отношение двух сходных по природе величин часто бывает легче найти, чем сами эти величины. Кроме того, погрешности при определении отношения  $f_{ix}/f_{ia}$  гораздо меньше сказываются на точности окончательного результата. Для иллюстрации последнего утверждения запишем для некоторой  $i$ -й поправки значения коэффициентов в виде  $f_{ix} = 1 + \delta_{ix}$  и  $f_{ia} = 1 + \delta_{ia}$  и будем считать, что  $\delta_{ix}, \delta_{ia} \ll 1$ . Тогда  $f_{ix}/f_{ia} \approx 1 + (\delta_{ix} - \delta_{ia})$  и, если значения  $\delta_{ix}$  и  $\delta_{ia}$  близки друг к другу,  $|\delta_{ix} - \delta_{ia}| < \delta_{ix}, \delta_{ia}$ , т. е.  $f_{ix}/f_{ia}$  гораздо ближе к 1, чем значения каждого из этих коэффициентов. Поэтому в некоторых случаях можно, не делая точных расчетов или опытов, просто положить отношение  $f_{ix}/f_{ia}$  равным 1, и вносимая при этом относительная погрешность окончательного результата значительно меньше, чем при абсолютных измерениях. Все это позволяет применять при относительных измерениях значительно более простые устройства, чем используемые для абсолютных измерений.

Для того чтобы значения  $\delta_{ix}$  и  $\delta_{ia}$  для всех поправок были как можно ближе друг к другу, относительные измерения стараются проводить при возможно более близких условиях. Лучше всего, если эталон и исследуемый источник имеют одинаковую физическую природу, т. е. содержат одно и то же радиоактивное вещество. Если этого достичь не удастся, то стараются подобрать эталон как можно ближе к источнику по типу и энергии излучения, размерам, материалу подложки и т. д.

Подобно эталонам основных физических величин (длины, массы и т. п.) существуют международные и государственные *эталонны активности* нуклидов. Так, в Ленинграде хранится Государственный эталон единицы массы радия СССР, который содержит на дату изготовления 21,283 мг Ra ( $T=1610$  лет). Государственные эталоны разных стран периодически сличаются между собой или с Международным эталоном. С помощью специальных эталонных установок с первичным эталонным сличаются вторичные эталоны или образцовые источники, которые используются для проведения относительных измерений на местах.

На практике в качестве эталона можно использовать любой источник, активность которого достаточно хорошо известна. В некоторых случаях рабочие эталонные источники могут быть изготовлены самим экспериментатором, если в его распоряжении имеются средства абсолютного определения их активности.

В качестве эталонного  $\beta$ -излучателя очень часто используют  $^{234}\text{Pa}$  ( $\text{UX}_2$ ), находящийся в равновесии с природным ураном. Из известной схемы распада  $^{238}\text{U}$  видно, что после химической очистки урана, освобождающей его от всех последующих  $\beta$ -излучателей,  $^{234}\text{Pa}$  через некоторое время приходит в радиоактивное равновесие с ураном, после чего его активность практически не изменяется (табл. 10.1). Остальные  $\beta$ -активные продукты семейства урана, удаленные химической очисткой, будут накапливаться очень мед-

Таблица 10.1. Радиоактивное семейство урана

Нуклид	Тип распада	Период полураспада	Нуклид	Тип распада	Период полураспада
$^{238}\text{U}$ (UI)	$\alpha$	$4,5 \cdot 10^9$ лет	$^{214}\text{Pb}$ (RaB)	$\beta$	26,8 мин
$^{234}\text{Th}$ (UX <sub>1</sub> )	$\beta$	24,1 сут	$^{214}\text{Bi}$ (RaC)	$\alpha$ (0,02%) $\beta$ (99,98%)	19,9 мин
$^{234}\text{Pa}$ <div style="display: inline-block; vertical-align: middle; margin-left: 5px;"> <math>\left\{ \begin{array}{l} \text{UX}_2 \\ \text{UZ} \end{array} \right.</math> </div>	$\beta$	1,17 мин			
		$\beta$	6,70 ч	$^{214}\text{Po}$ (RaC')	$\alpha$
$^{234}\text{U}$ (UII)	$\alpha$	$2,446 \cdot 10^5$ лет	$^{210}\text{Tl}$ (RaC'')	$\beta$	1,30 мин
$^{230}\text{Th}$ (Io)	$\alpha$	$7,54 \cdot 10^4$ лет	$^{210}\text{Pb}$ (RaD)	$\beta$	22,3 года
$^{226}\text{Ra}$	$\alpha$	1600 лет	$^{210}\text{Bi}$ (RaE)	$\beta$	5,01 сут
$^{222}\text{Rn}$	$\alpha$	3,825 сут	$^{210}\text{Po}$	$\alpha$	138,4 сут
$^{218}\text{Po}$ (RaA)	$\alpha$	3,05 мин	$^{206}\text{Pb}$	Стабилен	$\infty$

ленно. Как видно из схемы семейства урана, для прихода в радиоактивное равновесие первого из них, а следовательно, и всех последующих требуется время, измеряемое сотнями тысяч лет, поэтому их  $\beta$ -активностью в данном случае можно пренебречь. При распаде  $^{234}\text{Pa}$ , находящегося в равновесии с 1 мг урана, образуется 12,1  $\beta$ -частиц в 1 с при максимальной энергии  $\beta$ -спектра 2,3 МэВ, поэтому абсолютное значение активности эталона можно определить просто взвешиванием препарата. Для задерживания  $\alpha$ -частиц и  $\beta$ -излучения малой энергии  $^{234}\text{Th}$  приходится применять тонкие поглотители. Из-за низкой удельной активности урана тонкие источники дают очень низкую скорость счета, что является, естественно, их недостатком. Сильные тонкие источники  $^{234}\text{Pa}$  можно изготовить, выделив из урана  $^{234}\text{Th}$ , однако срок службы таких источников весьма ограничен.

Кроме  $^{234}\text{Pa}$  для изготовления стандартов используют и другие вещества, например  $^{210}\text{Bi}$  ( $T_{1/2}=5,01$  сут), находящийся в равновесии со своим материнским продуктом  $^{210}\text{Pb}$  ( $T_{1/2}=21$  год). Абсолютную активность данного источника можно найти по  $\alpha$ -активности дочернего продукта  $^{210}\text{Po}$  ( $T_{1/2}=138,4$  сут), если он также пришел в равновесие с  $^{210}\text{Pb}$  (табл. 10.1). Стандартные источники используются не только при относительных измерениях  $\beta$ -активности, но также для контроля стабильности регистрирующей аппаратуры и в некоторых других задачах.

## СПЕКТРОМЕТРИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

## § 11.1. Вводные замечания

Заряженные частицы (электроны, позитроны, протоны,  $\alpha$ -частицы) возникают во многих ядерных превращениях. Распределение заряженных частиц по энергиям может быть дискретным и непрерывным. Например, протонно-дефицитные ядра с малыми и средними атомными массами, как правило, претерпевают  $\beta$ -распад. Спектр электронов в этом случае непрерывный. При исследованиях  $\beta$ -распада интересуются граничной энергией  $\beta$ -спектра и его формой. Граничная энергия позволяет определить разность масс дочернего и материнского ядер, а форма в некоторых случаях позволяет определить, например, моменты количества движения. Ядра с большими атомными массами могут претерпевать  $\alpha$ -распад. Спектр  $\alpha$ -частиц дискретный. Измерения энергии  $\alpha$ -частиц позволяют определять дефекты масс ядер, энергетические уровни возбужденных состояний и другие характеристики ядер. В ряде случаев по спектру  $\alpha$ -частиц находят весьма малые примеси некоторых нуклидов в образцах, например нуклиды со сравнительно малым периодом  $\alpha$ -распада, такие, как  $^{236}\text{Pu}$  ( $T=2,85$  года).

Ценную информацию о строении ядер, о ядерных силах и о сечениях взаимодействия получают при изучении спектров заряженных частиц, возникающих в  $(n, p)$ -,  $(n, \alpha)$ -,  $(p, p')$ -,  $(\alpha, \alpha')$ -реакциях, а также в более сложных взаимодействиях при облучении мишеней ускоренными легкими и средними ядрами. Структуру ядер исследуют и с помощью ускоренных электронов, изучая их угловые и энергетические распределения после взаимодействия с ядрами. Спектральные распределения образующихся в реакциях заряженных частиц могут быть дискретными и непрерывными в зависимости от энергии возбуждения исследуемого ядра.

Требования к энергетическому разрешению спектрометров зависят от поставленной задачи. Они весьма умеренны, когда спектры заряженных частиц заведомо непрерывны. При определении температуры ядра по форме спектра приемлемо энергетическое разрешение около 10 %. Такого же порядка практической спектрометрии (дозиметрия, защита от излучений и др.).

Когда в экспериментах изучают энергию возбужденных состояний ядер, то желательно иметь энергетическое разрешение лучше или порядка относительных расстояний между уровнями ядра. По мере роста энергии возбуждения расстояние между уровнями сокращается. Так, для ядер со средним атомным номером расстояние между самыми низкими возбужденными состояниями (вблизи основного) составляет сотни килоэлектрон-вольт, а при энергии 6—7 МэВ (вблизи энергии связи нуклона) оно сокращается до сотен и даже десятков электрон-вольт. Поэтому для этой группы экспериментов может потребоваться весьма высокое энергетическое разрешение.

Ширина дискретного энергетического уровня ядра  $\Gamma$  и постоянная распада  $\lambda$  для этого состояния связаны соотношением неопределенности  $\Gamma \approx \hbar\lambda$ . Если ядро распадается, испуская частицы, то их энергии будут в интервале  $\sim (E_0 \pm \Gamma)$ , где  $E_0$  — средняя энергия частицы. При энергетическом разрешении спектрометра  $\eta < \Gamma/E_0$  можно измерить  $\Gamma$  и, следовательно, найти постоянную распада  $\lambda$ . Поскольку для спектрометров заряженных частиц  $\eta > 5 \cdot 10^{-4}$ , то можно измерить лишь сравнительно большие постоянные распада  $\lambda > \eta E_0/\hbar$  или  $\lambda > 8 \cdot 10^{17} E_0$ , где  $E_0$  — средняя энергия, МэВ, а  $\lambda$  — в  $\text{с}^{-1}$ .

Заряженные частицы теряют свою энергию при прохождении в веществе практически непрерывно (см. гл. 2). Поэтому слой вещества, из которого появляются заряженные частицы в результате ядерных реакций или радиоактивного распада, необходимо изготовлять такой толщины, чтобы относительные потери энергии в нем были меньше энергетического разрешения спектрометра. В противном случае наблюдаемое энергетическое разрешение может ухудшаться. Чтобы потери энергии не превышали 1%, слой вещества в случае спектрометрии  $\alpha$ -частиц с энергией 10 МэВ должен быть не более долей миллиграмма на  $1 \text{ см}^2$ , а в случае спектрометрии осколков деления — еще меньше (десятки микрограммов на  $1 \text{ см}^2$ ).

Энергию заряженных частиц можно определять многими способами. Как показано в гл. 2, пробег частицы связан с ее энергией. Флуктуации длин пробегов тяжелых заряженных частиц в средах с малой атомной массой лежат в пределах 0,5—2%, поэтому в принципе длину пробега можно определить с погрешностью 0,1—0,4%. Энергию заряженных частиц по пробегам находят обычно относительно пробега частиц с известной энергией. Абсолютное значение энергии по пробегу можно найти с невысокой точностью. Пробег заряженных частиц измеряют с помощью трековых приборов, при этом погрешность измерения обусловлена не столько флуктуациями, сколько специфичными погрешностями приборов (искажения при фотографировании треков, движение газа и жидкости в камерах, деформация ядерных эмульсий при проявлении и т. д. — см. гл. 8). Пробеги заряженных частиц измеряют с помощью метода пропускания (см. рис. 2.2). Существуют и другие методы, основанные на использовании нескольких детекторов. В так называемых дифференциальных методах измерения длины пробега частицы сигналы анализируют с двух или трех детекторов, расположенных вплотную друг к другу на пути частиц. В таком устройстве с тремя детекторами регистрируют число совпадений импульсов во времени в первых двух детекторах и антисовпадения в третьем в зависимости от толщины поглотителя между источником заряженных частиц и детекторами. При указанных условиях регистрирующее устройство вырабатывает импульс, когда пробег частицы заканчивается в среднем детекторе.

Энергию заряженных частиц можно определять по интегральному ионизационному или сцинтилляционному эффекту с помощью ионизационных газовых или полупроводниковых детекторов, а так-

же сцинтилляционных счетчиков. Наконец, и это один из самых точных абсолютных методов, энергию заряженных частиц можно определять, анализируя их траектории в магнитном поле. В этой главе основное внимание уделено магнитным методам анализа спектрального состава заряженных частиц, поскольку основы методов измерения энергии частиц по ионизационному и сцинтилляционному эффектам были уже изложены в гл. 5—9.

### **§ 11.2. Измерение энергии частиц с помощью ионизационных камер, сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков**

Ионизационные камеры, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики для моноэнергетических заряженных частиц имеют функцию отклика в виде кривой, по форме близкой к распределению Гаусса. Эффективность регистрации заряженных частиц, попавших в чувствительный объем детектора, равна 1.

Нижний предел измеряемых энергий определяется шумами измерительных устройств и собственными шумами детекторов, а верхний — размерами детекторов. Амплитуды импульсов в ионизационных камерах и полупроводниковых детекторах линейно связаны с энергией заряженных частиц, если эффекты рекомбинации, потери энергии заряженными частицами при проходе в чувствительный объем детектора и другие подобные эффекты малы. В сцинтилляционных счетчиках амплитуда импульса для большинства кристаллов нелинейно связана с энергией тяжелых заряженных частиц.

Кратко опишем некоторые особенности, связанные с измерением энергии заряженных частиц с помощью ионизационных, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов.

**Измерение энергии тяжелых заряженных частиц.** Методы измерения энергии различных тяжелых заряженных частиц имеют много общего, поэтому будем их рассматривать на примере измерения энергии  $\alpha$ -частиц. В связи со сравнительно небольшим пробегом широкое применение для изучения спектров  $\alpha$ -частиц нашли ионизационные камеры. С их помощью получают неплохое энергетическое разрешение — 0,7 % для  $\alpha$ -частиц с энергией около 5 МэВ. Ширина линии в ионизационных камерах с ионным собиранием обусловлена главным образом флуктуациями в числе пар ионов и шумами усилителей. При работе камер в режиме электронного собирания энергетическое разрешение зависит еще и от индукционного эффекта (см. гл. 5). Поэтому близкое к указанному выше энергетическое разрешение получают в камерах с ионным собиранием.

Камеры с ионным собиранием — очень «медленные» приборы; при высоком энергетическом разрешении они не позволяют регистрировать более одного-двух импульсов в 1 с, поскольку при регистрации более 1 имп/с вероятность их наложения превышает 2 %.

При электронном собирании камеры способны регистрировать несколько сот импульсов в 1 с с малой вероятностью наложения. Но в таких камерах необходимо устранять индукционный эффект

с помощью установки сеток в плоских камерах или с помощью неоднородного электрического поля (цилиндрические, сферические камеры). Лучшие результаты с точки зрения энергетического разрешения получают в плоских камерах с сеткой.

Покажем, как влияет индукционный эффект на энергетическое разрешение на примере сферической камеры, в которой равномерно по объему появляются заряженные частицы и производят одинаковую точечную ионизацию. Пусть  $\alpha = r_2/r_1$  (отношение радиусов анода и катода камеры) и  $x = V/V_{\text{макс}}$  (отношение амплитуды электронного импульса при ионизации на расстоянии  $r$  от центра камеры к максимальному значению импульса при ионизации в точках  $r=r_2$ ). Согласно (5.58)  $x = \alpha(r/r_1 - 1) / [(\alpha - 1)r/r_1]$ . Распределения импульсов по амплитудам  $f(x)$  связано с распределением ионизации в камере:  $f(x)dx = 3r^2 dr / r_2^3$ . Учитывая связь между  $x$  и  $r$ , найдем распределение  $f(x)$ :

$$f(x) = 3(\alpha - 1) / [\alpha - x(\alpha - 1)]^4. \quad (11.1)$$

Ширина распределения  $f(x)$  на половине его высоты позволяет вычислить влияние индукционного эффекта на энергетическое разрешение:

$$\Delta V/V = 1 - x^* = (\sqrt[4]{2} - 1) / (\alpha - 1) \approx 0,2 / (r_2/r_1 - 1), \quad (11.2)$$

где  $x^*$  — такое значение введенной переменной  $x$ , при котором  $f(x^*) = f(x=1)/2$ . Из (11.2) следует, что влиянием индукционного эффекта на энергетическое разрешение в сравнении с флуктуацией числа пар ионов можно пренебречь, если  $r_2/r_1 \geq 30$ .

Отметим еще причину усложнения функции отклика и ухудшения энергетического разрешения, связанного с так называемым стеночным эффектом. Если во всем объеме камеры появляются заряженные частицы (например, при регистрации протонов отдачи в случае упругого рассеяния нейтронов), то среди них всегда найдутся такие, пробег которых оканчивается в стенках камеры.

Относительное число частиц, пробеги которых не укладываются в камере, можно легко оценить, представляя участки поверхности сферической камеры плоскостью. Такое предположение тем справедливее, чем меньше пробеги частиц в сравнении с радиусом камеры  $r_2$ . Если в единице объема камеры появляется  $(3/4)\pi r_2^3$  частиц с изотропным распределением по углам, то появившаяся в точке  $r_2 - \mathcal{R} < r < r_2$  частица достигает поверхности камеры, если ее угол вылета  $\theta$ , отсчитываемый от радиального направления, меньше, чем  $\arccos[(r_2 - r)/\mathcal{R}]$ . Таким образом, чтобы получить долю частиц  $\Delta$ , чей пробег оканчивается в стенках камеры, необходимо вычислить следующий интеграл:

$$\Delta \approx \frac{3}{16\pi^2 r_2^3} \int_{r_2 - \mathcal{R}}^{r_2} 4\pi r^2 dr \int_0^{\arccos[(r_2 - r)/\mathcal{R}]} 2\pi \sin \theta d\theta \approx 3\mathcal{R} (1 - 2\mathcal{R}/3r_2) / 4r_2. \quad (11.3)$$

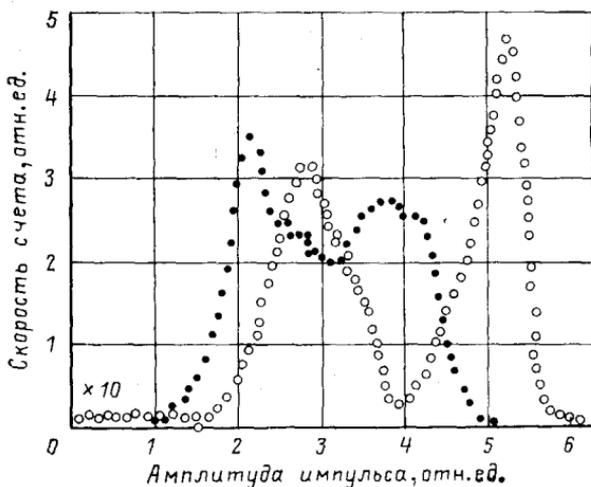
Из этого выражения следует, что при  $\mathcal{R}/r_2 = 0,25$   $\Delta \approx 0,16$ , иначе 16 % частиц произведут импульсы, амплитуды которых будут иметь значения от 0 до  $V_{\text{макс}}$ . Это непрерывное распределение помимо усложнения функции отклика прибора приведет к ухудшению энергетического разрешения.

Стеночный эффект следует принимать во внимание не только для ионизационных камер, но и для любых детекторов, когда пробег заряженной частицы сравним с размерами чувствительной области детектора.

Очень хорошие результаты получают при изучении спектров  $\alpha$ -частиц с помощью полупроводниковых счетчиков. С поверхностно-барьерными счетчиками (Au — Si) достигнуто энергетическое разрешение около 0,2 % для  $\alpha$ -частиц с энергией 6 МэВ. В этом случае энергетическое разрешение ограничено в основном тепловыми шумами полупроводника. Нижний предел измеряемых энергий ограничен собственными шумами полупроводника (см. гл. 6) и шумами измерительной аппаратуры. Этот предел — около 15 кэВ. Верхний предел ограничен глубиной чувствительного слоя. Для поверхностно-барьерных счетчиков он составляет около 40 МэВ для  $\alpha$ -частиц и примерно 10 МэВ для протонов. Значительно большие энергии можно измерить в литийдрейфовых полупроводниковых детекторах (до 200—300 МэВ для  $\alpha$ -частиц).

Ряд особенностей возникает при изучении спектров заряженных частиц с очень большой плотностью ионизации (осколки деления, ионы тяжелых атомов). Проиллюстрируем возможности полупроводниковых детекторов на примере исследования спектров осколков деления. Для такого рода измерений наиболее подходят поверхностно-барьерные кремниевые детекторы, имеющие хорошие временные характеристики (время собирания зарядов при толщине обедненной области  $\sim 100$  мкм составляет около 29 нс), высокое энергетическое разрешение и способность работать при нормальной температуре. При регистрации осколков деления вообще и с помощью полупроводниковых детекторов в частности имеются специфические трудности, связанные в основном с малым пробегом (в кремнии около 10 мкм) и большой плотностью ионизации (порядка  $10^{18}$  пар ионов в  $1 \text{ см}^3$ ). По сути дела, для достижения хороших характеристик поверхностно-барьерный счетчик должен иметь малую толщину «входного» окна и по возможности «гладкую» поверхность. В (Au — Si)-счетчиках на пути частиц до чувствительного объема имеется слой золота ( $30\text{—}70 \text{ мкг/см}^2$ , или  $0,01$  мкм) и нечувствительный слой кремния ( $0,15$  мкм), что и определяет толщину входного окна. При указанных параметрах осколки деления до попадания в чувствительный объем теряют около  $1,2$  МэВ энергии. Очень важно, чтобы разброс в потере энергий был небольшим. В противном случае не только ухудшается энергетическое разрешение, но и в амплитудном распределении слева от основного пика образуется «хвост» подобно тому, как и при стеночном эффекте. Неравномерность потерь энергии осколков деления во входном окне счетчика обусловлена состоянием его поверхности. Если, например, поверхность счетчика имеет кратеры глубиной порядка пробега осколка деления, то осколки деления, прошедшие вдоль стенки кратера, могут потерять любую долю своей энергии. Если предположить случайный характер распределения форм и размеров кратеров на поверхности, то можно ожидать и равномерное распределение импульсов в хвосте амплитудного распределения. Использование отработанной технологии травления поверхности кремния позволяет снизить количество импульсов в хвосте распределения в 10 раз.

Рис. 11.1. Амплитудные распределения импульсов, измеренные с поверхностью - барьерным (Au — Si) - счетчиком, для осколков, возникающих при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами:  
 ○ — при флюенсе осколков деления  $\leq 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ; ● — при флюенсе осколков деления  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$



Значительная плотность ионизации при регистрации осколков деления требует достаточно большого напряжения обратного смещения для достижения полного собирания зарядов. Напряжение смещения 50 В практически обеспечивает полное собирание зарядов за время порядка 20 нс (время на рассасывание плазмы), причем эффект размножения зарядов при этом еще не проявляется для образцов кремния с удельным сопротивлением 250—400 Ом·см.

Энергетическое разрешение описываемых полупроводниковых детекторов составляет 1,5 % для осколков деления с энергией 100 МэВ. Характеристики счетчика заметно изменяются при флюенсе осколков деления, превышающем  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 11.1 приведены амплитудные распределения импульсов, измеренные от осколков деления, возникающих при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Отметим сравнительно малое количество импульсов слева от основных пиков, что позволяет регистрировать осколки деления, вероятность выхода которых в 500 и более раз меньше, чем в максимуме распределения. На этом же рисунке показано амплитудное распределение для счетчика при флюенсе осколков  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . В этом случае наблюдается существенное искажение амплитудного распределения.

**Измерение энергии электронов.** Ионизационные камеры мало пригодны для исследований  $\beta$ -спектров, поскольку пробег электронов в воздухе при нормальных условиях значителен. Экстраполированный пробег электрона с энергией 0,1 МэВ равен примерно 12 см. В то же время измерить энергию электронов с энергией менее 0,05 МэВ невозможно из-за плохого энергетического разрешения, обусловленного в основном шумами. Спектры электронов до нескольких сот килоэлектрон-вольт исследуют с помощью пропорциональных счетчиков высокого давления (до 10 МПа аргона). Нижняя граница исследуемых энергий лежит в пределах 1—5 кэВ. Наилучшие результаты получены с помощью длинного пропорцио-

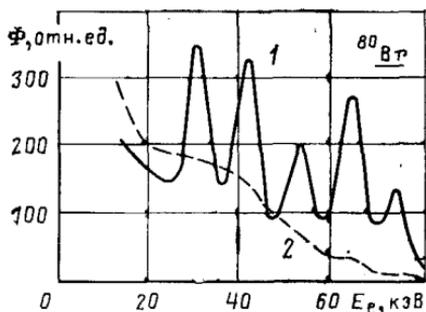


Рис. 11.2. Спектр амплитуд импульсов в пропорциональном счетчике в продольном магнитном поле (1) и без него (2)

нального счетчика (20—40 см), который помещали внутрь соленоида, создающего вдоль оси счетчика однородное магнитное поле напряженностью около  $2 \cdot 10^5$  А/см. Электроны в счетчике в однородном магнитном поле движутся по спиралеобразным траекториям. Это увеличивает их путь в счетчике и тем самым уменьшает стеночный эффект. С помощью такого устройства можно измерять энергию электронов до 80 кэВ. Влияние магнитного поля на характеристики пропорционального счетчика показано на рис. 11.2, где приведены спектры конверсионных

электронов  $^{80}\text{Вг}$ , измеренные с полем и без него.

Энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков для конверсионных электронов, образующихся при распаде  $^{137}\text{Cs}$  (энергия электронов 625 кэВ), равно 6 %, а при энергии электронов 50 кэВ — около 9 %. Расчеты показывают, что с пропорциональными счетчиками можно получить лучшие результаты.

Сцинтилляционные счетчики с кристаллами  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , антрацена, стильбена позволяют измерять энергетическое распределение электронов в более широком диапазоне энергий. Нижний предел измеряемых энергий электронов ограничен шумами ФЭУ и составляет несколько килоэлектрон-вольт; верхний предел лимитируется размерами кристалла. Например, с помощью кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$  размерами  $100 \times 100$  мм можно уверенно измерять энергию электронов до 15—20 МэВ. Энергетическое разрешение сцинтилляционных бета-спектрометров в первом приближении обратно пропорционально корню квадратному из энергии электронов. Лучшее значение, полученное с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  при энергии 0,66 МэВ, равно 6 %. Так что в области энергий электронов около 10 кэВ энергетическое разрешение в лучшем случае составляет около 50 %. К сожалению, обратное рассеяние электронов велико и тем больше, чем больше атомный номер кристалла. Около 10 % электронов, которые падают на плоскую поверхность органического кристалла, расположенного вблизи источника, выходят из кристалла в результате рассеяния, не успев потерять в нем всей своей энергии. Это искажает измеренный спектр электронов. Еще большие потери в результате рассеяния при аналогичных условиях происходят при использовании кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$ .

Чтобы устранить неполную потерю энергии электронами в кристалле, необходимо использовать спектрометры с двумя кристаллами, между которыми помещают достаточно тонкий источник  $\beta$ -частиц. Если  $\beta$ -излучение источника сопровождается  $\gamma$ -излучением, то для уменьшения эффективности его регистрации используют органические кристаллы, размеры которых выбирают равными

экстраполированному пробегу исследуемых  $\beta$ -частиц. При таком выборе кристалла относительная эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения минимальна. Иногда  $\beta$ -излучатели вводят в состав кристалла при его изготовлении. Такой метод позволяет изучать спектры  $\beta$ -излучателей с очень малой активностью.

Сцинтилляционные бета-спектрометры особенно ценны при исследованиях формы  $\beta$ -спектров методом совпадения во времени фотонов, сопровождающих распад дочернего ядра, и  $\beta$ -частиц. Такой метод совпадений незаменим при исследованиях сложных схем распада, в которых ядро испускает несколько групп  $\beta$ -частиц. Метод совпадений при использовании сцинтилляционных спектрометров высокоэффективен, поскольку сцинтилляционные спектрометры обладают хорошими временными характеристиками.

В  $\beta$ -спектрометрии используют полупроводниковые счетчики с глубиной чувствительного слоя несколько миллиметров. Для этого удобны литиево-кремниевые с ( $p-i-n$ )-переходом и поверхностно-барьерные кремниевые детекторы с высоким удельным сопротивлением (20 кОм·см). Наилучшее энергетическое разрешение — 0,1 % при энергии электронов 1 МэВ и использовании специальной низкошумящей измерительной аппаратуры. Высокое энергетическое разрешение полупроводниковых счетчиков сочетается с их высоким быстродействием. Это позволяет успешно применять их для исследования  $\beta-\beta$ - или  $\beta-\gamma$ -совпадений.

Отмеченные выше трудности при исследовании  $\beta$ -спектров, связанные с большой вероятностью рассеяния электронов, присущи, естественно, и полупроводниковым счетчикам. И здесь для уменьшения эффекта рассеяния источник  $\beta$ -частиц помещают между двумя счетчиками и анализируют суммарный сигнал от обоих счетчиков.

Все описанные методы спектрометрии заряженных частиц по ионизационному и сцинтилляционному эффектам дают хорошие результаты лишь при проведении относительных измерений энергии частиц. Абсолютные измерения требуют определения с малой погрешностью энергии, затрачиваемой на создание одной пары ионов в ионизационных камерах, электронно-дырочной пары в полупроводниковых детекторах, фотона люминесценции в сцинтилляторах. Необходимо еще знать коэффициенты усиления, а для сцинтилляционных счетчиков — и конверсионную эффективность фотокатода, и вероятность попадания фотонов на фотокатод, и т. д. В то же время при относительных измерениях энергию заряженных частиц можно определить с точностью, в несколько раз лучшей, чем ширина распределения амплитуд импульсов, т. е. даже в сцинтилляционных спектрометрах доступно сравнивать энергии заряженных частиц с погрешностью около 1 %.

### § 11.3. Магнитные спектрометры заряженных частиц

**Движение заряженных частиц в магнитном поле.** Магнитный спектрометр — вакуумный прибор, в котором заряженные частицы

проходят в магнитном поле определенной конфигурации, по-разному отклоняясь в нем в зависимости от их импульса и заряда. В результате происходит разложение пучка заряженных частиц по импульсам, что позволяет изучать энергетический спектр частиц. В магнитных спектрометрах обычно используют фокусирующее свойство магнитного поля, что дает возможность частицам с одинаковыми энергиями, выходящими из источника в пределах довольно большого телесного угла, собираться в небольшой области, где размещают подходящий детектор. Магнитные спектрометры бывают самых разнообразных типов. Для удобства описания их можно разделить на две большие группы: спектрометры с поперечным магнитным полем, в которых траектории заряженных частиц лежат в плоскости, перпендикулярной силовым линиям магнитного поля, и спектрометры с продольным магнитным полем, в которых заряженные частицы перемещаются главным образом вдоль силовых линий магнитного поля.

Чтобы описать работу магнитных спектрометров, рассмотрим движение заряженных частиц в магнитном поле. Пусть постоянное во времени однородное магнитное поле напряженностью  $H$  направлено вдоль оси  $z$ . Заряженная частица с зарядом  $z_0e$ , массой  $M$  и скоростью  $v$ , направленной под углом  $\psi$  к вектору напряженности магнитного поля, движется по поверхности цилиндра радиусом  $\rho$ , ось которого совпадает с направлением магнитного поля. Радиус цилиндра  $\rho$  связан с характеристиками частицы следующим образом:

$$H\rho = Mvz_0 \sin \psi / (ez_0). \quad (11.4)$$

Скорость движения частицы вдоль оси  $z$  определяется проекцией скорости на эту ось:  $v_z = v \cos \psi$ . Как следует из (11.4), радиус  $\rho$  пропорционален импульсу частицы или корню квадратному из кинетической энергии. В предельном релятивистском случае радиус  $\rho$  пропорционален кинетической энергии частицы. Действительно,  $H\rho = M_0c^2\beta \sin \psi / (z_0e \sqrt{1 - \beta^2})$ , а кинетическая энергия  $E = M_0c^2 (1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1)$ . Исключая из записанных соотношений  $\beta$ , получаем

$$E = M_0c^2 \{ \sqrt{1 + [H\rho z_0 / (M_0c^2 \sin \psi)]^2} - 1 \}. \quad (11.5)$$

В области больших энергий, где  $\beta^2 / (1 - \beta^2)^2 \gg 1$  и, следовательно,  $(H\rho z_0 / M_0c^2 \sin \psi)^2 \gg 1$ , выражения для кинетической энергии (11.5) упрощаются:

$$E = H\rho z_0 / \sin \psi, \quad \text{или} \quad E = 3,78 H\rho z_0 / \sin \psi, \quad (11.6)$$

если энергию измерять в электрон-вольтах, напряженность магнитного поля — в амперах на метр, а радиус кривизны — в сантиметрах.

Итак, измеряя радиус кривизны траектории частицы с известными зарядом и массой в магнитном поле с напряженностью  $H$ , можно найти энергию частицы по (11.5) или (11.6). Обычно ве-

личины  $H$ ,  $z_0$  и  $M_0$  известны с высокой точностью. Погрешность в измеренном значении энергии частицы обусловлена погрешностью измерения радиуса кривизны траектории частицы. Дифференцируя (11.5), находим

$$\Delta E/E = (\Delta\rho/\rho) [\beta^2/(1 - \sqrt{1 - \beta^2})]. \quad (11.7)$$

При  $\beta \approx 0$ , т. е. для частиц, кинетическая энергия которых  $E \ll M_0 c^2$ ,  $\Delta E/E = 2\Delta\rho/\rho$ , а при  $\beta \approx 1$ , т. е. для  $E \gg M_0 c^2$ ,  $\Delta E/E = \Delta\rho/\rho$ . В дальнейшем при оценке энергетического разрешения для всех спектрометров будем считать  $\Delta E/E = \Delta\rho/\rho$ . Как уже отмечалось, за меру энергетического разрешения принимают отношение ширины распределения на половине высоты к среднему значению этого распределения (см. гл. 4). Поэтому в (11.7)  $\Delta\rho$  равна ширине распределения измеренных значений  $\rho$  на половине его высоты.

В магнитных спектрометрах измеряемой величиной редко бывает радиус кривизны траектории; гораздо чаще это какая-либо координата  $x$  траектории, которую можно связать с радиусом кривизны  $\rho = f(x)$ . В этом случае энергетическое разрешение

$$\Delta E/E = \Delta x f'(x)/f(x), \quad (11.8)$$

где  $\Delta x$  — ширина измеренного распределения при данной энергии заряженных частиц на половине высоты.

Важной характеристикой магнитных спектрометров является их светосила, которая определяется отношением числа отсчетов в максимуме распределения к числу испущенных источником заряженных частиц.

Соотношение между светосилой и энергетическим разрешением определяет область применения магнитных спектрометров. Идеальным спектрометром был бы такой, форма поля которого обеспечивала бы фокусировку заряженных частиц, вышедших из источника с одной энергией и по разным направлениям, в область с размерами порядка размеров источника. Это соответствовало бы полной фокусировке. В таком спектрометре была бы максимальная светосила, а энергетическое разрешение определялось бы размерами источника.

**Спектрометры с поперечным магнитным полем. Метод прямого отклонения\*.** В магнитном спектрометре прямого отклонения (рис. 11.3) заряженные частицы, испускаемые источником в виде тонкой нити, перпендикулярной плоскости рисунка, проходят через узкую щель и регистрируются фотопластинкой. Траектории частиц (в плоскости рисунка) представляют собой дуги окружностей радиусом  $\rho$ , связанным с импульсом частицы соотношением (11.4), поскольку частицы проходят в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рисунка. Поэтому частицы с разными энергиями попадают в различные места фотопластинки и образуют изображение источника в виде длинных и узких полос.

\* Этот метод давно не имеет практических приложений. Здесь он рассмотрен, чтобы на самом простом примере получить основные соотношения.

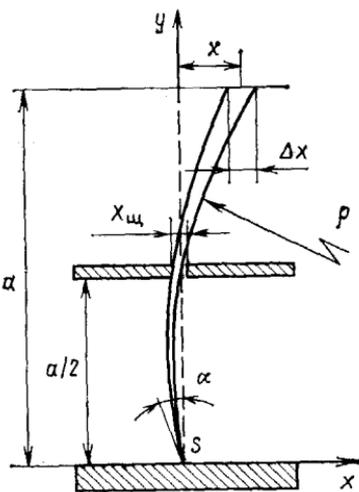
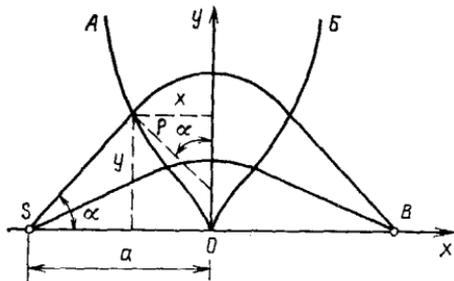


Рис. 11.3. Схема магнитного спектрометра прямого отклонения

Рис. 11.4. К расчету формы магнитного однородного поля для получения фокусировки заряженных частиц



Оценим ширину изображения источника при заданных ширине щели  $x_{щ}$ , расстоянии между источником и фотопластинкой  $a$  и радиусе кривизны траектории  $\rho$ . Уравнение движения частиц, вышедших из источника под углом  $\alpha$  (в плоскости рисунка) к оси  $y$ , имеет вид

$$\rho^2 = (x - \rho \cos \alpha)^2 + (y - \rho \sin \alpha)^2. \quad (11.9)$$

Считая  $a \ll \rho$ , решим его относительно  $x$  при заданном  $y = a$ . Решение даст место точек пересечения траекторий частиц плоскости фотопластинки в зависимости от угла вылета частиц из источника:

$$x = \rho \cos \alpha \left[ 1 \pm \sqrt{1 - (a^2 - 2a\rho \sin \alpha) / (\rho^2 \cos^2 \alpha)} \right] \approx a^2 (1 - 2\rho \sin \alpha / a) / (2\rho \cos \alpha). \quad (11.10)$$

Частицы с данной энергией могут попасть на фотопластинку только в том случае, если они пройдут через щель, т. е. если они выйдут из источника в пределах углов от  $\alpha_2$  до  $\alpha_1$  ( $\alpha_2 > \alpha_1$ ), причем  $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$  определяется отношением ширины щели  $x_{щ}$  к расстоянию от места расположения щели до источника, которое примем равным  $a/2$ . Ширину изображения  $\Delta x$  можно найти как разность значений  $x(\alpha_1) - x(\alpha_2)$ . Для  $x_{щ} \ll a$ , пренебрегая  $(\Delta\alpha)^2$ ,  $\Delta x = a\Delta\alpha$  и  $x = a^2/2\rho$  и учитывая (11.10), получаем  $\eta = \Delta E/E = \Delta\rho/\rho = \Delta x/x = 4\rho x_{щ}/a^2$ . Заметим, что вычисленное значение  $\eta$  взято как отношение ширины изображения у основания  $\Delta x$  к расстоянию от оси  $y$ . В данном случае (изображение точечного источника в плоскости  $xy$ ) ширина изображения на половине его высоты также равна  $\Delta x$ . Светосила такого плоского прибора определяется отношением ширины щели к расстоянию ее до источника, т. е.  $L \approx x_{щ}/(2\rho a)$ . Весьма показательной характеристикой спектрометра является отношение  $\eta/L$ , которое для спектрометра прямого отклонения не зависит от ширины щели и приблизительно равно  $8\rho/a$ . Ясно, что чем меньше  $\eta/L$ , тем лучше характеристики спектрометра. Для спектрометра прямого отклонения  $\rho/a$  велико, т. е. он обладает малой светосилой даже при плохом энергетическом разрешении. Если потребовать, чтобы  $\eta = 1,0\%$ , то при  $\rho/a = 10$   $a/x_{щ} = 4 \cdot 10^3$  и  $L \approx 4 \cdot 10^{-5}$ . Отношение  $\eta/L$  для такого случая равно

примерно 60. При тех же условиях при достижении  $\eta \approx 0,1\%$  светосила уменьшится в 10 раз;  $L \approx 4 \cdot 10^{-6}$ .

Фокусирующее действие поперечного магнитного поля. Пусть в точке  $s$  на оси  $x$  расположен источник, испускающий заряженные частицы с определенной энергией. Примем далее, что в области, ограниченной линиями  $AO$  и  $OB$  (рис. 11.4), создано однородное магнитное поле, направленное вдоль оси  $z$ , и предположим, что ось  $y$  является осью симметрии области  $AOB$  и что поле на границе области изменяется скачком от значения  $H$  до нуля. Определенным выбором формы магнитного поля  $AOB$  можно добиться, чтобы все частицы одинаковой энергии, испущенные источником в плоскости  $xy$ , вновь собрались в точке  $B$  (на оси  $x$ ) после прохождения в магнитном поле  $AOB$ . Траектории таких частиц показаны на рис. 11.4. Вне поля путь частиц прямолинейный, а в точках, лежащих на кривой  $AO$ , сопрягается с окружностями радиусом  $\rho$ , по которым частицы движутся внутри области  $AOB$ .

Выше было предположено, что ось  $y$  — ось симметрии области  $AOB$ . Тогда траектории частиц в области  $x < 0$  будут зеркально симметричными траекториям в области  $x > 0$ , если центры окружностей расположены на оси  $y$ . Таким образом, в точке  $B$  на оси  $x$  получается изображение источника, или, другими словами, частицы, вышедшие из источника под разными углами  $\alpha$ , пересекают ось  $x$  в точке  $B$ . Из рис. 11.4 следует, что центры окружностей радиусом  $\rho$  лежат на оси  $y$ , если координаты  $AO$  удовлетворяют условию

$$y/(a-x) = \operatorname{tg} \alpha = x/\sqrt{\rho^2 - x^2}, \quad (11.11)$$

откуда получаем форму границы поля  $AO$ :

$$y = (a-x)x/\sqrt{\rho^2 - x^2}. \quad (11.12)$$

Форма области  $AOB$  зависит от отношения  $a/\rho$ . Так, при  $a/\rho = 2$  поле находится в области  $-0,5a < x < 0,5a$  и при  $|x| < 0,2a$  линии  $AO$  и  $BO$  практически прямые, выходящие из точки  $O$  под углом примерно  $20^\circ$  к оси  $y$ .

Ширина изображения источника в этом идеальном случае определяется размером источника вдоль оси  $x$ . Светосила в этом случае может быть большой, поскольку не было никаких ограничений на углы  $\alpha$ .

Полная фокусировка частиц получена для траекторий, лежащих в плоскости рисунка, и в предположении резкого изменения поля на границах  $AOB$ . Отступление от этой идеальной картины приведет к размытию изображений источника, и это размытие будет тем большим, чем больше отступление от идеальной формы поля, заданного уравнением (11.11). Приведенные расчеты показывают, что имеется по крайней мере принципиальная возможность полной фокусировки заряженных частиц в однородном магнитном поле. В реальном случае с помощью определенной конфи-

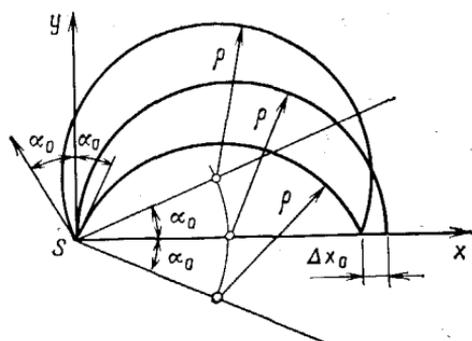


Рис. 11.5. Траектории заряженных частиц в магнитном спектрометре с полукруговой фокусировкой

Траектории заряженных частиц находятся в однородном магнитном поперечном поле. Такие условия не обеспечивают фокусировки всех частиц, выходящих из источника, поэтому в спектрометре используют ограничивающую пучок диафрагму.

Пусть точечный источник моноэнергетических частиц расположен в начале координат (рис. 11.5). Магнитное поле напряженностью  $H$  направлено вдоль оси  $z$  (перпендикулярно плоскости рисунка). Найдем изображение источника на оси  $x$  при наличии диафрагмы перед источником. Диафрагму расположим таким образом, чтобы заряженные частицы проходили через нее, если их первоначальное направление составляет с осью  $y$  угол не более  $\pm\alpha_0$ . Сначала рассмотрим траектории частиц, лежащих только в плоскости  $xy$ . Все траектории частиц являются дугами окружности радиусом  $\rho$ . Очевидно, что центральная траектория (частицы, выходящие из источника в направлении оси  $y$ , т. е.  $\alpha=0$ ) пересекает ось  $x$  в точке  $x=2\rho$ . Запишем уравнение движения частиц, выходящих из источника под любым углом  $\alpha \leq \alpha_0$ . Центры круговых траекторий для таких частиц смещены с оси  $x$ , поэтому (рис. 11.5)

$$\rho^2 = (x - \rho \cos \alpha)^2 + (y - \rho \sin \alpha)^2. \quad (11.13)$$

Из этого уравнения следует, что частицы пересекают ось  $x$  в точках  $x=2\rho \cos \alpha$ . Это значит, что частицы, вышедшие из источника под углом  $\alpha=0$ , пересекают ось  $x$  в самой далекой от источника точке, а частицы, вышедшие из источника под углами  $\pm\alpha$ , пересекают ось  $x$  в более близких к источнику точках. Из (11.13) также следует, что ширина изображения точечного источника определяется угловой апертурой диафрагмы:

$$\Delta x_0 = 2\rho - 2\rho \cos \alpha_0. \quad (11.14)$$

В реальном случае источник имеет конечные размеры. Оценим влияние размеров источника на ширину изображения. Пусть размер источника вдоль оси  $x$  равен  $x_0$ . Анализ траекторий, лежащих в плоскости чертежа, позволяет получить

гурации поля удается получить условия для фокусировки частиц, испускаемых в ограниченном телесном угле.

Спектрометр с полукруговой фокусировкой однородным магнитным полем. Фокусировка частиц в таком спектрометре происходит только в одной плоскости. Энергию частиц определяют по измененным напряженности магнитного поля и положению изображения на фотопластинке (в данном спектрометре это равносильно измерению  $2\rho$ ). Источник заряженных частиц и его изображение, а также траектории заряженных частиц находятся в однородном магнитном поперечном поле.

следующий результат в предположении, что размеры источника  $x_0$  малы в сравнении с шириной диафрагмы:

$$\Delta x = x_0 + 2\rho(1 - \cos \alpha_0) = x_0 + \Delta x_0. \quad (11.15)$$

Теперь оценим влияние на ширину изображения размеров источника вдоль оси  $z$ . Предположим, что источник представляет собой бесконечно тонкую нить длиной  $2l$ , расположенную вдоль магнитных силовых линий, т. е. вдоль оси  $z$ . Сравним траектории частиц, выходящих под разными углами  $\beta$  относительно оси  $y$  в плоскости  $zy$ . Проекция таких траекторий на плоскость  $xy$  — окружности радиусом  $\rho' = \rho \cos \beta$ . Это значит, что длина источника не влияет на положение правой границы изображения в плоскости  $xy$ , а левая в плоскости  $xz$  смещается из-за частиц, вышедших из источника при  $z \neq 0$ ,  $\beta \neq 0$ . С погрешностью до небольших поправок размер изображения источника вдоль оси  $z$  примерно равен  $2l$ , и это не сказывается на энергетическом разрешении, поскольку для величины  $\eta$  существен размер изображения вдоль оси  $x$ . Уширение изображения источника  $x'_0$  вдоль оси  $x$  за счет его размеров  $2l$  можно выразить через угол  $\beta_0$ :

$$x'_0 = 2\rho(1 - \cos \beta_0), \quad (11.16)$$

где  $\beta_0$  — максимальный угол отклонения направления движения частицы от оси  $y$  в плоскости  $yz$ , определяемый длиной источника  $2l$  и размерами диафрагмы, ограничивающей пучок заряженных частиц в направлении оси  $z$ .

Угол  $\beta_0$ , определяемый диафрагмой, выбирают обычно равным  $\beta_0 = l/\pi\rho$ , тогда  $x'_0 \sim l^2/\pi^2\rho$ . Таким образом, размеры источника вдоль оси  $z$  не так значительно увеличивают ширину изображения, как его размеры вдоль оси  $x$ . Это позволяет выбирать для спектрометров источники с длиной  $2l \leq 2\pi\sqrt{x_0\rho}$ , т. е. источники, длина которых значительно больше их ширины. Это заметно увеличивает светосилу прибора.

Для определения энергетического разрешения имеет значение не только ширина изображения у основания, но и форма линии прибора, т. е. его функция отклика, которая в данном случае характеризует вероятность регистрации заряженных частиц в функции напряженности магнитного поля  $H$  или в функции координаты их регистрации. Вычислим форму линии прибора вдоль оси  $x$  для случая точечного изотропного источника, расположенного в начале координат.

Расчет сравнительно прост при анализе траекторий частиц, лежащих в плоскости  $xz$ . Результаты его в общих чертах позволяют получить представление и о форме линии для реального случая. Как уже было показано [см. (11.13) и далее], в точку с координатой  $x$  попадают те частицы, которые вышли из источника в направлении  $\alpha$ , причем  $\alpha$  и  $x$  связаны соотношением  $x = 2\rho \cos \alpha$ . Тогда на участок  $dx$  попадет

$$J(x) dx = -C' d\alpha \quad (11.17)$$

частиц, где  $C'$  — постоянная, характеризующая активность источника. Учитывая связь между  $\alpha$  и  $x$ , получаем

$$J(x) = -C' d\alpha/dx = C'/(2\rho \sin \alpha) = C'/\sqrt{4\rho^2 - x^2}. \quad (11.18)$$

Введем новую переменную  $u = 2\rho - x$ . Поскольку  $\rho \gg u$ , то знаменатель в (11.18) можно представить в виде  $\sqrt{u}$ , а  $\sqrt{2\rho + x}$  считать постоянной величиной.

Введем новую постоянную  $C$  и получим

$$J(u) = C/\sqrt{u}. \quad (11.19)$$

Для точечного источника форма линии имеет вид, показанный на рис. 11.6 пунктиром. Правый край изображения имеет резкую границу, и его положение не зависит от угла  $\alpha_0$ , а положение левой границы определяется углом  $\alpha_0$  (или краями диафрагмы):  $u_0 = 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ . Предположение о точечности источника приводит к тому, что  $J(u) \rightarrow \infty$  при  $u \rightarrow 0$ . Для источника реального, имеющего ширину  $x_0$ , форму линии можно получить, воспользовавшись (11.19). Будем считать, что единица длины источника  $dq$  создает в точке интенсивность, равную  $Cdq/\sqrt{u-q}$ , где  $dq$  — участок источника, имеющий координату  $q$ , отсчитываемую от правого края источника. Таким образом, полное число частиц, попадающих в точку,

$$J(u) = C \int dq/\sqrt{u-q}. \quad (11.20)$$

Функция  $J(u)$  в пределах ширины изображения претерпевает изломы в точках  $u = x_0$  и  $u = 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ . Излом функции обусловлен тем, что в места изображения с  $u < x_0$  и  $u > 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$  могут попасть частицы, вылетающие лишь из определенного участка источника, а не со всей его длины. В связи с этим пределы интегрирования (11.20) разные для различных областей значений  $u$ . При  $0 \leq u \leq x_0$  пределы интегрирования составляют от 0 до  $u$ ; при  $x_0 \leq u \leq 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$  — от 0 до  $x_0$ , и, наконец, при  $2\rho(1 - \cos \alpha_0) \leq u \leq x_0 + 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$  — от  $u - 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$  до  $x_0$ . Форма линии для источника шириной  $x_0$  показана на рис. 11.6. Из рисунка видно, что правый край изображения имеет достаточно резкую границу, определяемую шириной источника. Форма линии слабо изменится, если выбрать длину источника вдоль оси  $z$  не больше  $2\pi\sqrt{x_0\rho}$ .

Энергетическое разрешение определяется формой линии спектрометра и во многом зависит от метода получения изображения, т. е. от метода регистрации частиц, прошедших в магнитном поле. В магнитных спектрометрах применяют фотографический (с помощью фотопластинок, размещенных в плоскости  $xu$ ) или электрический (ионизационные камеры и счетчики, сцинтилляционные счетчики и др.) методы регистрации.

При фотографической регистрации по чернению фотопластинки можно с высокой точностью измерить границу изображения и тем самым определить энергию заряженных частиц. Кроме того, использование фотопластинок позволяет одновременно регистрировать заряженные частицы различных энергий. В этом преимущество фотографического метода. Но соотношение интенсивностей между группами заряженных частиц с различными энергиями при этом не удастся получить достаточно надежным, поскольку плотность почернения пластинки за-

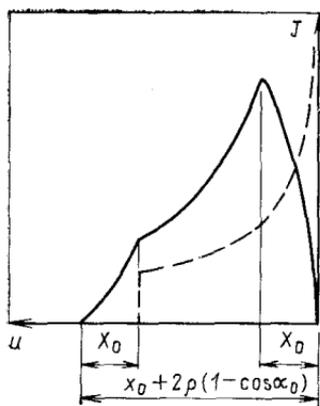


Рис. 11.6. Форма линии спектрометра с полукруговой фокусировкой:

— для источника с размером  $x_0$  вдоль оси  $x$ ;  
 - - - для точечного источника

висит от многих факторов, таких, как способ и режим проявления, углы падения заряженных частиц, их энергия. Следует также отметить, что при фотографической регистрации из-за низкой чувствительности фотопластинок необходимы сравнительно большая активность источника и длительная экспозиция.

При электрической регистрации в плоскости  $xу$  размещают экран с щелью шириной  $x_{щ}$  в направлении оси  $x$ . Против щели располагают устройство, регистрирующее заряженные частицы, например счетчик Гейгера — Мюллера. Магнитный спектрометр оказывается одноканальным, и, чтобы измерить заряженные частицы разных энергий, необходимо или изменять магнитное поле, или смещать детектор. Такой способ регистрации имеет очень высокую чувствительность и позволяет работать с источниками, дающими всего несколько десятков частиц в 1 мин в пределах телесного угла, определяемого углами  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ . Электрический метод регистрации позволяет с высокой точностью получать относительную интенсивность заряженных частиц с разной энергией и проводить измерения их непрерывных спектров.

Ширина щели  $x_{щ}$  влияет на измеряемую ширину изображения так, что изображение имеет ширину  $x_{щ} + \Delta x$ . В этом случае положение границы изображения нельзя измерить с погрешностью меньшей, чем  $x_{щ}$ . Количество импульсов, зарегистрированных в максимуме изображения, также зависит от  $x_{щ}$ . При  $x_{щ} \geq \Delta x$  число отсчетов в максимуме не зависит от  $x_{щ}$ ; при  $x_{щ} < \Delta x$  оно тем меньше, чем меньше  $x_{щ}$ . Если форма изображения описывается функцией  $J(x)$ , то доля  $g$  частиц, регистрируемых в максимуме, от полного числа частиц, регистрируемых при  $x_{щ} \leq \Delta x$ , определится следующим образом:

$$g(x_{щ}) = \frac{\int_{x' - x_{щ}/2}^{x' + x_{щ}/2} J(x) dx}{\int_{x=2\rho}^{2\rho + \Delta x} J(x) dx}, \quad (11.21)$$

где  $x'$  — положение максимума в функции  $J(x)$ .

Таким образом, найдено, что ширина изображения источника по основанию на оси  $x$  складывается из ширины щели  $x_{щ}$  и ширины изображения точечного источника  $\Delta x_0$ , которое увеличивается из-за влияния размеров источника вдоль оси  $x(x_0)$  и вдоль оси  $z(x'_0)$ , т. е. ширина изображения по основанию вдоль оси  $x$  равна  $\Delta x_0 + x_0 + x_{щ} + x'_0$ . Запишем теперь энергетическое разрешение, учитывая, что  $\eta = \Delta\rho/\rho = \Delta x/x = \Delta x/2\rho$ , и предполагая, что ширина изображения на половине его высоты равна половине ширины изображения у основания:

$$\eta = \Delta x/2\rho = (\Delta x_0 + x_0 + x'_0 + x_{щ})/(4\rho). \quad (11.22)$$

Считая, что углы  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  малы, и разлагая  $\cos \alpha_0$  и  $\cos \beta_0$  в ряд [см. (11.14) и (11.16)], преобразуем (11.22):

$$\eta = [(x_0 + x_{щ})/2\rho + (\alpha_0^2 + \beta_0^2)/2]/2. \quad (11.23)$$

Проведенное вычисление  $\eta$  является приближенным. Более точно его можно вычислить, если предположить, что известны дисперсии распределения величин  $x_0'$ ,  $\Delta x_0$  и т. д. Тогда (см. гл. 4)

$$\eta = 2,3 (D_x^{1/2}) / (2\rho), \quad (11.24)$$

где  $D_x = D_{x_0'} + D_{\Delta x_0} + D_{x_{\text{ш}}} + D_{x_0}$ . Если считать, что распределения равновероятны для каждой из составляющих (это справедливо по крайней мере для  $x_0$  и  $x_{\text{ш}}$ ), то  $D_{x_0'} = (x_0')^2/12$ ,  $D_{\Delta x_0} = (\Delta x_0)^2/12$  и т. д. В таком приближении

$$\eta = 2,3 \sqrt{(\Delta x_0)^2 + (x_0)^2 + (x_0')^2 + (x_{\text{ш}})^2} / (2\rho \sqrt{12}). \quad (11.25)$$

Вычисления по (11.25) дают приблизительно на 30 % меньшее значение, чем по (11.22).

Светосилу спектрометра с прямоугольной диафрагмой при условии, что размеры источника малы в сравнении с размерами диафрагмы, можно записать в виде

$$L = \alpha_0 \beta_0 g / \pi. \quad (11.26)$$

Из (11.23) и (11.26) видно, что чем больше светосила, тем хуже энергетическое разрешение спектрометра. Спектрометр обладает оптимальными характеристиками, если отношение  $\eta/L$  имеет минимальное значение. Такой минимум существует. При стремлении углов  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  к нулю  $\eta/L \rightarrow \infty$ . Это связано с тем, что при  $\alpha_0 \rightarrow 0$  и  $\beta_0 \rightarrow 0$   $L \rightarrow 0$ , а  $\eta$  не обращается в нуль из-за независимости величин  $x_0$  и  $x_{\text{ш}}$  от углов  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ . При больших значениях углов  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  отношение  $\eta/L$  пропорционально  $(\alpha_0^2 + \beta_0^2) / \alpha_0 \beta_0$ . Следовательно, при  $(\alpha_0^2 + \beta_0^2) > (x_0 + x_{\text{ш}}) / \rho$  отношение  $\eta/L$  растет с увеличением углов  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ . Нахождение оптимальных параметров спектрометра представляет собой довольно сложную задачу, поэтому здесь ограничимся лишь некоторыми качественными соображениями. Если считать, что энергетическое разрешение определяется углами  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  (при больших  $\rho$  и малых  $x_0$  и  $x_{\text{ш}}$ ), то наименьшее отношение  $\eta/L$  можно получить при  $\alpha_0 = \beta_0$ . При этих условиях  $\eta/L$  по (11.23) и (11.26) равно  $\pi / (2g)$  и не зависит от углов  $\alpha_0 = \beta_0$ . Но сделанное допущение, что  $(x_{\text{ш}} + x_0) / (2\rho) \ll \alpha_0^2$ , не очень благоприятно, поскольку малая ширина источника требует препаратов с большой удельной активностью, что не всегда осуществимо. Обычно в спектрометрах с полукруговой фокусировкой по этим причинам выбирают  $x_0 \sim x_{\text{ш}} \sim \rho \alpha_0^2$ . При таком выборе параметров  $\eta/L = \pi / g$ . Для  $x_0 \approx x_{\text{ш}}$   $g \approx 0,75$ . Таким образом, в спектрометрах с однородным полем с полукруговой фокусировкой энергетического разрешения порядка 0,1 % можно достичь при светосиле (отношение скорости счета в максимуме к активности источника) около  $10^{-4}$ , т. е. при  $\alpha_0 \approx 1,4^\circ$ . Спектрометр с полукруговой фокусировкой позволяет получить существенно лучшее в сравнении с методом прямого отклонения энергетическое разрешение при больших значениях светосилы.

Размеры источника заряженных частиц в направлении оси  $z$  в спектрометре с полукруговой фокусировкой могут быть в  $\pi \sqrt{\rho/x_0}$  большими, чем в направлении оси  $x$ . Толщина источника должна быть такой, чтобы заряженные частицы теряли в нем не более  $\eta E$  своей энергии.

При исследовании спектров электронов это не очень жесткое условие, но при изучении спектров тяжелых заряженных частиц это требование весьма существенно.

Спектрометры с неоднородным поперечным магнитным полем. Такие спектрометры улучшают фокусировку заряженных частиц и тем самым увеличивают светосилу спектрометра. В спектрометрах с неоднородным магнитным полем светосила увеличивается из-за фокусирующих свойств поля в двух направлениях: в плоскости орбиты и в направлениях, перпендикулярных к ней.

Рассмотрим сначала спектрометр с полукруговой фокусировкой, в котором магнитное поле имеет градиент вдоль оси  $y$ . В магнитном поле (рис. 11.7) точечный источник размещен в начале координат. Диафрагма, ограничивающая пучок, расположена так, что внутренняя траектория пучка частиц 1 соответствует частицам, вылетающим в направлении оси, т. е. под углом  $\alpha=0$ , а внешняя 3 — частицам, вылетающим из источника под углом

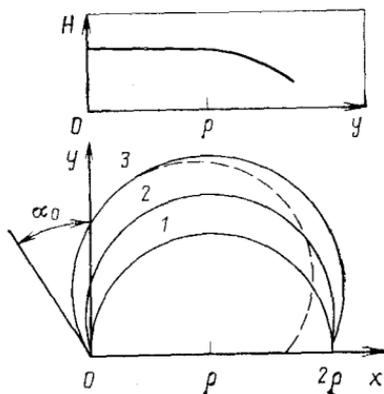


Рис. 11.7. Траектории заряженных частиц в магнитном спектрометре с полем, спадающим вдоль оси  $y$

$\alpha_0$  к оси  $y$ . Пусть траектория 1 полностью лежит в однородном магнитном поле и пересекает ось  $x$  в точке  $x=2r$ . Для того чтобы траектории 2 и 3 пересекли ось в той же точке, необходимо их поместить в область поля с меньшей напряженностью. Форма поля для такого спектрометра показана на рис. 11.7 (вверху). Для сравнения на этом же рисунке показана пунктиром траектория 3 для однородного магнитного поля. Светосила спектрометра оказывается значительно больше, поскольку помимо улучшения фокусировки для заряженных частиц, траектории которых лежат в плоскости  $xy$ , имеет место дополнительная фокусировка для частиц, выходящих из источника под углами к плоскости  $xy$ . На заряженные частицы, траектории которых лежат вне плоскости  $xy$ , в области неоднородного магнитного поля действуют силы, направленные к этой плоскости. Эти силы обусловлены составляющей магнитного поля в плоскости  $xy$ , которая имеет различные направления по обеим сторонам от этой плоскости. Это обстоятельство позволяет использовать большие значения углов  $\beta_0$ , что также увеличивает светосилу прибора.

Улучшение фокусировки пучка заряженных частиц в спектрометрах возможно также при использовании аксиально-симметричного спадающего по радиусу магнитного поля. В таких спектрометрах часто применяют слабо спадающее по радиусу магнитное поле. Пусть постоянное магнитное поле спадает по радиусу по закону

$$H(r) = H(r_0)(r_0/r)^{1/2}, \quad (11.27)$$

где  $H(r_0)$  — напряженность магнитного поля на расстоянии  $r=r_0$ ;  $r$  — радиальная координата.

Поместим теперь источник частиц в точку  $r=r_0$ , и пусть энергия частиц такова, что они в магнитном поле напряженностью  $H(r_0)$  будут двигаться по окружности радиусом  $\rho=r_0$ . Оказывается, что при таких условиях частицы, которые выходят из источника под углами  $\alpha$ , отсчитываемыми от касательной к окружности радиусом  $\rho$  в точке расположения источника, будут совершать затухающие колебания относительно центральной орбиты (окружность радиусом  $\rho$ ). Частоты радиальных  $\omega_r$  и аксиальных  $\omega_z$  колебаний связаны в таком поле с орбитальной частотой  $\omega_0$  соотношением

$$\omega_r = \omega_z = \omega_0/\sqrt{2}. \quad (11.28)$$

Следовательно, покинувшие источник, расположенный в точке с координатами  $r_0=\rho$  и  $\varphi=0$ , частицы пересекут центральную орбиту в точке  $r_0=\rho$ ;  $\varphi=\pi\sqrt{2}$ .

Выше записаны условия фокусировки заряженных частиц на стабильную орбиту, если источник точечный и расположен на центральной орбите. Оказывается, что в случае неточечного источника с линейными размерами, малыми по сравнению с  $\rho$ , возможна фокусировка частиц на стабильную орбиту, если зависимость напряженности поля от радиуса подобрать соответствующим образом. Теоретически были найдены зависимости  $H(r)$  для фокусировки заряженных частиц от неточечного источника. Одна из таких зависимостей имеет вид

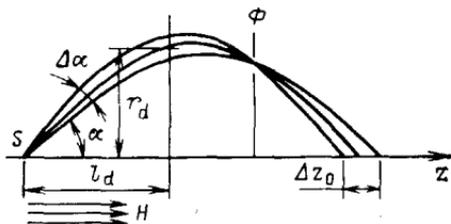
$$H(r) = H(r_0) \{1 - [(r - r_0)/r_0]/2 + A_2 [(r - r_0)/r_0]^2 + \dots\},$$

где  $H(r_0)$  — напряженность магнитного поля при  $r=r_0$ ;  $A_2$  — коэффициент, который может иметь значения  $1/8$ ;  $1/4$ ;  $3/8$  для осуществления фокусировки в двух направлениях.

Энергетическое разрешение в случае квадратной диафрагмы, ограничивающей пучок заряженных частиц, и при выборе оптимального соотношения между  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ , размерами источника и щели перед детектором равно  $\alpha_0^2/2$ , а светосила —  $g\alpha_0^2/\pi$ , т. е. в этом случае отношение  $\eta/L = \pi/(2g)$  вдвое меньше, чем для спектрометра с полукруговой фокусировкой.

Во многих случаях при изучении спектров заряженных частиц важен динамический диапазон спектрометра, т. е. интервал энергий заряженных частиц, который может быть измерен при данной напряженности магнитного поля.

Рис. 11.8. Проекция траекторий заряженных частиц в продольном однородном поле на плоскость, проходящую через ось  $z$  (диафрагма  $\Phi$  — в плоскости кольцевого фокуса)



Динамический диапазон принято характеризовать отношением  $q = \ln(p_{\text{макс}}/p_{\text{мин}})/\ln 2$ , где  $p_{\text{макс}}$  и  $p_{\text{мин}}$  — максимальный и минимальный импульсы анализируемых одновременно частиц. В спектрометрах с полукруговой фокусировкой ( $p_{\text{макс}}/p_{\text{мин}} \sim 1,05$  и  $q \approx 0,07$ ). При фокусировке заряженных частиц под углом  $90^\circ$  известны спектрометры с  $q \sim 1,5$  ( $p_{\text{макс}}/p_{\text{мин}} \sim 2,8$ ). По сути дела параметр  $q$  вместе со светосилой  $L$  характеризуют производительность спектрометра, когда исследуемый диапазон энергий частиц превышает динамический диапазон спектрометра.

**Спектрометры с продольным магнитным полем.** Продольное однородное магнитное поле. На возможности использования фокусирующего свойства продольного поля для спектрометрии заряженных частиц было указано П. Л. Калицей. Поясним принцип фокусировки. Пусть в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ , помещен источник заряженных частиц. Моноэнергетические заряженные частицы, вылетающие из источника, движутся по траекториям, лежащим на поверхностях цилиндров. Проекция траекторий на плоскость, перпендикулярную оси  $z$ , представляют собой окружности с радиусом

$$\rho = mc v_r / (z_0 e H), \quad (11.29)$$

где  $v_r$  — радиальная составляющая скорости частицы, равная  $v \sin \alpha$  ( $v$  — скорость частицы;  $\alpha$  — угол между направлением движения частицы из источника и осью  $z$ ). Время, за которое заряженная частица, вылетающая из расположенного на оси  $z$  источника, совершает полный оборот и вновь пересекает ось  $z$ ,

$$T = 2\pi\rho/v_r = 2\pi mc / (z_0 e H). \quad (11.30)$$

За это же время заряженная частица сместится вдоль оси  $z$  на расстояние

$$l = v_z T = 2\pi mc v \cos \alpha / (z_0 e H), \quad (11.31)$$

где  $v_z$  — составляющая скорости частицы вдоль оси  $z$ . Таким образом, все заряженные частицы, вышедшие из источника с одной энергией и под одним углом  $\alpha$  к оси  $z$ , соберутся вновь на оси  $z$  в точке, удаленной от источника на расстояние  $l$ . Если с помощью диафрагмы выделить траектории частиц, выходящие из источника под определенным углом, то можно выделить частицы с нужной энергией. Разместим в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ , кольцевую диафрагму (рис. 11.8) со средним радиусом кольцевого зазора  $r_d$  на расстоянии  $l_d$  от источника. Можно показать, что

частицы пройдут через диафрагму, если удовлетворяется соотношение

$$r_d = 2\rho \sin(2\pi l_d/l) = 2mvc \sin \alpha \sin(2\pi l_d/l)/(z_0 eH). \quad (11.32)$$

Это соотношение дает уравнение огибающей проекций траекторий заряженных частиц, вылетающих из источника под углом  $\alpha$ , на плоскость, проходящую через ось  $z$ .

Размер области  $\Delta z_0$ , где происходит пересечение траекторий оси  $z$  частицами с одинаковой скоростью с углами вылета из источника от  $\alpha$  до  $\alpha + \Delta\alpha$ , можно получить из соотношения (11.31):

$$\Delta z_0 = 2\pi mvc [\cos \alpha - \cos(\alpha + \Delta\alpha)]/(z_0 eH). \quad (11.33)$$

Величина  $\Delta z_0$  и определяет энергетическое разрешение спектрометра в случае точечного источника, расположенного на оси  $z$ . Светосила спектрометра

$$L = [\cos \alpha - \cos(\alpha + \Delta\alpha)] g/2. \quad (11.34)$$

Учитывая  $\eta = \Delta\rho/\rho = \Delta z_0/z = 0,5 [\cos \alpha - \cos(\alpha + \Delta\alpha)]/\cos \alpha$ , получаем  $\eta/L = 1/(g \cos \alpha)$ . Отсюда, в частности, следует, что характеристики спектрометра с продольным однородным магнитным полем при условии малости угла  $\alpha$  близки к характеристикам ранее описанных приборов.

Большую светосилу в спектрометрах с однородным продольным магнитным полем можно получить, установив дополнительную диафрагму с узким кольцевым зазором в области так называемого кольцевого фокуса. Положение кольцевого фокуса можно найти, дифференцируя (11.32) и приравнявая  $dr_d/d\alpha = 0$ . Последнее равенство имеет место при углах, удовлетворяющих соотношению

$$\operatorname{tg}[z_0 eH/(2mvc \cos \alpha)] = -z_0 eH \operatorname{tg}^2 \alpha/(2mvc \cos \alpha).$$

Спектрометры с однородным продольным магнитным полем не получили широкого распространения, поскольку при высоком энергетическом разрешении они очень громоздки (необходим малый угол  $\alpha$  и, следовательно, большие  $l$ ).

Спектрометры с продольным неоднородным магнитным полем. Как уже было показано выше, симметричное и имеющее определенную форму магнитное поле обладает свойством фокусировать частицы. Оказывается, что катушка с током, создающая симметричное относительно своей оси магнитное поле, при определенных условиях также обладает фокусирующими свойствами. Поэтому такие катушки по аналогии с оптикой называют *магнитными линзами*. Для тонких магнитных линз введено понятие фокусного расстояния  $f_0$ , которое связано с расстоянием  $d_1$  от линзы до источника и с расстоянием  $d_2$  до изображения источника так же, как и в оптике:

$$1/d_1 + 1/d_2 = 1/f_0. \quad (11.35)$$

Если ограничиться рассмотрением траекторий заряженных частиц, выходящих из точечного источника с малыми относительно оси  $z$  углами  $\alpha$ , то уравнение их движения в аксиально-симметричном поле можно записать в виде

$$d^2r/dz^2 = -z_0^2 e^2 r H^2(z) / (4m^2 v^2 c^2). \quad (11.36)$$

Когда источник и его изображение значительно удалены от магнитной линзы, решение уравнения (11.36) позволяет определить  $f_0$ :

$$1/f_0 = [z_0^2 e^2 / (4m^2 v^2 c^2)] \int_{-\infty}^{+\infty} H^2(z) dz. \quad (11.37)$$

Величина  $f_0$  не зависит от вида функции  $H(z)$  и определяется интегралом от этой функции. Поэтому  $f_0$  для данной конструкции магнитной линзы обратно пропорционально квадрату тока, текущему через катушку, и прямо пропорциональна квадрату импульса заряженной частицы:

$$1/f_0 = \text{const } i^2 / (mv)^2. \quad (11.38)$$

Таким образом, при фиксированном положении источника и детектора заряженных частиц можно регистрировать частицы с разными энергиями, меняя ток в обмотках магнитной линзы.

Фокусировка заряженных частиц на оси  $z$  на расстоянии линзы  $d_2$  от оси линзы была бы точной в случае бесконечно тонкой магнитной линзы. На самом деле заряженные частицы, вылетающие под разными углами по отношению к оси линзы, фокусируются в различных точках. Для того чтобы уменьшить размытие изображения, на пути пучка частиц обычно помещают несколько кольцевых диафрагм. Схема спектрометра с тонкой линзой показана на рис. 11.9. Пучок заряженных частиц из источника  $S$  вырезается диафрагмой. В магнитном поле частицы отклоняются и вновь

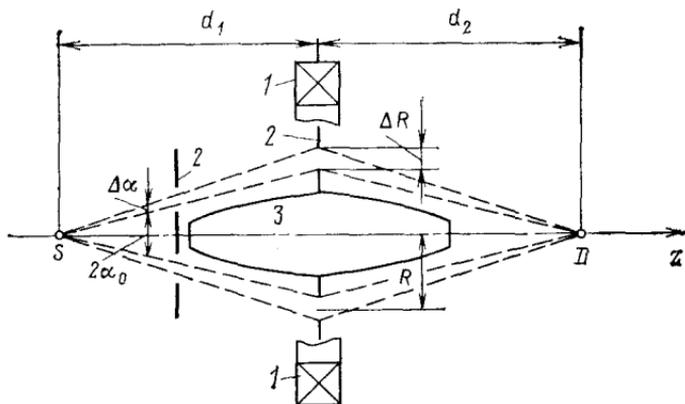


Рис. 11.9. Схема спектрометра с тонкой магнитной линзой:

1 — катушка; 2 — диафрагмы; 3 — защитный конус

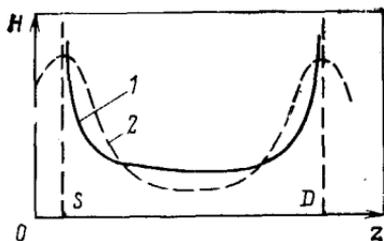


Рис. 11.10. Расчетная зависимость  $H(z)$  для получения минимальной сферической аберрации (1) и для двух тонких магнитных линз (2)

собираются в точке на оси  $z$ . Между источником и детектором обычно размещают защитный конус, чтобы фотоны, испускаемые обычно  $\beta$ -активными ядрами, не попадали в детектор и не создавали нежелательного фона.

Диафрагмы выделяют частицы с углом вылета от  $\alpha_0$  до  $\alpha_0 + \Delta\alpha$ . В случае достаточно малых значений  $\Delta\alpha$  энергетическое разрешение спектрометра с тонкой магнитной линзой определяется размерами источника и рабочей площадью детектора:

$$\eta_{\text{мин}} = f_0 (r_s/d_1 + r_d/d_2)/(2R), \quad (11.39)$$

где  $r_s$  и  $r_d$  — радиус источника и входного отверстия детектора частиц соответственно;  $R$  — средний радиус кольцевого отверстия диафрагмы. Светосила спектрометра

$$L = g \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + \Delta\alpha} \sin \alpha d\alpha / 2 = g \sin [(2\alpha_0 + \Delta\alpha)/2] \sin (\Delta\alpha/2). \quad (11.40)$$

Из рис. 11.9 следует, что

$$\sin [(2\alpha_0 + \Delta\alpha)/2] \approx R/d_1; \quad \sin (\Delta\alpha/2) \approx \Delta R/(2d_1), \quad (11.41)$$

и тогда  $L = gR\Delta R/(2d_1^2)$ .

Спектрометры с тонкой магнитной линзой обладают высокой светосилой. Так, при энергетическом разрешении 2—3 % светосила составляет около 5 %, что намного больше светосилы спектрометров с поперечным магнитным полем при аналогичном энергетическом разрешении. Следует также отметить сравнительную простоту конструкции магнитных спектрометров с тонкой магнитной линзой.

Энергетическое разрешение спектрометров с неоднородным продольным магнитным полем можно улучшить, если подобрать магнитное поле таким образом, чтобы скомпенсировать хотя бы частично сферическую аберрацию (зависимость места пересечения траектории оси  $z$  от угла  $\alpha$ , под которым частицы входят в поле).

Расчеты показали, что минимальная сферическая аберрация в протяженном магнитном поле, показанном на рис. 11.10, появляется, если источник и детектор разместить в точках, где напряженность магнитного поля имеет максимальное (бесконечно большое) значение. Такое магнитное поле точно создать невозможно. Очень похожую форму поля можно получить с помощью двух разнесенных относительно друг друга катушек. Магнитное поле вдоль оси

спектрометра с двумя катушками показано пунктиром на том же рисунке. Источник заряженных частиц помещен в центре одной из катушек, а детектор — в центре другой. Интервал углов от  $\alpha$  до  $\alpha + \Delta\alpha$  определяется с помощью диафрагм. При использовании источников диаметром около 0,4 см в таком спектрометре энергетическое разрешение равно примерно 1 %, а светосила — приблизительно 1,5 %.

**Характеристики магнитных спектрометров для заряженных частиц.** Магнитные методы спектрометрии позволяют выполнять абсолютные измерения энергии заряженных частиц с высокой точностью. Наименьшие погрешности дают спектрометры с однородным магнитным полем. Чтобы измерить абсолютное значение энергии частицы в спектрометре с полукруговой фокусировкой, необходимы абсолютные измерения расстояния между правыми краями источника и его изображения, т. е. абсолютные измерения  $2\rho$ , и напряженности магнитного поля. При этом предполагается, что магнитное поле с достаточной степенью точности постоянно на всем протяжении орбиты частицы и не изменяется в процессе измерений. Поле в спектрометре можно определить с погрешностью  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  % (например, методом ядерного магнитного резонанса). Величину  $2\rho$  можно измерить, по крайней мере, с погрешностью не хуже  $x_0/(2\rho)$ ; в прецизионных спектрометрах  $x_0/(2\rho) \leq 10^{-3}$ . Погрешности при абсолютных измерениях энергии связаны также с неоднородностью магнитного поля, с качеством источников (последнее особенно существенно при определении энергии тяжелых заряженных частиц), а также с неопределенностью в физических константах скорости света ( $10^{-4}$  %), заряда электрона ( $1 \cdot 10^{-3}$  %), массы частицы ( $3 \cdot 10^{-3}$  % для электрона).

Хорошей иллюстрацией абсолютных измерений энергий с помощью магнитных спектрометров являются абсолютные измерения энергий  $\alpha$ -частиц. Так, энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых ядрами  $^{239}\text{Pu}$ , определена с погрешностью  $\pm 0,6$  кэВ и составляет 5155,7 кэВ.

Изложенные выше принципы работы и основные характеристики магнитных спектрометров позволяют оценить их относительные достоинства. Для достижения высоких энергетических разрешений при сравнительно большой светосиле наиболее пригодны спектрометры с продольным однородным магнитным полем при условии использования источников очень малых размеров или при условии изготовления спектрометров больших размеров. Если необходимо использовать источники больших размеров, т. е. при малой удельной активности, более подходящими являются спектрометры с фокусировкой в двух направлениях в поперечном магнитном поле. Чтобы получить умеренное энергетическое разрешение около 1 % при большой светосиле, необходимо применять спектрометры с неоднородным продольным полем, т. е. спектрометры с тонкими и толстыми линзами.

Для измерения спектров  $\alpha$ -частиц, сопровождающих распад тяжелых ядер, и для спектрометрии других тяжелых заряженных

частиц, возникающих в ядерных реакциях, применяют спектрометры с поперечным магнитным полем. Эти спектрометры наиболее эффективны при спектрометрии тяжелых заряженных частиц, когда необходимо высокое энергетическое разрешение, поскольку при прочих равных условиях в них можно использовать источники с наибольшей площадью. Источники  $\alpha$ -частиц или мишени, где возникают тяжелые заряженные частицы, должны иметь сравнительно малую толщину, и высокую активность источника (или мишени) можно получить за счет увеличения его площади.

Спектрометры с однородным магнитным полем позволяют получить светосилу  $4 \cdot 10^{-5}$ — $2 \cdot 10^{-4}$  при теоретическом энергетическом разрешении 0,05 % (без учета ухудшения энергетического разрешения в результате рассеяния и поглощения заряженных частиц в материале источника).

Гораздо лучшие результаты достигаются в спектрометрах с поперечным неоднородным полем, в особенности с использованием дополнительных магнитных линз. В этом случае при теоретическом энергетическом разрешении 0,01 % светосила может составлять  $8 \cdot 10^{-4}$ , а динамический диапазон  $q \sim 0,3$ .

При изучении спектров  $\alpha$ -частиц, возникающих при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер, реальное лучшее энергетическое разрешение составляет около 3 кэВ в случае использования спектрометра с двойной фокусировкой (неоднородное магнитное поле). Для более высокой энергии ( $\sim 100$  МэВ) заряженных частиц ( $\alpha$ -частицы, ионы средних ядер) и при использовании магнитных спектрометров с магнитными фокусирующими линзами было получено энергетическое разрешение 60—100 кэВ.

В конце 60-х — начале 70-х годов получили развитие новые способы спектрометрии заряженных частиц, возникающих в ядерных реакциях на мишенях ускорителей. Это своего рода гибридные методы, в которых используются магнитные спектрометры с продольным неоднородным магнитным полем со сравнительно большой светосилой для транспортировки заряженных частиц в заданных интервалах масс и импульсов к детектору, где происходит измерение энергий этих частиц. Такие устройства позволяют значительно уменьшить фон от сопутствующего излучения (нейтроны, фотоны), осуществить сепарацию частиц по массам (по крайней мере, отделить легкие заряженные частицы от тяжелых) и в конечном итоге для изучения энергетического распределения использовать полупроводниковые спектрометры и метод времени пролета.

В случае исследования тяжелых заряженных частиц ( $\alpha$ -частицы, ионы легких и средних атомов, возникающие в ядерных реакциях) для формирования пучка заряженных частиц используют системы из двух-трех квадрупольных магнитных линз. Это позволяет, например на расстоянии 250 см от точечной мишени с детектором площадью 2 см<sup>2</sup> получить светосилу  $8 \cdot 10^{-4}$  (без фокусирующего магнитного поля светосила в 320 раз меньше) и снизить фон нейтронов, фотонов и электронов более чем на два порядка. При

указанных условиях с успехом используют метод времени пролета для измерения энергии или энергии и массы заряженных ионов в области атомных масс выше 50 и энергий до 5 МэВ на нуклон, если есть возможность реализовать разрешающее время около 0,2 нс. Для меньших масс (менее 10) и больших значений МэВ/нуклон становятся конкурентоспособными полупроводниковые детекторы.

Спектрометры с продольным магнитным полем не используют для измерения энергии тяжелых заряженных частиц, поскольку они должны иметь (в случае однородного поля) очень большие размеры. Для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ длина соленоида достигает 400 см [см. (11.31)] (для  $\cos \alpha = 0,8$  и напряженности поля 50 А/м). Длину спектрометра для  $\alpha$ -частиц можно значительно уменьшить, если выбрать угол  $\alpha$  близким к  $\pi/2$ , однако при этом характеристики спектрометра станут крайне невыгодными, поскольку  $\eta/L \approx 1/(g \cos \alpha)$ .

Для изучения спектров электронов используют магнитные спектрометры с поперечным и с продольным магнитными полями. В спектрометрах с двойной фокусировкой на угол  $\pi/\sqrt{2}$  энергетическое разрешение составляет 0,1—0,3 % при светосиле  $(1-5) \times 10^{-3}$ . В спектрометрах с магнитными линзами в качестве детекторов используют полупроводниковые детекторы, с помощью которых и измеряют энергии электронов. При этом светосила магнитного спектрометра может достигать 0,2, а энергетическое разрешение определяется свойствами полупроводникового детектора, т. е.  $\sim 0,2$  %.

Как уже отмечалось выше, использование магнитного поля, фокусирующего электроны, позволяет исключить попадание в детектор нейтронов, фотонов и тяжелых заряженных частиц.

Выбор спектрометров при проведении измерений  $\beta$ -спектров обусловлен условиями измерений. Так, при большой удельной активности  $\beta$ -источников и необходимости иметь  $\eta \approx 0,2$  % более

Таблица 11.1. Характеристики различных спектрометров заряженных частиц<sup>1)</sup>

Спектрометры	Заряженная частица	$\Delta E/E$ , %	$L$	
Ионизационные камеры Сцинтилляционные спектрометры	$\alpha$	0,7	0,5—1	
	$\beta$ ( $\sim 1$ МэВ)	5,0	0,5	
Полупроводниковые спектрометры	$\alpha$ ( $\sim 5$ МэВ)	0,3	0,5	
	$\beta$ ( $\sim 1$ МэВ)	0,2	0,5	
Магнитные спектрометры:	$\alpha$ ( $\sim 7$ МэВ)	$\beta$	$2 \cdot 10^{-4}$	
		$\beta$	$2 \cdot 10^{-2}$	
	$\beta$	с поперечным неоднородным полем	0,1	$2 \cdot 10^{-4}$
		с продольным однородным полем	0,4	$2 \cdot 10^{-2}$
с тонкой магнитной линзой	$\beta$	2,5	$5 \cdot 10^{-2}$	

выгодны спектрометры с однородным продольным полем и кольцевым фокусом. При низкой удельной активности и тех же требованиях к энергетическому разрешению преимущества на стороне спектрометров с двойной фокусировкой в поперечном поле, так как в последнем случае допустимы большие площади источников при одинаковых  $\eta$ .

В табл. 11.1 приведены данные об энергетическом разрешении и светосиле различных спектрометров заряженных частиц.

## Глава 12

### СПЕКТРОМЕТРИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 12.1. Вводные замечания

Исследование энергетического состава  $\gamma$ -излучения позволяет определить целый ряд важных для теории характеристик ядер, таких, как положение энергетических уровней возбужденных состояний ядер, энергия связи нуклонов, средняя плотность возбужденных состояний и т. д. Энергетический состав  $\gamma$ -излучения необходимо знать и во многих задачах ядерной техники, например для определения тепловыделения в экранах реакторов, для расчета дозы проникающего излучения. Анализ спектрального состава  $\gamma$ -излучения оказывает существенную помощь и в геологической разведке, и в радиационной медицине. В последнее время  $\gamma$ -спектрометрия получает применение и в астрономии.

Приведенные примеры показывают, насколько широк диапазон научных и практических приложений  $\gamma$ -спектрометрии. Но требования к гамма-спектрометрам в различных областях могут различаться весьма существенно. Так, в ядерной  $\gamma$ -спектрометрии разрешающая способность спектрометров около 10 кэВ еще недостаточна для проведения многих исследований. В то же время разрешающая способность примерно 100 кэВ удовлетворяет практически всем требованиям спектрометрии  $\gamma$ -излучения в ядерной технике. Столь же различны требования к эффективности гамма-спектрометров, их чувствительности к сопутствующему излучению (нейтронам, заряженным частицам).

В настоящей главе рассмотрены основные принципы измерения энергии фотонов и приведены оценки основных характеристик спектрометров, построенных на этих принципах.

Энергию фотонов определяют по энергии электронов, образующихся в результате взаимодействия электромагнитного излучения с атомами, или по энергии заряженных частиц, возникающих в фотоядерных реакциях, или по углу брэгговского отклонения, или, наконец, по наклону функций пропускания пучка фотонов. Наиболее эффективный способ — определение энергии фотонов по электронам отдачи. Но этот способ и самый сложный, поскольку при взаимодействии моноэнергетических фотонов с атомами образуются электроны разной энергии.

Такие методы определения энергий фотонов, как метод пропускания и метод фотоядерных реакций, уже утратили свое значение. Поэтому здесь ограничимся лишь краткими замечаниями. Метод пропускания основан на разложении кривой пропускания, измеренной в условиях хорошей геометрии (см. гл. 2), на отдельные экспоненты, показатель которых — полное макроскопическое сечение взаимодействия фотонов с веществом — зависит от энергии, т. е.  $\mu(E)$ . Найдя из кривой пропускания  $\mu$ , определяют и энергию фотонов по зависимости  $\mu(E)$ . Оценки показывают, что в лучшем случае, когда  $\mu$  существенно зависит от энергии фотонов (при энергии ниже 1 МэВ, поглотители из материалов с  $Z > 80$ ), можно уверенно разделить фотоны на две группы, энергии которых различаются на 5 %, при ослаблении излучения в 100 раз.

Наиболее удобная фотоядерная реакция, в которой энергию фотона можно определить по энергии заряженной частицы, — это эндотермическая реакция  $D(\gamma, n)p$  ( $Q = -2,23$  МэВ).

Энергию фотопрона удобно измерять с помощью детекторов, в составе которых есть дейтерий (ионизационные камеры, фотопластинки). Сечение реакции  $D(\gamma, n)p$  невелико и не превышает  $2 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>, поэтому, например, в ионизационной камере образуется в  $10^3$ — $10^4$  раз большее количество электронов в результате комптоновского рассеяния фотонов. В связи с этим необходимы меры по дискриминации этого фонового ионизирующего излучения (дискриминация по форме импульса, оптимальным размерам детектора и др.). Энергетическое разрешение таких приборов ухудшается с ростом энергии и в основном определяется тем, что энергия образующихся протонов зависит от угла их вылета относительно направления фотона. Вблизи пороговой энергии разрешение составляет 3 %, а при энергии фотонов 10 МэВ — около 20 %.

## § 12.2. Сцинтилляционные гамма-спектрометры

Такие гамма-спектрометры имеют большую эффективность и находят применение в тех случаях, когда нет высоких требований к энергетическому разрешению. В области энергий фотонов 100 кэВ — 10 МэВ энергетическое разрешение этих приборов лежит в пределах 15—4 %. В однокристалльных сцинтилляционных спектрометрах функция отклика  $G(E, V)$  имеет довольно сложный вид, и поэтому не всегда надежно удается определить спектр фотонов по измеренным амплитудным распределениям. Главным образом по этой причине разработано много различных многокристалльных спектрометров, позволяющих получить функцию отклика  $G(E, V)$ , близкую к идеальной. Эффективность многокристалльных спектрометров обычно меньше эффективности однокристалльных.

Многокристалльные сцинтилляционные спектрометры уже потеряли свою практическую ценность, однако основные идеи, за-

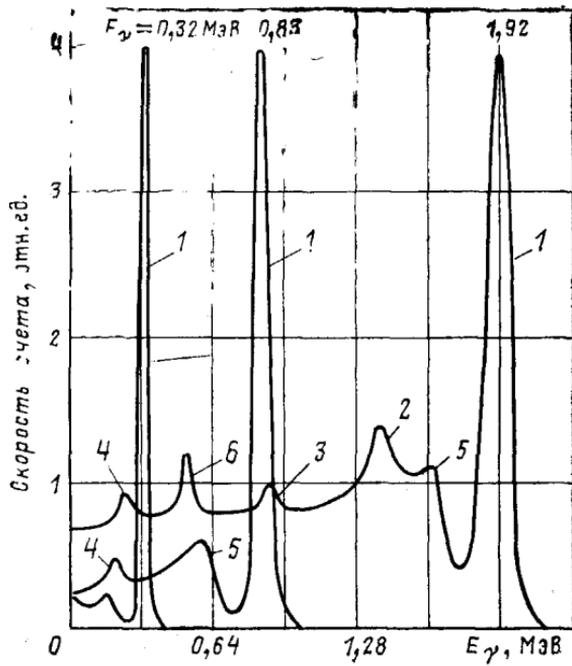


Рис. 12.1. Амплитудные распределения импульсов для кристалла NaI(Tl) диаметром и высотой 76 мм, измеренные с источниками  $\gamma$ -излучения:

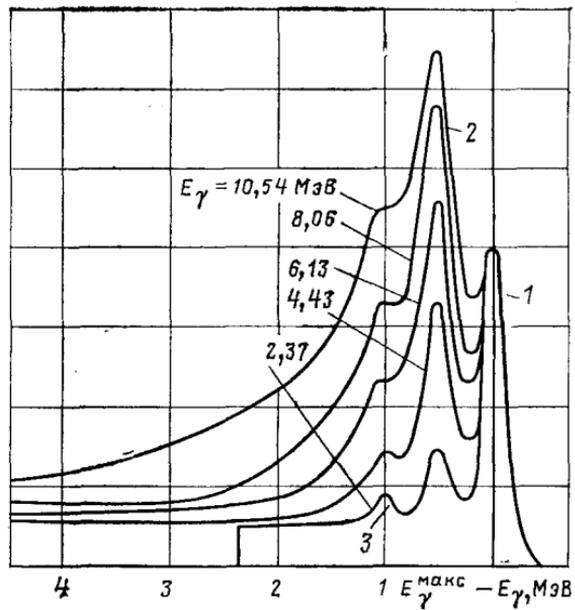
1 — фотопик (пик полного поглощения); 2 — пик, обусловленный эффектом рождения пар, при утечке из кристалла одного аннигиляционного фотона; 3 — то же при утечке двух аннигиляционных фотонов; 4 — пик, связанный с поглощением отраженных от ФЭУ фотонов; 5 — граница комптоновского распределения; 6 — пик аннигиляционного излучения (рождение пар вне кристалла)

ложенные в эти приборы, представляют интерес и в настоящее время, так как некоторые из них используются с более совершенными полупроводниковыми детекторами.

### Однокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры.

В однокристалльных сцинтилляционных спектрометрах используются кристаллы самых различных форм и размеров в зависимости от целей исследований. В целом с ростом размеров кристаллов улучшается форма функции отклика и ухудшается энергетическое разрешение. В ядерной физике средних энергий (энергии фотонов  $E_\gamma \leq 10$  МэВ) наиболее оптимальны кристаллы NaI(Tl) диаметром и высотой около 80 мм. С такими кристаллами энергетическое разрешение равно 5—7% в области энергий фотонов 1—10 МэВ. Для однокристалльного спектрометра одна из важнейших характеристик — функция отклика, которая, как отмечалось в гл. 2 и 7, имеет сложную форму из-за нескольких взаимодействий, в результате которых появляются электроны. Типичные распределения амплитуд импульсов, полученные для кристалла NaI(Tl) диаметром и высотой 76 мм, показаны на рис. 12.1 и 12.2 при облучении кристалла коллимированным пучком моноэнергетического  $\gamma$ -излучения. В амплитудных распределениях при энергии фотонов ниже 5—6 МэВ наблюдается пик полного поглощения, обусловленный фотоэлектрическим поглощением фотонов и их многократным комптоновским рассеянием с последующим поглощением (см. также гл. 7). В пик полного поглощения вносит вклад и эффект образования пар при условии, что оба аннигиляционных фотона поглощаются в кристалле.

Рис. 12.2. Амплитудные распределения импульсов для кристалла NaI(Tl) диаметром и высотой 100 мм, измеренные для моноэнергетического  $\gamma$ -излучения из реакций ( $p, \gamma$ ). Распределения смещены по шкале энергий. Обозначения те же, что и на рис. 12.1.



Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии фотон не может передать всю свою энергию электрону. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет  $E_{\gamma}/(1+2E_{\gamma}/m_0c^2)$  (т. е. не более 250 кэВ). Чем выше энергия фотонов, тем больше абсолютный разброс по амплитудам импульсов. Поэтому с ростом энергии пик полного поглощения начинает перекрываться с непрерывным комптоновским распределением. С ростом энергии все большее значение приобретает эффект образования пар, в результате которого образуются электрон и позитрон с суммарной энергией  $E_{\gamma}-2m_0c^2$ . При аннигиляции позитрона образуются два фотона с энергией  $m_0c^2=0,51$  МэВ каждый. Эффект пар приводит к появлению еще двух пиков в амплитудном распределении импульсов. Эти пики отстоят от пика полного поглощения в шкале энергий на 0,51 и 1,02 МэВ. Первый из них связан с утечкой обоих аннигиляционных фотонов из кристалла, а второй — одного аннигиляционного фотона. При росте энергии излучения все три пика в конце концов сливаются в один, что можно видеть из приведенных на рис. 12.2 амплитудных распределений. Функции отклика  $G(E, V)$  на этом рисунке довольно сложны, и это затрудняет получение спектров  $\gamma$ -излучения по измеренным амплитудным распределениям импульсов. Функции отклика принимают более простой вид, если увеличить размеры кристаллов. Этому же способствует применение коллиматоров, которые позволяют выделить узкий пучок фотонов и направить его в центр кристалла.

При измерениях спектров фотонов с помощью однокристалльного сцинтилляционного спектрометра основная проблема заключается в преобразовании амплитудного распределения импульсов в энергетические спектры, т. е. в решении интегрального уравнения (см. гл. 4). Для этого с особой тщательностью следует определить функции отклика  $G(E, V)$ .

Функцию отклика  $G(E, V)$  определяют расчетным и экспериментальным путем. Расчеты выполняют методом Монте-Карло, который позволяет достаточно уверенно предсказывать функцию отклика. Экспериментальное определение функции отклика дает возможность откорректировать расчетные данные, особенно в области малых амплитуд импульсов, где погрешность расчета обычно наибольшая. В области энергий фотонов ниже 3 МэВ имеется достаточное количество удобных источников ионизирующего моноэнергетического излучения. При более высокой энергии обычно используют реакции  $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ ,  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ ,  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ ,  $^7\text{Li}(p, \gamma)$ , которые дают возможность получить моноэнергетическое  $\gamma$ -излучение с энергией до 17,6 МэВ.

Экспериментальное определение  $G(E, V)$  сводится к измерению амплитудных распределений импульсов спектрометра с различными источниками фотонов, внесению поправок в измеренные распределения на рассеяние фотонов в источнике и окружающих его предметах, на тормозное излучение, образующееся в источнике, и т. д. Полученные амплитудные распределения иногда нормируют с учетом эффективности спектрометра, т. е. требуют, чтобы

$$\int G(E, V) dV = \varepsilon(E), \quad (12.1)$$

где  $\varepsilon(E)$  — эффективность сцинтилляционного счетчика (см. гл. 7).

Эффективность и ряд поправок можно рассчитать с достаточной точностью, поэтому для определения функций отклика не требуются источники с известной активностью, т. е. можно проводить относительные измерения.

Использование неорганических кристаллов, таких, как  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и  $\text{CsI}(\text{Tl})$ , не всегда возможно, если исследуемое  $\gamma$ -излучение сопровождается нейтронами. Нейтроны, поглощаясь в иоде (сечение радиационного захвата нейтронов с энергией около 100 кэВ равно  $\sim 10^{-25} \text{ см}^2$ ), создают фотоны, энергия которых лежит в области до 6 МэВ. Кроме того, нейтроны с энергиями выше 0,5 МэВ при неупругом рассеянии также образуют фотоны, а сечение рассеяния достигает примерно  $10^{-24} \text{ см}^2$ , т. е. сравнимо с сечением взаимодействия фотонов с атомами. Поэтому неорганические кристаллы практически нельзя использовать для спектрометрии фотонов, если они сопровождаются нейтронами, потоки которых сравнимы с потоками фотонов.

Спектральный состав  $\gamma$ -излучения при большом нейтронном фоне можно изучать с помощью сцинтилляционных спектрометров с органическими кристаллами (например, со стильбеном).

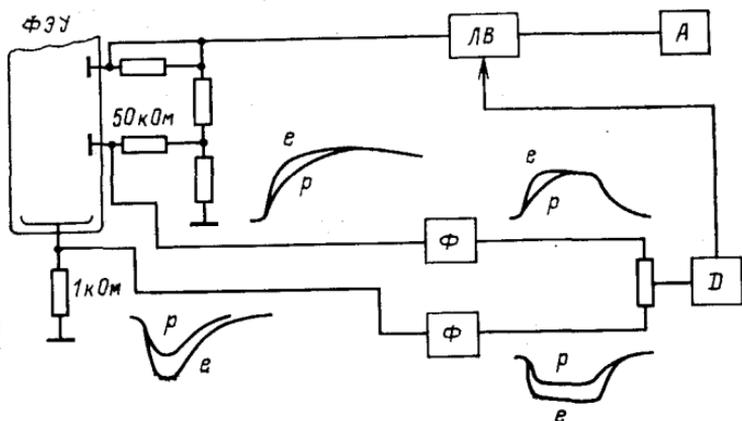


Рис. 12.3. Схема разделения импульсов, созданных электронами и протонами:

ЛВ — линейные ворота; А — анализатор; Д — дискриминатор; ФЭУ — фотоумножитель; Ф — формироваель

Органические кристаллы состоят из углерода и водорода, которые имеют пренебрежимое сечение радиационного захвата, а неупругое рассеяние нейтронов возможно только на ядрах углерода при энергии нейтронов выше 4,4 МэВ. Правда, нейтроны с большой вероятностью могут регистрироваться в органическом кристалле в результате упругого рассеяния на ядрах водорода. Однако существуют способы разделения электронных и протонных импульсов в сцинтилляционных счетчиках, что позволяет использовать их как для регистрации нейтронов на фоне  $\gamma$ -излучения, так и фотонов на фоне нейтронного потока.

Брукс и Оуэн предложили способы разделения импульсов от электронов и протонов в органических кристаллах по форме сигналов. Во многих органических сцинтилляторах (в том числе и в стильбене) временное распределение фотонов люминесценции можно представить в виде суммы двух экспонент со значительно различающимися постоянными  $\tau$  (см. гл. 7). Отношения интенсивностей медленной и быстрой компонент различаются при возбуждении кристалла электронами и протонами. В настоящее время имеется большое количество схем разделений. Идею разделения поясним на схеме Брукса.

С анода ФЭУ (рис. 12.3) снимается импульс напряжения с резистора сопротивлением порядка 1 кОм, а с динода — с резистора сопротивлением порядка 50 кОм. Если электрон и протон создают в кристалле равные по интенсивности световые вспышки, то формы импульсов на диноде несколько различаются по переднему фронту (у электронного импульса фронт несколько меньше, поскольку отношение быстрой компоненты к медленной у него больше, чем при возбуждении кристалла протоном), а амплитуды импульсов одинаковы. На аноде электронный импульс больше

протонного, так как малое значение  $RC$  в анодной цепи приводит к тому, что максимальная амплитуда импульса оказывается пропорциональной интенсивности быстрой компоненты. С динода и анода импульсы поступают на формирователи. На выходе формирователей импульсы уже имеют одинаковые длительности, а электронные импульсы с анода и динода — кроме того, и одинаковые амплитуды.

Оба сформированных таким образом импульса складываются, причем сумма в случае регистрации протонов значительно больше, чем при регистрации электронов. Суммарный импульс попадает на дискриминатор. Наличие импульса на выходе дискриминатора означает, что произошла регистрация нейтрона (протон отдачи), а его отсутствие (в идеальном случае) — регистрация фотона (электрон). В спектрометрах импульс на анализатор снимают с какого-либо, например предпоследнего, динода и направляют на анализатор через так называемые линейные ворота, которые могут пропускать импульс на анализ или при наличии импульса с дискриминатора (совпадения во времени), или при его отсутствии (антисовпадения). Такие схемы разделения позволяют уверенно регистрировать только фотоны с энергией выше 100 кэВ при потоке нейтронов, превышающем поток  $\gamma$ -излучения в 100—1000 раз. Возможна и регистрация только нейтронов с энергией выше 500 кэВ при потоке  $\gamma$ -излучения, превышающем поток нейтронов в сотни раз и более.

Спектрометры с кристаллом стибьена и схемой разделения в последнее время стали использоваться для исследования спектров фотонов дискретных и особенно непрерывных. Функция отклика в таких спектрометрах представляет собой непрерывное распределение (см. рис. 7.11) с достаточно резкой границей и обусловлено в основном однократным комптоновским рассеянием фотонов в кристалле. Изучение спектров фотонов с помощью спектрометров с органическими кристаллами также требует обязательного преобразования измеренного амплитудного распределения в энергетические спектры.

Кристаллы особенно больших размеров используются в физике высоких энергий. Известен спектрометр с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  диаметром 76 и высотой 51 см. Кристалл соединен с 12 ФЭУ (диаметр фотокатода 7,6 см). В области энергии электронов (или фотонов) от 100 до 20 000 МэВ энергетическое разрешение составляет  $2,2/(E)^{0,25}$  %, где  $E$  — энергия фотона, ГэВ (около 4 % при  $E_\gamma = 100$  МэВ и 1 % при  $E_\gamma = 23$  ГэВ). В физике высоких энергий, в медицине, в космических исследованиях используют сборки, состоящие, например, из шестигранных кристаллов высотой 51 см и с поперечным размером около 8 см.

Функцию откликов сцинтилляционных спектрометров можно значительно улучшить в многокристалльных спектрометрах. В этих спектрометрах для регистрации выбирают такие условия, при которых энергия электрона однозначно связана с энергией фотона.

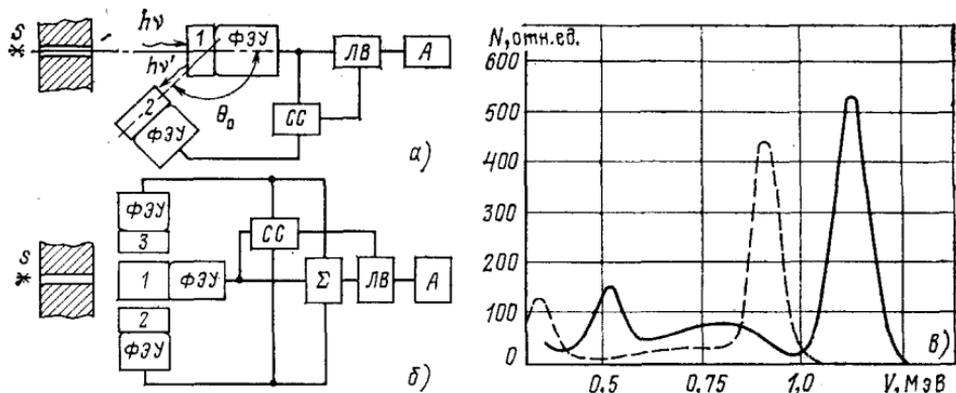


Рис. 12.4. Структурная схема комптоновского спектрометра (а) и спектрометра со сложением импульсов (б) и функции отклика комптоновского спектрометра (пунктир) и спектрометра со сложением импульсов (сплошная линия) (в): СС — схема совпадений; Σ — схема сложения амплитуд импульсов; остальные обозначения те же, что и на рис. 12.3

**Многокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры.** Комптоновские сцинтилляционные гамма-спектрометры. Коллимированный пучок фотонов в сцинтилляционном комптоновском спектрометре направляется на кристалл (его называют центральным), в котором может происходить их комптоновское рассеяние. Импульсы с центрального сцинтилляционного счетчика поступают на анализатор амплитуд импульсов только в том случае, если рассеянный в центральном кристалле фотон регистрируется во втором (боковом) кристалле. Такой отбор событий осуществляется с помощью схемы совпадений и линейных ворот, которые пропускают импульс на анализатор, если схема совпадения вырабатывает импульс. Таким образом, на анализ попадают импульсы, образующиеся при рассеянии фотонов в центральном кристалле под определенным углом. Амплитуда выбранных таким способом импульсов пропорциональна энергии электронов отдачи (см. гл. 2):

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - 1/[1 + E_\gamma (1 - \cos \theta_0)/(m_0 c^2)] \right\}. \quad (12.2)$$

Схема расположения кристаллов и их размеры определяют основные параметры спектрометра — эффективность и энергетическое разрешение. Эффективность спектрометра пропорциональна вероятности рассеяния фотона в центральном кристалле в направлении бокового кристалла. Эта вероятность

$$p_1 = [1 - \exp(-\mu h)] (\Delta\Omega/\mu) (d\mu_k/d\Omega), \quad (12.3)$$

где  $\mu$  и  $d\mu_k/d\Omega$  — полный линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения в кристалле и дифференциальное сечение комптоновского рассеяния;  $\Delta\Omega$  — телесный угол, определяемый размерами кристаллов и расстоянием между ними (рис. 12.4). Для того чтобы произошел акт совпадения, рассеянный фотон должен пройти центральный кристалл без взаимодействия [эта вероятность равна  $p_2 = \exp(-\mu' \bar{r})$ , где  $\mu'$  — линейный коэффициент ослабления рассеянных фотонов в кристалле;  $\bar{r}$  — их средний путь в центральном кристалле] и зарегистрироваться в боковом

(эта вероятность равна  $p_3 = [1 - \exp(-\mu \bar{r}_2)]$ , где  $\bar{r}_2$  — средний путь фотона в боковом кристалле). Таким образом,

$$\varepsilon = p_1 p_2 p_3. \quad (12.4)$$

Это выражение для эффективности комптоновского спектрометра не совсем точно, поскольку вероятности  $p_2$  и  $p_3$  записаны со средними значениями путей рассеянных фотонов в боковом и центральном кристаллах, что справедливо при небольших размерах кристаллов и малых телесных углах  $\Delta\Omega$ .

Эффективность спектрометра существенным образом зависит от произведения  $(d\mu_h/d\Omega)(\Delta\Omega/\mu)$ , которое весьма чувствительно к форме кристалла. Центральный кристалл выгодно выбирать с малым радиусом и большой высотой, а боковой кристалл — в виде кольца. Чем ближе расположены кристаллы, т. е. чем больше  $\Delta\Omega$  и чем меньше угол  $\theta_0$ , тем больше эффективность, поскольку  $d\mu_h/d\Omega$  имеет наибольшие значения при малых  $\theta_0$ .

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра зависит не только от свойств центрального сцинтилляционного счетчика, но и от углов  $\theta_0$  и  $\Delta\Omega$ . Действительно, чем меньше выбран угол  $\theta_0$ , тем меньшую энергию будут иметь электроны в центральном кристалле при рассеянии фотонов в направлении бокового и тем хуже будет энергетическое разрешение (см. гл. 7). Рост телесного угла  $\Delta\Omega$  увеличивает интервал углов вблизи  $\theta_0$ , под которыми рассеянные фотоны могут попадать в боковой кристалл, и, следовательно, также ухудшает энергетическое разрешение. Таким образом, увеличение эффективности спектрометра может ухудшить энергетическое разрешение.

Чтобы найти оптимальное соотношение между эффективностью спектрометра и его энергетическим разрешением, сначала определим оптимальный угол  $\theta_0$ . Следовало бы выбрать такое значение угла  $\theta_0$ , при котором  $d\theta/dE$  было бы максимальным (малые изменения энергии при больших изменениях угла  $\theta_0$ ). Для этого продифференцируем (12.2) и найдем максимум производной в функции угла  $\theta_0$ . Оказывается, что при заданных значениях  $E$  функция  $d\theta/dE$  имеет два максимума: при  $\theta_0=0$  и  $180^\circ$ . При  $\theta_0=0$  энергия электронов отдачи мала и энергетическое разрешение плохое. Поэтому наилучшие характеристики спектрометра — это при углах  $\theta_0$ , близких к  $180^\circ$ , что позволит при заданном энергетическом разрешении иметь максимальный телесный угол  $\Delta\Omega$ . При нахождении «наилучшего» угла  $\theta_0$  не принималась во внимание зависимость  $(d\mu_h/d\Omega)(\theta_0)$ . Но это и не очень важно, поскольку данная функция в области углов  $\theta_0 > \pi/2$  изменяется не очень сильно и не влияет существенно на выбор  $\theta_0$ .

Телесный угол  $\Delta\Omega$  имеет смысл выбирать таким, чтобы неопределенность в направлении рассеянного фотона  $\theta_0 \pm \Delta\theta$  не влияла на величину  $\Delta E_e/E_e$ , определяемую свойствами сцинтилляционного счетчика.

Относительный разброс энергий электронов отдачи  $\delta E_e$ , обусловленный разными углами рассеяния вблизи заданного угла  $\theta_0$  в пределах  $\pm \Delta\theta$ , можно получить из (12.2) в зависимости от углов  $\theta_0$  и  $\Delta\theta$ :

$$\delta E_e \approx 2 \sin \theta_0 \sin \Delta\theta / \{ (1 - \cos \theta_0) [1 + E_\gamma (1 - \cos \theta_0) / (m_0 c^2)] \}.$$

Если энергетическое разрешение центрального сцинтилляционного счетчика  $\Delta E_e/E_e$ , то  $\delta E_e$  должно быть, по крайней мере, в 2 раза меньше, чем

$\Delta E_e/E_e$ , чтобы энергетическое разрешение ухудшилось за счет телесного угла  $\Delta\Omega$  не более чем на 10 %. Из этих условий можно найти

$$\sin \Delta\theta \approx \frac{\Delta E_e}{E_e} \frac{(1 - \cos \theta_0) [1 + E_\gamma (1 - \cos \theta_0)/(m_0 c^2)]}{4 \sin \theta_0}.$$

Так, при  $\theta_0 = 150^\circ$  и энергии фотонов 1 МэВ ( $\Delta E_e/E_e \approx 0,08$ ) угол  $\Delta\theta \approx 20^\circ$ , а при энергии фотонов 4 МэВ ( $\Delta E_e/E_e \approx 0,04$ ) угол  $\Delta\theta \approx 35^\circ$ .

Комптоновский гамма-спектрометр с одним боковым кристаллом при энергетическом разрешении примерно  $\Delta E_e/E_e$  имеет эффективность около десятой доли процента. Ее можно увеличить, если использовать несколько боковых кристаллов. Функция отклика комптоновского спектрометра показана на рис. 12.4, в пунктиром.

Существенно большей эффективностью и лучшим энергетическим разрешением обладают комптоновские спектрометры со сложением импульсов. Структурная схема такого спектрометра и расположение кристаллов показаны на рис. 12.4, б. В этом случае на анализатор импульсов направляется сумма импульсов с центрального и одного из боковых кристаллов при условии их совпадения во времени. Амплитуда импульса в центральном сцинтилляционном счетчике пропорциональна  $(E - E')$ , где  $E$  и  $E'$  — энергия падающего на кристалл и рассеянного в нем фотона. Если рассеянный фотон поглотится в боковом кристалле, то импульс с бокового сцинтилляционного счетчика будет пропорционален  $E'$ . Тогда амплитуда суммарного импульса пропорциональна энергии фотона  $E$ , если коэффициенты пропорциональности, которые связывают амплитуду импульса и энергию, поглощенную в кристалле во всех сцинтилляционных счетчиках, одинаковы. Так что независимо от угла рассеяния фотона в центральном кристалле на анализ поступают импульсы с амплитудой, пропорциональной  $E$ . Это позволяет располагать боковые кристаллы близко к центральному и за счет увеличения  $\Delta\Omega$  достичь больших значений эффективности. Не каждый рассеянный в центральном кристалле фотон поглощается в боковом кристалле. Поэтому в амплитудном распределении  $G(E, V)$  имеется кроме пика полного поглощения непрерывный спектр, площадь под которым тем меньше, чем больше размеры боковых кристаллов. На рис. 12.4, в (сплошная линия) показано амплитудное распределение импульсов для фотонов изотопа  $^{65}\text{Zn}$ , измеренное на спектрометре со сложением импульсов.

Эффективность спектрометра со сложением импульсов при энергии около 1 МэВ достигает нескольких процентов. Энергетическое разрешение спектрометра со сложением импульсов лучше, чем комптоновского. Действительно, энергетическое разрешение определяется отношением ширины измеренного распределения суммарных импульсов к энергии фотонов:

$$\eta = \Delta E_\Sigma / E. \quad (12.5)$$

Ширина распределения суммарных амплитуд импульсов связана с ширинами распределения амплитуд импульсов с центрального и бокового счетчиков:

$$\Delta E_\Sigma = \sqrt{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}. \quad (12.6)$$

Учитывая, что  $(\Delta E_1)^2 = C_1 E_1 + \delta_1^2 E_1^2$  и  $(\Delta E_2)^2 = C_2 E_2 + \delta_2^2 E_2^2$  (см. гл. 7) и что  $E_1 + E_2 = E$ , и полагая  $C_1 = C_2 = C$  и  $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ , получаем из (12.5) и (12.6):

$$\eta^2 = C/E + \delta^2 (E_1^2 + E_2^2)/(E_1 + E_2)^2. \quad (12.7)$$

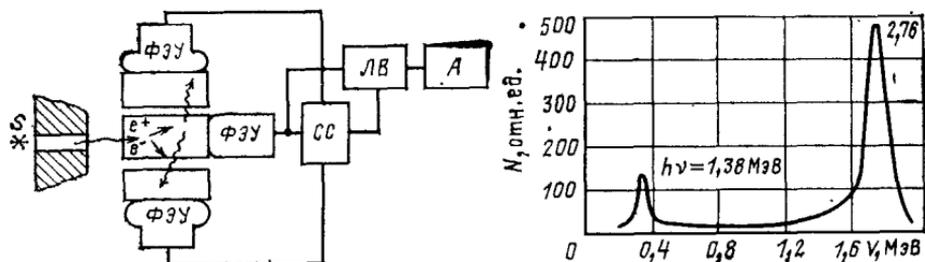


Рис. 12.5. Структурная схема парного сцинтилляционного спектрометра и его функция отклика для фотонов источника  $^{24}\text{Na}$

Из этого выражения видно, что в комптоновском спектрометре со сложением импульсов можно получить более высокое энергетическое разрешение, чем в отдельном сцинтилляционном счетчике при энергии  $E$ , поскольку множитель при  $\delta^2$  меньше 1.

Сцинтилляционные парные гамма-спектрометры. Коллимированный пучок  $\gamma$ -излучения в парном спектрометре (рис. 12.5) попадает в центральный кристалл, где в результате эффекта образования пар возникают электрон, позитрон и два фотона с энергией по 0,51 МэВ и углом между направлениями их движения  $180^\circ$ . С помощью схемы тройных совпадений и линейных ворот с центрального сцинтилляционного счетчика отбираются такие импульсы, которые сопровождаются импульсами с двух боковых счетчиков.

Эффективность парного спектрометра определяется вероятностью образования пар в центральном кристалле, вероятностью прохождения аннигиляционного излучения через центральный кристалл без взаимодействия и вероятностью регистрации аннигиляционных фотонов в боковых кристаллах:

$$\varepsilon = [1 - \exp(-\mu h_1)] \exp(-\mu' \bar{r}) [1 - \exp(-\mu' \bar{h}_2)]^2 \mu_{\text{п}}/\mu, \quad (12.8)$$

где  $h_1$  — высота центрального кристалла;  $\bar{r}$  — средний путь аннигиляционных фотонов в центральном кристалле;  $\bar{h}_2$  — средний путь аннигиляционных фотонов в боковых кристаллах;  $\mu'$  — полный линейный коэффициент ослабления аннигиляционного излучения в кристалле;  $\mu_{\text{п}}$  и  $\mu$  — линейный коэффициент образования пар и полный линейный коэффициент ослабления фотонов данной энергии.

Наилучшие условия работы парного спектрометра достигаются, когда исследуемое излучение хорошо коллимировано и не попадает на боковые кристаллы. При этом фон, обусловленный случайными совпадениями, невелик. Размеры центрального и боковых кристаллов выбирают, принимая во внимание следующие соображения. Чтобы получить большую эффективность, центральный кристалл выгодно делать достаточно длинным. С одной стороны, это увеличивает эффективность спектрометра, с другой — уменьшает вероятность ухода электронов и позитронов из кристалла, поскольку электроны и позитроны, возникающие при эффекте образования пар, имеют направления, близкие к направлению пучка фотонов.

Чтобы получить наибольшую эффективность, необходимо выбирать диаметр центрального кристалла как можно меньшим, поскольку вероятность ухода аннигиляционных фотонов из центрального кристалла тем больше, чем меньше его диаметр. Но для спектрометра более важной характеристикой является его све-

тосила, поэтому диаметр кристалла имеет смысл выбирать из условия получения ее максимального значения. Светосила парного спектрометра пропорциональна диаметру коллиматора, т. е. сечению пучка фотонов, попадающих на центральный кристалл, и эффективности спектрометра. С учетом сделанных замечаний для нахождения оптимального диаметра центрального кристалла запишем выражение для светосилы в виде

$$L = A\pi (r_0 - \Delta)^2 \exp(-2\mu' r_0 k), \quad (12.9)$$

где  $r_0$  — радиус центрального кристалла;  $(r_0 - \Delta)$  — радиус коллиматора (радиус пучка фотонов);  $A$  — постоянная;  $2r_0 k$  — средний путь, проходимый в центральном кристалле обоими фотонами. Максимальная светосила спектрометра будет при  $r_0 = 1/2\mu' k + \Delta$ , в чем можно убедиться, если найти  $dL/dr_0$  и приравнять ее нулю. Оптимальный диаметр центрального кристалла около 30 мм. Однако обычно этот диаметр выбирают несколько большего размера (до 40—50 мм) для лучших условий собирания света. Размеры боковых кристаллов парного спектрометра, с одной стороны, выгодно выбирать как можно большими, чтобы увеличить эффективность спектрометра, но, с другой стороны, чем больше размеры боковых кристаллов, тем больше регистрируется в них фотонов фона, естественной радиоактивности и космического излучения. Для аннигиляционного излучения в кристалле  $\text{NaI(Tl)}$   $\mu' = 0,4 \text{ см}^{-1}$ , поэтому высоту бокового кристалла нет смысла делать больше 4—5 см. Диаметр бокового кристалла обычно выбирают равным или несколько большим высоты центрального кристалла.

Эффективность парного спектрометра с центральным кристаллом диаметром 50 и высотой 100 мм и боковыми кристаллами диаметром 100 и высотой 50 мм достигает нескольких процентов при энергии фотонов 10 МэВ. Энергетическое разрешение парного спектрометра определяется качеством сцинтилляционного (центрального) счетчика:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E_\gamma} \approx \frac{\sqrt{C} \sqrt{E_\gamma - 2m_0 c^2}}{E_\gamma} = \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{E_\gamma}} \sqrt{1 - \frac{2m_0 c^2}{E_\gamma}}. \quad (12.10)$$

С помощью парного спектрометра можно разделять достаточно близкие по энергиям фотоны, если их энергия немного больше  $2m_0 c^2$ . Действительно, если  $\sqrt{C} = 7 \cdot 10^{-2}$ , а  $E = 1,5 \text{ МэВ}$ , то  $\eta = 3,3 \%$ . В то же время для однокристалльного спектрометра  $\eta = 5,7 \%$ .

Амплитудное распределение импульсов, измеренное с помощью парного спектрометра (фон случайных совпадений вычтен) для источника фотонов  $^{24}\text{Na}$  (фотоны с энергией 1,38 и 2,76 МэВ), приводится на рис. 12.5. Видно, что имеется непрерывное распределение импульсов, площадь которого составляет 10 % полной площади. Это непрерывное распределение обусловлено в основном тем, что пробеги электронов и позитронов не всегда укладываются в центральном кристалле. Утечки электронов и позитронов происходят главным образом через ближний к ФЭУ торец кристалла.

Сцинтилляционные гамма-спектрометры с защитой антисовпадениями. Это наиболее современные и эффективные сцинтилляционные спектрометры (рис. 12.6). Коллимированный пучок  $\gamma$ -излучения попадает в центральный кристалл, импульсы с которого направляются на амплитудный

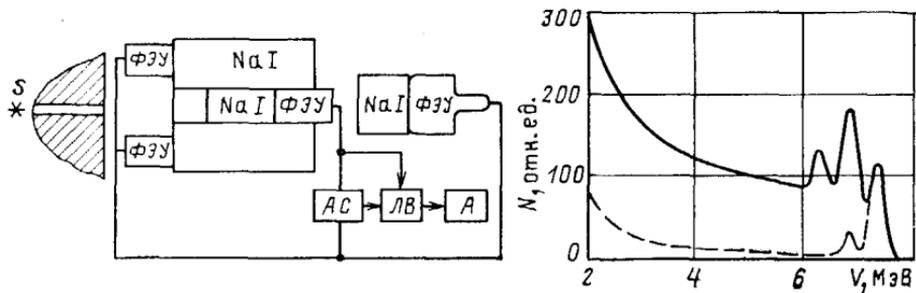


Рис. 12.6. Структурная схема сцинтилляционного гамма-спектрометра с защитой антисовпадениями и спектр амплитуд импульсов фотонов с энергией 7,38 МэВ без антисовпадений (сплошная линия) и с антисовпадениями (пунктир): АС — схема антисовпадений; остальные обозначения см. на рис. 12.3

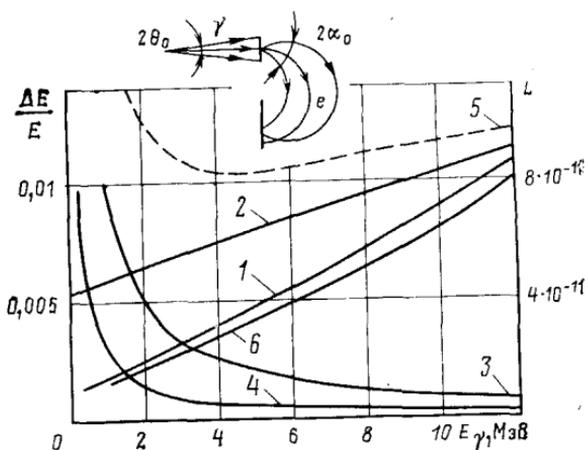
анализатор при условии отсутствия импульсов с боковых кристаллов. Если бы боковые кристаллы регистрировали все рассеянные фотоны, выходящие из центрального кристалла, то аппаратная форма линии такого спектрометра представляла бы собой пик полного поглощения. На рис. 12.6 показаны аппаратные формы линий спектрометра с включенным управлением антисовпадениями и без него. Как видно из рисунка, добиться 100 %-ной вероятности регистрации рассеянных фотонов практически невозможно. Но боковые кристаллы значительно снижают непрерывное комptonовское распределение. Эффективность спектрометра определяется эффективным фотовкладом, а энергетическое разрешение — качеством центрального сцинтилляционного счетчика. Один из таких спектрометров с очень хорошими параметрами описан ниже. Центральный кристалл спектрометра диаметром 60 и высотой 150 мм расположен в цилиндрическом отверстии большого кристалла диаметром 200 и высотой 300 мм. На небольшом расстоянии от центрального кристалла размещен третий кристалл диаметром 125 и высотой 100 мм. Третий кристалл включен также на антисовпадения с центральным кристаллом — он необходим для регистрации фотонов, рассеянных на малые углы в центральном кристалле, и для регистрации тормозного излучения, рождаемого электронами и позитронами в центральном кристалле. Для описанного спектрометра энергетическое разрешение составляло 8,3 % при энергии фотонов 0,66 МэВ. Эффективность спектрометра изменяется от 100 % при энергии фотонов в несколько сот килоэлектрон-вольт до 4 % при энергии фотонов 10 МэВ. В спектрометрах с защитой антисовпадениями размеры боковых кристаллов не могут быть очень большими, поскольку загрузка фоновыми импульсами растет пропорционально объему кристаллов.

### § 12.3. Магнитные гамма-спектрометры

Методы измерения энергии заряженных частиц с помощью магнитных спектрометров были рассмотрены в гл. 11. По сути дела любой бета-спектрометр можно использовать для измерения

Рис. 12.7. Схема магнитного комptonовского гамма-спектрометра с полукруговой фокусировкой и зависимость энергетического разрешения и светосилы от энергии фотонов:

1 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная апертурой  $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  с учетом зависимости энергии комптон-электронов от угла вылета; 2 — энергетическое разрешение с учетом ширины и длины источника, ширины щели, непараллельности пучка фотонов и зависимости энергии комптон-электронов от угла их вылета; 3 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная толщиной радиатора; 4 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная движением электронов в атоме; 5 — энергетическое разрешение с учетом всех коэффициентов; 6 — светосила спектрометра



энергии  $\gamma$ -излучения по электронам отдачи, если в месте расположения  $\beta$ -источника поместить радиатор и направить на него пучок  $\gamma$ -излучения. В результате взаимодействия фотонов с электронами из радиатора вылетают электроны, энергия которых связана с энергией фотонов. Исследуя спектр таких электронов, можно определить спектр  $\gamma$ -излучения. При этих измерениях возникает целый ряд требований к формированию пучка  $\gamma$ -излучения, толщине радиатора, его составу, защите спектрометра и т. д. Эти требования в конечном счете и определяют светосилу и энергетическое разрешение магнитного гамма-спектрометра. Известно много различных магнитных спектрометров, которые можно разделить на три большие группы: 1) фотоспектрометры, 2) комптоновские и 3) парные спектрометры. Наилучшими свойствами обладают комптоновские спектрометры. Ниже на примере простейшего комптоновского магнитного спектрометра оценены светосила и энергетическое разрешение таких приборов.

**Комптоновский магнитный спектрометр.** Оценим основные параметры комптоновского магнитного спектрометра с однородным магнитным полем (рис. 12.7) Коллимированный пучок  $\gamma$ -излучения попадает на радиатор — тонкую пластинку полистирола (или другого какого-либо органического соединения). В комптоновском спектрометре используют органические радиаторы, чтобы свести к минимуму вероятность появления из радиатора фотоэлектронов и электронов в результате рождения пар. С помощью диафрагмы выделяют электроны отдачи из радиатора, вылетающие относительно направления движения фотона в пределах углов  $\pm \alpha_0$ , и их энергетический состав анализируют с помощью магнитного спектрометра.

Как уже отмечалось (см. гл. 11), энергетическое разрешение спектрометра с полукруговой фокусировкой однородным магнит-

ным полем равно  $\alpha_0^2$  [см. (11.23)] при  $x_0 \approx x_{ш} \approx \rho \alpha_0^2 \approx \rho \beta_0^2$ . В случае анализа  $\gamma$ -излучения по комптон-электронам энергетическое разрешение хуже по следующим причинам: энергия комптоновских электронов зависит от угла их вылета; пучок фотонов, падающий на радиатор, не является параллельным; дисперсия в энергии электронов, связанная с рассеянием фотонов на движущихся электронах. Остановимся подробно на оценке влияния этих эффектов на энергетическое разрешение спектрометра.

Энергия комптоновских электронов зависит от угла их вылета относительно направления движения фотона. Обозначим этот угол  $\alpha$ . Тогда связь между энергией электрона  $E_e$ , углом  $\alpha$  и энергией фотона  $\gamma = E/m_0c^2$  будет иметь вид (см. § 2.3)

$$E_e = 2m_0c^2\gamma^2 / (1 + 2\gamma) + (1 + \gamma)^2 \text{tg}^2 \alpha. \quad (12.11)$$

Поэтому ширина изображения в случае точечного радиатора значительно больше  $\rho \alpha_0^2$  для моноэнергетических электронов [см. (11.14)]. Действительно, как и в магнитных бета-спектрометрах, электроны, вылетевшие из радиатора под углом  $\alpha = 0$ , пересекают ось  $x$  в точке  $2\rho_0$ , где  $\rho_0$  — радиус кривизны для электронов с энергией, определяемой (12.11) при  $\alpha = 0$ . Электроны, вылетевшие из радиатора под углами  $\alpha$ , движутся по траекториям с меньшим радиусом кривизны  $\rho$ , поскольку энергия электронов под большими углами  $\alpha$  меньше. Электроны, вылетевшие из радиатора под углом  $\alpha$ , пересекают ось  $x$  в точке  $2\rho(\alpha) \cos \alpha$ . Таким образом, ширина изображения у основания для точечного источника, испускающего комптоновские электроны,

$$\Delta x_0 = 2\rho_0 - 2\rho(\alpha_0) \cos \alpha_0 = 2\rho_0 [1 - \rho(\alpha_0) \cos \alpha_0 / \rho_0]. \quad (12.12)$$

Если считать, что  $\rho$  линейно связано с энергией электронов [см. (11.6)], то легко получить из (12.11) следующее отношение:

$$\rho(\alpha) / \rho_0 = (1 + 2\gamma) / (1 + 2\gamma) + (1 + \gamma)^2 \text{tg}^2 \alpha. \quad (12.13)$$

Углы  $\alpha$  в спектрометрах обычно малы, поэтому  $(1 + \gamma)^2 \text{tg}^2 \alpha / (1 + 2\gamma) \ll 1$ , и в таком приближении  $\rho(\alpha) / \rho_0 = 1 - (1 + \gamma)^2 \alpha^2 / (1 + 2\gamma)$ . Подставим полученное отношение в (12.12) и после несложных преобразований получим

$$\Delta x_0 = \rho_0 \alpha_0^2 [1 + 2(1 + \gamma)^2 / (1 + 2\gamma)]. \quad (12.14)$$

Ширина изображения в виде (12.14) состоит из двух членов. Первый, не зависящий от энергии исследуемого излучения, имеет то же значение, что и в случае магнитного бета-спектрометра, а второй зависит от энергии и тем больше, чем выше энергия фотонов. Можно показать, что в случае радиатора в виде нити, расположенного на оси  $z$ , ширина изображения (при  $\alpha = 0$ )  $x_0'$  описывается выражением (12.14), если в нем заменить угол  $\alpha_0$  углом  $\beta_0$ . Таким образом, ширина изображения у основания для источника комптоновских электронов зависит от энергии фотонов и составляет  $\Delta x_0(\gamma, \alpha_0) + x_0'(\gamma, \beta_0) + x_0 + x_{ш}$ , где  $x_0$  — по-прежнему ширина

источника вдоль оси  $x$ ;  $x_{\text{ш}}$  — ширина щели перед детектором, а размер радиатора вдоль оси  $z$  определяется, как и ранее, в виде  $2z_0 = 2\rho\beta_0$  (см. гл. 11).

Пучок  $\gamma$ -излучения, падающий на радиатор, в реальных случаях не бывает строго параллельным. Отклонение фотонов от нормали к радиатору также приводит к ухудшению энергетического разрешения спектрометра. Если предположить, что апертура спектрометра  $\alpha_0$  сколь угодно мала, то энергетическое разрешение спектрометра будет определяться углами, под которыми фотоны попадают на радиатор. Пусть в спектрометре анализируются электроны, вылетающие нормально к радиатору, тогда энергия комптон-электронов будет определяться соотношением (12.11) при условии, что  $\alpha$  — это угол между направлением движения фотона и нормалью к радиатору. Если считать, что фотоны падают на радиатор в пределах углов  $\Theta_0$ , отсчитываемых от нормали, а апертура диафрагмы  $\alpha_0 = 0$ , то в спектрометр при данной энергии фотонов попадают электроны, минимальная энергия которых определяется равенством (12.11) при подстановке  $\alpha = \Theta_0$ . Такие электроны пересекают ось  $x$  в точке  $2\rho(\Theta_0)\cos\Theta_0$ , и ширина изображения точечного источника в таком случае определяется соотношением (12.14) при подстановке  $\alpha_0 = \Theta_0$ . Обозначим ширину изображения по основанию, обусловленную непараллельностью пучка фотонов,  $x_0''$  при  $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ .

Итак, влияние углов  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  и  $\Theta_0$  на ширину изображения одинаково зависит от энергии. Зависимость  $\Delta x_0(\gamma)/\rho$  при заданном значении  $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  показана на рис. 12.7 (кривая 1).

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра, обусловленное геометрией прибора (углы  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\Theta_0$ ,  $x_{\text{ш}}$  и  $x_0$ ) можно записать в первом приближении по аналогии с магнитным бета-спектрометром в виде

$$\eta = [\Delta x_0(\gamma) + x_0'(\gamma) + x_0''(\gamma) + x_0 + x_{\text{ш}}]/4\rho_0. \quad (12.15)$$

Потребуем, чтобы каждое из слагаемых суммы в числителе (12.15) было одинаковым при максимальной энергии измеряемого спектра фотонов. Пусть эта энергия  $\gamma_{\text{макс}} = 20$  (10 МэВ). Это требование можно записать так:  $x_0 = x_{\text{ш}} = \rho_0\alpha_0^2 [1 + 2(1 + \gamma_{\text{макс}})^2 / (1 + 2\gamma_{\text{макс}})]$ . Тогда (12.15) с учетом этого требования будет выглядеть следующим образом:

$$\eta = \frac{\alpha_0^2}{9} \left\{ \left[ 1 + \frac{2(1 + \gamma_{\text{макс}})^2}{1 + 2\gamma_{\text{макс}}} \right] + \frac{3}{2} \left[ 1 + \frac{2(1 + \gamma)^2}{1 + 2\gamma} \right] \right\}. \quad (12.16)$$

Зависимость  $\eta(\gamma)$ , вычисленная по (12.16) для  $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ , показана на рис. 12.7 (кривая 2)\*.

\* Вычисление энергетического разрешения по (12.15) справедливо лишь в первом приближении. Для более точного расчета следовало бы вычислить дисперсии распределений  $\Delta x_0$ ,  $x_0'$  и т. д. Если же предположить, что дисперсии соответствующих распределений равны примерно  $(\Delta x_0)^2/12$  и т. д., то результат будет отличаться от точного расчета при  $\gamma = \gamma_{\text{макс}}$  в 1,5 раза.

Энергетическое разрешение зависит и от толщины радиатора. Действительно, электроны могут быть образованы фотонами на различном расстоянии от поверхности радиатора, и поэтому, проходя в нем разные пути, они теряют различную энергию. Потери энергии электронами на единице пути в области энергий 1—10 МэВ практически не зависят от энергии электронов (см. гл. 2) и составляют около  $1 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Следовательно, относительный разброс в энергиях электронов

$$\Delta E_e/E \approx t/E, \quad (12.17)$$

где  $t$  — толщина радиатора,  $\text{г}/\text{см}^2$ . Относительные флуктуации энергии электронов, обусловленные ее потерями в радиаторе, растут с уменьшением энергии. Для получения хорошего энергетического разрешения радиатор должен быть очень тонким. Чтобы энергетическое разрешение было не хуже 1% в области энергий выше 1 МэВ, толщина радиатора не должна превышать  $0,01 \text{ г}/\text{см}^2$ . Величина  $\Delta E_e/E$  показана на рис. 12.7 для  $t=0,01 \text{ г}/\text{см}^2$  (кривая 3).

Рассмотренные эффекты, влияющие на энергетическое разрешение магнитного комптоновского спектрометра, можно значительно уменьшить, если выбрать соответствующие значения  $\alpha_0$ , толщины радиатора и расстояния от источника фотонов до радиатора. Однако энергетическое разрешение комптоновского спектрометра не может быть лучше собственной ширины распределения комптоновских электронов отдачи. Комптоновское рассеяние происходит на движущихся в атомах электронах, и это приводит к неоднозначному значению энергии электрона отдачи, вылетающего под заданным углом. В гл. 2 [см. (2.39) — (2.43)] было найдено, что максимальный разброс по энергиям электронов отдачи  $\Delta E_{\text{макс}} = 4\beta m_0 c^2 \gamma (1 + \gamma) / (1 + 2\gamma)^2$ , где  $\gamma = E_\gamma / m_0 c^2$  — энергия фотона;  $\beta$  — скорость электрона до соударения с фотоном. Из приведенного соотношения следует, что  $\Delta E_{\text{макс}}$  может значительно превышать первоначальную энергию электрона. Если энергия фотона выше 1 МэВ, то  $\Delta E_{\text{макс}} \approx \beta m_0 c^2$ . Энергия электрона, имеющего до соударения скорость  $\beta$ , равна  $m_0 c^2 \beta^2 / 2$ . Поэтому  $\Delta E_{\text{макс}}$  может превышать энергию электрона в  $2/\beta$  раз (!). И хотя энергия электронов в атомах невелика (13,5 эВ в атоме водорода; 400 эВ — энергия  $K$ -электрона в атоме азота),  $\Delta E_{\text{макс}}/E_\gamma$  в области энергий фотонов меньше 2 МэВ превышает 0,01. Значение  $\Delta E_{\text{макс}}$  тем больше, чем больше атомный номер вещества конвертера. Скорость  $K$ -электронов в первом приближении пропорциональна  $Z$ . Поэтому для комптоновских спектрометров выгодно выбирать радиаторы с малым  $Z$ . Так, если при рассеянии на  $K$ -электронах атома азота  $\Delta E_{\text{макс}} \approx 20 \text{ кэВ}$ , то при рассеянии на  $K$ -электронах атомов алюминия  $\Delta E_{\text{макс}} \approx 40 \text{ кэВ}$ . Найденные значения  $\Delta E_{\text{макс}}$  довольно высоки.

В спектрометрии представляет интерес не максимальный разброс  $\Delta E_{\text{макс}}$ , а ширина распределения на половине высоты.

Ширина распределения электронов по энергии на половине высоты  $\Delta E_e$  значительно меньше максимального значения  $\Delta E_{\text{макс}}$ . Например, расчеты показывают, что  $\Delta E_e$  для конвертера из полистирола в области энергий фотонов выше 1 МэВ составляет примерно 3 кэВ. На рис. 12.7 показано отношение  $\Delta E_e/E_\gamma$  для конвертера из полистирола (кривая 4).

Приведенные на рис. 12.7 кривые 2—4 и определяют энергетическое разрешение комптоновского спектрометра. Пунктирная кривая на этом же рисунке есть сумма вкладов в энергетическое разрешение, обусловленных различными факторами.

Оценим теперь светосилу рассматриваемого спектрометра. В заданном угле  $\theta_0$  от точечного изотропного источника фотонов активностью  $A$  на радиатор попадет  $A\theta_0^2/4$  фотонов в 1 с. Вероятность комптоновского рассеяния в пределах углов  $0-\alpha_0$  в радиаторе толщиной  $t$  и площадью  $s$  равна:

$$2\pi \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} nts \sin \alpha d\alpha,$$

где  $n$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$  радиатора;  $d\sigma_e/d\Omega$  — сечение образования электрона с углом вылета  $\alpha$ . Считая, что эффективность регистрации электронов счетчиком составляет 100%, и пренебрегая рассеянием электронов в вакуумной камере, получаем

$$L = g \frac{\theta_0^2}{4} 2\pi n t \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \alpha d\alpha, \quad (12.18)$$

где  $g$  — отношение числа электронов, регистрируемых в максимуме распределения, к полному числу электронов в распределении при данной энергии фотонов [см. (11.21)]. При малых значениях угла  $\alpha_0$  отношение  $d\sigma_e/d\Omega$  можно считать не зависящим от угла и равным  $d\sigma_e/d\Omega \approx 7,96 \cdot 10^{-26} \cdot 4(1+2\gamma+2\gamma^2)(1+\gamma)^2/(1+2\gamma)^3$ . Тогда

$$L = g \frac{\theta_0^2}{4} \pi \alpha_0^2 7,96 \cdot 10^{-26} \cdot 4 \frac{(1+2\gamma+2\gamma^2)(1+\gamma)^2}{(1+2\gamma)^3} n t. \quad (12.19)$$

На рис. 12.7 показана зависимость светосилы (кривая 6) от энергии, рассчитанная по (12.18) для  $\theta_0 = \alpha_0 = 0,02$ ;  $g = 0,1$ ;  $t = 0,01 \text{ г/см}^2$ ;  $n = 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Светосила комптоновского спектрометра практически линейно растет с энергией фотона и для рассматриваемого случая при  $E = 10 \text{ МэВ}$  достигает примерно  $6 \cdot 10^{-11}$ .

В связи с низкой чувствительностью магнитные спектрометры необходимо тщательно защищать и предпринимать меры, чтобы пучок фотонов по возможности мало рассеивался на своем пути. Количество импульсов фона, которые можно определить, убрав радиатор, значительно уменьшается, если электроны отдачи реги-

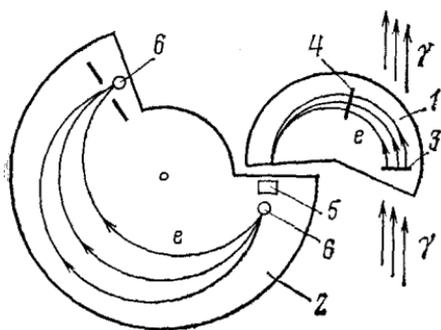


Рис. 12.8. Схема магнитного комптоновского гамма-спектрометра с фокусировкой на угол  $\pi/2$

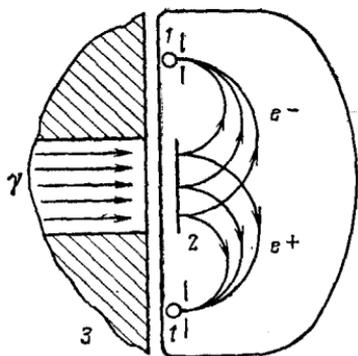


Рис. 12.9. Схема парного магнитного гамма-спектрометра:

1 — счетчики; 2 — радиатор; 3 — коллиматор

стрировать с помощью двух детекторов, включенных в схему совпадения. Конструкция одного из современных комптоновских магнитных спектрометров, построенного в Советском Союзе Л. В. Грошевым с сотрудниками, изображена на рис. 12.8. Этот спектрометр имеет энергетическое разрешение около 0,3% для фотонов с энергией выше 2,5 МэВ и светосилу около  $10^{-12}$ . Спектрометр состоит из двух магнитов: магнита сепаратора 1 и магнита анализатора 2. Комптон-электроны, выбитые из радиатора 3, собираются аксиально-симметричным полем на горизонтальную щель 4, а затем на вертикальную щель 5, за которой расположен газоразрядный счетчик 6 с очень тонкими (около 5 мкм) входным и выходным окошками. Затем в магнитном поле анализатора происходит фокусировка на угол  $\pi/2$ , и электроны попадают на счетчик 6, включенный в схему совпадений с первым. Радиусы равновесных орбит в сепараторе 150 мм, а в анализаторе 600 мм. При изучении спектров фотонов измеряется число совпадений счетчиков в функции одновременно изменяющихся величин магнитного поля анализатора и сепаратора. Зависимость энергетического разрешения и светосилы от энергии фотонов показана на рис. 12.14 в сопоставлении с данными для других спектрометров.

**Парный магнитный спектрометр.** Принципиальная схема парного магнитного спектрометра показана на рис. 12.9. Коллимированный пучок  $\gamma$ -излучения попадает на радиатор с большим атомным номером (часто используют золото), где сечение образования электрон-позитронных пар велико. Радиатор помещен в однородное магнитное поле. Электрон и позитрон, возникающие в результате эффекта образования пар, в магнитном поле отклоняются в противоположных направлениях и регистрируются счетчиками. Для анализа по энергиям используют обычно полукруго-

вую фокусировку, т. е. счетчики расположены в одной плоскости с радиатором. При эффекте образования пар энергии электронов и позитронов распределены практически равновероятно. Это значит, что фотон с энергией  $E_\gamma$  может образовать электроны и позитроны с одинаковой вероятностью в пределах от 0 до  $(E_\gamma - 2m_0c^2)$ . Поэтому для отбора актов регистрации фотонов с определенной энергией счетчики включают в схему совпадений. Действительно, если расстояние между счетчиками  $d$  и фотон образовал пару в центре расстояния между счетчиками, то в этом случае будет зарегистрировано только такое событие, при котором  $E_+$  (энергия позитрона) =  $E_-$  (энергия электрона) и углы вылета электрона и позитрона относительно нормали к радиатору малы и одинаковы. Чтобы получить хорошее энергетическое разрешение, необходимо, во-первых, размещать перед счетчиками малые в сравнении с  $d$  щели  $x_{щ}$  и, во-вторых, отбирать только те компоненты пар, которые покидают радиатор под малыми углами к его нормали.

Поскольку электроны и позитроны имеют непрерывное распределение по энергиям и углам, хотя и в пределах углов  $m_0c^2/E_-$ , это приводит к очень низкой светосиле спектрометра.

Однако если радиатор сделать достаточно протяженным в направлении прямой, проходящей через оба счетчика, то при достаточно больших энергиях фотонов счетчики будут регистрировать события независимо от места образования пары электрон—позитрон в радиаторе. Это существенно увеличит светосилу, не изменяя энергетического разрешения спектрометра. Действительно, если энергии электронов и позитронов значительно больше  $m_0c^2$ , то можно считать, что радиусы кривизны их траекторий линейно связаны с энергией [см. (11.6)], т. е.  $E_{+,-} = 300 \text{ Нр.}$  Учитывая это обстоятельство, можно записать

$$E_\gamma = E_+ + E_- + 2m_0c^2 \approx 3,78H(\rho_1 + \rho_2) + 2m_0c^2,$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — радиусы кривизны траекторий электрона и позитрона. В этом приближении  $(\rho_1 + \rho_2)$  будет постоянной величиной, и, следовательно, электрон и позитрон смогут попадать в счетчики независимо от места их образования в радиаторе. Заметим, что постоянство суммы  $(\rho_1 + \rho_2)$  выполняется с тем большей точностью, чем выше энергия фотонов и, следовательно, больше энергии электронов и позитронов. Это означает, что при малых энергиях фотонов одновременные срабатывания счетчиков при заданном значении магнитного поля вызываются парами, которые возникают лишь в некотором участке конвертера, и светосила прибора оказывается малой. С ростом энергии светосила резко возрастает, поскольку расширяется область радиатора, из которой электрон и позитрон могут попадать в счетчики. Этот эффект оказывается очень значительным. Так, в интервале энергий фотонов 3—11 МэВ светосила изменяется в 100 раз, а сечение образования пар — всего в 4 раза.

Последнее обстоятельство позволяет конструировать магнитные парные спектрометры, характеристики которых близки к характеристикам комптоновских для фотонов с энергией выше 10 МэВ. Энергетическое разрешение и светосила одного из магнитных парных спектрометров в функции энергии фотонов показаны на рис. 12.14.

#### § 12.4. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры

**Дифракция  $\gamma$ -излучения на плоском кристалле.** Рассмотрим дифракцию фотонов на плоском кристалле. Пусть на плоскопараллельную пластинку, вырезанную из монокристалла, падает параллельный пучок моноэнергетических фотонов. Пусть какие-либо кристаллографические плоскости перпендикулярны поверхности кристалла (рис. 12.10), а пучок фотонов составляет угол

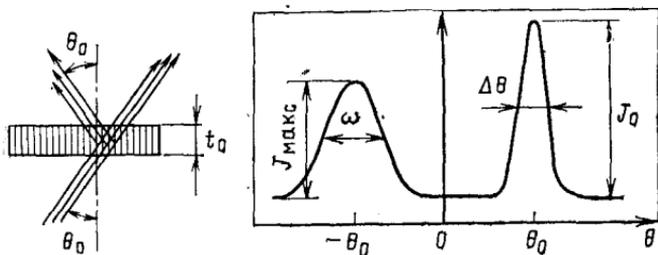


Рис. 12.10. Угловое распределение интенсивности фотонов после прохождения через кристалл

$\theta_0$  с направлением этих плоскостей. При выполнении условия Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta_0 \quad (12.20)$$

(здесь  $n$  — порядок отражения;  $\lambda$  — длина волны фотона;  $d$  — расстояние между выбранными плоскостями кристаллической решетки) за пластинкой появится отраженный пучок, максимум интенсивности которого будет под углом  $-\theta_0$  к направлению плоскостей кристалла. Детальный ход углового распределения интенсивности фотонов за пластинкой кристалла можно измерить с помощью коллимированного детектора, имеющего высокое угловое разрешение (в плоскости рисунка угловое разрешение детектора  $\Delta\theta$ ). При соблюдении условия (12.20) угловое распределение будет иметь два максимума. Один из них (при  $\theta = \theta_0$ ) образован прошедшим через пластинку первичным излучением, и его ширина (при малых толщинах кристалла) определяется угловой расходимостью детектора  $\Delta\theta$ . Левый максимум (при  $\theta = -\theta_0$ ) образован отраженным пучком. Дифракционный максимум характеризуют коэффициентом отражения  $\Gamma$  (отношение максимальной интенсивности отраженного излучения к интенсивности падающего на кристалл излучения, т. е.  $\Gamma = J_{\text{макс}}/J_0$ ) и шириной на половине высоты  $\omega$ . Площадь под дифракционным

пиком  $R \approx \omega \Gamma$  называют *интегральным коэффициентом отражения*.

Пучок фотонов при прохождении через кристалл ослабляется в результате комптоновского рассеяния и фотоэлектрического поглощения. Поглощение приводит к ослаблению прямого и отраженного пучков. Рассеяние на кристалле и на стенках коллиматора создает непрерывное угловое распределение  $\gamma$ -излучения. Это фоновое распределение оказывается существенным при малых значениях  $\Gamma$ .

Для успешного анализа спектрального состава  $\gamma$ -излучения по положению и интенсивности дифракционных максимумов необходимо, чтобы  $\Delta\theta \leq \omega < \theta_0$ . Оценим величины  $\theta_0$ . Длина волны  $\lambda$  фотонов (см) связана с их энергией  $E_\gamma$  (кэВ) выражением

$$\lambda = hc/E_\gamma = 1,24 \cdot 10^{-7}/E_\gamma. \quad (12.21)$$

Расстояние между плоскостями кристаллов около  $10^{-8}$  см. Так, в кристалле кварца ( $\text{SiO}_2$ ) расстояния между плоскостями, наиболее удобные для использования в спектрометрии, имеют несколько дискретных значений в области от  $4,25 \cdot 10^{-8}$  до  $0,81 \cdot 10^{-8}$  см. Если выбрать для спектрометрии плоскости кристалла кварца, расстояние между которыми  $d = 1,12 \cdot 10^{-8}$  см, то при  $n=1$

$$\theta_0 = \arcsin(\lambda/(2d)) = \arcsin[5,5/E_\gamma]. \quad (12.22)$$

При использовании указанного значения можно изучать  $\gamma$ -спектры с  $E_\gamma > 5,5$  кэВ. Углы  $\theta_0$  при энергии фотонов выше 100 кэВ меньше  $3^\circ$ . Чтобы получить энергетическое разрешение около 0,5% при  $E_\gamma = 100$  кэВ, необходимо иметь  $\Delta\theta \approx 0,015^\circ = 2,6 \cdot 10^{-4}$  рад.

Для оценки величин  $\Gamma$  и  $\omega$  остановимся на некоторых выводах теории дифракции  $\gamma$ -излучения на кристаллической решетке. Амплитуда волны отраженной при прохождении тонкого слоя кристалла  $t$ , пропорциональна длине волны излучения, толщине кристалла и обратно пропорциональна косинусу брэгговского угла, т. е.  $C\lambda/\cos\theta_0$  (здесь  $C$  — коэффициент пропорциональности, определяемый при малых углах  $\theta_0$  структурным фактором кристалла и элементарным объемом его ячейки; для кристалла кварца  $C \approx 5,3 \cdot 10^{10}$  см $^{-2}$ .) Поэтому в случае тонкого кристалла, когда эффектом многократного отражения от кристаллографических плоскостей можно пренебречь, максимальный коэффициент отражения равен квадрату амплитуды волны отраженного излучения, т. е.

$$\Gamma = C^2 \lambda^2 t_0^2 / \cos^2 \theta_0, \quad (12.23)$$

где  $t_0$  — толщина кристалла, малая в сравнении с характерной толщиной  $t_e = \cos\theta_0/(C\lambda)$ , на которой ослабление первичного пучка за счет только отражения происходит в 2,7 раза.

В случае толстого кристалла, т. е. при  $t_e \ll t_0$ , пучок фотонов многократно отражается на плоскостях кристалла и интенсивности падающего и отраженного пучков будут равны, если прене-

бречь потерями фотонов из-за фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния. В этом случае  $\Gamma = 1/2$ .

Разрешающая способность в случае дифракции на кристалле обратно пропорциональна числу участвующих в отражении плоскостей  $m$ , т. е.

$$\Delta\lambda/\lambda = 1/m. \quad (12.24)$$

Но при этом  $\Delta\lambda/\lambda$  связана с шириной дифракционного максимума. Из (12.20) следует, что  $\Delta\lambda/\lambda = \omega/\text{tg}\theta_0$ , поэтому

$$\omega = \text{tg}\theta_0/m. \quad (12.25)$$

В случае тонкого кристалла ( $t_e \gg t_0$ ) число участвующих в отражении плоскостей  $m = t_0 \text{tg}\theta_0/d$ , следовательно,  $\omega \approx d/t_0$ . Для толстого кристалла разрешающая способность будет определяться числом плоскостей, которые участвуют в процессе первичного отражения, происходящего на глубине  $t_e$ . Поэтому  $m \approx t_e \text{tg}\theta_0/d$  и  $\omega \approx d/t_e$ .

Итак, в случае толстого кристалла ( $t_e \ll t_0$ ) ширина дифракционного максимума пропорциональна длине волны излучения, а максимальный коэффициент отражения не зависит от длины волны излучения:

$$\omega \approx d/t_e = C\lambda d/\cos\theta_0; \quad \Gamma = 1/2; \quad R \approx \omega\Gamma = \omega/2. \quad (12.26)$$

Если кристалл тонкий ( $t_e \gg t_0$ ), то ширина дифракционного максимума не зависит от длины волны, а максимальный коэффициент отражения прямо пропорционален квадрату длины волны излучения:

$$\omega \approx \text{tg}\theta_0/m = d/t_0; \quad \Gamma = C^2\lambda^2 t_0^2/\cos^2\theta_0. \quad (12.27)$$

Приведенные здесь результаты справедливы для идеального кристалла, т. е. для такого, в котором кристаллическая решетка построена из одинаковых и одинаково расположенных элементарных ячеек. Реальные кристаллы состоят из более или менее крупных идеальных блоков, которые несколько повернуты относительно друг друга. Такие кристаллы называют мозаичными. Реальный мозаичный кристалл обычно характеризуют средним размером блока  $t_s$  и величиной  $\omega_M$  — средним квадратическим отклонением направлений плоскостей отдельных блоков от среднего.

В мозаичном кристалле ширина дифракционного максимума при больших длинах волн, таких, что  $t_e \ll t_s$ , определяется по (12.26), если  $d/t_0 > \omega_M$ . Другими словами, мозаичный кристалл в этом случае подобен толстому идеальному кристаллу. Однако с ростом энергии фотонов  $\omega$  уменьшается [см. (12.26)] и в конце концов при  $\lambda = \lambda_1 = \omega_M \cos\theta_0/(Cd)$  становится равной  $\omega_M$ . Тогда при  $\lambda < \lambda_1$  ширина дифракционного максимума будет определяться угловым распределением блока в кристалле, т. е.  $\omega_M$ , и, как из

для тонкого идеального кристалла, не будет зависеть от длины волны излучения.

При больших длинах волн ( $t_e \ll t_s$ ) пучок фотонов многократно отражается в пределах одного блока мозаики и интегральный коэффициент отражения равен  $\omega/2$  при  $\lambda > \lambda_1$  и  $\omega_M/2$  при  $\lambda < \lambda_1$ . Но при малых длинах волн ( $t_s < t_e$ ) интегральный коэффициент отражения  $R_i$  для отдельного блока можно записать в виде (12.27), заменив в нем размер кристалла  $t_0$  размером блока  $t_s$ . В кристалле имеются и другие блоки с такой же ориентацией плоскостей, как и  $i$ -й, причем их число пропорционально отношению  $t_0/t_s$ . Тогда для мозаичного кристалла  $R = \Sigma R_i \approx t_0 R_i / t_s \approx C^2 \lambda^2 t_0 d / \cos^2 \theta_0$ . Оказывается, что  $R$  для мозаичного кристалла при  $t_s < t_e$  совпадает с  $R$  для тонкого идеального кристалла. Максимальный коэффициент отражения для мозаичного кристалла в рассматриваемой области длин волн будет  $\Gamma = R/\omega_M$ , так как для мозаичного кристалла  $\omega = \omega_M$  при  $\lambda < \lambda_1$ . Таким образом, при малых длинах волн  $R$  и  $\Gamma$  пропорциональны квадрату длины волны излучения. Приближенное граничное значение  $\lambda_2$ , разделяющее области, где  $R$  определяется по (12.26) и (12.27), можно найти, если приравнять интегральный коэффициент отражения, определенный по (12.27),  $\omega_M/2$ . Величина  $\lambda_2 \approx \cos \theta_0 \sqrt{\omega_M / 2 t_0 d} / C$ .

В табл. 12.1 приведены формулы для оценки  $\Gamma$ ,  $\omega$  и  $R$  для мозаичного кристалла. Следует отметить, что приведенные соотношения справедливы вдали от указанных граничных значений

Таблица 12.1. Зависимость интегрального коэффициента отражения и ширины дифракционного максимума от длины волны  $\gamma$ -излучения для плоского мозаичного кристалла

$\lambda$	$\frac{\omega_M \cos \theta_0}{Cd} < \lambda < \infty$	$\frac{\cos \theta_0}{Cd} \sqrt{\frac{\omega_M}{2dt_0}} < \lambda < \frac{\omega_M \cos \theta_0}{Cd}$	$\lambda < \sqrt{\frac{\omega_M}{2dt_0}} \frac{\cos \theta_0}{C}$
$\Gamma$	1/2	1/2	$C^2 \lambda^2 t_0 d / (\omega_M \cos^2 \theta_0)$
$R$	$C \lambda d / (2 \cos \theta_0)$	$\omega_M / 2$	$C^2 \lambda^2 t_0 d / \cos^2 \theta_0$
$\omega$	$C \lambda d / \cos \theta_0$	$\omega_M$	$\omega_M$

длин волн и не учитывают поглощение  $\gamma$ -излучения в кристалле. Учет последнего приведет к уменьшению  $R$  и  $\Gamma$  в  $\exp(\mu t_0)$  раз.

Оценим физические границы достижимого энергетического разрешения для реального кристалла. Для кристаллов кварца  $C = 5,3 \cdot 10^{10}$  см и  $\omega_M \approx 1'' = 5 \cdot 10^{-6}$  рад. Энергетическое разрешение в случае параллельного пучка фотонов для области  $\lambda > \omega_M \cos \theta_0 / (Cd)$  можно записать так:

$$\eta = \Delta E/E = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega}{\operatorname{tg} \theta_0} = \frac{C \lambda d}{\sin \theta_0} = 2Cd^2. \quad (12.28)$$

В этой области длин волн энергетическое разрешение не зависит от энергии излучения и составляет  $1,4 \cdot 10^{-3} \%$ . Для выбранных параметров условие  $\lambda > \omega_M \cos \theta_0 / (Cd)$  означает, что энергетическое разрешение, определяемое (12.28), можно получить для энергий фотонов, меньших 12 кэВ ( $d = 1,1 \cdot 10^{-8}$  см). В области энергий выше 12 кэВ энергетическое разрешение пропорционально энергии фотонов:

$$\eta = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega_M}{\operatorname{tg} \theta_0} = \frac{2d\omega_M \cos \theta_0}{\lambda}, \quad (12.29)$$

или  $\eta = 10^{-4} E$ , если  $\eta$  — в процентах, а  $E$  — в килоэлектрон-вольтах.

Для того чтобы получить такое энергетическое разрешение, необходим пучок фотонов с угловой расходимостью не более  $\omega$ . Но это приведет к уменьшению светосилы прибора, которая пропорциональна  $\omega^2$ , т. е. в рассматриваемом случае она будет равна  $2 \cdot 10^{-11}$ .

Использование эффекта дифракции позволяет изучать спектр  $\gamma$ -излучения с высоким энергетическим разрешением. Но прибор с одним плоским кристаллом будет иметь низкую светосилу, поскольку угловая расходимость пучка фотонов должна быть не больше  $\omega$ . Значительно лучшими характеристиками обладают спектрометры с изогнутым кристаллом и спектрометры с двумя плоскими кристаллами.

Спектрометр с изогнутым кристаллом. Пусть кристалл изогнут по радиусу  $2R$  так, что продолжение его кристаллографических плоскостей пересекается в точке  $O$  (рис. 12.11). Проведем окружность радиусом  $R$ , касательную к центральной линии кристалла и проходящую через точку  $O$ . Поместим точечный источник  $\gamma$ -излучения на окружности радиусом  $R$  в такой точке  $S$ , чтобы угол  $SAO$  был равен брэгговскому углу  $\theta_0$ . Если толщина и длина кристалла малы в сравнении с  $R$ , то все фотоны из источника будут попадать на кристалл так, что угол их падения относительно направления плоскостей кристалла будет практически равен  $\theta_0$ . Любой угол  $SA'O$  тем ближе к углу  $\theta_0 = SAO$ , чем меньше размеры кристалла в сравнении с радиусом окружности  $R$ . Отраженные в кристалле фотоны выходят из него расходящимся пучком так, будто источник  $\gamma$ -излучения находится в точке  $S'$  (мнимый фокус). Для регистрации отраженного излуче-

ния за кристаллом помещают больших размеров детектор, защищаемый от прямого излучения из источника многощелевым коллиматором. Такой спектрометр называют спектрометром с фокусировкой по Дю Монду. Изучение спектра  $\gamma$ -излучения в таком спектрометре сводится к измерению зависимости скорости счета детектора от положения источника на фокальной окружности и поворота коллиматора. Перемещения коллиматора и источника должны осуществляться с большой точностью. Поскольку масса коллиматора велика (в одном из спектрометров длина коллиматора из сплава свинца, олова и сурьмы 74 см и его масса около 2 т), то обычно коллиматор и детектор неподвижны, а жестко скрепленные фокальный круг и кристалл вращаются относительно точки  $A$ , а источник, оставаясь на фокальной окружности, перемещается так, что прямая  $AS$  вращается относительно точки  $A$  с угловой скоростью, вдвое большей той, с которой вращается кристалл.

Источник  $\gamma$ -излучения в спектрометре Дю Монда представляет собой полоску толщиной в десятые доли миллиметра, высотой порядка 30 и шириной (вдоль прямой  $AS$ ) около 5 мм. Источник помещают в коллиматор из материалов с большим атомным номером и большой плотностью (вольфрам, свинец и т. д.). Угловой раствор коллиматора порядка  $2\alpha$  (рис. 12.11). В спектрометре Дю Монда источник имеет очень малые размеры, поэтому в нем можно исследовать фотоны из источников с высокой удельной активностью.

Расположение источника и детектора может быть и иным. Так, можно поменять их местами. Но в этом случае источник должен быть больших размеров, а детектор — малых. Такой спектрометр — спектрометр Кошуа — позволяет использовать источники с меньшей удельной активностью.

Оценим светосилу и разрешающую способность спектрометров с изогнутыми кристаллами. Пусть источник в спектрометре Дю Монда испускает  $A$  фотонов в 1 с изотропно. Тогда светосила  $L = N/A$ , где  $N$  — число отсчетов детектора в единицу времени в максимуме дифракционного пика. Если угол  $2\alpha$  — горизонтальная апертура спектрометра, а  $\beta$  — вертикальная (угловые размеры кристалла с точки «зрения» источника), то

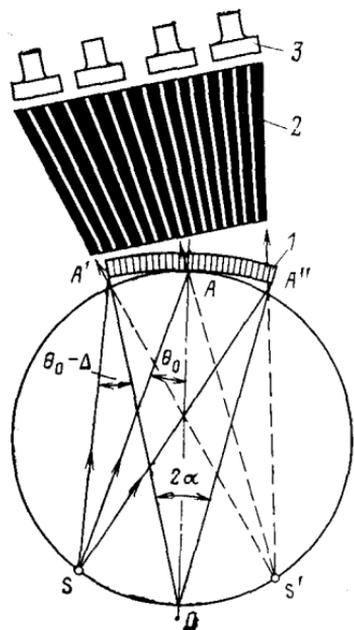


Рис. 12.11. Схема спектрометра с изогнутым кристаллом:

1 — кристалл; 2 — коллиматор; 3 — детекторы

$$L = N/A = \alpha\beta\Gamma\epsilon\xi/(2\pi), \quad (12.30)$$

где  $\epsilon$  — эффективность детектора;  $\xi$  — прозрачность многосщелевого коллиматора.

Светосила спектрометра Кошуа

$$L = N/A = \omega \beta \Gamma \epsilon \xi / (4\pi), \quad (12.31)$$

где  $\omega$  — диапазон углов, в пределах которых происходит интенсивное отражение от кристалла (ширина дифракционного максимума). Угол  $2\alpha$  обычно бывает порядка  $1-3^\circ$ , а ширина дифракционного максимума около  $(3 \cdot 10^{-3})^\circ$ . Следовательно, светосила спектрометра Дю Монда может быть почти в 1000 раз больше светосилы спектрометра Кошуа. Но при этом следует иметь в виду, что в первом случае необходимы источники с очень большой удельной активностью.

Отношение измеряемого эффекта к фону, созданному посторонними излучателями (ускорители, реакторы, естественная радиоактивность, космическое излучение): в спектрометрах Кошуа больше, чем в спектрометрах Дю Монда, поскольку в последнем значительно больше объем детектора. Таким образом, спектрометр Кошуа более выгоден, когда есть значительный посторонний фон и недоступны источники с высокой удельной активностью. Спектрометр Дю Монда предпочтительнее, когда невозможно получить источники больших размеров (например, разделенные изотопы).

Энергетическое разрешение дифракционных спектрометров с изогнутыми кристаллами определяется не только мозаичной структурой кристалла (в области энергий выше десятков килоэлектрон-вольт), но и отклонениями поверхности изогнутого кристалла от цилиндрической, а также так называемой квазимозаичностью кристалла, возникающей при его изгибе и приводящей к увеличению  $\omega_m$ , и, наконец, приближенностью условий фокусировки. Уширение дифракционного максимума в силу приближенности условий фокусировки связано с углами  $\alpha$  и  $\theta_0$  и равно приблизительно разности углов  $SAO$  и  $SA'O$  (рис. 12.11). Эту разность можно уменьшить, сократив размеры кристалла и увеличив радиус фокальной окружности. В современных спектрометрах ширина дифракционной линии при диаметре фокальной окружности 4 м и размерах кристаллов  $100 \times 100 \times 4$  мм составляет  $(3-5)''$ . Гигантский спектрометр с кристаллом кварца размерами  $100 \times 100 \times 13$  мм и диаметром фокальной окружности 24 м, построенный в Гренобле (Франция), имеет ширину дифракционной линии  $(1,2-2,5)$ . Светосила и энергетическое разрешение спектрометров Дю Монда (кристалл кварца толщиной 1,3 см изогнут по радиусу 24 м) и Кошуа (кристалл кварца толщиной 0,2 см изогнут по радиусу 4 м) показаны далее на рис. 12.14.

**Дифракционный спектрометр с двумя плоскими кристаллами.** Спектрометры с изогнутыми кристаллами обладают малой светосилой при больших энергиях фотонов, поскольку в этой области энергий светосила обратно пропорциональна квадрату энергии фотонов. Это связано с тем, что область энергий, где светосила

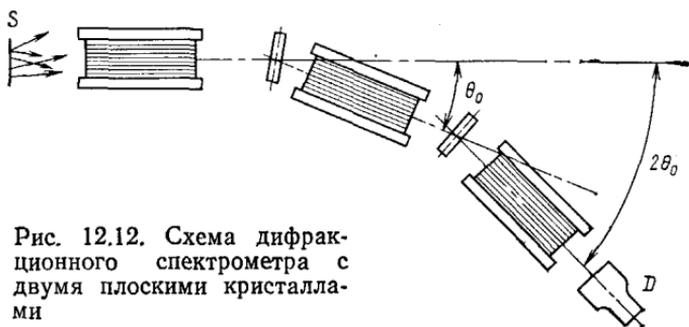


Рис. 12.12. Схема дифракционного спектрометра с двумя плоскими кристаллами

оказывается обратно пропорциональной квадрату энергии, зависит от толщины кристалла (см. табл. 12.1). Однако толщина кристалла, который можно изогнуть по радиусу, ограничена. Так, кристаллы кварца толщиной  $t_0$  можно изогнуть лишь по радиусу не меньше чем  $1000 t_0$ . Для того чтобы область энергий фотонов, где  $\Gamma=1/2$ , простиралась до 1 МэВ, необходимы кристаллы кварца толщиной примерно 5 см, т. е. радиус фокального круга около 30 м.

По этим причинам в области энергий выше 1 МэВ спектрометры с плоскими кристаллами обладают лучшими характеристиками. На рис. 12.12 показан плоский широкий источник, перед которым расположен коллиматор с угловым раствором  $\Delta\theta_k$ . Если  $\Delta\theta_k$  меньше ширины дифракционного максимума, тогда энергетическое разрешение спектрометра определяется отношением  $\omega_M/\theta_0$ , а светосила — так же, как и для спектрометра Кошуа, — (12.31). Но при малых длинах волн очень трудно сделать угловое разрешение коллиматора малым настолько, чтобы энергетическое разрешение спектрометра определялось шириной дифракционного максимума. Действительно, для энергии  $\gamma$ -излучения 1 МэВ для достижения  $\Delta\theta_k \approx \omega_M \sim 1''$  необходимы щели шириной 0,024 мм при длине коллиматора 10 м. Наилучший из известных коллиматоров имеет  $\Delta\theta_k \approx 45''$ .

В случае двух последовательных отражений угловое разрешение коллиматоров не сказывается на энергетическом разрешении, поскольку в этом случае первый кристалл выполняет функции коллиматора с угловым разрешением порядка ширины дифракционного максимума. Тогда энергетическое разрешение спектрометра с двумя кристаллами определяется шириной дифракционных максимумов первого и второго кристаллов, а светосила незначительно отличается от светосилы однокристалльного и  $L_{1,2} = \beta \omega \Gamma^2 \epsilon \xi_2 / (4\pi)$ , если кристаллы имеют одинаковые размеры и свойства, а  $\xi_2$  — пропускание излучения системой коллиматоров.

Спектрометры с двумя плоскими кристаллами позволяют изучать спектры фотонов до энергии 5—7 МэВ. Фон таких спектрометров, обусловленный рассеянием фотонов в коллиматоре, существенно меньше. Зависимости светосилы и энергетического разрешения спектрометра от энергии с двумя плоскими кристаллами

кальцита толщиной по 2,3 см каждый показаны ниже на рис. 12.14.

Как видно из приведенных на графиках рис. 12.14 зависимостей  $L(E_\gamma)$ , светосила спектрометров Дю Монда почти в 1000 раз выше, чем спектрометра Кошуа и спектрометра с двумя плоскими кристаллами. Казалось бы, что спектрометр Дю Монда вне конкуренции. И это действительно так, если речь идет об измерениях с одним точечным источником  $\gamma$ -излучения. Однако если можно использовать много точечных источников  $\gamma$ -излучения или если источник  $\gamma$ -излучения распределенный с заданной удельной активностью на единицу поверхности, то скорость счета в максимуме дифракционной линии для всех спектрометров будет приблизительно одинаковой при прочих равных условиях. Следовательно, выбор типа спектрометра определяется конфигурацией источника, его удельной активностью, условиями фона, техническими возможностями изгиба кристаллов и т. д.

Светосила дифракционных спектрометров в зависимости от энергии проходит через максимум (см. кривые 3 и 5 на рис. 12.14). Это связано с поглощением низкоэнергетического излучения в кристаллах.

Одна из особенностей дифракционных спектрометров, которая оставляет их в ряду действующих и совершенствующихся приборов, заключается не только в их рекордной разрешающей способности в области энергий фотонов ниже нескольких сотен килоэлектрон-вольт (при использовании дифракционных линий первого порядка), но и в возможности определения абсолютной энергии фотонов с исключительно высокой точностью. Так, энергия фотонов  $^{192}\text{Ir}$  ( $E_\gamma \approx 316$  кэВ) определена с погрешностью  $\pm 1$  эВ, т. е. с относительной погрешностью  $3 \cdot 10^{-4}$  %. Столь высокая точность достигается за счет нескольких факторов. Во-первых, в спектрометрах имеются специальные устройства (интерферометры), позволяющие измерять углы с абсолютной погрешностью вплоть до  $\pm 0,01''$ . Во-вторых, в такого рода измерениях анализируют дифракционные максимумы вплоть до 10-го порядка (энергетическое разрешение при этом улучшается приблизительно в 10 раз, но скорость счета в пике уменьшается приблизительно на два порядка). В-третьих, измеряют дифракционный максимум при поворотах кристалла на  $\pm \theta_0$ . Это позволяет исключить ряд систематических погрешностей в форме дифракционного пика и установить его положение с погрешностью  $\sim \eta/\sqrt{N}$ , где  $N$  — полное количество импульсов, зарегистрированных в пике. Значение  $N \approx 10^4$  является вполне реальным при разумных временах измерений.

## § 12.5. Полупроводниковые гамма-спектрометры

В настоящее время наиболее перспективными полупроводниковыми спектрометрами для фотонов являются Ge(Li)-спектрометры (см. гл. 6), чувствительные объемы которых уже достига-

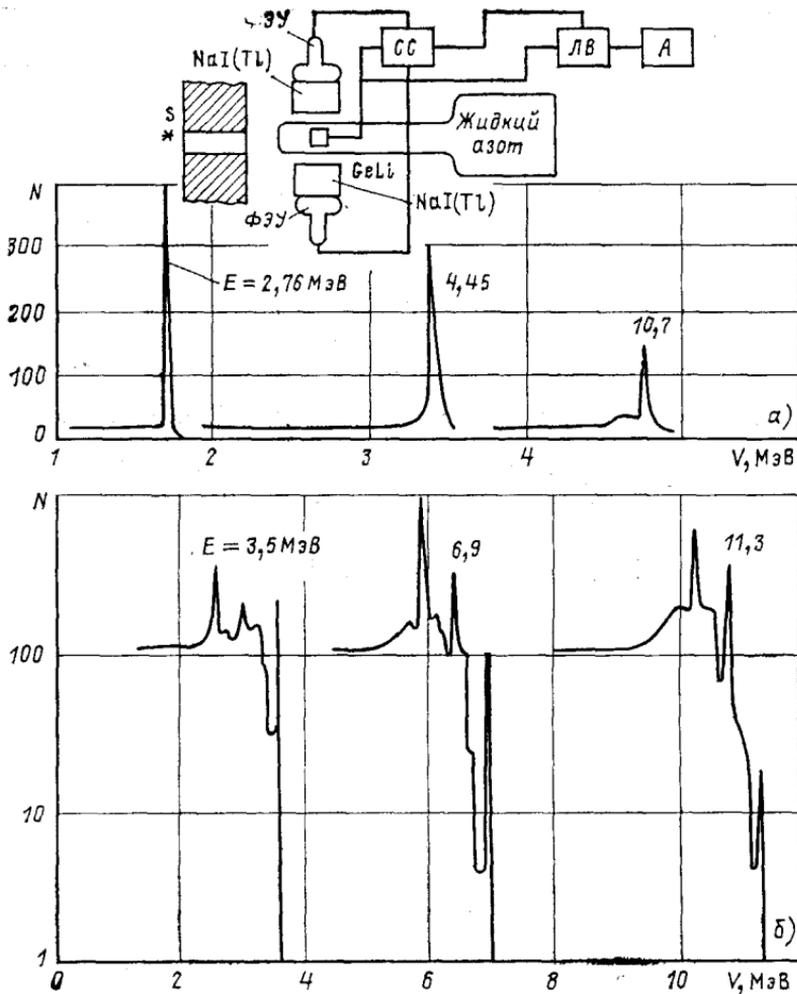


Рис. 12.13. Схема парного Ge(Li) — NaI(Tl)-спектрометра и его функция отклика (а); функция отклика GeLi-спектрометра объемом около 30 см<sup>3</sup> (б)

ют нескольких десятков кубических сантиметров. Энергетическое разрешение в лучших спектрометрах составляет  $(0,3 - 0,4)/\sqrt{E_\gamma}$  % (где  $E_\gamma$  в МэВ) в области энергий 1—10 МэВ и  $(0,6 - 0,8)/\sqrt{E_\gamma}$  % в области энергий ниже 1 МэВ. Близкое к теоретическому получено энергетическое разрешение в области энергий ниже 100 кэВ для спектрометров с кремниевыми полупроводниковыми детекторами и составляет 200—500 эВ для энергий фотонов 5—100 кэВ.

Эффективность полупроводниковых спектрометров определяется чувствительным объемом детектора.

Основной недостаток полупроводниковых спектрометров — это сложная форма амплитудного распределения. В связи с этим для улучшения формы линии используют Ge(Li)-спектрометр,

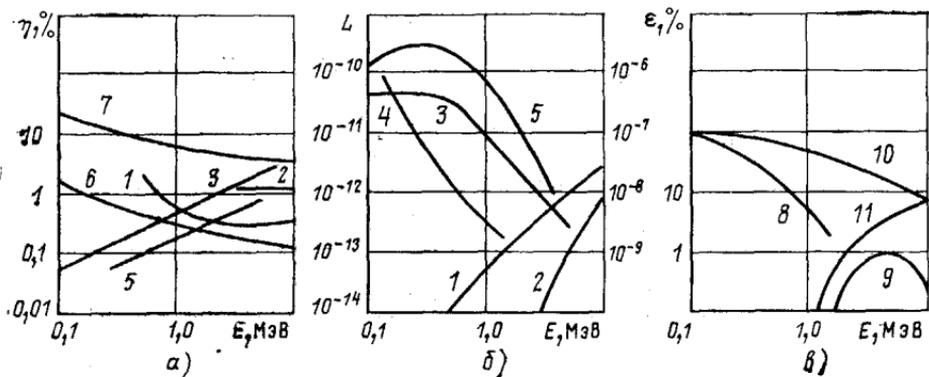


Рис. 12.14. Энергетическое разрешение (а), светосила (б) и эффективность (в) различных гамма-спектрометров:

1 — магнитного комптоновского; 2 — магнитного парного; 3 — кристалл-дифракционного Дю Монда (шкала для светосилы спектрометра Дю Монда указана справа); 4 — кристалл-дифракционного Кошуа; 5 — кристалл-дифракционного с двумя плоскими кристаллами; 6 — Ge(Li)-полупроводникового; 7 — сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом NaI(Tl); 8 — полупроводникового Ge(Li)-спектрометра объемом 30 см<sup>3</sup> по пику полного поглощения; 9 — парного Ge(Li)—NaI(Tl)-спектрометра; 10 — NaI(Tl)-спектрометра с защитой антисовпадениями; 11 — парного NaI(Tl) — спектрометра

работающий в режиме совпадений или антисовпадений с кристаллами NaI(Tl) больших объемов. Коаксиальный Ge(Li)-спектрометр объемом 30 см<sup>3</sup> (площадь 7,5 см<sup>2</sup>) помещается внутрь цилиндрических кристаллов NaI(Tl), как показано на рис. 12.13. Детектор работает при температуре 77 К, рабочее напряжение 900 В, емкость 42 пФ. Энергетическое разрешение спектрометра по пику полного поглощения (или парному пику) составляет около 0,5 % при энергии фотонов 1 МэВ (ширина пика примерно 5 кэВ) и около 0,2 % при энергии фотонов 7 МэВ. Форма амплитудных распределений импульсов, полученных с Ge(Li)-спектрометром, довольно сложная (рис. 12.13). Однако при использовании кристалла NaI(Tl) в режиме антисовпадений с Ge(Li) функция отклика значительно улучшается, как и в случае спектрометров с кристаллами NaI(Tl) (см. рис. 12.6). Эффективность по пику полного поглощения для этого случая показана на рис. 12.14. При энергии фотонов выше 2 МэВ выгоден режим работы парного спектрометра [совпадения импульса с Ge(Li)-спектрометра с двумя импульсами с кристаллов NaI(Tl), обусловленных аннигиляционным излучением]. В этом случае функция отклика (рис. 12.13) близка к идеальной. Эффективность парного Ge(Li)-спектрометра показана на рис. 12.14. Расчет эффективности спектрометра по пику полного поглощения или эффективности парного спектрометра аналогичен расчетам для сцинтилляционных спектрометров, рассмотренных ранее в этой главе.

В связи со сравнительно сложным видом функции отклика в некоторых случаях необходимо преобразовать амплитудные распределения в энергетические спектры. Для полупроводниковых детекторов эта задача усложняется в основном из-за необходимо-

сти составления матриц высокого порядка. Однако при изучении дискретных спектров в связи с хорошим энергетическим разрешением максимумы в распределениях достаточно хорошо выделены, и обычно достаточно знать эффективность спектрометра по пику полного поглощения (или парному пику).

В заключение сравним характеристики различных спектрометров, показанных на рис. 12.14. Наибольшей эффективностью обладают сцинтилляционные спектрометры. К ним близки по эффективности полупроводниковые спектрометры. При использовании этих приборов нет необходимости в значительном удалении источников от детекторов. С учетом необходимой коллимации излучения в спектрометрах совпадений и антисовпадений можно сравнительно просто определить их светосилу. Для коллимации пучка  $\gamma$ -квантов в этих случаях обычно достаточны коллиматоры с углом  $1,0$ — $2,5^\circ$ . Если использовать такие коллиматоры, то светосила  $L = (0,7$ — $5) \cdot 10^{-4}$  е. Таким образом, светосила сцинтилляционных и полупроводниковых спектрометров на несколько порядков выше светосилы магнитных и кристалл-дифракционных спектрометров.

В области низких энергий фотонов по энергетическому разрешению наилучшими являются кристалл-дифракционные спектрометры, причем чем ниже энергия фотонов, тем очевиднее их преимущества. В области энергий выше нескольких сот килоэлектрон-вольт в широком диапазоне энергии преимущества на стороне полупроводниковых спектрометров.

Применение магнитных гамма-спектрометров в настоящее время весьма ограничено в связи с развитием полупроводниковых спектрометров и с существенным прогрессом характеристик дифракционных спектрометров.

## Глава 13

### СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ

#### § 13.1. Вводные замечания

Измерение энергетических спектров нейтронов имеет большое значение при проведении ядерно-физических исследований и при решении целого ряда прикладных задач. Как и в других описанных в предыдущих главах случаях, конечная цель спектрометрических измерений заключается в определении функции  $\Phi(E)$ , описывающей распределение плотности потока нейтронов  $\Phi$  по

энергиям:  $\Phi = \int_0^{\infty} \Phi(E) dE$ . При этом зачастую достаточно определить лишь форму кривой спектра, без нахождения абсолютных значений потоков нейтронов. Здесь рассмотрены, в основном, методы относительных измерений функции  $\Phi(E)$ , тогда как методы

абсолютных измерений потоков нейтронов от различных источников описаны в гл. 10.

В настоящее время не существует ни одного универсального способа, позволяющего в любых энергетических интервалах и при любых условиях по измеренному распределению сигналов детектора  $N(v)$  найти функцию  $\Phi(E)$ , т. е. решить уравнение (4.1). Тем не менее существует много методов измерений, позволяющих решать эту задачу в ограниченных пределах.

### § 13.2. Грубые методы оценки энергетического распределения нейтронов

**Метод фильтров.** Этот метод применяют как при работе с направленными потоками нейтронов, например с пучками нейтронов, выходящими из каналов ядерных реакторов или из мишеней ускорителей, так и внутри реакторов, отражателей и в иных средах, когда нейтроны могут попадать в детектор по любым направлениям. Суть этого метода сводится к следующему.

В исследуемый поток нейтронов помещают детектор, размеры которого таковы, что плотность потока  $\Phi(E)$  во всех его точках можно считать одинаковой, а эффективность регистрации нейтронов  $\varepsilon$  является известной функцией их энергии  $\varepsilon(E)$ . Число отсчетов такого детектора в единицу времени (скорость счета)

$$a_0 = S \int_0^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE, \quad (13.1)$$

где  $S$  — некоторая средняя площадь поперечного сечения детектора с учетом возможности попадания в него нейтронов с разных сторон (как станет ясно из дальнейшего, величина  $S$  не влияет на окончательные результаты при проведении относительных измерений, поэтому давать более строгое ее определение нет необходимости). Затем детектор окружают слоем вещества, для которого известна зависимость сечения поглощения нейтронов от их энергии  $\sigma_a(E)$ . При этом число отсчетов детектора уменьшается и становится равным:

$$a = S \int_0^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) \exp[-n_0 \sigma_a(E) x] dE, \quad (13.2)$$

где  $n_0$  — число ядер поглотителя в  $1 \text{ см}^3$ ;  $x$  — средняя длина пути нейтронов в поглотителе. В случае произвольного вида функций  $\varepsilon(E)$  и  $\sigma_a(E)$  интерпретировать результаты такого опыта было бы весьма трудно. Однако специальным выбором вещества поглотителя и типа детектора можно получить весьма полезные результаты. Пусть, например,

$$\sigma_a \rightarrow \infty \text{ при } E < E_0; \quad \sigma_a = 0 \text{ при } E > E_0. \quad (13.3)$$

Вещества с такими свойствами в природе, конечно, нет. Однако у Cd, как видно из рис. 13.1, при  $E_0 < 0,4$  эВ сечение поглощения

Рис. 13.1. Зависимость сечения поглощения кадмием нейтронов от их энергии

очень велико, тогда как при больших энергиях оно на несколько порядков меньше. Поэтому при толщине кадмиевого фильтра 1—2 мм тепловые нейтроны практически полностью поглощаются, а поток нейтронов более высоких энергий почти не изменяется, в результате чего условие (13.3) в данном случае можно считать выполненным. Тем самым можно принять, что

$$\left. \begin{aligned} \exp(-n_0\sigma_a x) &= 0 & \text{при } E < E_0; \\ \exp(-n_0\sigma_a x) &= 1 & \text{при } E > E_0, \end{aligned} \right\} \quad (13.4)$$

поэтому соотношение (13.2) преобразуется в

$$a = S \int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE. \quad (13.5)$$

Принимая во внимание очевидное равенство

$$a_0 = S \int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE + S \int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE, \quad (13.6)$$

получаем, что отношение измеряемых на опыте скоростей счета детектора без фильтра и с фильтром позволяет найти отношение эффектов, вызванных нейтронами с энергиями ниже  $E_0$  и выше  $E_0$ :

$$\frac{a_0}{a} \equiv R = \frac{\int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE} + 1. \quad (13.7)$$

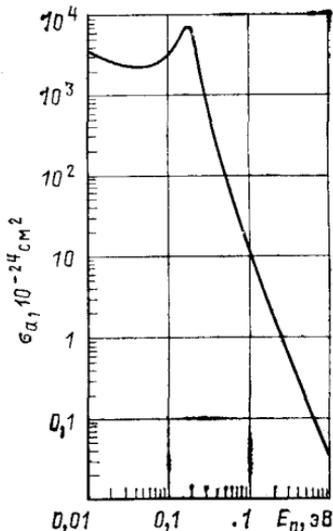
Величину  $R$  называют *кадмиевым отношением*. Очевидно, что  $R$  определяется не только соотношением потоков нейтронов с энергией выше и ниже  $E_0$ , но также и типом применяемого детектора, от которого зависит вид функции  $\varepsilon(E)$ . Если в измерениях применяют всеволновый детектор, для которого  $\varepsilon = \text{const}$ , то кадмиевое отношение позволяет сразу получить отношение соответствующих плотностей потоков нейтронов:

$$R - 1 = \Phi(E < E_0) / \Phi(E > E_0), \quad (13.8)$$

где

$$\Phi(E < E_0) = \int_0^{E_0} \Phi(E) dE; \quad \Phi(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE. \quad (13.9)$$

Очень часто в подобных измерениях применяют детекторы, эффективность которых обратно пропорциональна скорости нейтронов  $v$  (характерным примером таких детекторов являются ка-



меры и счетчики с  $^{10}\text{B}$  или  $^3\text{He}$ , а также фольги некоторых материалов со слабо выраженной резонансной структурой сечений). Такую зависимость можно выразить соотношением

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_T (v_T/v) = \varepsilon_T (E_T/E)^{1/2}, \quad (13.10)$$

где индекс «т» относится к тепловым нейтронам, причем вместо энергии  $E_T$  можно использовать среднюю энергию тепловых нейтронов, равную 0,025 эВ. Предположим, что измерения проводятся с нейтронами, выходящими из активной зоны графитового реактора. В этом случае спектр замедляющихся нейтронов с  $E > E_0 = 0,4$  эВ можно выразить соотношением

$$\Phi(E) = \Phi_u/E \quad (13.11)$$

(так называемый *спектр Ферми*), где  $\Phi_u$  зависит только от общего числа замедляющихся нейтронов и не зависит от их энергии. Физический смысл  $\Phi_u$  становится более ясным, если записать

$$d\Phi = \Phi(E) dE = \Phi_u dE/E = \Phi_u d(\ln [E/E_0]) = \Phi_u du,$$

откуда  $\Phi_u = d\Phi/du$  — поток на единицу логарифма  $u = \ln(E/E_0)$ , т. е. поток нейтронов с энергиями от 1 до 2,7 эВ или от 100 до 270 эВ и т. д. Используя соотношения (13.10) и (13.11) и принятые выше значения  $E_T = 0,025$  эВ и  $E_0 = 0,4$  эВ, получаем

$$\int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE = 2\varepsilon_T \Phi_u (E_T/E_0)^{1/2} = E_T \Phi_u / 2. \quad (13.12)$$

Второй интеграл в формуле (13.7) можно представить в виде

$$\int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE = \varepsilon_T \Phi_T, \quad (13.13)$$

если нейтроны с  $E < E_0$  объединить в одну группу тепловых нейтронов. Подставляя выражения (13.12) и (13.13) в (13.7), находим

$$R - 1 = 2\Phi_T/\Phi_u. \quad (13.14)$$

Таким образом, измеренное детектором « $1/v$ » кадмиевое отношение позволяет найти отношение потока тепловых нейтронов к потоку «надкадмиевых» нейтронов на единицу логарифма [при условии выполнения соотношения (13.11)]. Следует отметить, что в этом случае кадмиевое отношение не зависит от абсолютного значения сечения, а значит, и от вещества выбранного детектора.

Если о характере спектра «надкадмиевых» нейтронов совсем ничего не известно или ясно, что соотношение (13.11) заведомо не выполняется, то измерение кадмиевого отношения позволяет сделать лишь приблизительные заключения о распределении нейтронов по энергиям. Так, если окажется, что в месте расположения детектора  $R = 1$ , то можно утверждать, что тепловых нейтронов здесь практически нет, а если  $R \gg 1$ , то, наоборот, основной вклад в поток вносят тепловые нейтроны. Приведем примеры

кадмиевых отношений, измеренных детекторами «1/v»: для сильнопоглощающих сред (уран, железо)  $R \approx 1$ ; в активной зоне графитового реактора  $R \approx 10 \div 30$ , а в тепловой колонне графитового реактора  $R$  может принимать значения до 10 000.

Помимо фильтра из кадмия очень часто используют фильтры из бора. Сечение поглощения нейтронов  $^{10}\text{B}$  в очень широком диапазоне энергий (от долей электрон-вольта вплоть до нескольких десятков килоэлектрон-вольт) подчиняется практически точно закону  $1/v$ , что можно выразить формулой

$$\sigma_{\text{B}} = k/E^{1/2}. \quad (13.15)$$

Если измерять  $E$  в электрон-вольтах, а  $\sigma_{\text{B}}$  — в квадратных сантиметрах, то  $k = 610,3 \cdot 10^{-24}$ . Очевидно, что борный фильтр не в состоянии подобно кадмию отсеять одну группу нейтронов и пропустить другую, зато применение таких фильтров позволяет оценить некоторую среднюю энергию нейтронов в исследуемом пучке.

Предположим вначале, что все нейтроны имеют одну и ту же энергию  $E_0$ , которую и надо определить. В этом случае скорость счета установленного в пучке тонкого детектора определяется соотношением

$$a_0 = \varepsilon_{\text{д}}(E_0) S \Phi_0, \quad (13.16)$$

где  $\Phi_0$  — плотность потока нейтронов;  $\varepsilon_{\text{д}}(E_0)$  — эффективность детектора к нейтронам данной энергии;  $S$  — его площадь. Если теперь пучок нейтронов перекрыть борным фильтром с  $n_0$  ядер в  $1 \text{ см}^3$  и толщиной  $x$ , то поток нейтронов на детектор упадет, вместе с ним уменьшится и скорость счета детектора, которая станет равной:

$$a = \varepsilon_{\text{д}}(E_0) S \Phi_0 \exp[-n_0 \sigma_{\text{B}}(E_0) x]. \quad (13.17)$$

Из соотношений (13.15), (13.16) и (13.17) можно получить

$$E_0 = [kn_0 x / \ln(a_0/a)]^2. \quad (13.18)$$

Таким образом, в случае моноэнергетических нейтронов определение их энергии методом борного фильтра осуществляется очень просто. Погрешность этого метода можно оценить по формулам, аналогичным формулам гл. 10 для фотонов.

Если же нейтроны в пучке обладают непрерывным спектром, то вместо соотношений (13.16) и (13.17) приходится применять более общие соотношения (13.1) и (13.2). В таких случаях обычно проводят несколько измерений с фильтрами различной толщины. Разбивая спектр пучка на ряд энергетических групп, скорость счета детектора при измерениях  $i$ -м фильтром толщиной  $x_i$  можно представить соотношением

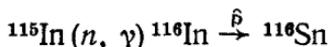
$$a_i = S \sum_j \varepsilon(E_j) \Phi(E_j) \exp[-n_0 \sigma(E_j) x_i] \Delta E_j. \quad (13.19)$$

Если число фильтров  $n$  равно числу энергетических групп, то из полученной системы  $n$  линейных уравнений можно найти  $n$

неизвестных величин  $\Phi(E_j)$ , которые и определяют спектр пучка. Особенно хорошие результаты этот метод дает при определении плавных спектров, например спектров нейтронов в тепловых ядерных реакторах.

В некоторых случаях при измерениях методом пропускания в качестве фильтров используют вместо кадмия или бора некоторые другие вещества. Применяя набор веществ с различной зависимостью сечения поглощения от энергии, можно получить значительно более детальную информацию о спектре нейтронов, однако интерпретация результатов подобных экспериментов значительно сложнее, и здесь они не рассматриваются.

**Метод резонансных индикаторов.** Поглощение нейтронов многими веществами приводит к появлению радиоактивных ядер. Характерным примером данного процесса является поглощение нейтронов индием, в результате которого образуются ядра  $^{116}\text{In}$ , распадающиеся с испусканием  $\beta$ -частиц с периодами полураспада 54 мин и 13 с:



(два периода полураспада соответствуют метастабильному и основному состояниям ядра  $^{116}\text{In}$ ). Активность тонкой индиевой фольги, достигаемая при облучении ее в течение времени  $t \gg T_{1/2}$  потоком нейтронов с непрерывным энергетическим спектром, в котором нейтроны с энергией меньше 0,4 эВ отфильтрованы кадмием, определится соотношением

$$A = n \int_{0.4}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (13.20)$$

где  $n$  — число ядер во всей облучаемой фольге. Однако если принять во внимание резонансный характер захвата нейтронов ядрами  $^{115}\text{In}$  (рис. 13.2), то нетрудно прийти к выводу о том, что активность фольги связана в основном с поглощением нейтронов в области основного резонанса и что, следовательно, число импульсов бета-счетчика пропорционально потоку нейтронов с энергией  $E_{\text{рез}}$ . Для того чтобы сделать этот вывод более наглядным, можно идеализировать кривую зависимости  $\sigma$  от  $E$ , положив

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \quad \text{при} \quad E_{\text{рез}} - \Gamma/2 \leq E \leq E_{\text{рез}} + \Gamma/2; \\ \sigma &= 0 \quad \text{при} \quad E < E_{\text{рез}} - \Gamma/2 \quad \text{и} \quad E > E_{\text{рез}} + \Gamma/2, \end{aligned} \right\} \quad (13.21)$$

где  $\sigma_0$  — эффективное сечение захвата нейтронов в резонансе (при  $E = E_0$ );  $\Gamma$  — полная ширина уровня. При этих условиях из формулы (13.20) следует

$$A = n \sigma_0 \int_{E_{\text{рез}} - \Gamma/2}^{E_{\text{рез}} + \Gamma/2} \Phi(E) dE \approx n \sigma_0 \bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) \Gamma, \quad (13.22)$$

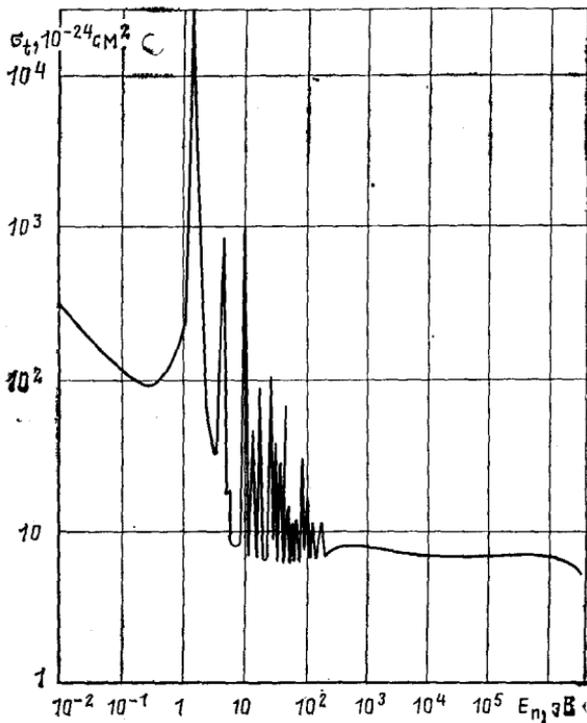


Рис. 13.2. Зависимость полного сечения индия от энергии нейтронов

где  $\bar{\Phi}(E_{\text{рез}})$  — средний поток нейтронов в интервале  $(E_{\text{рез}} - \Gamma/2, E_{\text{рез}} + \Gamma/2)$ . Из последнего соотношения получаем

$$\bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) = A / (n\sigma_0\Gamma), \quad (13.23)$$

или, переходя от активности  $A$  к числу отсчетов  $a$  счетчика в 1 с,

$$\bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) = Ka / (\sigma_0\Gamma), \quad (13.24)$$

где коэффициент  $K$  зависит от параметров фольги, эффективности счетчика и некоторых других факторов. Имея набор фольг различных веществ, у которых резонансы лежат при разных энергиях, можно получить значения потока нейтронов в соответствующих точках и тем самым оценить форму распределения нейтронов по энергиям. Коэффициент  $K$  можно определить экспериментально градуировкой в известном потоке тепловых нейтронов. В этом случае скорость счета детектора  $\beta$ -частиц

$$a_T = \sigma_T \Phi_T / K, \quad (13.25)$$

в результате соотношение (13.24) можно привести к виду

$$\bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) = \sigma_T (a/a_T) \Phi_T / (\sigma_0\Gamma). \quad (13.26)$$

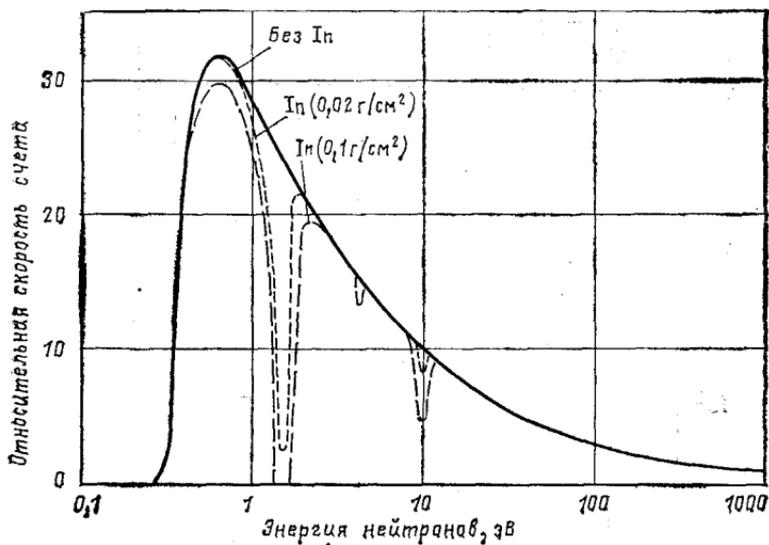


Рис. 13.3 «Выедание» нейтронов индиевыми фильтрами различной толщины (все изображенные на рисунке спектры нейтронов получены после кадмиевого фильтра толщиной 0,76 мм)

Соотношение (13.26) позволяет измерением с фольгами различных веществ найти относительные значения потоков нейтронов при различных значениях  $E_{рез}$ , что вполне достаточно для определения формы энергетического спектра.

В действительности веществ с идеальными свойствами, определяемыми соотношениями (13.21), в природе нет. Но и реальные вещества типа индия позволяют в первом приближении очень просто оценить потоки нейтронов при разных энергиях. Для оценки вклада в активность индикатора нейтронов с энергиями, далекими от  $E_{рез}$ , проводят контрольные облучения фольг с фильтрами из того же материала, из которого изготовлены сами фольги. При достаточной толщине такие фильтры полностью «съедают» нейтроны в области резонансного пика (рис. 13.3), почти не затрагивая нейтроны из других участков спектра. Поэтому разность активностей детектора без фильтра и с фильтром может быть целиком связана с поглощением нейтронов в области резонанса. При отборе веществ для резонансных индикаторов нейтронных потоков необходимо руководствоваться следующими двумя основными требованиями:

1) сечение поглощения нейтронов должно иметь один сильный резонанс и быть относительно небольшим при всех остальных энергиях;

2) поглощение нейтронов должно приводить к образованию радиоактивных ядер с удобными для измерений периодами полураспада (от нескольких секунд до нескольких часов).

Сведения о некоторых веществах, применяемых обычно в качестве резонансных индикаторов, приведены в табл. 13.1.

При измерениях в получаемые результаты необходимо ввести некоторые поправки: на поглощение резонансных нейтронов кадмиевым фильтром, на самопоглощение резонансных нейтронов в фольге, на поглощение нерезонансных нейтронов резонансным фильтром. Кроме того, при измерениях внутри сплошных сред необходимо учитывать «выедание» потока нейтронов с околорезонансными энергиями вблизи точки, в которой расположен индикатор (этот эффект полностью отсутствует при измерениях на выведенных из реактора пучках нейтронов). Значение некоторых из отмеченных факторов можно уменьшить соответствующим выбором условий эксперимента. Так, для снижения самопоглощения нейтронов и эффекта «выедания» потока нейтронов в среде индикаторы целесообразно делать как можно более тонкими, применяя для их изготовления хорошо прокатанные фольги или слои, которые наносятся методом распыления в вакууме на неактивируемую подложку.

Из табл. 13.1 видно, что применение резонансных индикаторов ограничивается областью энергий от 1 эВ до нескольких килоэлектрон-вольт. Их широко используют для оценки энергетичес-

Таблица 13.1. Параметры некоторых резонансных индикаторов

Исходный изотоп	Содержание в естественной смеси, %	Период полураспада возникающей активности	Сечение активации тепловыми нейтронами, $10^{-24}$ см <sup>2</sup>	Параметры основного резонанса	
				$E_{рез}$ , эВ	$\sigma_0$ , $10^{-24}$ см <sup>2</sup>
<sup>115</sup> In	95,7	54 мин	157	1,456	39 800
<sup>197</sup> Au	100	2,69 сут	99,8	4,906	37 000
<sup>186</sup> W	28,6	23,8 ч	38	18,4	119 000
<sup>59</sup> Co	100	5,27 года	37,2	132,0	8920
<sup>55</sup> Mn	100	2,58 ч	13,3	337	3390
<sup>63</sup> Cu	69,17	12,7 ч	4,3	577	1440
<sup>23</sup> Na	100	14,96 ч	0,534	2950	560

ких спектров нейтронов в активной зоне и в других частях ядерного реактора, а также в больших блоках различных веществ. Во всех подобных случаях ничтожные габариты, изотропная чувствительность и некоторые другие качества делают резонансные индикаторы весьма ценным, а иногда и единственно возможным средством исследований. Конечно, с помощью резонансных индикаторов трудно рассчитывать на получение детальной информации об энергетическом спектре нейтронов с выявлением какой-либо тонкой структуры (пиков, провалов и т. п.). Однако общий характер спектра можно определить достаточно точно, что иллюстрируется сравнением приведенных на рис. 13.4 результатов измерений с рассчитанными.

**Метод пороговых индикаторов.** По многим характеристикам этот метод весьма напоминает предыдущий. Суть его сводится к следующему.

Энергетическая зависимость сечений эндоэнергетических ядер-

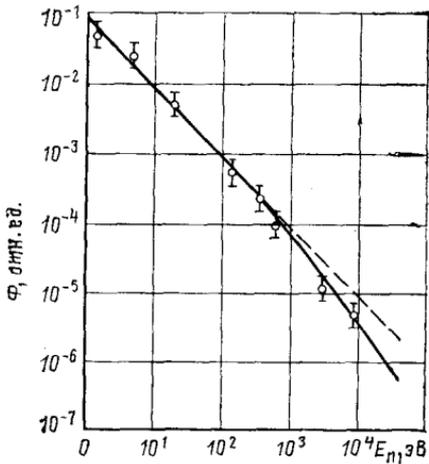
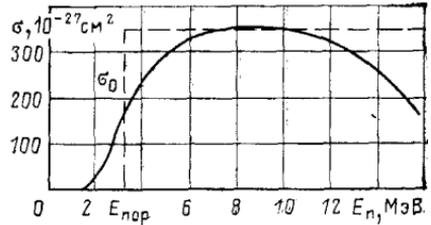


Рис. 13.4. Спектр нейтронов в графитовой призме:

○ — результаты измерений методом резонансных фильтров; — спектр, рассчитанный в так называемом  $P_3$ -приближении; --- спектр Ферми

Рис. 13.5. Зависимость сечения типичной пороговой реакции  $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$  от энергии нейтронов



ных реакций характеризуется, как известно, тем, что при энергиях падающих частиц ниже некоторой пороговой энергии  $E_{\text{пор}}$  сечение реакции строго равно нулю, а выше этой энергии сечение сначала резко возрастает, а потом в некотором интервале энергий остается почти постоянным (рис. 13.5). Поэтому если в результате подобной реакции возникают радиоактивные ядра, то после достижения насыщения начальная скорость счета бета-счетчика от извлеченного из исследуемого потока нейтронов индикатора определится соотношением

$$a = \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE / K. \quad (13.27)$$

Для «идеального» порогового индикатора (пунктир на рис. 13.5),

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 0 && \text{при } E < E_{\text{пор}}, \\ \sigma &= \sigma_0 = \text{const} && \text{при } E > E_{\text{пор}}, \end{aligned} \right\} \quad (13.28)$$

и соотношение (13.27) переходит в выражение

$$a = \sigma_0 \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \Phi(E) dE / K. \quad (13.29)$$

Измерения с двумя такими индикаторами с пороговыми энергиями  $E_{\text{пор}}^{(1)}$  и  $E_{\text{пор}}^{(2)}$  позволяют найти средний поток нейтронов в интервале  $(E_{\text{пор}}^{(1)}, E_{\text{пор}}^{(2)})$ , так как

$$a_1 K_1 / \sigma_0^{(1)} - a_2 K_2 / \sigma_0^{(2)} = \int_{E_{\text{пор}}^{(1)}}^{E_{\text{пор}}^{(2)}} \Phi(E) dE, \quad (13.30)$$

откуда

$$\bar{\Phi}(E_{\text{пор}}^{(1)}, E_{\text{пор}}^{(2)}) = \frac{1}{E_{\text{пор}}^{(2)} - E_{\text{пор}}^{(1)}} \left( \frac{a_1 K_1}{\sigma_0^{(1)}} - \frac{a_2 K_2}{\sigma_0^{(2)}} \right). \quad (13.31)$$

Если толщину индикаторов подобрать с таким расчетом, чтобы отношения  $K/\sigma_0$  для них были одинаковыми, то  $\bar{\Phi}$  будет пропорциональной разности скоростей счета детекторов  $\beta$ -частиц:

$$\bar{\Phi}(E_{\text{пор}}^{(1)}, E_{\text{пор}}^{(2)}) \sim a_1 - a_2. \quad (13.32)$$

Для реальных пороговых индикаторов соотношения (13.29) — (13.31), естественно, не выполняются. Однако хотя в этом случае разность скоростей счета не пропорциональна потокам нейтронов в соответствующих энергетических интервалах, она все же как-то зависит от относительных значений этих потоков, поэтому, имея набор таких индикаторов, можно сделать довольно полезные заключения об общих свойствах спектра нейтронов.

Для проведения измерений описанным методом используют пороговые  $(n, p)$ - $(n, \alpha)$ -,  $(n, f)$ -,  $(n, 2n)$ -реакции и некоторые другие (табл. 13.2). Как видно, метод пороговых индикаторов (в отличие от метода резонансных индикаторов) можно применять для оценок спектров нейтронов в области энергий порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Другая особенность метода состоит в том, что выполнение требования радиоактивности конечного ядра необязательно, так как  $(n, p)$ -,  $(n, f)$ -реакции можно обнаружить регистрацией заряженных частиц — продуктов реакции — с помощью ионизационных камер или счетчиков. Особенно широко применяются ионизационные камеры со слоями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , в которых регистрируются осколки деления. В отличие от активационных пороговых индикаторов ионизационные камеры позволяют получать информацию непосредственно в момент облучения нейтронами и, кроме того, их можно применять для измерений в условиях изменяющихся во времени потоков нейтронов, когда использование активационных детекторов наталкивается на существенные трудности.

Методы восстановления спектров нейтронов по результатам измерений с резонансными и пороговыми индикаторами в отношении математических операций вполне аналогичны методам обработки спектров, описанных в гл. 12, поэтому здесь они не рассматриваются.

### § 13.3. Метод ядер отдачи

**Физические основы метода.** Как было показано в гл. 2, при упругом рассеянии быстрых нейтронов возникают ядра отдачи, энергия которых  $E_A$  однозначно связана с начальной энергией нейтронов  $E$ , углом между траекториями движения нейтрона до рассеяния и ядра отдачи  $\varphi$  и массовым числом ядра отдачи  $A$ :

$$E_A = \alpha E \cos^2 \varphi, \quad (13.33)$$

Таблица 13.2. Параметры некоторых пороговых индикаторов

Используемая реакция	Содержание исходного изотопа, %	Пороговая энергия, МэВ	Период полураспада возникающей активности	$\sigma_0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$
$^{103}\text{Rh} (n, n')^{103m}\text{Rh}$	100	0,04	56,1 мин	1,5
$^{115}\text{In} (n, n')^{115m}\text{In}$	95,7	0,34	4,48 ч	0,33
$^{58}\text{Ni} (n, p)^{58}\text{Co}$	68,27	0,40	70,8 сут	0,45
$^{31}\text{P} (n, p)^{31}\text{Si}$	100	0,72	2,62 ч	0,14
$^{32}\text{S} (n, p)^{32}\text{P}$	95,0	0,95	14,3 сут	0,27
$^{27}\text{Al} (n, p)^{27}\text{Mg}$	100,0	1,89	9,46 мин	0,052
$^{27}\text{Al} (n, \alpha)^{24}\text{Na}$	100,0	3,2	14,96 ч	0,076
$^{28}\text{Si} (n, p)^{28}\text{Al}$	92,2	4,0	2,25 мин	0,19
$^{24}\text{Mg} (n, p)^{24}\text{Na}$	79,0	4,9	14,96 ч	0,20
$^{65}\text{Cu} (n, 2n)^{64}\text{Cu}$	30,8	10,1	12,7 ч	1
$^{63}\text{Cu} (n, 2n)^{62}\text{Cu}$	69,2	10,9	9,74 мин	0,8
$^{58}\text{Ni} (n, 2n)^{57}\text{Ni}$	68,3	12,0	36,0 ч	0,08

Пороговые реакции деления:

$^{234}\text{U} (n, f)$	0,005	0,62	1,5
$^{237}\text{Np} (n, f)$	—	0,87	1,5
$^{232}\text{Th} (n, f)$	100	1,4	0,14
$^{238}\text{U} (n, f)$	99,3	1,55	0,61

где

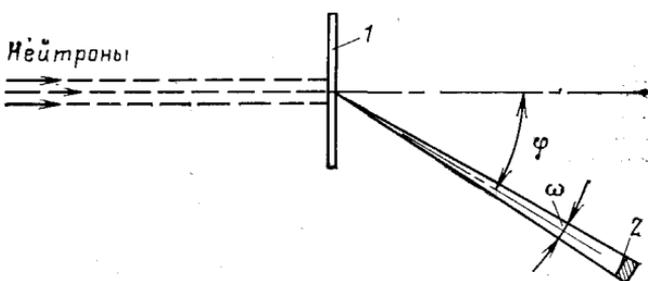
$$\alpha \approx 4A/(1 + A)^2. \quad (13.34)$$

Поэтому измерение энергии ядер отдачи любым методом, используемым при спектрометрии заряженных частиц, позволяет определить энергию нейтронов.

Большое значение имеет выбор вещества, на ядрах которого будут рассеиваться нейтроны. Очевидно, что наиболее целесообразно использовать самые легкие элементы, так как из соотношений (13.33) и (13.34) видно, что чем ближе  $A$  к единице, тем большую энергию имеют ядра отдачи и, кроме того, у легких элементов сечение рассеяния имеет более простую зависимость от энергии нейтронов, что облегчает интерпретацию результатов. Наиболее часто в качестве рабочего вещества используют водород, но иногда применяют и другие вещества (дейтерий, гелий).

В случае водорода  $\alpha \approx 1$ , поэтому приведенные выше соотношения приобретают наиболее простой вид. В частности, максимальная энергия протонов отдачи просто равна максимальной энергии нейтронов. Кроме того, плавная зависимость сечения рассеяния от энергии и изотропное угловое распределение рассеиваемых нейтронов в системе центра инерции делают водород очень удобным веществом для использования в спектрометрических приборах. Водородом можно непосредственно наполнять ионизационные

Рис. 13.6. Регистрация ядер отдачи в пределах малого телесного угла:  
 1 — радиатор; 2 — детектор



камеры, пропорциональные счетчики и камеры Вильсона. Используют также более сложные вещества, в состав которых входит водород: тонкие пленки из полиэтилена для радиаторов, органические сцинтилляторы и некоторые другие.

Все методы измерений, в основу которых положена регистрация ядер отдачи, можно разделить на две группы: дифференциальные и интегральные.

**Дифференциальные методы измерений.** Если направление движения нейтронов известно и при этом используется прибор, позволяющий определить не только энергию, но и направление вылета ядра отдачи (например, фотопленка или камера Вильсона в потоке нейтронов, идущем от мишени ускорителя), то единственной неизвестной величиной в соотношении (13.33) остается энергия нейтрона  $E$ , которую легко можно найти. Следует отметить, что при указанных условиях эксперимента энергию нейтрона можно определить отдельно для каждого наблюдаемого акта появления ядра отдачи.

Разновидностью данного метода являются измерения в «хорошей» геометрии, когда ядра отдачи образуются не в самом детекторе, а в тонком слое радиатора, причем в детектор попадают ядра отдачи в пределах лишь малого телесного угла  $\omega$  (рис. 13.6).

При малых размерах радиатора и детектора по сравнению с расстоянием между ними угол  $\varphi$  можно считать фиксированным. Если при этом на радиатор падает пучок моноэнергетических нейтронов, то в детектор попадают ядра отдачи с одной энергией, измерение которой позволяет легко найти  $E$  с помощью соотношения (13.33). Если пучок нейтронов немонотонический, то, как показано в гл. 2, измеряя энергетическое распределение попадающих в детектор ядер отдачи  $W(E_A)$ , можно легко найти спектр падающих на радиатор нейтронов:

$$\Phi(E) = KW(\alpha E \cos^2 \varphi) / \sigma_{\varphi}(E), \quad (13.35)$$

где  $K$  — нормировочная константа. Таким образом, переход от наблюдаемого спектра ядер отдачи к спектру нейтронов в данном случае сводится к перенормировке шкалы энергий (замена  $E_A$  на  $\alpha E \cos^2 \varphi$ ) и к учету зависимости сечения рассеяния на угол  $\varphi$  от энергии нейтронов  $E$ .

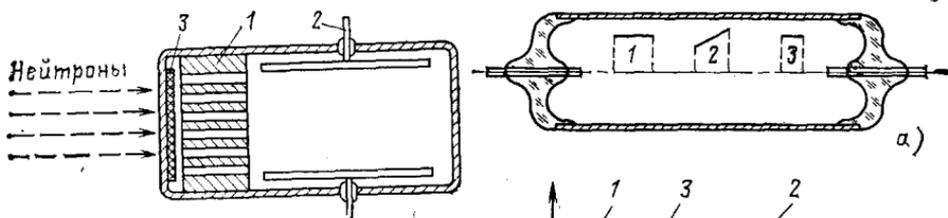


Рис. 13.7. Ионизационная камера с твердыми радиатором и коллиматором ядер отдачи:  
1 — коллиматор; 2 — электроды; 3 — радиатор

Рис. 13.8. К описанию принципа электронной коллимации:

а — различная ориентация треков ядер отдачи в счетчике (трек 3 расположен под углом к плоскости рисунка); б — формы импульсов напряжения на собирающем электроде счетчика для треков 1—3

Сравнивая свойства различных детекторов, применяемых при дифференциальных измерениях, следует отметить, что использование фотопластинок отличается простотой самого эксперимента и документальностью результатов, однако проявленные пластинки очень трудно обрабатывать, а информацию о спектре можно получить лишь спустя долгое время после прекращения облучения. То же самое можно сказать и о камере Вильсона, которая к тому же представляет собой довольно сложную установку.

Приборы, аналогичные изображенному на рис. 13.6, применять значительно удобнее. В таком приборе информация поступает непосредственно во время эксперимента в виде электрических импульсов, которые можно сразу же обрабатывать с помощью соответствующих электронных схем. Для отделения протонов от других заряженных частиц (например, ядер отдачи углерода) часто в качестве детектора используют систему из двух последовательно расположенных счетчиков — так называемый *телескоп*. Разновидностью данного метода измерений является использование специальной ионизационной камеры с твердым радиатором и коллиматором (рис. 13.7). Если ось коллиматора совпадает с направлением пучка нейтронов, то в рабочий объем камеры попадают лишь протоны, образовавшиеся при лобовых столкновениях, поэтому интерпретация результатов эксперимента наиболее простая.

Общий недостаток подобных устройств заключается в их чрезвычайно низкой эффективности из-за неизбежно малых толщин радиаторов и незначительных телесных углов. Попытки увеличить эффективность приборов привели к разработке метода *электронной коллимации*, суть которого сводится к следующему.

Как было показано в гл. 5, основная часть электронного импульса в цилиндрическом газовом счетчике образуется при прохождении первичных электронов через область, непосредственно

прилегающую к центральному электроду. Поэтому если вдали от этого электрода в газе счетчика появляются заряженные частицы с одинаковой энергией, но с различной ориентацией треков, то электрические импульсы от них имеют одинаковые амплитуды (рис. 13.8). Однако если в случае трека, параллельного оси счетчика 1, все электроны проходят одинаковые пути и попадают на собирающий электрод практически одновременно, то во всех других случаях 2 электроны приходят не одновременно, в результате передний фронт электрического импульса оказывается затянутым. Поэтому если в электронную схему ввести элемент, который будет пропускать импульсы только с короткими передними фронтами, то такая схема будет отбирать только те случаи, когда трек протона параллелен оси счетчика.

В действительности дело обстоит несколько сложнее. Если трек составляет с осью счетчика значительный угол, но расположен в плоскости, перпендикулярной диаметральной плоскости счетчика 3, то длины путей электронов будут различаться в значительно меньшей степени и, следовательно, передний фронт импульса от такого трека будет весьма коротким. Кроме того, длительность переднего фронта зависит не только от ориентации трека, но и от его длины, т. е. от энергии ядра отдачи, а следовательно, от энергии рассеявшегося на ядре нейтрона. Энергетическое разрешение прибора невысокое, поэтому широкого применения данный метод не получил.

Наконец, следует отметить еще один метод дифференциальных измерений. Если в пучке нейтронов установить сцинтилляционный счетчик с органическим сцинтиллятором, а вне пучка — другой такой же счетчик, то появление в обоих счетчиках совпадающих во времени импульсов должно означать, что нейтрон в первом счетчике рассеялся как раз под углом  $\theta$ , равным углу между осью пучка нейтронов и линией, соединяющей центры этих двух счетчиков. Поскольку при рассеянии нейтронов протонами углы  $\theta$  и  $\varphi$  связаны известным соотношением  $\theta + \varphi = \pi/2$ , измерение амплитудного распределения импульсов в первом счетчике, совпадающих с импульсами во втором счетчике, позволяет с помощью приведенных выше соотношений получить спектр нейтронов. Несмотря на то что в этом методе для получения хорошего разрешения требуется, чтобы телесный угол, под которым второй счетчик «виден» из первого, был мал, общая эффективность прибора оказывается гораздо более высокой за счет большей массы кристаллов по сравнению с тонкой пленкой радиатора.

**Интегральные методы измерений.** Если направление движения нейтронов неизвестно (фотопластинка в отражателе реактора на быстрых нейтронах) или используется прибор, позволяющий определять только энергию, но не направление движения ядра отдачи (обычная ионизационная камера или сцинтилляционный счетчик), то для каждого отдельного акта появления ядра отдачи энергию вызвавшего его нейтрона определить невозможно. Однако и в этом случае можно получить весьма полную информацию

об энергетическом спектре нейтронов из измеряемого энергетического распределения ядер отдачи.

Очевидно, что угол  $\psi$  в соотношении (13.33) может изменяться в пределах от 0 (лобовой удар) до  $90^\circ$ ; большие углы невозможны, так как ядро отдачи не в состоянии отскочить назад. Энергия ядер отдачи при этом изменяется в пределах от своего максимального значения  $E_A^{\text{макс}} = \alpha E$  до 0. Отсюда ясно, что определение максимальной энергии ядра отдачи позволяет определить максимальную энергию нейтронов в исследуемом потоке. Далее, из-за однозначной зависимости  $E_A$  от угла рассеяния вероятность приобретения ядром отдачи энергии  $E_A$  связана с относительной вероятностью рассеяния нейтрона на угол  $\psi$  в системе центра инерции очевидным соотношением

$$W(E_A) dE_A = \sigma(\psi) 2\pi \sin \psi d\psi / \sigma, \quad (13.36)$$

где  $\sigma(\psi)$  — дифференциальное сечение рассеяния нейтрона на угол  $\psi$  в системе центра инерции;  $\sigma$  — интегральное сечение рассеяния. Используя соотношение

$$\sin(\psi/2) = \cos \psi \quad (13.37)$$

и формулы (13.33) и (13.36), получаем

$$W(E_A) dE_A = 4\pi [\sigma(\psi)/\sigma] dE_A / (\alpha E). \quad (13.38)$$

Если рассеяние нейтронов изотропно в системе центра инерции, то  $\sigma(\psi)/\sigma = 1/(4\pi)$  и

$$W(E_A) = 1/(\alpha E) \quad (13.39)$$

есть величина, не зависящая от  $E_A$ . Таким образом, при рассеянии нейтрона с энергией  $E$  ядро отдачи может приобрести с равной вероятностью любую энергию в указанных выше пределах от 0 до  $\alpha E$ , поэтому при облучении детектора монохроматическими нейтронами с энергией  $E$  энергетический спектр ядер отдачи получается в виде прямоугольной ступеньки.

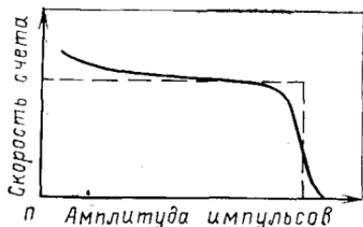
Если детектор облучается немонотонными нейтронами, энергетический спектр которых описывается некоторой функцией  $\Phi(E)$ , то появление ядра отдачи с энергией  $E_A$  можно связать с рассеянием нейтрона любой энергии выше  $E_A/\alpha$ . Следовательно, вероятность появления ядра отдачи с энергией  $E_A$  определяется в данном случае интегралом

$$W(E_A) = \text{const} \int_{E_A/\alpha}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE/E \quad (13.40)$$

(рассеяние считается изотропным в системе центра инерции). Дифференцирование получаемого на опыте энергетического распределения  $W(E_A)$  позволяет восстановить энергетический спектр нейтронов:

$$\Phi(E) = \text{const} \frac{E}{\sigma(E)} \left. \frac{dW}{dE_A} \right|_{E_A=\alpha E} \quad (13.41)$$

Рис. 13.9. Распределение числа импульсов по амплитудам, полученное от наполненной водородом ионизационной камеры при облучении ее моноэнергетическими быстрыми нейтронами (пунктир — идеальное распределение)



Энергетическое распределение протонов отдачи измеряют обычно с помощью наполненных водородом ионизационных камер и счетчиков или сцинтилляционными счетчиками с органическими кристаллами. Первые из них используют обычно при работе с нейтронами не очень высоких энергий (до 1—2 МэВ), когда пробеги протонов отдачи в газе не очень велики, иначе измеряемый спектр будет сильно искажен стеночным эффектом. Для уменьшения влияния стеночного эффекта ионизационные камеры и счетчики наполняют смесью водорода с каким-нибудь сильно тормозящим газом (например, ксеноном) или газом, являющимся химическим соединением водорода с более тяжелыми элементами (например, метаном  $\text{CH}_4$ ). С этой же целью стараются наполнить детектор газом под возможно большим давлением, что одновременно способствует повышению эффективности прибора. Тем не менее в результате совместного проявления стеночного и некоторых других эффектов, рассмотренных в гл. 5, амплитудное распределение импульсов при облучении детектора моноэнергетическими нейтронами довольно далеко от прямоугольной ступеньки, что ограничивает использование данного метода (рис. 13.9).

Нижний предел измерения энергии нейтронов с помощью ионизационных камер ограничивается шумами радиотехнических схем и фоном импульсов от  $\gamma$ -излучения и оказывается равным примерно 0,1—0,2 МэВ. Однако сравнительно недавно был разработан пропорциональный водородный счетчик особой конструкции (*счетчик Беннета*), который позволяет существенно снизить этот предел. Основная особенность такого счетчика — использование очень тонких охраняемых трубок в изоляторах, через которые нить вводится в рабочий объем счетчика. Чем тоньше эти трубки, тем меньше искажения электрического поля около их концов. В качестве вводных трубок в одном из первых счетчиков этого типа применили медицинские иглы для подкожных вливаний диаметром 0,3 мм, тогда как нитью счетчика служит стальная проволока диаметром 0,025 мм, проходящая строго по оси трубок и полностью изолированная от них. Такая конструкция счетчика позволяет работать при коэффициентах газового усиления до  $10^5$ , что обеспечивает регистрацию импульсов от протонов с энергией всего лишь около 1 кэВ при энергетическом разрешении примерно 60 % (в области более высоких энергий разрешение счетчика Беннета значительно лучше — около 10 %). Для подавления импульсов от фотонов применяется дискриминация по форме импульсов (см. § 12.3).

Сцинтилляционные счетчики с органическими кристаллами отличаются от газонаполненных детекторов большей эффективно-

стью и в связи с более высокой тормозной способностью вещества — практически полным отсутствием стеночного эффекта. Эти особенности сцинтилляционных счетчиков предопределили их широкое применение для измерений спектров нейтронов с более высокой энергией: от нескольких сот килоэлектрон-вольт до 10—20 МэВ. Однако, как было показано в гл. 7, в сцинтилляционных счетчиках есть другие эффекты, искажающие амплитудное распределение импульсов от протонов отдачи, в результате проявления которых кривая такого распределения, снятая на моноэнергетических нейтронах, несмотря на введение ряда поправок, также весьма далека от прямоугольной ступеньки (см. рис. 7.11). Дифференцирование такой кривой вместо  $\delta$ -функции дает пик конечной ширины, которая и определяет энергетическое разрешение метода. Для кристаллов стибена размер около 2 см и нейтронов с энергией от 1 до 15 МэВ реально получаемое энергетическое разрешение можно оценить с помощью приближенной формулы  $\eta = 12/\sqrt{E} \%$ , в которой  $E$  — энергия нейтронов, МэВ. Следует отметить, что с увеличением размеров кристаллов энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров ухудшается.

Измерения спектров нейтронов очень часто приходится проводить в присутствии фона  $\gamma$ -излучения. Высокая чувствительность сцинтилляционных счетчиков к фотонам заставляет в таких случаях прибегать к специальным мерам подавления  $\gamma$ -фона, из которых наиболее эффективна рассмотренная в гл. 12 дискриминация импульсов по их форме. Степень дискриминации (отношение числа пропущенных разделительной схемой импульсов от фотонов к полному числу импульсов на входе схемы) сильно зависит от выбранного уровня амплитудного порога. Для иллюстрации приведем соответствующие цифры для одной из подобных схем:

Энергетический порог, МэВ . . . . .	0,3	0,5	1,5
Степень дискриминации . . . . .	$2 \cdot 10^{-2}$	$10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-6}$

При этом потери импульсов от нейтронов возрастают с увеличением порога, но даже при  $E_{\text{пор}} = 1,5$  МэВ они составляют всего 20 %. Если измеряется спектр быстрых нейтронов и без особого ущерба может быть установлен достаточно высокий порог, то получаемая степень дискриминации  $2 \cdot 10^{-6}$  означает возможность проводить измерения в таких условиях, когда фотонов в  $10^5$  раз больше, чем нейтронов (при этом, правда, в числе зарегистрированных импульсов окажется около 26 % импульсов от фотонов, но этот эффект всегда можно учесть). Однако большая нагрузка входа электронной схемы импульсами от фотонов накладывает ограничения на общую скорость счета. Опыт показывает, что в большинстве разделительных схем управляющий канал перестает работать при поступлении на него больше  $(1-4) \cdot 10^4$  имп/с. Следовательно, если измерения проводятся в поле, в котором на один нейтрон приходится  $10^4$  фотонов, то максимальная скорость сче-

та нейтронов не может быть поднята выше 1—4 имп/с, т. е. при измерении спектра 100-канальным амплитудным анализатором средняя скорость счета в одном канале равна 0,01—0,04 имп/с. Очевидно, что при таких условиях для набора количества импульсов, достаточного для получения необходимой точности результатов (см. ниже), измерения одного спектра приходится вести в течение многих часов или даже суток, что предъявляет весьма высокие требования к стабильности детекторов и электронной аппаратуры. В некоторых случаях весьма полезным может оказаться применение фильтров из свинца или висмута. Такие фильтры почти не искажают спектр нейтронов (при энергиях ниже порогов неупругого рассеяния) и незначительно снижают интенсивность пучка нейтронов, зато во много раз уменьшают интенсивность  $\gamma$ -излучения.

Сравнительно невысокое энергетическое разрешение метода протонов отдачи приводит к тому, что его применяют в основном для измерения непрерывных и относительно гладких спектров нейтронов, например спектров нейтронов, выходящих из активных зон отражателей и защит реакторов на быстрых нейтронах. Тем не менее этим методом в отдельных случаях удавалось измерить и более сложные спектры, например спектры различных нейтронных источников типа Ra—Be, Po—Be и др. (см. гл. 3).

Необходимость дифференцирования спектра ядер отдачи заставляет выполнять эксперимент с небольшой статистической погрешностью. Если о спектре нейтронов заранее ничего не известно, а энергетическое разрешение детектора ядер отдачи меньше ширины канала амплитудного анализатора, то операцию дифференцирования приходится выполнять поочередным вычитанием количеств импульсов, зарегистрированных каждым двумя соседними каналами:

$$(dW/dE_A)_i = (N_{i+1} - N_i)/\Delta V, \quad (13.42)$$

где  $\Delta V$  — ширина одного канала анализатора. Если числа  $N_{i+1}$  и  $N_i$  отличаются в среднем на 4 %, а требуется измерить  $dW/dE_A$  с погрешностью 10 %, то погрешность измерения каждого из чисел  $N_k$  должна быть  $(0,04/2) \cdot 0,1 = 0,002$  (0,2 %), что требует набора около 250 000 импульсов в каждом канале. Однако если заведомо известно, что изучаемый спектр нейтронов не имеет резких особенностей (пиков, провалов и т. п.), а ширина спектральной линии детектора охватывается несколькими каналами анализатора, то нет оснований ожидать существенного изменения счета не только от канала к каналу, но даже и в пределах нескольких соседних каналов. В этом случае при дифференцировании спектра протонов отдачи можно сгладить показания соседних каналов анализатора, что существенно понижает требования к статистической погрешности эксперимента. Известно несколько способов такого сглаживания. Например, можно найти производную для каждого  $i$ -го канала анализатора как производную параболы, проведенной методом наименьших квадратов через пять соседних точек:  $N_{i-2}$ ,  $N_{i-1}$ ,  $N_i$ ,  $N_{i+1}$  и  $N_{i+2}$ . При этом

$$(dW/dE_A)_i = (-2N_{i-2} - N_{i-1} + N_{i+1} + 2N_{i+2})/(10\Delta V). \quad (13.43)$$

Если считать, что погрешность в числе импульсов, зарегистрированных каждым каналом анализатора, целиком сводится к статистической:  $\Delta N_k = \sqrt{N_k}$ , то средняя квадратическая погрешность в производной

$$\Delta \left( \frac{dW}{dE_A} \right)_i = \frac{1}{10\Delta V} \sqrt{4N_{i-2} + N_{i-1} + N_{i+1} + 4N_{i+2}}. \quad (13.44)$$

Для оценки погрешности применительно к условиям приведенного выше примера можно в первом приближении считать, что все  $N_k = N_i$ . Тогда  $\Delta(dW/dE_A)_i = \sqrt{N_i/10} / \Delta V$ , и так как  $dW/dE_A \sim 0,04N_i/\Delta V$  и мы хотим, чтобы  $\Delta(dW/dE_A)_i / (dW/dE_A)_i = 0,1$ , то  $1/(0,04 \sqrt{10N_i}) = 0,1$ , откуда требуемое число отсчетов в каждом канале анализатора равно всего лишь 6250, что в 40 раз меньше, чем требовалось без операции сглаживания.

### § 13.4. Использование ядерных реакций для спектрометрии нейтронов

**Общая схема метода.** Экзоэнергетические  $(n, p)$ - и  $(n, \alpha)$ -реакции с вылетом заряженных частиц можно использовать для определения энергии нейтронов по энергии вторичных частиц. Если реакция  $A(n, b)B$  происходит под действием медленного нейтрона, кинетической энергией которого можно пренебречь, то суммарная энергия продуктов реакции (частицы  $b$  и ядра  $B$ ) равна энергии реакции  $Q$ . В газовых ионизационных камерах и пропорциональных счетчиках количество возникающих пар ионов определяется выделившейся суммарной энергией, поэтому амплитуда сигнала пропорциональна  $Q$ . Если же реакция  $A(n, b)B$  происходит под действием быстрого нейтрона, то его энергия  $E$  добавляется к энергии  $Q$ , в результате суммарная ионизация и амплитуда сигнала пропорциональны  $Q + E$ . Таким образом, разность амплитуд сигналов от реакций, вызываемых медленными и быстрыми нейтронами, пропорциональна энергии последних, что и предопределяет возможность проведения спектрометрических измерений. При этом стоит подчеркнуть, что в отличие от метода ядер отдачи в данном методе амплитуды сигналов от нейтронов с одинаковой энергией имеют одно и то же значение, в результате намного упрощается интерпретация получаемых в ходе эксперимента данных.

**Выбор рабочих веществ.** Для спектрометров описываемого типа рабочее вещество выбирают из следующих условий:

1) на ядре выбираемого вещества должна идти только одна экзоэнергетическая реакция с вылетом заряженных частиц, так как в противном случае амплитудный спектр импульсов получается очень сложным и его трудно интерпретировать;

2) сечение реакции должно быть достаточно большим в широком интервале энергий нейтронов, начиная от самых медленных и кончая нейтронами с энергиями порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Очевидно, что это условие лучше всего выполняется в области легких ядер, так как в тяжелых ядрах высокий кулонов-

ский барьер затрудняет вылет заряженных частиц и относительная вероятность реакции рассматриваемого типа оказываются невысокой;

3) зависимость сечения реакции от энергии нейтронов должна быть как можно проще, без резких пиков и провалов, в противном случае расшифровка получаемых данных будет сильно затруднена;

4) энергия реакции  $Q$  не должна быть очень большой, так как при меньших ее значениях легче получить более высокое энергетическое разрешение. В самом деле, отношение амплитуд сигналов от нейтронов с энергиями  $E_1$  и  $E_2$  равно  $(Q + E_1)/(Q + E_2)$ . При  $Q \rightarrow \infty$  оно стремится к 1, т. е. сигналы от нейтронов разной энергии становятся неразличимыми, тогда как при  $Q \rightarrow 0$  отношение сигналов стремится к своему максимальному значению  $E_1/E_2$ . Можно применять также и эндотермические реакции, но при этом, естественно, можно измерять спектр нейтронов лишь в области энергий  $E \geq E_{\text{пор}}$ . Поэтому, если желательно измерять спектр нейтронов, начиная с малых энергий, то приходится использовать экзотермические реакции с небольшими  $Q$ . Правда, при очень малых значениях  $Q$  сигналы от медленных нейтронов настолько малы, что их становится трудно регистрировать. Лучше всего, чтобы энергия  $Q$  была порядка 0,1—1 МэВ. При  $Q = 0,5$  МэВ различие сигналов от медленных нейтронов и от нейтронов с энергией 100 кэВ составляет 20 %, тогда как при  $Q = 5$  МэВ оно равно всего 2 %;

5) химические и технологические свойства рабочего вещества должны позволять изготовить детектор, в котором энергию обеих частиц — продуктов реакции — можно измерить с высоким энергетическим разрешением и высокой эффективностью. Лучше всего, если рабочее вещество можно ввести непосредственно либо в газ ионизационной камеры или счетчика, либо в состав сцинтиллирующего кристалла. Использование слоев вещества на стенках камеры хотя и допустимо, но нежелательно, так как ионизационные потери энергии в слое всегда приводят к ухудшению энергетического разрешения метода.

Как оказалось, всем этим требованиям удовлетворяет весьма ограниченное число веществ (табл. 13.3). Рассмотрим применение каждого из этих веществ для целей нейтронной спектрометрии.

Гелий-3. Обычно  $^3\text{He}$  используют в ионизационных камерах и счетчиках. Возможно также его применение в газовых сцинтилляционных счетчиках высокого давления. Химические свойства  $^3\text{He}$  как инертного газа позволяют легко очищать его от любых посторонних примесей, что обеспечивает высокое качество ионизационных детекторов, работающих на электронном собирании.

Первоначально  $^3\text{He}$  был применен для целей нейтронной спектрометрии в цилиндрических пропорциональных счетчиках. Несколько позднее были разработаны малогабаритные сферические ионизационные камеры (рис. 13.10). В отличие от пропорциональ-

Таблица 13.3.  $(n, p)$ - и  $(n, \alpha)$ -реакции, используемые для регистрации медленных нейтронов

Реакция	Содержание исходного изотопа в естественной смеси, %	Энергия реакции, МэВ	Сечение реакции для тепловых нейтронов, $10^{-24}$ см <sup>2</sup>
${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$	0,000138	0,764	5327
${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$	7,5	4,786	945
${}^{10}\text{B} (n, \alpha) {}^7\text{Li}$	19,61	2,790	3837
${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$	99,63	0,626	1,81
${}^{21}\text{Ne} (n, \alpha) {}^{18}\text{O}$	0,27	0,700	<90

ных счетчиков они имели изотропную чувствительность и благодаря своим малым размерам могли применяться в опытах в так называемой сферической геометрии (см. гл. 14) и при измерениях спектров нейтронов в каналах ядерных реакторов.

Спектр импульсов, возникающих в ионизационной камере или счетчике с  ${}^3\text{He}$  под действием медленных (тепловых) нейтронов,

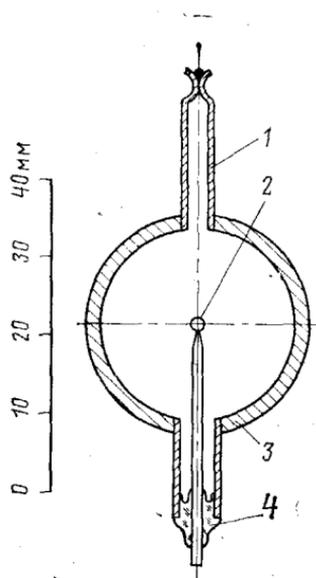


Рис. 13.10.

Рис. 13.10. Малогабаритная сферическая ионизационная камера для измерения спектров нейтронов с помощью реакции  ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$ :

1 — трубка для заполнения камеры; 2 — собирающий электрод; 3 — корпус; 4 — изолятор

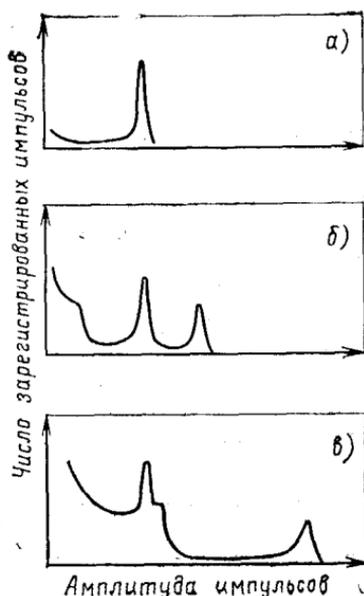


Рис. 13.11.

Рис. 13.11. Распределения импульсов по амплитудам, полученные при облучении камеры, изображенной на рис. 13.10, нейтронами различной энергии:

а — тепловые нейтроны; б —  $E_n \sim 400$  кэВ; в —  $E_n \sim 1,2$  МэВ

показан на рис. 13.11, а. Основная часть импульсов с почти одинаковыми амплитудами образует пик, от которого влево тянется «хвост» импульсов с меньшими амплитудами (появление их связано со стеночным эффектом). Ширина основного пика определяется индукционным эффектом, эффектом рекомбинации ионов, фоном и шумами радиотехнической схемы; последние приводят также к резкому подъему кривой вблизи оси ординат.

При облучении камеры нейтронами более высокой энергии правее пика от тепловых нейтронов появляется второй пик (рис. 13.11, б). Расстояние между пиками, как отмечалось выше, пропорционально энергии нейтронов  $E$ , тогда как абсцисса теплового пика пропорциональна  $Q=0,764$  МэВ. Это позволяет по наблюдаемому спектру импульсов сразу определить энергию нейтронов. Так, если первый пик лежит (с учетом порога) в районе 76-го канала амплитудного анализатора, а второй — в районе 126-го канала, то можно утверждать, что камера облучается нейтронами с энергией около 0,5 МэВ.

В левой части кривой на рис. 12.11, б видна широкая ступенька, появление которой связано с упругим рассеянием нейтронов на ядрах  ${}^3\text{He}$ . Максимальную энергию ядра отдачи, соответствующую лобовому столкновению нейтрона с ядром, можно найти из (13.33) при  $\cos\varphi=1$ . В частности, для ядер  ${}^3\text{He}$   $E_A = 0,75 E$ . При  $E < 1$  МэВ  $\Delta E < 0,75$  МэВ и ступенька от ядер отдачи лежит левее пика импульсов от реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ , вызываемой даже самыми медленными нейтронами. Если же  $E > 1$  МэВ, то импульсы от ядер отдачи появляются правее пика от медленных нейтронов (рис. 13.11, в), т. е. в той области амплитуд, где возможно появление импульсов от реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  на быстрых нейтронах. Наложение друг на друга амплитудных распределений импульсов от ядер отдачи и от реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  существенно затрудняет интерпретацию получаемых результатов, поэтому спектрометр с  ${}^3\text{He}$  применяется обычно лишь в таких случаях, когда основная часть измеряемого спектра нейтронов лежит в области энергий ниже 1 МэВ.

Энергетическое разрешение данного метода измерений определяется шириной спектрального пика: две группы импульсов будут надежно разделены, если разность наиболее вероятных амплитуд импульсов в них  $V_1 - V_2$  превышает ширину спектрального пика на половине высоты. При регистрации медленных нейтронов сферической камерой  $\Delta V/V \approx 8\%$ ; так как  $V \sim Q$ , то данному разбросу амплитуд импульсов можно поставить в соответствие неопределенность измерения энергии нейтронов  $0,08 Q \approx 60$  кэВ.

Примером использования спектрометра нейтронов с  ${}^3\text{He}$  являются рассмотренные в следующей главе эксперименты по измерению сечений неупругого рассеяния нейтронов в сферической геометрии (см. § 14.2).

Литий-6. Этот изотоп приобретает все более широкое распространение для регистрации нейтронов в сцинтилляционных счетчиках с кристаллами  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ , однако для спектрометрических измерений применение таких счетчиков вряд ли целесообразно. В самом деле, большое значение  $Q$  и относительно низкое

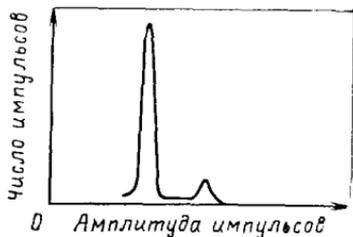


Рис. 13.12. Амплитудное распределение импульсов от пропорционального счетчика с  $\text{BF}_3$ , облучаемого медленными нейтронами

собственное разрешение сцинтилляционных счетчиков не позволяют надеяться на достижение в области низких энергий лучшей точности измерений, чем с погрешностью  $\Delta E \approx 0,5$  МэВ. На значительно более высокую точность можно рассчитывать с применением лития в полупроводниковых счетчиках, однако небольшие размеры счетчиков и тонкие слои лития на их поверхности, а также низкие концентрации лития в Ge — Li-счетчиках неизбежно приводит к их очень низкой эффективности. Для повышения эффективности применяют пакеты

(«сэндвичи») из сложенных вместе тонких полупроводниковых счетчиков, с нанесенными на их поверхность слоями  ${}^6\text{Li}$ . Из-за более высокого разрешения полупроводниковых счетчиков, чем сцинтилляционных, измерения спектров нейтронов удается проводить, начиная с гораздо более низких энергий — порядка 5 кэВ. В наполненных газом ионизационных камерах и счетчиках литий можно применять только в виде твердых покрытий, что делает их малоприспособными для спектрометрии.

Бор-10. В ионизационных камерах и счетчиках, предназначенных для регистрации нейтронов, бор может применяться как в виде твердого покрытия, так и в виде газообразного соединения  $\text{BF}_3$ . Для спектрометрических целей лучше последний вариант, так как в нем нет разброса энергий частиц за счет торможения в слое вещества.

С первого взгляда может показаться, что применение  $\text{BF}_3$ , несмотря на более высокое значение  $Q$ , имеет даже преимущества перед  ${}^3\text{He}$ , поскольку из-за больших значений  $A$  и  $Q$  помехи от ядер отдачи при упругом рассеянии должны сказываться значительно меньше. Однако хотя  $\text{BF}_3$  и используется широко для обычной регистрации нейтронов, в спектрометрических измерениях применять его очень трудно. При реакции  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  конечное ядро  ${}^7\text{Li}$  может образовываться в основном состоянии  $g$  и в первом возбужденном состоянии  $m$ . В последнем случае часть энергии (около 0,48 МэВ) освобождается в виде энергии электромагнитного излучения, поэтому суммарная энергия заряженных частиц меньше (2,3 вместо 2,78 МэВ). В спектре импульсов от борного пропорционального счетчика, облучаемого медленными нейтронами (рис. 13.12), видны два хорошо разделяющихся пика от реакций  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7g\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7m\text{Li}$ , причем в основном состоянии ядро  ${}^7\text{Li}$  образуется всего лишь приблизительно в 6% случаев. С увеличением энергии падающих на счетчик нейтронов оба пика смещаются в сторону больших амплитуд. По такому смещению можно определять энергию нейтронов (аналогично тому, как это делается при работе с гелиевыми счетчиками), однако наличие двух спектральных пиков вместо одного очень сильно усложняет

наблюдаемую картину. Кроме того, вероятность образования ядра  ${}^7\text{Li}$  в основном состоянии не остается постоянной при изменении энергии нейтронов: она сначала увеличивается до 0,7 при энергии нейтронов 1,8 МэВ, а затем опять падает до 0,5 при  $E=2,5$  МэВ. Все это сильно затрудняет обработку результатов спектрометрических измерений с борными счетчиками, в результате такие измерения практически не проводятся, хотя в прошлом, до широкого внедрения  ${}^3\text{He}$ , отдельные попытки и были.

**Азот-14.** Использованию  ${}^{14}\text{N}$  для спектрометрических целей препятствуют малые значения сечения и сложный характер его энергетической зависимости.

**Неон-21.** Свойства этого нуклида почти не изучены. Известно, что нейтроны должны вызывать на его ядрах экзотермическую реакцию  ${}^{21}\text{Ne}(n, \alpha){}^{18}\text{O}$ , на тепловых нейтронах эта реакция обнаружена и оценен верхний предел ее сечения. Если на быстрых нейтронах сечение этой реакции достаточно большое, а его зависимость от энергии нейтронов достаточно плавная, то реакция  ${}^{21}\text{Ne}(n, \alpha){}^{18}\text{O}$  очень удобна для регистрации нейтронов вплоть до энергий около 4 МэВ. Исследованию данной реакции до сего времени мешало то, что хотя  ${}^{21}\text{Ne}$  содержится в природном неоне в заметном количестве (0,257 %), но он «зажат» с обеих сторон весьма распространенными изотопами  ${}^{20}\text{Ne}$  (90,9 %) и  ${}^{22}\text{Ne}$  (8,8 %), что значительно затрудняет его выделение.

Подводя итог всему сказанному, можно констатировать, что в настоящее время из всех возможных реакций с вылетом заряженных частиц наиболее широко применяется реакция  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и что камеры и счетчики с  ${}^3\text{He}$  могут во многих случаях дать весьма полезные сведения о спектрах нейтронов, несмотря на ограниченность допустимого интервала энергий.

### § 13.5. Метод времени пролета

**Принципиальные основы метода.** Основные соотношения. Энергию нейтрона можно легко найти, если известна его скорость, причем в области энергий до нескольких десятков мегаэлектрон-вольт вполне удовлетворительную точность расчета обеспечивает нерелятивистское соотношение  $E_n = m_n v^2 / 2$ . В свою очередь, скорость нейтрона можно определить, измерив время пролета им некоторого фиксированного расстояния. Основанный на таком подходе метод измерения энергии нейтронов называют *методом времени пролета* и широко применяют для измерения энергий не только нейтронов, но и некоторых других частиц.

Чтобы измерить время пролета нейтронов заданного отрезка, называемого обычно *пролетной базой*, необходимо точно зафиксировать моменты прохождения им начала и конца пути. Последний легко можно определить по появлению импульса в детекторе, расположенном на конце пролетной базы. Момент начала движения фиксируется по появлению импульса в установленном рядом с источником нейтронов детекторе от сопутствующей рождению нейтрона заряженной частицы, по импульсу от протона отдачи в водородном счетчике или по времени «вспышки» в импульсном

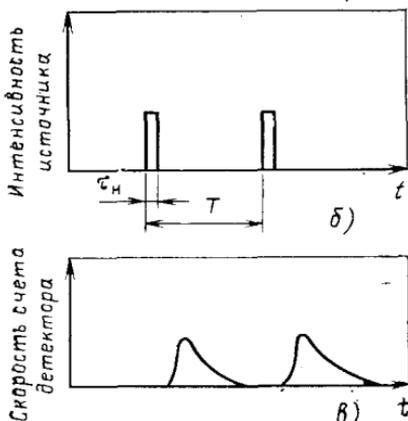
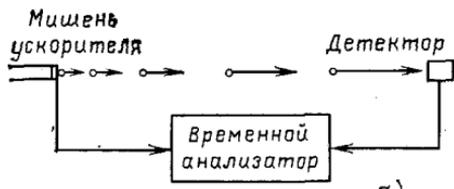


Рис. 13.13.

Рис. 13.13. Измерения методом времени пролета с использованием импульсного источника нейтронов:

*а* — схема опыта; *б* — распределение во времени вспышек источника; *в* — распределение во времени импульсов в детекторе

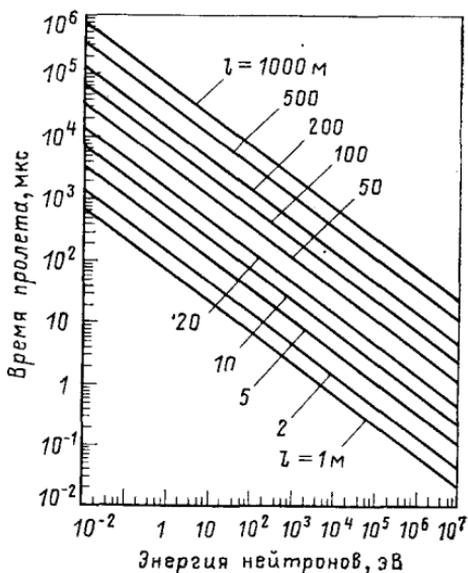


Рис. 13.14.

Рис. 13.14. Зависимость времени пролета  $t$  от энергии нейтронов  $E_n$  при различной длине пролетной базы  $l$

источнике нейтронов. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. Так, метод с использованием водородного счетчика очень прост, однако изменение характеристик движения нейтрона при рассеянии и низкая эффективность водородного рассеивателя делают этот метод не очень удобным. Если нейтроны возникают при реакции  $D(d, n)^3\text{He}$ , протекающей на мишени ускорителя, то момент вылета нейтрона можно фиксировать регистрацией ядра отдачи  $^3\text{He}$ . В некоторых случаях одновременно с нейтроном возникают фотоны, которые также легко зарегистрировать расположенным рядом с мишенью счетчиком. Совершенно очевидно, что интенсивность выхода нейтронов во всех таких случаях не должна быть высокой, так как нейтрон должен успеть долететь до детектора и зарегистрироваться в нем до того, как первый детектор зафиксирует возникновение следующего нейтрона. Принципиально иной метод основан на применении импульсного источника нейтронов. В таком источнике нейтроны появляются только в течение коротких интервалов времени  $\tau_n$ , разделенных гораздо более длительными периодами «молчания»  $T$  (рис. 13.13). Частоту следования нейтронных вспышек выбирают с таким расчетом, чтобы самые медленные нейтроны успевали доле-

теть до детектора раньше, чем в него попадут быстрые нейтроны от следующей вспышки. В противном случае медленные нейтроны от предыдущих вспышек, называемые обычно *рециклическими*, приведут к появлению нежелательного фона, затрудняющего анализ получаемых результатов\*.

Одновременно с появлением нейтронной вспышки запускается временной анализатор, на который затем начинают поступать импульсы от детектора нейтронов. В зависимости от времени, которое затрачивает нейтрон на пролет расстояния от источника до детектора, вызванный им импульс регистрируется тем или иным каналом анализатора. В результате многократного повторения циклов в каждом канале анализатора накопится некоторое число отсчетов, пропорциональное количеству нейтронов с соответствующей этому каналу энергией. Поэтому, определив в конце опыта количество импульсов, которые зарегистрированы в каждом канале, можно построить кривую распределения нейтронов по времени пролета, которую затем нетрудно пересчитать в распределение по энергиям, найдя тем самым энергетический спектр нейтронов источника. Связь между энергией  $E_n$ , скоростью  $v$  и временем  $t$  пролета нейтроном базы  $l$  выражается элементарными соотношениями:  $E_n = m_n v^2 / 2$ ;  $v = l / t$ ;  $E_n = m_n l^2 / 2 t^2$ . Если выражать энергию в электрон-вольтах, скорость — в метрах в секунду, длину пролетной базы — в метрах и время пролета — в микросекундах, то эти и обратные им соотношения примут вид, удобный при проведении различных расчетов:

$$E_n = 5,226 \cdot 10^{-9} v^2 = 5226 l^2 / t^2; \quad (13.45)$$

$$v = 10^6 l / t = 1,383 \cdot 10^4 \sqrt{E_n}; \quad (13.46)$$

$$t = 10^6 l / v = 72,3 l / \sqrt{E_n}. \quad (13.47)$$

Для наглядности зависимость между  $E$  и  $t$  для разных значений  $l$  представлена на рис. 13.14. Нелинейный характер этой зависимости приводит к тому, что функция  $\varphi(t)$ , описывающая распределение регистрируемых импульсов во времени, сильно отличается от функции распределения импульсов в энергетической шкале  $F(E_n)$ . Связь функций  $\varphi(t)$  и  $F(E_n)$  определяется соотношением

$$\varphi(t) dt = F(E_n) dE_n. \quad (13.48)$$

Используя (13.47), получаем эту связь в более удобном виде:

$$F(E_n) = 0,955 \cdot 10^{-4} t^3 \varphi(t). \quad (13.49)$$

---

\* Это условие невозможно удовлетворить, если спектр нейтронов начинается от 0, так как нейтроны с нулевой скоростью должны были бы пролетать любой отрезок конечной длины за бесконечно большое время. Однако в реальных случаях выбором достаточно больших интервалов между вспышками и применением различных фильтров удается создать такие условия, когда интенсивность рециклических нейтронов пренебрежимо мала и ее можно учесть вместе с фоном от других источников.

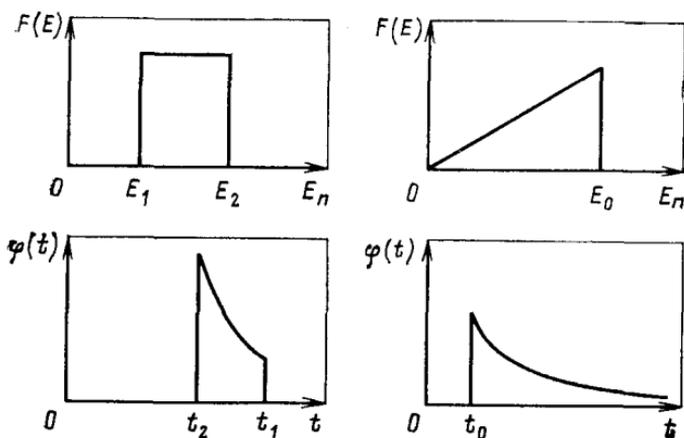


Рис. 13.15. Сопоставление двух энергетических распределений импульсов от нейтронов (верхние графики) с соответствующими им временными распределениями импульсов в детекторе

Необходимо помнить, что большим значениям энергии нейтронов  $E_n$  соответствуют меньшие значения времени пролета  $t$ . Взаимосвязь временных и энергетических распределений импульсов, определяемая последним соотношением, проиллюстрирована несколькими примерами на рис. 13.15. После того как измеренное на опыте распределение  $\varphi(t)$  пересчитано в энергетическую шкалу, для определения спектра нейтронов  $\Phi(E_n)$  остается учесть зависимость эффективности детектора нейтронов от их энергии:

$$F(E_n) = \varepsilon(E_n) \Phi(E_n). \quad (13.50)$$

**Энергетическое разрешение.** Погрешность измерения энергии нейтронов рассматриваемым методом определяется погрешностью измерения времени пролета  $t$ , поскольку  $l$  в большинстве случаев можно определить практически сколь угодно точно. В свою очередь неопределенность измерения  $t$  характеризуется:

- 1) конечной длительностью нейтронной вспышки  $\tau_n$ ;
- 2) шириной канала временного анализатора  $\tau_a$ ;
- 3) разбросом интервалов времени между попаданием нейтронов в детектор и появлением электрического импульса  $\tau_d$ ;
- 4) разрешающим временем регистрирующей электронной аппаратуры  $\tau_r$ ;
- 5) погрешностью в выработке стартового импульса, запускающего временной анализатор  $\tau_c$ .

Все эти погрешности, имеющие в разных установках различные абсолютные и относительные величины, складываются по тому или иному закону в общую неопределенность измерения времени пролета  $\tau$ , которая и определяет разрешение метода. Когда все  $\tau_i$  независимы, то

$$\tau = \sqrt{\tau_n^2 + \tau_a^2 + \dots} \quad (13.51)$$

Если считать, что остальные факторы пренебрежимо малы, а ширину канала выбрать равной длительности вспышки  $\tau_n = \tau_a$ , то

$$\tau \approx \sqrt{2} \tau_n, \quad (13.52)$$

а при  $\tau_a \ll \tau_n$

$$\tau \approx \tau_n.$$

Иногда для оценок пользуются еще более простым выражением:

$$\tau = (\tau_n + \tau_a)/2 \approx \tau_n. \quad (13.53)$$

Дифференцирование соотношения (13.45) позволяет установить связь относительной погрешности измерения энергии  $\Delta E_n/E_n$ , %, с неопределенностью измерения времени пролета:

$$\Delta E_n/E_n = 2,78 \sqrt{\overline{E}_n} \tau/l. \quad (13.54)$$

Из этого весьма важного соотношения вытекает, что энергетическое разрешение определяется отношением  $\tau/l$ , вполне определенным для каждой конкретной установки. Далее, из этого же выражения видно, что относительная погрешность измерения энергии не остается постоянной, а ухудшается с ростом энергии примерно как  $\sqrt{E}$ . Поэтому энергетическое разрешение установок, работающих по методу времени пролета, характеризуют обычно не отношением  $\Delta E/E$ , а прямо значениями  $\tau/l$ , измеряемыми в микросекундах на 1 м (или в наносекундах на 1 м). Зная для данной установки значение  $\tau/l$ , можно легко найти обеспечиваемое ею разрешение для любой интересующей энергии с помощью соотношения (13.54) или по графикам, приведенным на рис. 13.16.

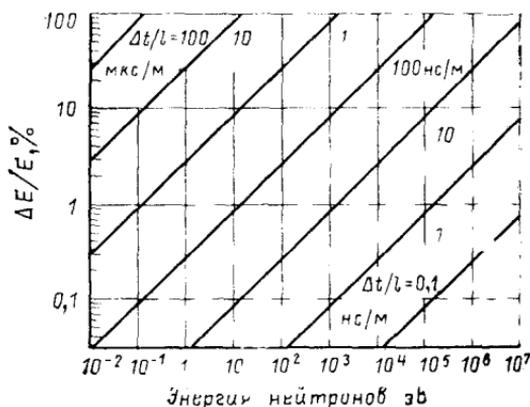


Рис. 13.16. Зависимость энергетического разрешения  $\Delta E/E$  от энергии нейтронов  $E$  и параметра  $\Delta t/l$

Интенсивность счета нейтронов. При подготовке и проведении измерений экспериментатора всегда интересует, сколько импульсов в единицу времени будет регистрироваться в среднем каждом канале временного анализатора. Эта величина зависит от целого ряда обстоятельств: числа возникающих нейтронов, частоты повторения нейтронных вспышек, длины пролетной базы, эффективности детектора и др.; кроме того, она может сильно изменяться от канала к каналу в пределах одного спектра. Поэтому оценка скорости счета детекторов всегда является

одним из важнейших и в то же время труднейших этапов расчета планируемого эксперимента.

Рассмотрим случай, когда точечный импульсный источник дает  $n$  вспышек в 1 с, причем в каждой вспышке рождается  $q_{\text{в}}$  нейтронов с энергетическим спектром, описываемым функцией  $\varphi(E)$ . На функцию  $\varphi(E)$  наложим условие нормировки

$$\int_0^{\infty} \varphi(E) dE = 1. \quad (13.55)$$

При этом число нейтронов с энергией от  $E$  до  $E+dE$ , испускаемых источником в течение одной вспышки,

$$dq = q_{\text{в}} \varphi(E) dE. \quad (13.56)$$

Поток нейтронов с энергией  $E$  на детектор

$$\Phi(E) = q_{\text{в}} \varphi(E) n / (4\pi l^2), \quad (13.57)$$

и число регистрируемых детектором в 1 с импульсов в соответствующем интервале

$$\Delta N = sF(E) \Delta E = s\varepsilon(E) \Phi(E) \Delta E = s\varepsilon(E) q_{\text{в}} f(E) n \Delta E / (4\pi l^2), \quad (13.58)$$

где  $s$  — площадь детектора;  $\varepsilon(E)$  — его эффективность. Используя (13.45), можно перейти от интервала энергий  $\Delta E$  к интервалу времени, в течение которого регистрируется импульс каждым каналом анализатора  $\tau_a$ :

$$\Delta E = 2,78 \cdot 10^{-2} E^{3/2} \tau_a / l, \quad (13.59)$$

откуда число импульсов, регистрируемых одним каналом временного анализатора в единицу времени,

$$\Delta N = 2,21 \cdot 10^{-3} q_{\text{в}} \varepsilon(E) \varphi(E) E^{3/2} n s \tau_a / l^3. \quad (13.60)$$

Из этого соотношения вытекает, что при постоянной ширине канала  $\tau_a$  скорость счета в канале пропорциональна  $l^{-3}$ , так как помимо геометрического фактора  $l^{-2}$  увеличение  $l$  приводит к пропорциональной растяжке спектра импульсов во времени на большее число каналов, что уменьшает счет в каждом канале пропорционально увеличению  $l$ . При большой частоте следования импульсов увеличение длины пролетной базы может потребовать пропорционального уменьшения  $n$ , чтобы исключить появление рециркуляционных нейтронов. В этом случае  $\Delta N$  в целом пропорционально  $l^{-4}$ .

Следует отметить, что в тех случаях, когда площадь детектора больше площади хорошо сфокусированного пучка, общая скорость счета не зависит от расстояния, а скорость счета в канале оказывается пропорциональной  $l^{-1}$  (а не  $l^{-3}$ ) только за счет временной растяжки спектра.

Критерии для сравнения качества установок, работающих по методу времени пролета.

Удаляя детектор на все большее расстояние от импульсного источника, можно получить сколь угодно высокое энергетическое разрешение. Однако, как следует из полученных выше соотношений, при этом очень быстро будет снижаться скорость счета. Поэтому ни длину пролетной базы, ни связанную с ней величину  $\tau/l$  нельзя принять в качестве критерия для сравнения различных установок. В равной степени не годится для этого и число нейтронов, создаваемых в одной вспышке или в течение 1 с:  $Y=q_v n$ . Целесообразно выбрать в качестве критерия такую величину, которая позволила бы сравнивать скорости счета в канале при одинаковом энергетическом разрешении (или разрешения, достижимые при одинаковых скоростях счета).

Рассмотрим две установки, источники которых дают нейтроны с одинаковыми энергетическими спектрами. Скорости счета в каналах, соответствующих одной и той же энергии нейтронов, будут согласно (13.60) удовлетворять следующему соотношению:

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \frac{q_1 n_1}{q_2 n_2} \frac{\tau_1}{\tau_2} \frac{l_2^3}{l_1^3} = \frac{Y_1}{Y_2} \frac{\tau_2^2}{\tau_1^2} \frac{\tau_1^3}{l_1^3} \frac{l_2^3}{\tau_2^3} \quad (13.61)$$

(детекторы также считаются одинаковыми). Если длины пролетных баз выбрать с таким расчетом, чтобы установки давали равные разрешения (мкс/М)  $\tau_1/l_1 = \tau_2/l_2$ , то соотношение (13.61) можно привести к виду

$$\Delta N_1/\Delta N_2 = (Y_1/\tau_1^2)/(Y_2/\tau_2^2). \quad (13.62)$$

Напротив, если длины пролетных баз выбрать так, чтобы получить одинаковые скорости счета, то из того же соотношения (13.61) вытекает, что

$$\frac{\tau_1}{l_1} / \frac{\tau_2}{l_2} = \sqrt[3]{\frac{Y_2}{\tau_2^2} / \frac{Y_1}{\tau_1^2}}. \quad (13.63)$$

Из приведенного рассмотрения следует, что в качестве искомого критерия для сравнения установок, работающих по методу времени пролета, удобно выбрать величину  $Y/\tau^2$ . Отсюда же вытекает целесообразность уменьшения длительности нейтронной вспышки  $\tau_n$  (напомним, что  $\tau \sim \tau_n$ ) даже ценой снижения числа нейтронов во вспышке  $q_v$ . В самом деле, пусть источник обеспечивает в течение вспышки постоянную интенсивность выхода нейтронов  $y$ . В этом случае  $q_v = y\tau_n$ . Уменьшение  $\tau_n$ , например, в 2 раза во столько же раз снижает  $q_v$ ; еще в 2 раза уменьшает скорость счета соответствующее уменьшение  $\tau_a$ . Зато при этом для получения прежнего разрешения можно в 2 раза сократить  $l$  и  $T$ , что дает выигрыш в скорости счета в  $2^3 = 8$  раз. В результате скорость счета в канале не только не уменьшится, а, напротив, в 2 раза возрастет и установка станет только лучше. Поэтому на протяжении всего периода развития метода времени пролета наблюдалось стремление к сокращению длительности нейтронных вспышек при

соответствующем усовершенствовании регистрирующей аппаратуры: если в первых установках длительность импульсов измерялась десятками микросекунд и на них удавалось измерять спектры только в области очень малых энергий нейтронов (все быстрые нейтроны попадали в один канал), то в настоящее время существуют установки с длительностью импульсов порядка 1 нс, позволяющие проводить измерения вплоть до энергий нескольких мегаэлектрон-вольт.

**Установки, работающие по методу времени пролета.** В настоящее время существует много типов установок, которые предназначены для измерения спектров нейтронов методом времени пролета; различаются они главным образом характеристиками источников нейтронов, а также видами применяемых детекторов. В каждом интервале энергий используются определенные разновидности таких установок, характеризующиеся своими специфическими особенностями. Условно можно разбить нейтроны на три основных интервала энергий: тепловые ( $E < 0,4$  эВ), промежуточные ( $0,4$  эВ  $< E < 10$  кэВ) и быстрые ( $E > 10$  кэВ).

### А. Тепловые нейтроны

Механический селектор. Для измерений спектров медленных нейтронов, выходящих, например, из блоков замедлителей или отражателей реакторов на тепловых нейтронах, непрерывный пучок нейтронов перекрывается непрозрачным затвором. Этот затвор открывается лишь на короткие по сравнению с длительностью пролета нейтронов интервалы времени, пропуская порцию нейтронов, которые затем анализируются по энергиям методом времени пролета. Такое устройство называется обычно *механическим селектором* нейтронов.

Схема типичного селектора нейтронов показана на рис. 13.17. На пути выходящего из реактора пучка нейтронов помещают вращающийся ротор, который пересекается по диаметру пакетом параллельных пластинок из кадмия с тонкими щелями между ними. Нейтроны проходят через ротор только в те моменты времени, когда щели параллельны (или почти параллельны) оси нейтронного пучка. Для запуска временного анализатора в эти моменты используются стартовые импульсы от фотоэлемента, на который при соответствующих положениях ротора падает отраженный от маленького зеркальца пучок света.

Для дальнейшего важно определить не только длительность возникающей нейтронной вспышки, но и ее форму, т. е. зависимость интенсивности пучка нейтронов, прошедших ротор, от времени. Будем сначала считать, что пучок нейтронов хорошо сколимирован и что все нейтроны в нем имеют очень большие скорости, так что время пролета нейтрона по диаметру ротора мало по сравнению с временем поворота ротора на заметный угол. При таких условиях вероятность прохождения нейтрона через ротор в каждый момент времени будет определяться шириной свободно-

Рис. 13.17. Механический селектор медленных нейтронов:

1 — защита реактора; 2 — источник света; 3 — фотозлемент; 4 — зеркальце; 5 — ротор; 6 — детектор нейтронов

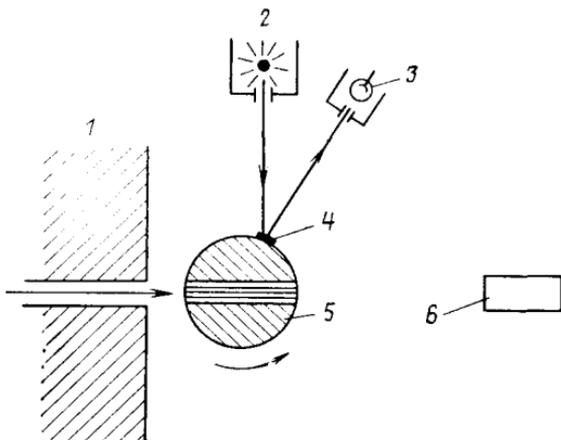


Рис. 13.17.

Рис. 13.18. Прохождение нейтронов через одну из щелей из щелей вращающегося ротора

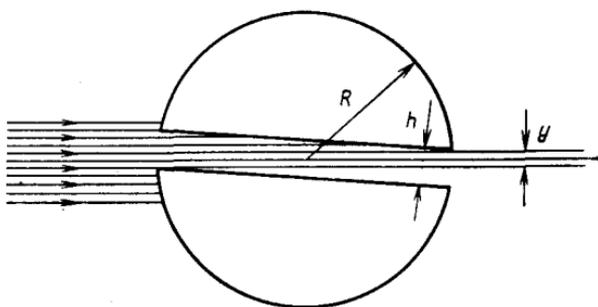


Рис. 13.18.

Рис. 13.19. Типичные формы «вспышек» нейтронов, создаваемых вращающимся ротором с плоскими щелями:

а — при  $v > 4v_{гр}$ ; б — при  $v < 4v_{гр}$

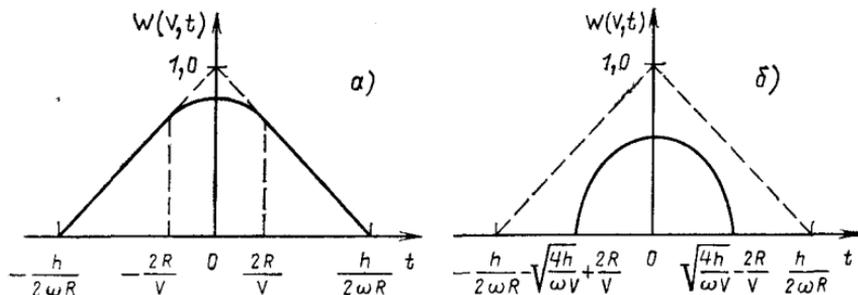


Рис. 13.19.

го просвета щелей  $y$  (рис. 13.18). Приняв за нуль отсчета времени момент, когда направление щелей совпадает с осью нейтронного пучка, можно получить соотношения, связывающие величину  $y$  с шириной щелей  $h$ , радиусом ротора  $R$ , угловой скоростью его вращения  $\omega$  и временем  $t$ . Эти соотношения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} y &= h + 2R\omega t & \text{при } t < 0; \\ y &= h - 2R\omega t & \text{при } t > 0. \end{aligned} \right\} \quad (13.64)$$

В моменты  $t_{1,2} = \pm h/(2R\omega)$  величина  $y$  обращается в нуль, откуда следует, что вспышка нейтронов при указанных выше условиях будет иметь форму треугольника и длительность  $\tau_n = h/\omega R$ . Поскольку интенсивность потока нейтронов пропорциональна  $y$ , для относительной интенсивности потока  $\omega(t)$  можно вместо (13.64) написать соотношения

$$\left. \begin{aligned} \omega(t) &= 1 + 2R\omega t/h & \text{при} & \quad -h/(2\omega R) \leq t \leq 0; \\ \omega(t) &= 1 - 2R\omega t/h & \text{при} & \quad 0 \leq t \leq h/(2\omega R), \end{aligned} \right\} \quad (13.65)$$

причем  $\omega(0) = 1$ .

Для нейтронов с меньшими скоростями необходимо принять во внимание изменение положения щели за время, пока нейтрон в ней находится. Нейтроны, время пролета которых по диаметру ротора  $2R(v)$  больше времени смещения щели на удвоенную собственную ширину  $2h/(\omega R)$ , не могут выйти из ротора. Отсюда следует, что через вращающийся ротор пролетают лишь нейтроны со скоростями

$$v \geq v_{\text{гр}} = \omega R^2/h. \quad (13.66)$$

Более детальный анализ показывает, что при  $4v_{\text{гр}} \leq v < \infty$  длительность нейтронной вспышки остается равной  $h/\omega R$ , но ее вершина с уменьшением скорости постепенно «оседает» (рис. 13.19), причем

$$\left. \begin{aligned} \omega(t) &= 0 & \text{при} & \quad t \leq -h/(2\omega R); \\ \omega(t) &= 1 + 2\frac{\omega R}{h}t & \text{при} & \quad -\frac{h}{2\omega R} \leq t \leq -\frac{2R}{v}; \\ \omega(t) &= 1 - \frac{v\omega}{4h} \left( \frac{2R}{v} - t \right)^2 & \text{при} & \quad -\frac{2R}{v} \leq t \leq 0; \\ \omega(t) &= 1 - \frac{v\omega}{4h} \left( \frac{2R}{v} + t \right)^2 & \text{при} & \quad 0 \leq t \leq \frac{2R}{v}; \\ \omega(t) &= 1 - \frac{2\omega R}{h}t & \text{при} & \quad \frac{2R}{v} \leq t \leq \frac{h}{2\omega R}; \\ \omega(t) &= 0 & \text{при} & \quad t > h/(2\omega R). \end{aligned} \right\} \quad (13.67)$$

В интервале скоростей  $v_{\text{гр}} \leq v \leq 4v_{\text{гр}}$  длительность вспышки меньше  $h/\omega R$  и одновременно сокращается ее площадь, так что

$$\left. \begin{aligned} \omega(t) &= 0 & \text{при} & \quad t \leq -\sqrt{4h/(\omega v)} + 2R/v; \\ \omega(t) &= 1 - \frac{\omega v}{4h} \left( \frac{2R}{v} - t \right)^2 & \text{при} & \quad -\sqrt{\frac{4h}{\omega v}} + \frac{2R}{v} \leq t \leq 0; \\ \omega(t) &= 1 - \frac{\omega v}{4h} \left( \frac{2R}{v} + t \right)^2 & \text{при} & \quad 0 \leq t \leq \sqrt{\frac{4h}{\omega v}} - \frac{2R}{v}; \\ \omega(t) &= 0 & \text{при} & \quad t \geq \sqrt{4h/(\omega v)} - 2R/v. \end{aligned} \right\} \quad (13.68)$$

Из этих соотношений следует, что нейтроны с различными скоростями имеют разную вероятность пройти через щели вращающегося ротора. Это необходимо учитывать при измерениях

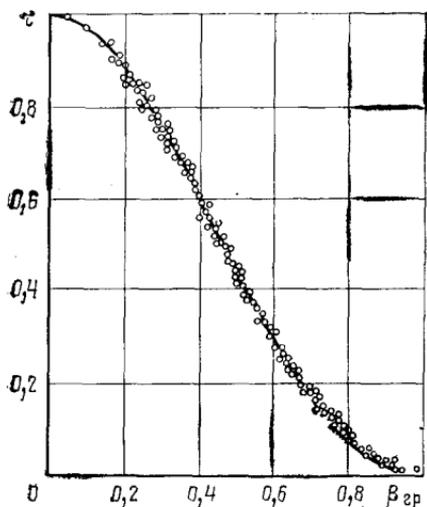


Рис. 13.20. Функция пропускания ротора с плоскими щелями

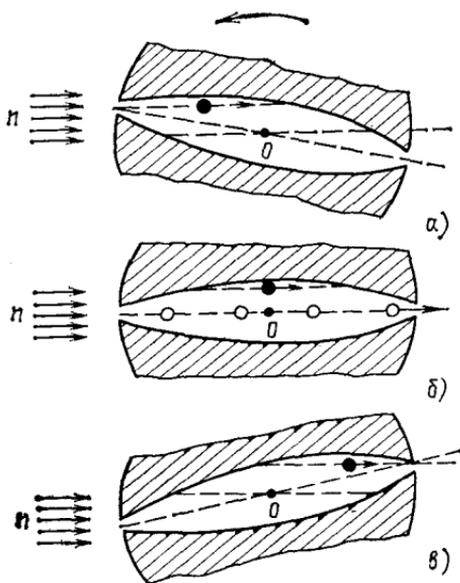


Рис. 13.21. Прохождение медленных (●) и быстрых (○) нейтронов через боковую щель вращающегося ротора:

*а* — начало; *б* — продолжение и *в* — завершение движения медленного нейтрона через щель ротора; быстрые нейтроны проскальзывают щель только в положении *б*.

спектров. Усредненную по времени вероятность прохождения через ротор нейтрона со скоростью  $v$  называют *функцией пропускания ротора*  $T(v)$ . Если скорость нейтронов выразить в безразмерных величинах  $\beta_{гр} = v_{гр}/v$ , а пропускание измерять по отношению к пропусканию для нейтронов с бесконечно большой скоростью  $\tau(\beta_{гр}) = T(v)/T(\infty)$ , то

$$\left. \begin{aligned} \tau(\beta_{гр}) &= 1 - 8\beta_{гр}^2/3 \quad \text{при } 0 \leq \beta_{гр} \leq 1/4; \\ \tau(\beta_{гр}) &= 8\beta_{гр}^2/3 - 8\beta_{гр} + 16\sqrt{\beta_{гр}}/3 \quad \text{при } 1/4 \leq \beta_{гр} \leq 1. \end{aligned} \right\} \quad (13.69)$$

Зависимость  $\tau(\beta_{гр})$  показана на рис. 13.20 вместе с результатами экспериментальной проверки.

В качестве примера рассмотрим селектор, ротор которого имеет радиус  $R = 5$  см, ширину щелей  $h = 1$  мм и делает  $\nu = 150$  оборотов в 1 с (9000 в 1 мин). Такой селектор дает в 1 с  $n = 2\nu = 300$  вспышек с длительностью  $\tau_n = h/\omega R = 21$  мкс. Граничная скорость для этого селектора  $v_{гр} = 2400$  м/с, что соответствует энергии около 0,03 эВ. Таким образом, на данном селекторе можно проводить измерения в интервале энергий нейтронов от 0,03 до границы поглощения нейтронов кадмием около 0,4 эВ. Для того чтобы нейтроны с  $v = v_{гр}$  не оказались рециркуляционными, длина пролетной базы не должна превышать 8 м. При такой базе разрешение установки равно 2,6 мкс/м, чему соответствует  $\Delta E/E = 1\%$  при  $E = 0,03$  эВ и около 4,5 % при  $E = 0,4$  эВ.

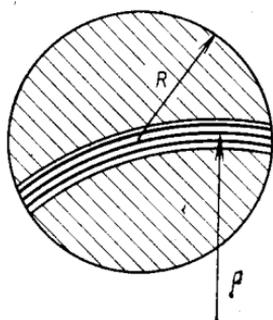
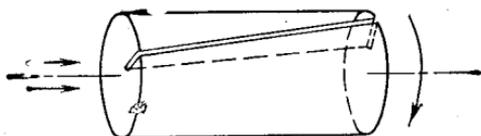


Рис. 13.22. Ротор с искривленными щелями

Рис. 13.23. Ротор механического монохроматора с продольными щелями



Для уменьшения  $v_{гр}$  можно снизить скорость вращения ротора, но это неминуемо приведет к ухудшению разрешения. Поэтому обычно используют другой прием: щель в роторе делают бочкообразной, что обеспечивает пролет через нее медленных нейтронов без увеличения длительности интервала пропускания быстрых нейтронов. Процесс пролета медленного нейтрона через вращающийся ротор с бочкообразной щелью проиллюстрирован на рис. 13.21.

Иногда делают роторы селекторов с искривленными щелями (рис. 13.22). Если щель имеет форму дуги окружности с радиусом  $\rho$ , то через нее с наибольшей вероятностью проходят нейтроны, обладающие скоростью

$$v_0 = 2\omega\rho. \quad (13.70)$$

Нейтроны как с большими, так и с меньшими скоростями проходят через такой ротор с меньшей вероятностью, потому что кривая функции пропускания  $\tau(\beta_{гр})$  имеет форму пика, ширина которого зависит от отношения  $2\rho h/R^2$ , а интервал скоростей  $v$ , с которыми нейтроны могут пройти через селектор, определяется соотношением

$$-(2\rho h/R^2)/(1 + 2\rho h/R^2) \leq (v - v_0)/v_0 \leq (2\rho h/R^2)/(1 - 2\rho h/R^2). \quad (13.71)$$

Таким образом, ротор с кривыми щелями позволяет получить частичную моноэнергетизацию пучка нейтронов, причем чем меньше  $2\rho h/R^2$ , тем уже интервал скоростей пропускаемых через селектор нейтронов. Отметим, что относительная ширина этого интервала не зависит от скорости вращения ротора  $\omega$ , тогда как наиболее вероятная скорость пропускаемых нейтронов (или, что то же самое, положение указанного интервала на оси скоростей) целиком определяется  $\omega$ . Из (13.70) следует, что для уменьшения  $v_0$  необходимо уменьшить или  $\omega$ , или  $\rho$ . Первое невыгодно, так как уменьшение  $\omega$  неизбежно влечет за собой ухудшение энергетического разрешения. Поэтому если экспериментатор хочет всегда работать с максимально возможной скоростью вращения (чтобы иметь минимальные значения  $\tau_n$ ), то для перекрытия различных интервалов энергии приходится заменять ротор (так, для бруксгейвского селектора имелось три сменных ротора с различной кривизной щелей). Такая установка в целом гораздо сложнее, чем спектрометр с прямыми щелями, зато частичная моноэнергетизация пучка во многих случаях весьма полезна.

Отсечение нейтронов больших энергий можно осуществить также пропус-

канием нейтронного пучка через фильтр из какого-нибудь поликристаллического вещества, например бериллия (см. § 13.5).

Следует отметить, что уже с помощью первых селекторов была подтверждена максвелловская форма спектра медленных нейтронов, выходящих из замедлителя. В дальнейшем селекторы широко использовались для изучения взаимодействия медленных нейтронов с веществом и, в частности, при нейтронографических исследованиях структуры твердых тел.

**Механический монохроматор.** Как было отмечено выше, ротор с искривленными щелями позволяет выделить из непрерывного спектра группу нейтронов с энергиями, заключенными между двумя предельными значениями  $E_1$  и  $E_2$ . Однако вынужденное уменьшение ширины щелей  $h$  с целью уменьшения отношения  $2\rho h/R^2$  и сужения интервала скоростей пропускаемых нейтронов неизбежно приводит к падению интенсивности пучка, в результате чего получить хорошую моноэнергетизацию нейтронов с помощью такого селектора весьма трудно. Для моноэнергетизации нейтронов можно использовать также ротор в виде цилиндра с продольными щелями, идущими по винтовой линии (рис. 13.23).

Нейтронный пучок падает на ротор параллельно оси вращения. При вращении ротора через щели могут свободно проходить только те нейтроны, которые пролетают всю длину цилиндра  $l$  как раз за время поворота ротора на угол смещения щели  $\alpha$ . Из этого условия скорость пропускаемых нейтронов

$$v = 2\pi n l / \alpha, \quad (13.72)$$

где  $n$  — число оборотов ротора в 1 с. В действительности из-за конечной ширины щели прошедшие через ротор нейтроны имеют разброс скоростей. Если ширину щели охарактеризовать охватываемым ею углом  $\Delta\alpha$ , то, дифференцируя (13.72), получаем

$$\Delta v = \pm 2\pi n l \Delta\alpha / \alpha^2, \quad (13.73)$$

откуда предельная скорость проходящих через ротор нейтронов

$$v = 2\pi n l (1 \pm \Delta\alpha / \alpha) / \alpha \quad (13.74)$$

и соответственно

$$\Delta E / E \pm 2\Delta\alpha / \alpha. \quad (13.75)$$

Еще лучше результаты можно получить на установке с двумя роторами (рис. 13.24). Оба ротора имеют прямые щели, вращаются с одинаковой скоростью и с постоянной разностью фаз  $\varphi$ .

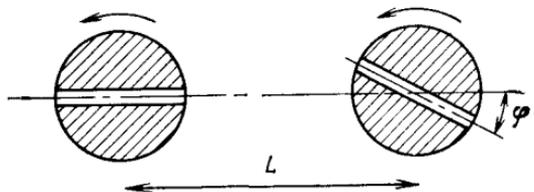


Рис. 13.24. Схема селектора с двумя роторами

Когда щели первого ротора параллельны оси пучка, через них проходит группа нейтронов с различными скоростями, но через второй ротор пройдут те из них, для которых время пролета расстояния между роторами  $L$  равно времени поворота ротора на угол  $\varphi$ . Скорость таких нейтронов определяется соотношением  $v_2 = \omega L / \varphi$ . Подобная установка позволяет изменением сдвига фаз  $\varphi$  легко менять скорость пропускаемых нейтронов при сохранении высокого разрешения и достаточной интенсивности пучка.

Прошедшие через монохроматор нейтроны уже не требуется анализировать по времени пролета, так как он действительно выделяет нейтроны определенной скорости. Поэтому на монохроматорах можно вести работы с активацией образцов, что, естественно, невозможно на других установках, использующих принцип измерения времени пролета.

Так как длительность нейтронной вспышки, а следовательно, и ширина канала временного анализатора в установках для работы с медленными нейтронами относительно велики (несколько десятков или даже сотен микросекунд), требования к нейтронным детекторам весьма умеренны. Обычно для регистрации нейтронов используют пропорциональные счетчики, наполненные  $\text{BF}_3$  или  $^3\text{He}$ , хотя возможно также применение детекторов и других типов. Скорость счета определяется в данном случае свойствами электронной схемы. Поскольку время, затрачиваемое на обработку одного импульса во временном анализаторе, составляет несколько микросекунд, от одной вспышки без труда можно зарегистрировать несколько импульсов в разных каналах и в принципе даже два-три импульса в одном широком канале. Скорость счета в отдельных каналах может достигать несколько тысяч отсчетов в 1 мин, но из-за неравномерности распределения во времени регистрируемых импульсов счет в каналах, соответствующих самым медленным нейтронам, может оказаться на уровне одного-двух отсчетов в 1 мин, что в несколько раз меньше фона.

## Б. Промежуточные нейтроны

Селектор быстрых нейтронов. Схема селектора для нейтронов промежуточных энергий в общем аналогична схеме селектора медленных нейтронов. Основные отличия связаны с конструкцией ротора и со скоростью его вращения. Поскольку не существует вещества, которое сильно поглощало бы нейтроны во всем рассматриваемом диапазоне энергий (от 0,5 эВ до нескольких десятков килоэлектрон-вольт), ротор селектора быстрых нейтронов приходится делать в виде массивного диска или цилиндра из материала с большим полным сечением.

Так, ротор селектора Аргоннской национальной лаборатории массой 85 кг изготовлен из урана. Кроме того, для получения удовлетворительного разрешения при более высоких энергиях приходится уменьшать длительность импульса, что достигается сокращением ширины щелей, а следовательно, и интенсивности нейтронного пучка. На современных селекторах ширина щелей измеряется долями миллиметра, что при скоростях вращения ротора 20 000—40 000 об/мин позволяет получить импульсы длительностью в несколько десятых долей микросе-

кунды. Для увеличения интенсивности пучков обычно в роторе делают пакет из нескольких параллельных щелей. При этом интенсивности пучка хватает для работы на пролетных базах порядка 100 м, что обеспечивает разрешение до 0,005 мкс/м. Столь высокое разрешение позволяет применять быстрые селекторы для измерения спектров нейтронов до энергий порядка нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

Как уже отмечалось, длину пролетной базы нельзя увеличить беспредельно не только из-за уменьшения интенсивности пучка, но также из-за опасности появления рециклических нейтронов. На селекторах, предназначенных для исследований в промежуточной области энергий, медленные нейтроны поглощаются кадмиевым фильтром, поэтому наложение импульсов от разных вспышек можно связать, в первую очередь, с нейтронами, обладающими энергией около 0,5 эВ. Отсюда следует, что при заданной частоте повторения вспышек  $n$  ( $\text{с}^{-1}$ ) расстояние между прерывателем и детектором не должно быть больше  $6700/n$  м. Если ротор делает 15 000 об/мин, то  $n=500 \text{ с}^{-1}$  и длина пролетной базы может иметь предельное значение примерно 13 м. На практике для получения более высокого разрешения иногда делают базы большей длины, сознательно допуская возможность появления рециклических нейтронов. Во многих случаях рециклические нейтроны не являются серьезной помехой для измерений, и их можно рассматривать как своего рода фон, который легко учесть. Кроме того, эти нейтроны можно в значительной степени подавить борным фильтром, который поглощает в какой-то мере нейтроны всех энергий, но медленные нейтроны в гораздо большей степени, чем быстрые.

Спектрометры промежуточных нейтронов с импульсными ускорителями. Почти любой ускоритель, работающий в импульсном режиме, при соответствующем выборе мишени, типа ускоряемых частиц и их энергии может стать импульсным источником нейтронов. Использование ускорителей в спектрометрах, работающих по методу времени пролета, особенно удобно потому, что длительность нейтронной вспышки в них можно сделать чрезвычайно короткой (порядка единиц наносекунд) при любой частоте их следования, тогда как в селекторах длительность вспышек и расстояния между ними связаны однозначно: при увеличении скорости вращения ротора одновременно уменьшаются  $\tau_n$  и  $T$ . Кроме того, полное отсутствие излучения между импульсами благотворно сказывается на фоне. Эти достоинства данного типа спектрометров привели к их широкому распространению.

Первоначально метод пульсирующего ускорителя был осуществлен на циклотроне. Несколько установок этого типа, так называемые *мигающие циклотроны*, действуют и поныне. В них импульсный режим работы достигается открытием ионного источника на короткие интервалы времени при непрерывно подводимой высокочастотной мощности. В дальнейшем лучшие параметры удалось получить на более мощных ускорителях тяжелых ионов — фазотронах, а также

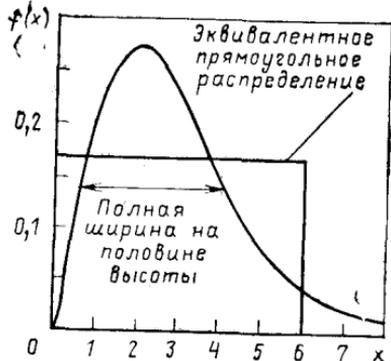


Рис. 13.25. График функции  $f(x)$ , нормированной на единицу площади

с помощью различных ускорителей электронов — линейных ускорителей, синхротронов и микротронов.

Ядерные реакции с вылетом нейтронов, идущие на мишенях любых ускорителей, дают нейтроны относительно больших энергий: от 5 кэВ и выше (см. гл. 3). Для получения промежуточных нейтронов с энергиями порядка 10—100 эВ первичные нейтроны приходится замедлять. Для этого около мишени ускорителя устанавливают блок замедляющего вещества, обычно водородсодержащего, который и является источником нейтронов в установке для измерений времени пролета.

Поскольку на замедление нейтронов требуется определенное время, нейтронная вспышка существенно затягивается и, кроме того, энергетический спектр выходящих из замедлителя нейтронов оказывается в разные моменты времени различным.

Точный расчет функции  $N(E, t)$ , описывающей распределение выходящих нейтронов по энергиям в различные моменты времени, оказывается весьма сложным. Однако при ряде упрощающих предположений можно получить формулу, описывающую выход из толстой пластины замедлителя нейтронов с какой-нибудь определенной энергией  $E < E_0$ . Среднее время между столкновениями таких нейтронов с протонами в замедлителе  $t_s = l_s/v$ , где  $l_s$  — средняя длина пути нейтрона между двумя последовательными столкновениями с ядрами. При энергии меньше нескольких килоэлектрон-вольт  $l_s$  можно считать постоянной (для полиэтилена  $l_s = 0,62$  см). Поэтому  $t_s \sim E^{-1/2}$ , и для полиэтилена с учетом соотношения (13.47)  $t_s = 0,45 E^{-1/2}$  мкс. Можно показать, что зависимость интенсивности выходящих из замедлителя нейтронов с энергией  $E$  от времени описывается функцией  $f(x) = x^2 e^{-x}/2$ , где  $x = t/t_s$  (рис. 13.25). Эта функция имеет максимум при  $t = 2t_s = 0,9 E^{-1/2}$  мкс, среднее время замедления  $t = 3t_s = 1,35 E^{-1/2}$  мкс и ширину на половине высоты  $\Delta t \approx 2\sqrt{3}t_s$ . Характерно, что эти величины не зависят от начальной энергии нейтрона, что вполне понятно, поскольку скорость процесса замедления быстро убывает по мере снижения  $E$ , и, стало быть, основной вклад в общее время замедления вносят столкновения при самых низких энергиях.

Время замедления нейтронов в полиэтилене до некоторых энергий приведено в табл. 13.4, из которой видно, что вспышка нейтронов с энергией 1 эВ не может быть короче 1 мкс. Отсюда ясно, что в тех случаях, когда экспериментатора интересует именно эта область энергий, длительность импульса ускорителя не имеет смысла делать много меньше указанного значения.

Таблица 13.4. Время замедления нейтронов в полиэтилене

Конечная энергия, эВ	1	$10^2$	$10^4$
Время замедления, мкс	1,35	0,135	0,014

Энергетический спектр замедляющихся нейтронов можно описать формулой

$$N(E) dE \sim p \frac{dE}{E_0} \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1-p}, \quad (13.76)$$

где  $p$  — вероятность вылета нейтрона из пластины после очередного столкновения. Для очень тонкой пластины  $p \approx 1$  и  $N(E)dE \sim dE/E_0$  — спектр в форме прямоугольной ступеньки, характерный для однократного рассеяния нейтронов на протонах. Для толстой пластины  $p \approx 0$  и  $N(E)dE \sim dE/E$  — так называемый спектр Ферми.

Детекторы для измерения спектров промежуточных нейтронов. Как следует из предыдущего, характерные для спектрометров промежуточных нейтронов длительности нейтронных вспышек и соответствующие им ширины каналов временных анализаторов порядка 0,01—1 мкс. Время нарастания импульсов в борных счетчиках составляет около 0,1 мкс, поэтому применение их в установках рассматриваемого типа еще возможно, хотя здесь начинают сказываться неопределенность в точке захвата нейтрона и разброс времени срабатывания счетчика. Последняя причина связана со свойствами механизма разряда в пропорциональном счетчике, с его конструкцией и природой наполняющей смеси. Обычно разброс времени срабатывания порядка 2 мкс, что делает применение борных счетчиков невозможным, если ширина канала меньше 4 мкс. Неопределенность в точке захвата сказывается при регистрации медленных нейтронов. В самом деле, нейтроны с энергией 1 эВ пролетают путь 1 см за 0,72 мкс, поэтому при диаметре счетчика 3 см возникает неопределенность в моменте регистрации 2,5 мкс. Это заставляет применять возможно более тонкие счетчики, располагая их в один или два ряда. Эффективность подобной системы для медленных нейтронов весьма высока. Счетчик с  $\text{BF}_3$  под давлением в несколько атмосфер для тепловых нейтронов практически «черный», т. е. эффективность регистрации близка к 100 %, но с увеличением энергии эффективность его быстро падает, достигая при энергии 1 кэВ примерно 0,5 %.

С целью повышения эффективности регистрации были разработаны и получили широкое распространение жидкостные сцинтилляционные счетчики, в которых относительно тонкий слой ( $\leq 1$  см) сцинтиллирующей жидкости просматривается системой ФЭУ. В качестве сцинтиллятора обычно применяют раствор не-

которых специальных органических веществ в толуоле с добавлением  $^{10}\text{B}$  в виде метилбората. Сцинтиллятор заливают в ванночки, покрытые изнутри белой эмалью с высокой отражающей способностью. К каждой ванночке подсоединяют два или четыре ФЭУ, импульсы от которых поступают на временной анализатор только в том случае, если они строго совпадают во времени. Этим в значительной степени подавляется фон шумовых сигналов. Эффективность подобной системы при энергии 1 кэВ может достигать 40 %, что почти на два порядка выше эффективности борных счетчиков. Неопределенность в моменте захвата нейтронов невелика и составляет обычно 0,5 мкс. Главный недостаток жидкостного счетчика — маленькая амплитуда импульсов и связанная с этим трудность дискриминации фона  $\gamma$ -излучения: из-за нелинейности световыхода (см. гл. 7) амплитуда импульса от  $\alpha$ -частицы с энергией 2,3 МэВ сравнима с импульсом от электрона с энергией всего 40 кэВ. В то же время почти во всех установках одновременно со вспышкой нейтронов возникает мощная вспышка фотонов, которая может сильно перегрузить регистрирующую систему и нарушить ее нормальную работу. Для борьбы с фотонами используются два способа: 1) так как фотоны долетают до детектора раньше, чем нейтроны, то в момент их прихода на ФЭУ можно подать мощный запирающий импульс и тем самым предотвратить перегрузку схемы; 2) применяют дискриминацию импульсов от протонов и электронов по их форме (см. гл. 12). Кроме того, детектор со всех сторон защищается свинцом.

Третий возможный тип детектора основан на регистрации вторичного  $\gamma$ -излучения, возникающего при захвате нейтронов в веществе. Один из вариантов такого детектора — так называемая *борная плита*. Он представляет собой слой твердого аморфного бора или карбида бора, вплотную к которому расположена система сцинтилляционных счетчиков с кристаллами NaI. Эти счетчики регистрируют фотоны от реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$ . Поскольку энергия фотонов строго определенная (0,48 МэВ), регистрирующую систему можно настроить только на соответствующие импульсы, что позволяет в значительной степени снизить фон посторонних импульсов, имеющих самые различные амплитуды. Все же чувствительность такого детектора к посторонним фотонам остается довольно высокой. Для ее уменьшения в некоторых детекторах вместо бора применяют вещества, захват нейтронов в которых сопровождается испусканием целого каскада фотонов. Блок такого вещества (например, урана) окружают системой сцинтилляционных счетчиков и регистрируют двух- или даже трехкратные совпадения импульсов в них. При этом импульсы фона, возникающие в разных счетчиках независимо друг от друга, регистрируются только в результате случайных совпадений, вероятность которых относительно невелика. Недостатками такой системы являются ее сложность и низкая эффективность регистрации нейтронов, связанная с тем, что в большом числе случаев фотоны не вызывают в счетчиках достаточного для регистрации

количества совпадающих во времени импульсов. Кроме того, зависимость эффективности регистрации нейтронов от энергии, определяемая видом  $\sigma = \sigma(E)$ , может оказаться весьма сложной, что затрудняет интерпретацию получаемых данных. Тем не менее отношение числа импульсов эффекта к числу импульсов фона у такого детектора значительно выше, чем у детекторов других типов, и это достоинство позволяет применять подобные детекторы при некоторых измерениях.

## В. Быстрые нейтроны

Для исследований с нейтронами еще больших энергий (от сотен килоэлектрон-вольт до нескольких мегаэлектрон-вольт) необходимы спектрометры с еще меньшими значениями  $\tau/l$ , а так как увеличение  $l$  невозможно из-за снижения интенсивности, то приходится идти по пути уменьшения  $\tau$ . Обычно с задачей измерения нейтронных спектров в данном диапазоне энергий приходится сталкиваться при изучении различных ядерных процессов с помощью ускорителей. Характерная особенность установок этого типа — отсутствие замедлителей нейтронов.

Использование естественной модуляции пучка циклотрона. При работе циклотрона в так называемом «непрерывном» режиме частицы в нем движутся в действительности не непрерывным потоком, а сгустками, причем частота следования таких сгустков равна частоте колебаний напряжения, подводимого к ускоряющим электродам (дуантам) от высокочастотного генератора. Поэтому нейтроны вылетают из мишени тоже короткими порциями, причем длительность каждой порции составляет около 2—3 нс при интервалах между порциями 50—100 нс (частота колебаний ускоряющего напряжения в циклотронах обычно бывает порядка 20—10 МГц). Таким образом, измерение спектров возникающих в мишени нейтронов можно проводить методом времени пролета, причем длина прелетной базы может составлять всего несколько метров. При этом, однако, *скважность* (отношение  $T/\tau_n$ ) оказывается порядка нескольких десятков, тогда как для измерений спектров в широком диапазоне энергий желательно иметь гораздо более редкие импульсы. Заметим, что в данном случае, как и в случае механических селекторов, величины  $\tau_n$  и  $T$  взаимосвязаны. Поэтому для уменьшения частоты следования нейтронных вспышек приходится направлять на мишень лишь один импульс из многих. Это осуществляется обычно подачей редких импульсов на отклоняющую пластину циклотрона (дефлектор) или на специальные пластины, установленные на пути пучка вне ускорителя. Такая система позволяет получить сколь угодно низкую частоту следования импульсов (обычно порядка нескольких килогерц), однако это достигается, естественно, ценой сильного снижения средней интенсивности.

Импульсные электростатические генераторы. Использование электростатических ускорителей в качестве им-

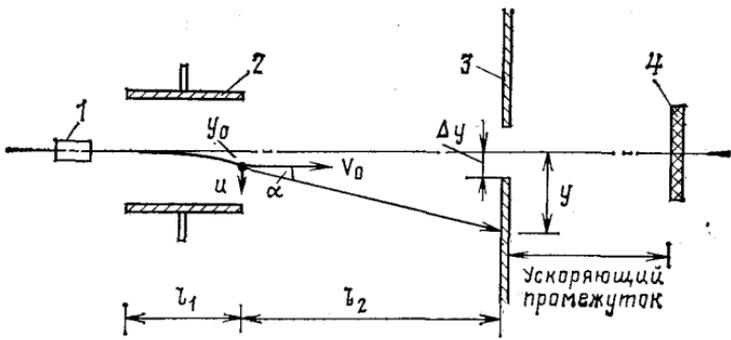


Рис. 13.26. Схема устройства для прерывания ионного пучка:

1 — ионный источник; 2 — отклоняющие пластины; 3 — диафрагма; 4 — мишень

пульсных источников нейтронов для спектрометрических измерений методом времени пролета имеет много преимуществ по сравнению с использованием циклотрона. Простота конструкции, легкость осуществления импульсного режима с любыми значениями  $\tau_n$  и  $T$ , малый энергетический разброс частиц в пучке, незначительное угловое расхождение, низкий фон, удобство вывода частиц на внешнюю мишень — все эти достоинства способствовали весьма широкому распространению импульсных электростатических установок.

Обычный электростатический генератор типа Ван-де-Граафа (или каскадный генератор Кокрофта — Уолтона) дает постоянный ток ионов на мишень. Импульсный режим работы проще всего получить прерыванием пучка с таким расчетом, чтобы он попадал на мишень лишь в пределах коротких интервалов времени. Для этого на пути ионов помещают пару отклоняющих пластин, на которые от специального генератора подается переменное напряжение (рис. 13.26). За отклоняющими пластинами устанавливается диафрагма с небольшим отверстием посредине. Очевидно, что пучок ионов может попасть на мишень через отверстие в диафрагме только в те моменты времени, когда разность потенциалов между пластинами проходит через нуль. Время, в течение которого пучок попадает на мишень, можно оценить следующим образом.

Предположим, что источник дает очень тонкий аксиальный пучок ионов с одинаковой энергией, причем скорость ионов настолько велика, что за время пролета отклоняющих пластин разность потенциалов между ними  $U$  не успевает существенно измениться.

Между пластинами ионы движутся по параболе с ускорением  $a = eU/(m_n d)$ , направленным перпендикулярно их первоначальной траектории, в результате чего при вылете из системы пластин они получают дополнительную скорость в том же направлении

$$u = at = eU_1/(m_n d v_0) \quad (13.77)$$

и смещение

$$y_0 = at^2/2 = eU_1^2/(4Ed), \quad (13.78)$$

где  $E = m_n v_0^2 / 2$  — энергия ионов;  $d$  — расстояние между пластинами. Угол  $\alpha$  между новой и прежней траекториями ионов определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = u/v_0 = eU l_1 / (2Ed), \quad (13.79)$$

откуда смещение пучка ионов на диафрагме

$$y = y_0 + l_2 \operatorname{tg} \alpha = eU l_1 (l_2 + 2l_2) / (4Ed). \quad (13.80)$$

Предполагая, что напряжение между пластинами меняется по гармоническому закону  $U = U_0 \sin(\omega t)$ , дифференцированием выражения (13.80) можно найти время  $\Delta t(y)$ , в течение которого пучок ионов оказывается в пределах щели  $\Delta y$ :

$$\Delta t_y = \frac{2Ed}{\pi e U_0} \Delta y \frac{T}{l_1 (l_1 + 2l_2)}. \quad (13.81)$$

Из этого выражения видно, что меняя различные параметры системы (например, частоту и амплитуду подводимого к пластинам высокочастотного напряжения), можно по-разному изменять значения  $\Delta t_y$  и  $T$ . При  $E = 4$  кэВ,  $d = 1$  см,  $\Delta y = 0,2$  см,  $T = 300$  нс ( $\nu_{ВЧ} \approx 3$  МГц),  $U_0 = 1$  кВ,  $l_1 = 4$  см,  $l_2 = 5$  см получаем, что  $\Delta t_y \approx 3$  нс.

Устройство для прерывания пучка можно устанавливать как до ускоряющего промежутка (сразу же за ионным источником), так и после него (непосредственно перед мишенью). Первый вариант предпочтительнее, потому что в этом случае для отклонения пучка требуются меньшие напряжения, ускоряющая система не нагружается током в интервалах между импульсами и фон оказывается весьма низким. Второй вариант конструктивно проще: отклоняющая система находится вне ускорителя, однако сильный фон от реакций, идущих при попадании пучка ускоренных ионов на диафрагму (особенно при ускорении дейтронов), мешает проведению многих экспериментов.

Общий недостаток подобных систем — низкая средняя интенсивность пучка, причем ионный источник большую часть времени работает вхолостую. Для повышения коэффициента полезного действия источника и соответственного увеличения среднего тока ионов (без ухудшения спектрометрических качеств установки) предложено несколько систем, в которых первоначально длинные импульсы укорачиваются группировкой частиц в процессе ускорения или после него. Рассмотрим два способа такой группировки:

1. *Клистронная группировка ионов в процессе ускорения.* Предварительно сформированные с помощью прерывателя относительно длинные цуги ионов попадают в промежуток между двумя электродами, на которые подается переменное напряжение с небольшой по сравнению с напряжением предварительного ускорения ионов в источнике амплитудой. Закон изменения этого напряжения скоррелирован с прерывателем таким образом, что при попадании в данный промежуток первых ионов цуга электрическое поле оказывается замедляющим, затем напряженность поля убывает, проходит через нуль и к моменту пролета последних ионов цуга поле становится ускоряющим. В результате ионы, имевшие до пролета ускоряющего промежутка одинаковые скорости, вылетают из него с разными скоростями, причем первые

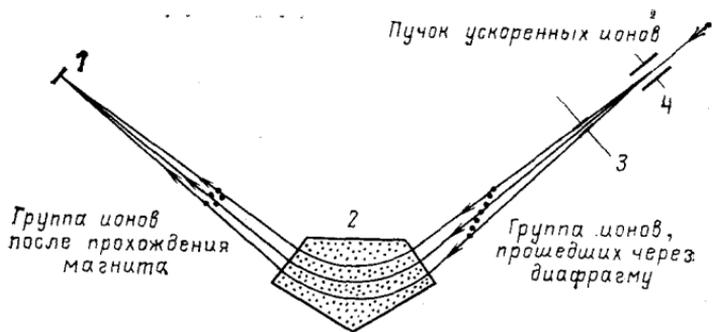


Рис. 13.27. Схема группировки ионов с использованием магнита Мобли: 1 — мишень; 2 — магнит; 3 — диафрагма; 4 — отклоняющие пластины

ионы имеют минимальные скорости, а последние — максимальные. Поэтому после выхода из системы отстающие ионы цуга догоняют ушедшие вперед ионы, причем в некоторой точке пространства все ионы одного цуга оказываются почти одновременно. Если в этой точке расположить мишень, то длительность ионного импульса в ней окажется в десятки или даже сотни раз меньше длительности первоначального импульса источника и во столько же раз возрастет мгновенная интенсивность пучка, так как ни одна из прошедших прерыватель частиц не теряется. Система клистронной группировки ионов может устанавливаться на пучке до и после основной ускоряющей трубки. Недостаток метода состоит в возникающей немонохроматичности пучка, однако в большом числе случаев данное обстоятельство не мешает проведению экспериментов. К тому же возникающий энергетический разброс оказывается, как правило, небольшим. Так, в одной из действующих установок при средней энергии ионов 500 кэВ  $\Delta E \approx 1$  кэВ, при этом импульс от 20 нс сжимается до 3 нс, т. е. в 6 раз. В установке советских физиков Г. Н. Флерова и И. И. Таманова (1957 г.) первоначальный импульс длительностью 35 нс сжимался в 70 раз до 0,5 нс. При этом использовалось 18% тока ионного источника, который в непрерывном режиме давал 67 мкА. Таким образом, средний ток данной установки был равен  $0,18 \cdot 67 \approx 12$  мкА при токе в импульсе 5 мА.

2. *Пространственная группировка ионов с помощью магнита Мобли.* Вышедший из ускорителя цуг ускоренных ионов через пару отклоняющих пластин направляется к постоянному магниту и затем с помощью системы магнитных линз фокусируется на мишень (рис. 13.27). Подводимое к пластинам переменное напряжение выбирают так, чтобы первые ионы цуга летели по внешней, а последние — по внутренней траектории, в результате первым ионам приходится пройти до мишени более длинный путь, чем последним. Соответствующим выбором параметров установки можно добиться, чтобы все ионы достигали мишени почти одновременно. Это приводит к сокращению импульса во много раз

(на одной из первых установок этого типа длительность импульса сокращалась от 10 до 0,8 нс).

Сравнивая эти два метода группировки частиц, необходимо отметить, что второй метод технически гораздо сложнее, и в результате его применения ионы подходят к мишени с некоторым разбросом по направлениям, зато они остаются практически моноэнергетическими, что в некоторых случаях весьма существенно.

При работе с наносекундными импульсами, особенно с использованием группировки частиц, очень важно иметь надежный способ получения стартовых импульсов, отмечающих моменты попадания ускоренных ионов на мишень. Чтобы обеспечить быстрое и стабильное включение временного анализатора, эти импульсы должны иметь крутой фронт и постоянную амплитуду и, кроме того, должны быть строго синхронизированы с истинным моментом рождения нейтронов. Обычно стартовые импульсы получают одним из следующих методов.

1. Временной анализатор запускается импульсом, подаваемым на отклоняющие пластины для направления пучка на мишень. Этот метод удобен при работе с циклотронами или с прерыванием пучка после ускорения. В случае прерывания пучка до ускорения появляются трудности, связанные с выводом сигнала из высоковольтной части ускорителя. Гальваническая связь здесь, очевидно, невозможна, поэтому приходится использовать передачу сигнала через конденсатор. Неопределенность измерения времени пролета, вносимая при использовании данного метода запуска временного анализатора, обычно невелика — не более 1 нс. К достоинствам метода можно отнести также независимость стартового сигнала от тока пучка и его сколь угодно высокую амплитуду, а к недостаткам — смещение нуля времени при изменении энергии ускоряемых частиц в случае прерывания пучка до ускорения (так как время пролета ионов от пластин до мишени зависит от их энергии), а также трудности достижения точной синхронизации при работе с группировкой частиц.

2. Стартовый импульс можно снимать непосредственно с мишени в виде импульса, создаваемого пучком тока, или в виде световой вспышки, которая возникает под действием ускоренных частиц в сцинтилляторе, нанесенном на мишень или на окружающие ее детали. Этот способ хорош заведомо точным совпадением стартового импульса с моментом попадания пучка на мишень, в результате он оказывается полезным во всех случаях, когда получение импульса от прерывателя пучка неудобно или не может обеспечить точной синхронности. Главный недостаток метода — зависимость амплитуды сигнала от суммарного заряда, приносимого на мишень ионами за время импульса. Этот заряд может сильно флуктуировать от импульса к импульсу, что приводит к неустойчивой работе управляющей схемы. Другой недостаток — малая амплитуда импульсов, вызывающая необходимость их предварительного усиления. Чтобы снять импульс тока, необходимо обеспечить поглощение в мишени всех попадающих на нее частиц.

Для этого мишень делается в виде изолированной от корпуса толстой свинцовой пластины, окруженной тонким электростатическим экраном, на который можно нанести слой любого желаемого экспериментатором вещества. Электрический импульс, снимаемый с такой мишени, может иметь длительность около 20 нс. При емкости мишени относительно земли 10 пФ заряд 0,1 пКл, соответствующий попаданию на мишень  $6 \cdot 10^5$  ионов, создает в ней импульс напряжения с амплитудой 10 мВ.

В случае использования вспышек света, регистрируемых находящимся рядом с мишенью ФЭУ, можно применять твердый и жидкий сцинтилляторы, однако второй вариант предпочтительнее, так как твердый слой можно скорее разрушить пучком. При работах с газовыми мишенями можно использовать вспышки света, возникающие непосредственно в наполняющем мишень газе (например, дейтерии).

3. Для получения стартовых импульсов можно использовать  $\gamma$ -излучение или вторичные заряженные частицы, возникающие при идущих на мишени ускорителя ядерных реакциях (например, ядра  ${}^3\text{He}$  из реакции  $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$ ). Такие частицы могут регистрироваться расположенным рядом с мишенью полупроводниковым или сцинтилляционным счетчиком. В отличие от двух первых способов данный способ позволяет в принципе вести измерения методом времени пролета с использованием не только импульсного, но и непрерывного пучка ускоренных частиц. Естественное ограничение в данном случае связано с относительно невысокой общей интенсивностью источника, так как в противном случае будет мешать сильный фон от случайных совпадений. Так, при разрешающем времени около  $10^{-8}$  с удавалось работать при скоростях счета ядер гелия 1500 имп/с, что обеспечивало порядка 1000 совпадений с детектором нейтронов в 1 ч. Возможность получения лучшего разрешающего времени ( $10^{-9}$  с) позволяет надеяться на достижение более высоких скоростей счета.

В качестве примера результатов, получаемых на установках рассматриваемого типа, на рис. 13.28, а показано распределение во времени импульсов, создаваемых нейтронами от реакции  $D+p \rightarrow n+2p$ , а на рис. 13.28, б — найденный из этого распределения энергетический спектр нейтронов.

Регистрация нейтронов. Очевидно, что при ширине канала около 1 нс требуются детекторы с предельным быстродействием. Обычно в качестве таких детекторов используют сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами, длительность импульсов в которых от протонов отдачи порядка  $10^{-9}$  с (см. гл. 4). Здесь, так же как и в установках с промежуточными нейтронами, необходимо учитывать неопределенность в моменте регистрации нейтрона, связанную с конечным размером детектора, и можно применять дискриминацию фотонов по форме импульса. Хорошие результаты можно получить также и с детекторами других типов, например с газовыми сцинтилляторами. Поскольку частота следования нейтронных вспышек (около 3 МГц) обычно

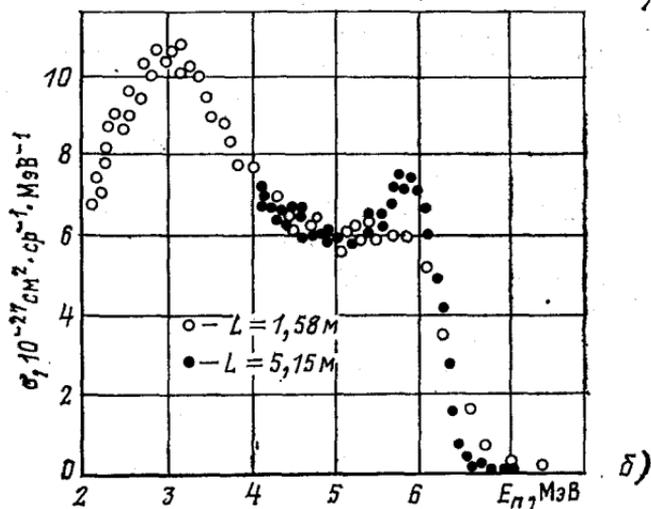
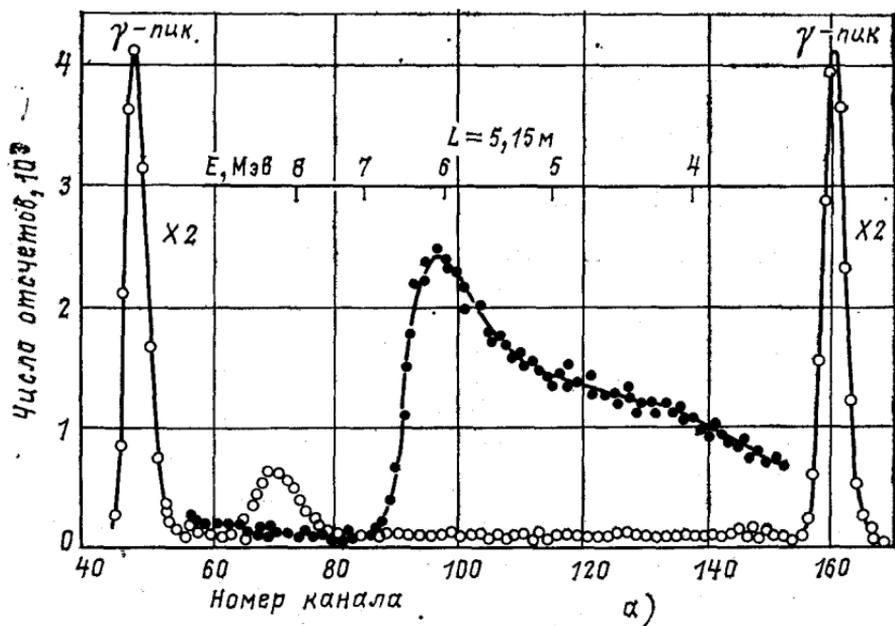


Рис. 13.28. Измерение спектра нейтронов из реакции  $D(p, n)2p$  методом времени пролета под углом  $0^\circ$  при энергии протонов 8,6 МэВ:  
 а — распределение во времени импульсов детектора; б — полученный из этого распределения спектр нейтронов

гораздо больше предельно допустимой частоты регистрации импульсов, то заведомо ясно, что в установке может регистрироваться лишь один импульс на много вспышек. Все же на практике скорость счета ограничивается не возможностями аппаратуры, а интенсивностью источников. Характерное значение интегральной скорости счета в установках данного типа оказывается около 100—200 имп/с, тогда как аппаратура могла бы допустить в несколько раз большую скорость счета.

## Г. Установки для измерения реакторных спектров

Энергетический спектр нейтронов в реакторе — очень важная характеристика установки, требующая самого детального изучения. Спектр нейтронов определяет важнейшие параметры реактора — коэффициент воспроизводства ядерного горючего и многие другие. Кроме того, результаты расчета спектра нейтронов значительно чувствительнее к выбору ядерных констант и методики расчета, чем другие величины, например критическая масса. Поэтому сравнение рассчитанных спектров с результатами экспериментальных исследований позволяет сделать некоторые важные выводы, направленные на усовершенствование применяемых при расчетах систем многогрупповых констант.

Для измерения методом времени пролета спектров нейтронов в пучках, выходящих из ядерных реакторов, можно воспользоваться описанными выше быстрыми и медленными селекторами. Однако низкая светосила селекторов с механическими прерывателями и относительно небольшой диапазон перекрываемых энергий заставляют искать иные способы получения коротких нейтронных вспышек. Оптимален такой режим работы, при котором весь реактор «вспыхивает» на короткие интервалы времени, между которыми цепная реакция в нем практически отсутствует. Подобный режим работы достигается обычно одним из двух способов.

Реактор с импульсным источником нейтронов. Рассмотрим кратко процессы, происходящие в активной зоне реактора при попадании в нее нейтронов от источника. Пусть из источника вылетело  $N_0$  нейтронов. Часть из них поглотится в различных материалах реактора или вылетит из него, а оставшаяся часть будет захвачена ядрами активного материала с их последующим делением, что приведет к появлению  $N_1$  новых нейтронов. Отношение  $N_1/N_0$  называют *эффективным коэффициентом размножения* нейтронов в реакторе и обозначают  $k_{эф}$ . Если  $k_{эф} > 1$ , то в каждом следующем поколении будет больше нейтронов, чем в предыдущем, и процесс будет носить саморазвивающийся характер даже при отсутствии поступления от источника новых нейтронов. Если же  $k_{эф} < 1$ , то число нейтронов от поколения к поколению будет убывать, и без поступления новых нейтронов от источника процесс размножения нейтронов через некоторое время прекратится. Однако и в таком реакторе, называемом обычно *подкритическим*, общее число нейтронов, родившихся во всех

поколениях, может быть гораздо больше  $N_0$ . Значение этого числа  $N$  при заданном  $k_{эф}$  можно найти суммированием количеств нейтронов во всех поколениях:

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + \dots = N_0 + k_{эф}N_0 + k_{эф}^2N_0 + \dots = N_0 \mathcal{J}. \quad (13.82)$$

Величину

$$\mathcal{J} = 1/(1 - k_{эф}) \quad (13.83)$$

называют обычно *умножителем системы*. При  $k_{эф}$  достаточно близком к 1, умножение может быть весьма большим: так, если  $k_{эф} = 0,98$ , то  $\mathcal{J} = 50$ .

Если источник в подкритическом реакторе работает непрерывно и дает каждую секунду  $q_0$  нейтронов, то общее число появляющихся в реакторе в течение 1 с нейтронов с учетом их размножения  $y = \mathcal{J} q_0$ . Однако при включении источника такой процесс установится не сразу. Существование запаздывающих нейтронов деления, долю которых по отношению ко всем нейтронам деления обозначают обычно  $\beta$ , приводит к тому, что из каждых  $N_1$  нейтронов первого поколения  $N_1^M = (1 - \beta)N_1$  нейтронов возникнет практически мгновенно, а  $N_1^D = \beta N_1$  нейтронов выделится лишь спустя значительное время после появления первичных  $N_0$  нейтронов. Продолжая аналогичные рассуждения дальше, легко прийти к выводу, что в первый момент в системе возникнет лишь  $N_M = N_0 + N_1^M + \dots = \mathcal{J}_M$  нейтронов, где

$$\mathcal{J}_M = 1/[1 - (1 - \beta)k_{эф}]$$

можно назвать *умножителем системы на мгновенных нейтронах*; остальные  $N_3 = N - N_M$  нейтронов будут испущены позднее. При стационарной работе источника число каждую секунду рождающихся в системе нейтронов быстро поднимается до  $y_M = \mathcal{J}_M q_0$ , а затем гораздо медленнее повышается дальше до  $y = \mathcal{J} q_0$ . Первый быстрый подъем определяется функцией  $\exp(-t/\tau)$ , в которой время релаксации

$$\tau = \tau_0/[1 - k_{эф}(1 - \beta)] = \tau_0 \mathcal{J}_M. \quad (13.84)$$

Здесь  $\tau_0$  — среднее время жизни нейтронов в системе, которое может иметь значения от  $10^{-8}$  с для компактных сборок из чистого делящегося материала до  $10^{-4}$  с для активных зон реакторов на тепловых нейтронах с большими количествами графита.

Если источник нейтронов в реакторе сделать импульсным (например, в виде мишени импульсного ускорителя), то в реакторе будут возникать синхронные с импульсами источника мощные вспышки нейтронов, которые можно использовать для измерений энергетических спектров методом времени пролета. При этом необходимо отметить следующее обстоятельство. Энергетический спектр нейтронов во всех поколениях, кроме первого, определяется свойствами данного ядерного реактора (составом и конст-



Рис. 13.29.

Рис. 13.29. Выход нейтронов в подкритическом реакторе (1) при попадании в него нейтронов из мишени импульсного ускорителя (2)

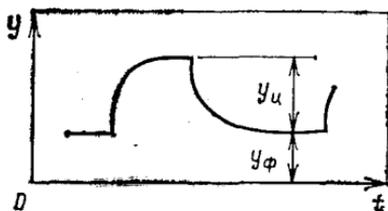


Рис. 13.30.

Рис. 13.30. Сравнение амплитуды «вспышек» нейтронов от подкритического реактора  $y_{и}$  с амплитудой фона  $y_{ф}$

рукцией активной зоны, параметрами отражателя, типом и количеством теплоносителя и т. д.) и не зависит от свойств источника нейтронов. Поскольку в общем потоке нейтронов вклад первого поколения относительно невелик (он измеряется  $1/\mathcal{J}_M$  и при  $\mathcal{J}_M=50$  составляет 2%), энергетический спектр выходящих из реактора нейтронов практически не зависит от свойств источника, поэтому его измерение эквивалентно в первом приближении измерению спектра нейтронов в реакторе с самоподдерживающейся цепной реакцией.

Чтобы увеличить скорость счета и уменьшить относительный вклад первичных нейтронов источника, желательно работать с возможно большим умножением. Однако некоторые обстоятельства препятствуют безграничному увеличению  $\mathcal{J}_M$ . Во-первых, как следует из выражения (13.84), по мере приближения  $k_{эф}(1-\beta)$  к 1 увеличивается время нарастания и спада потока нейтронов в реакторе. Даже при  $\tau_0=10^{-8}$  с и  $\mathcal{J}_M=50$  время релаксации  $\tau$  равно 0,5 мкс, что приводит к существенной деформации переднего и заднего фронтов нейтронной вспышки (рис. 13.29). Отсюда следует, что измерения методом времени пролета в реакторе невозможно проводить со сколь угодно короткими импульсами, так как длительность импульса источника  $\tau_{и}$  целесообразно делать не меньше времени релаксации  $\tau$ , и при этом нежелательно использовать слишком большое умножение, чтобы не ухудшать разрешение спектрометра.

Второй причиной, ограничивающей увеличение умножения системы, является фон запаздывающих нейтронов. Если  $\tau_{и} \gg \tau$ , то от каждых введенных в систему за время одного импульса нейтронов от источника  $N_0=q_0\tau_{и}$  получится  $N_M=q_0\tau_{и}\mathcal{J}_M$  мгновенных нейтронов и  $N_3=q_0\tau_{и}\mathcal{J} - q_0\tau_{и}\mathcal{J}_M$  запаздывающих. Эффективное среднее время жизни запаздывающих нейтронов определяется периодами полураспада соответствующих осколков деления и измеряется секундами, что гораздо больше обычно применяемых периодов следования импульсов источника  $T$ , измеряемых десятиными или даже сотыми долями секунды. Нетрудно понять, что

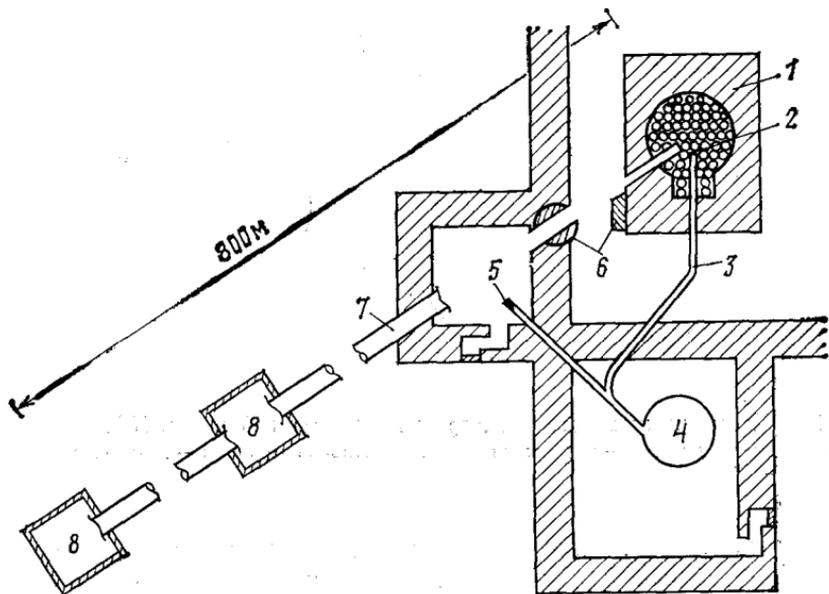


Рис. 13.31. Комплекс устройств для проведения исследований по физике реакторов:

1 — реактор БФ-1 в бетонной защите; 2 — внутренняя мишень; 3 — электроновод; 4 — микротрон; 5 — внешняя мишень для проведения экспериментов без реактора; 6 — шибберы, перекрывающие поток нейтронов при раздельной работе микротрона и реактора; 7 — вакуумная труба пролетной базы (нейтроновод); 8 — камеры для размещения детекторов нейтронов

при таких условиях в любой момент времени происходит наложение выходов запаздывающих нейтронов от многих предыдущих импульсов, поэтому интенсивность фона запаздывающих нейтронов  $y_{\phi} = N_3/T = N_3n$  ( $n$  — частота следования импульсов), тогда как интенсивность рождения мгновенных нейтронов во время импульса  $y_n = q_0 \mathcal{J}_m$ . Отсюда отношение амплитуд импульса и фона (рис. 13.30)

$$y_n/y_{\phi} = (1 - \beta k_{эф} \mathcal{J}_m) / (\tau_n n \beta k_{эф} \mathcal{J}_m). \quad (13.85)$$

Из этого соотношения видно, что при  $\mathcal{J}_m \rightarrow 1/\beta k_{эф}$   $y_n/y_{\phi} \rightarrow 0$ .

Изложенные выше соображения заставляют выбирать значения умножения при времяпролетных измерениях с реакторами в пределах от 10 до 30, что, естественно, ограничивает выбор длины пролетных баз, а следовательно, и энергетического разрешения установки.

Характерным примером устройства, предназначенного для исследования реакторных спектров описанным способом, может послужить созданный в Физико-энергетическом институте (г. Обнинск) комплекс установок, состоящий из реактора БФС и ускорителя электронов — микротрона (рис. 13.31). Пучок ускоренных в микротроне электронов направляется на установленную в активной зоне реактора мишень из какого-нибудь тяжелого элемента. Под действием возникающего тормозного излучения с максималь-

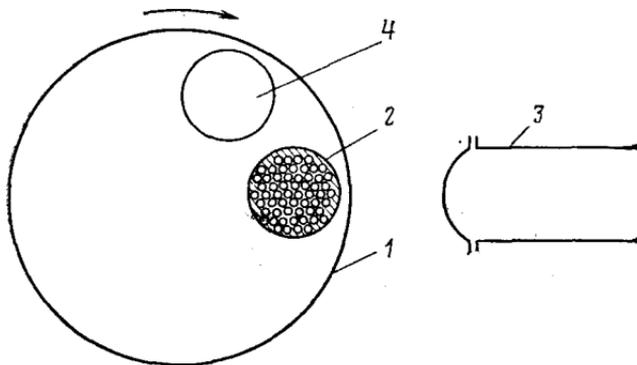


Рис. 13.32. Схема импульсного реактора на быстрых нейтронах ИБР:

1 — вращающийся диск; 2 — неподвижная часть активной зоны; 3 — нейтроновод; 4 — подвижная часть активной зоны

ной энергией, определяемой энергией ускоренных электронов (30 МэВ), в мишени и в окружающих ее веществах в результате ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакции возникают фотонейтроны, вызывающие затухающую цепную реакцию деления в активной зоне реактора. Часть вторичных нейтронов попадает из активной зоны в откакумированную трубу (нейтроновод) и по ней к детектору. Представление о возможностях установки дают ее основные параметры: длительность импульса микротрона 1—2 мкс, частота следования импульсов 50—100 имп/с, длина пролетной базы 50, 200 или 800 м.

**Импульсные реакторы.** В Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) уже в течение многих лет действует импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР. Активная зона этого реактора представляет собой компактную сборку из плутониевых стержней, причем центральная часть активной зоны, изготовленная в виде цилиндра из  $^{233}\text{U}$ , вмонтирована в быстро вращающийся диск (рис. 13.32). Массы неподвижной и подвижной частей активной зоны реактора рассчитаны таким образом, что пока урановый цилиндр находится вне неподвижной части, реактор пребывает в глубоком подкритичном состоянии (т. е.  $k_{эф} \ll 1$ ), но в моменты совмещения этих частей возникает мгновенная надкритичность, которая контролируется регулируемыми стержнями.

Недостаток подобных систем состоит в относительно большой продолжительности импульса (30—40 мкс), которую не удастся уменьшить из-за невозможности увеличения сверх некоторого предела скорости вращения диска, а также из-за некоторых особенностей развития в реакторе нейтронных лавин. Это заставляет для получения достаточно высоких энергетических разрешений работать на больших пролетных базах. Длина главной пролетной базы реактора ИБР составляет 1 км, но и при такой базе разрешение оказывается порядка 50 нс/м, что гораздо хуже, чем разрешение, достигаемое на импульсных ускорителях при длине

пролетной базы всего несколько метров. Несмотря на очень мощные вспышки нейтронов, отношение  $Y/\tau^2$  оказывается невысоким, что ограничивает применимость данного рода установок. В то же время в отличие от рассмотренных выше реакторов с импульсной подсветкой, находящихся постоянно в неглубоком подкритическом состоянии, импульсные реакторы имеют очень низкий фон между импульсами. Поэтому при исследованиях в области низких энергий, где разрешение порядка нескольких десятков микросекунд на 1 м оказывается достаточным, импульсные реакторы имеют большие преимущества по сравнению с установками других типов.

В дальнейшем на реакторе ИБР была сделана попытка объединить преимущества обеих систем. Установка была отрегулирована так, чтобы в момент прохождения уранового цилиндра через активную зону реактор оставался в подкритическом состоянии, и в этот момент в него подавался импульс нейтронов от мишени ускорителя электронов. Длительность нейтронной вспышки при этом определяется параметрами ускорителя и составляет всего лишь несколько микросекунд (как и в рассмотренных выше обычных реакторах с импульсной подсветкой), а роль вращающегося диска сводится к сильному снижению между импульсами реактивности системы, а вместе с ней и фона от запаздывающих нейтронов. Это позволило существенно повысить достигаемое на установке разрешение, правда, ценой снижения общей интенсивности.

Первоначально реактор ИБР работал при средней мощности 1 кВт, затем ее постепенно увеличили до 30 кВт. Сравнительно недавно в Дубне был создан новый импульсный реактор ИБР-2 со средней мощностью 2 МВт. Длительность импульсов реактора ИБР-2 составляет 240 мкс, частота повторения — 10 имп/с, откуда следует, что мгновенная мощность в импульсе порядка 1 млн. кВт. В дальнейшем реактор ИБР-2 также будет оборудован мощным ускорителем и сможет работать с более короткими импульсами.

Свеобразной разновидностью рассматриваемого метода измерений является использование в качестве источника нейтронов ядерных взрывов. Следует отметить, что в этом случае отдельные узлы измерительной установки приходится создавать в расчете лишь на одну вспышку нейтронов, что связано не только со специфическими свойствами источника, но и с разрушающим действием взрывной волны. Вследствие того что взрывная волна распространяется медленнее, чем нейтроны, детекторы успевают передать всю необходимую информацию до того, как они будут разрушены. Очень высокая мгновенная интенсивность потока нейтронов создает значительные затруднения с подбором подходящих детекторов. В значительной степени эти затруднения были преодолены применением активационных детекторов на вращающемся диске при условии очень сильной коллимации нейтронного пучка (см. гл. 14).

Необходимо отметить, что методом времени пролета и некоторыми другими методами непосредственно измеряется спектр

нейтронов в выходящем из реактора пучке, который может существенно отличаться от спектра внутри реактора. Вопрос о сопоставлении этих спектров очень важен для правильной интерпретации получаемых данных, но он относится к области реакторной физики. Что касается систем регистрации импульсов, то они полностью аналогичны уже рассмотренным выше детекторам, предназначенным для регистрации нейтронов на установках времени пролета в микросекундном диапазоне.

**Корреляционный метод измерений.** Общим недостатком рассмотренных измерений спектров нейтронов методом времени пролета является крайне нерациональное использование возможностей источника. В самом деле, источник «включается» лишь на короткие интервалы времени  $\tau_n$ , разделенные гораздо более длительными периодами «молчания»  $T$ , в результате чего общее количество поступающих в систему нейтронов в  $T/\tau_n$  раз меньше, чем их было бы при непрерывно работающем источнике. В описанных в настоящей главе установках значения скважности заключаются в пределах от 10 000 до 100, редко — меньше. Уменьшая скважность, можно повышать скорость счета детекторов, однако это возможно лишь до определенных пределов, поскольку увеличение  $\tau_n$  приводит к ухудшению энергетического разрешения спектрометра, а уменьшение  $T$  — к появлению рециклических нейтронов. Казалось бы, потери в скорости счета при измерениях спектров нейтронов методом времени пролета по крайней мере в сотни, а то и в тысячи раз неизбежны. Однако сравнительно недавно был разработан так называемый *корреляционный* метод измерений. Этот метод позволяет снизить скважность до значения, равного двум. Суть этого метода сводится к следующему.

Рассмотрим вначале в несколько более общем виде, чем раньше, связь между изменениями во времени интенсивности источника  $s(t)$ , которая теперь может быть и непрерывной функцией времени, и скорости счета детектора  $a(t)$ . Пусть  $\varphi(\tau)$  — относительная вероятность появления в источнике и регистрации в детекторе нейтрона с такой энергией, при которой длину пролетной базы в данной установке он пролетает за время  $\tau$ . Как было показано выше, определение  $\varphi(\tau)$  и является, по существу, целью времяпролетных измерений, поскольку ее легко можно пересчитать в функцию распределения нейтронов по энергиям  $F(E)$ . В рассматриваемом случае скорость счета детектора в момент времени  $t$  равна

$$a(t) = \int_0^{\infty} \varphi(\tau) s(t - \tau) d\tau. \quad (13.86)$$

При импульсной работе источника  $s(t - \tau) = s_0 \delta(t - \tau)$  и  $a(t) = s_0 \varphi(t)$ , т. е. времяпролетный спектр нейтронов описывается непосредственно распределением во времени скорости счета детектора  $a(t)$  или пропорциональной ей величиной суммарного числа импульсов в каждом канале анализатора за все время измерения  $r(t)$ . При произвольном виде функции  $s(t)$  связь между  $r(t)$  и  $\varphi(t)$  значительно сложнее и нахождение по измеренному распределению числа отсчетов детектора  $r(t)$  функции  $\varphi(t)$  — довольно сложная задача. Наиболее просто она решается при определенном выборе вида функции модуляции источника  $s(t)$ . Рассмотрим вначале вместо функции  $s(t)$  гипотетическую функцию  $z(t)$ , которая

может принимать с равной вероятностью положительные и отрицательные значения, так что ее среднее значение

$$\overline{z(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t) dt = 0. \quad (13.87)$$

Такой функцией, в частности, является функция *белого шума*, изменения которой во времени происходят по закону случая. Последнее обстоятельство на языке математики выражается тем, что *автокорреляционная функция* для  $z(t)$  с точностью до константы равна  $\delta$ -функции:

$$R_{zz}(\tau) = \overline{z(t)z(t+\tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t)z(t+\tau) dt = K\delta(\tau). \quad (13.88)$$

Введем теперь *функцию перекрестной корреляции* функций  $z(t)$  и  $r(t)$ :

$$R_{zr}(\tau) = \overline{z(t)r(t+\tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t)r(t+\tau) dt. \quad (13.89)$$

Здесь по аналогии с (13.86)

$$r(t+\tau) = \int_0^{\infty} \varphi(t')z(t+\tau-t') dt'. \quad (13.90)$$

Подставляя (13.90) в (13.89) и меняя порядок интегрирования, получаем

$$\begin{aligned} R_{zr}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t) dt \int_0^{\infty} \varphi(t')z(t+\tau-t') dt' = \\ &= \int_0^{\infty} \varphi(t') dt' \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t)z(t+\tau-t') dt. \end{aligned} \quad (13.91)$$

Здесь второй интеграл согласно (13.88) равен  $K\delta(t'-\tau)$ , поэтому

$$R_{zr}(\tau) = \int_0^{\infty} \varphi(t')K\delta(t'-\tau) dt' = K\varphi(\tau). \quad (13.92)$$

Таким образом, с точностью до постоянного множителя функция перекрестной корреляции двух известных функций  $z(t)$  и  $r(t)$  равна искомой функции  $\varphi(t)$ . Напомним, что при обычных измерениях методом времени пролета эта функция находится гораздо проще, а именно непосредственно по распределению числа отсчетов в каналах анализатора, зато в данном случае общее число используемых нейтронов гораздо больше.

Другим преимуществом корреляционных измерений является автоматическое исключение не связанного с источником (некоррелированного) фона. В самом деле, регистрируемое анализатором число отсчетов

$$r(t) = r_{\text{эф}}(t) + r_{\text{ф}}(t), \quad (13.93)$$

Рис. 13.33. Модуляция источника при корреляционных измерениях:

$a$  — функция  $z(t)$ ;  $b$  — автокорреляционная функция  $R_{zz}(t)$ ;  $v$  — функция модуляции источника  $s(t)$

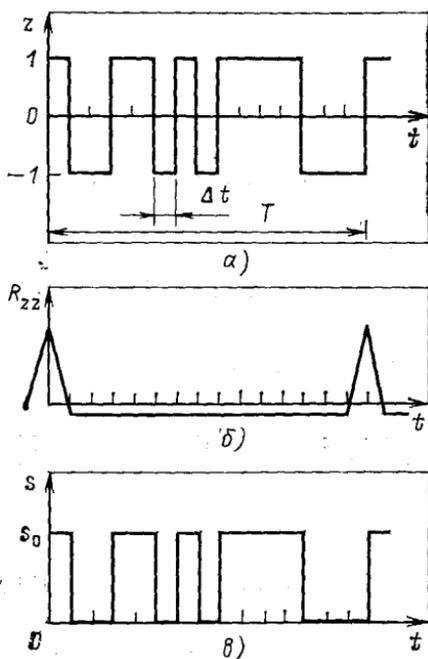
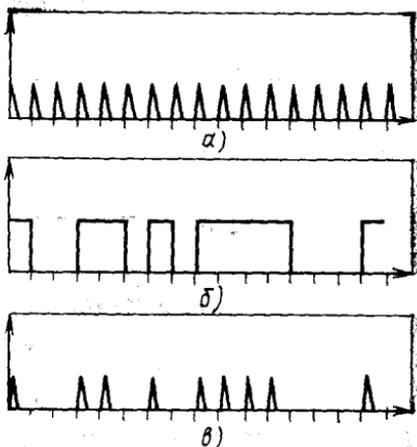


Рис. 13.34. Модуляция источника в режиме неполного заполнения:

$a$  — первичные импульсы источника;  $b$  — функция модуляции  $s(t)$ ;  $v$  — импульсы источника, пропущенные в систему



и поэтому

$$R_{zr}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t) r_{\text{эф}}(t + \tau) dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T z(t) r_{\phi}(t + \tau) dt. \quad (13.94)$$

Поскольку значения  $z(t)$  и  $r_{\phi}(t)$  нескоррелированы, второй предел в этом выражении равен 0 и, таким образом, функция перекрестной корреляции  $R_{zr}$  для  $z(t)$  и экспериментального распределения числа отсчетов детектора  $r(t)$  дает сразу искомое временное распределение чистого эффекта  $\phi(t)$ .

На практике трудно работать непосредственно с функцией белого шума, поэтому функцию  $z(t)$  строят искусственно. Одно из наилучших приближений к белому шуму — функция, которая на равных интервалах по оси  $t$  длительностью  $\Delta t$  может принимать только одно из двух значений:  $+1$  или  $-1$ , причем эти значения чередуются случайным образом (рис. 13.22,  $a$ ). При обычных времяпролетных измерениях импульсы источника повторяются через равные интервалы времени  $T$ . Выбрав достаточно большое значение  $T$ , можно практически полностью избавиться от рециклических нейтронов. Это означает, что для  $t > T$  можно считать  $\phi(t) = 0$ . Следовательно, при корреляционных измерениях при  $t > T$  функции  $z(t)$  и  $r(t)$  практически нескоррелированы, поэтому можно начать повторять первоначальную последовательность значений  $z(t)$ . Другими словами, функция  $z(t)$  может быть периодической с длиной периода  $T = n\Delta t$ , где  $n$  — число элементарных интервалов  $\Delta t$  на длине одного периода. Возникают вопросы: каким должно быть число  $n$  и как наилучшим образом выбрать последовательность

значений функций  $z(t)$  при заданном  $n$ ? Ответ, на первый из этих вопросов находят из физических соображений точно так же, как и при обычных измерениях методом времени пролета: период  $T$  должен быть больше времени пролета от источника до детектора самых медленных нейтронов. Можно показать, что наилучшее построение функции  $z(t)$  получается, если положить  $n=2^d - 1$ , где  $d$  — некоторое целое число, а затем в двоичной системе счисления разделить единицу на неприводимый полином степени  $d$ ; последовательность коэффициентов в получаемом в результате деления полиноме и даст так называемый *оптимальный код*, т. е. последовательность единиц и нулей, согласно которой и следует строить функцию  $z(t)$ . Так, для  $d=4$  и соответственно  $n=15$  деление единицы на неприводимый полином  $1+x^3+x^4$  дает следующий оптимальный код: 100110101111000. Именно этой последовательности соответствует функция  $z(t)$ , изображенная на рис. 13.33, а. Автокорреляционную функцию такой последовательности можно получить без использования предела  $T \rightarrow \infty$ , а именно интегрированием по одному периоду модуляции источника:

$$R_{zz}(\tau) = \int_0^T z(t) z(t + \tau) dt / T. \quad (13.95)$$

Найденная таким образом функция  $R_{zz}$  изображена на рис. 13.33, б. Как видно, она соответствует функции разрешения, т. е. описывает форму аппаратной линии при обычных времяпролетных измерениях. При этом разрешение определяется шириной пика на половине высоты, т. е. величиной  $\Delta t$ , которая приобретает значение ширины канала.

После того как оптимальный код найден, его можно использовать для построения закона модуляции источника:

$$s(t) = [1 + z(t)]/2 \quad (13.96)$$

(рис. 13.33, в). Скважность режима при этом равна 2. Однако такой прием можно использовать только в тех случаях, когда источник по своей физической природе способен давать непрерывное излучение в течение любых по длительности интервалов времени:  $\Delta t$ ,  $2\Delta t$ ,  $3\Delta t$  и т. д. Это относится, в частности, к пучкам нейтронов из атомных реакторов или из мишеней электростатических ускорителей, работающих в непрерывном режиме. Для других случаев, когда источник по своей природе дает излучение в виде коротких импульсов (любые резонансные ускорители — циклотрон, линейный ускоритель электронов и т. п.), был разработан метод, позволяющий проводить корреляционные измерения и при скважности больше двух. При этом  $\Delta t$  выбирается равным или большим периода следования импульсов источника, и построенная в соответствии с изложенными выше принципами функция  $s(t)$  используется для пропускания или запирания отдельных импульсов. Такой режим работы называют *режимом неполного заполнения* (рис. 13.34). При этом скважность хотя и больше 2, но все же гораздо меньше скважности при обычных измерениях методом времени пролета, когда за время одного периода  $T$  источник дает только один импульс. Здесь разрешающее время определяется не периодом модулирующей функции  $\Delta t$ , а гораздо меньшей величиной — длительностью первичного импульса источника  $\Delta t_n$ .

Процедура измерений корреляционным методом внешне напоминает обычные времяпролетные измерения: режим работы источника задается или импульсами, вырабатываемыми специальным модулятором, или ротором механического пре-

рвателя со щелями, прорезанными в соответствии с выбранным кодом. На некотором расстоянии от источника располагают детектор, импульсы от которого поступают на временной анализатор с шириной канала  $\Delta t_a$ , соответствующей элементарному интервалу функции модуляции источника. Стартовые импульсы на анализатор подаются в начале каждого периода модуляции источника  $T$ , так что запись информации идет в  $n=2^d - 1$  каналов. Различия начинаются после окончания измерения, когда по зарегистрированному первичному спектру  $r(t)$  надо найти распределение  $\varphi(t)$ . Построение перекрестной корреляционной функции  $R_{zr}(\tau)$  осуществляют или численным расчетом на ЭВМ, или с помощью специальных электронных схем, на которые выводятся записанный анализатором первичный спектр  $r(t)$  и использовавшийся для модуляции источника сигнал  $z(t)$ , а на выходе схемы получается сразу искомый спектр  $\varphi(t)$  в виде последовательности чисел  $\varphi_i$  ( $1 \leq i \leq n$ ). При нахождении функции взаимной корреляции интегрирование достаточно проводить опять по одному периоду модуляционного цикла:

$$R_{zr}(\tau) = \int_0^T z(t) r(t + \tau) dt / T. \quad (13.97)$$

Анализ показывает, что корреляционный метод измерений позволяет при равных затратах времени получить более низкую статистическую погрешность по сравнению с обычным методом времяпролетных измерений лишь в тех областях, где эффект особенно велик или же при сильном некоррелированном фоне. В интервалах, где эффект мал, корреляционный метод приводит к проигрышу в точности. В среднем по интервалу измерений  $\varphi(t)$  точность обоих методов одинакова. Выигрыша в средней погрешности не получается потому, что, несмотря на большее число регистрируемых нейтронов, скорость счета детектора в каждый момент времени определяется нейтронами всех возможных энергий, т. е. вылетевших из источника во всех интервалах периода модуляции  $T$ . По этой же причине погрешность в работе какого-то одного канала анализатора отражается на погрешности измерения всего спектра. Поэтому при проведении измерений корреляционным методом требования к качеству аппаратуры — дифференциальной линейности каналов анализатора, отсутствию искажений из-за мертвого времени и т. п. — особенно высоки.

В силу отмеченных выше обстоятельств использование корреляционного метода оправдано лишь при определенных условиях, при которых он позволяет получить преимущества по сравнению с обычной методикой измерения спектров по времени пролета. Следует отметить, что корреляционный метод находит применение и при измерениях других временных распределений, например при изучении времени жизни нейтронов в размножающихся и в неразмножающихся средах, в радиолокации и в целом ряде других областей.

### § 13.6. Кристаллические спектрометры

**Дифракционное отражение нейтронов кристаллами.** Длину волны де Бройля для нейтронов  $\lambda = h/mv$  можно записать в виде

$$\lambda = 0,286/\sqrt{E}, \quad (13.98)$$

Рис. 13.35. Системы плоскостей в двумерной квадратной решетке

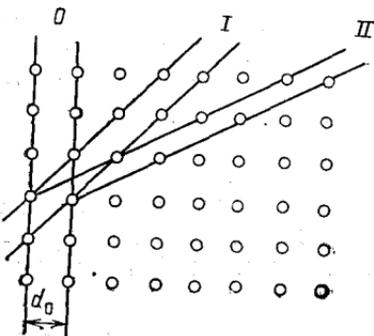
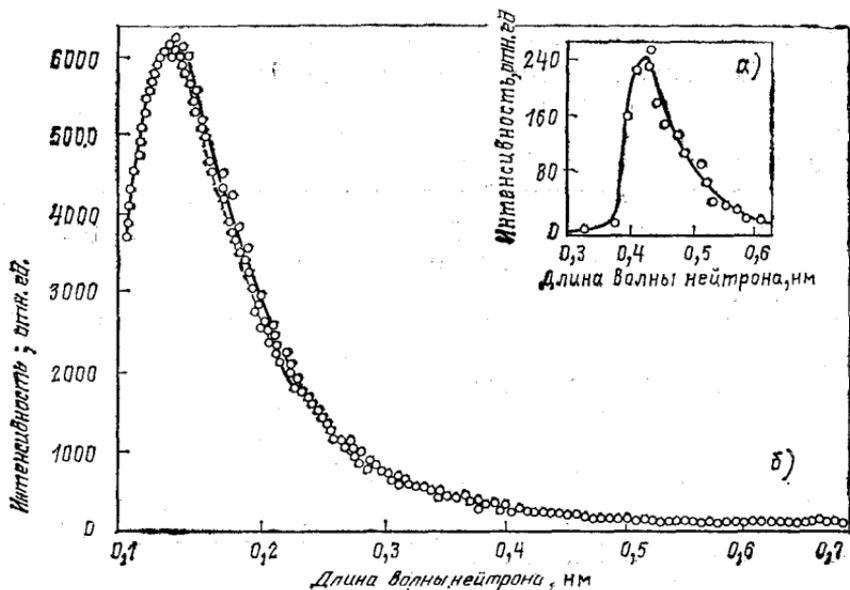


Рис. 13.36. Изменение спектра медленных нейтронов при прохождении через фильтр из поликристаллического бериллия:

*a* — спектр нейтронов после фильтра; *b* — спектр нейтронов до фильтра



где  $\lambda$  — длина волны,  $10^{-8}$  см;  $E$  — энергия, эВ. Если на монокристалл падают нейтроны с длиной волны  $\lambda$ , сравнимой с межплоскостным расстоянием  $d$ , то они отразятся от кристалла только в том случае, если угол скольжения  $\theta$  (угол между направлением пучка и плоскостями кристаллической решетки) удовлетворяет соотношению Брэгга—Вульфа:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (13.99)$$

где  $n$  — целое число. Если соотношение (13.99) не выполняется, то нейтроны с данной длиной волны отражаться не будут — они могут только диффузно рассеиваться или поглощаться кристаллами. Необходимо только иметь в виду, что в любом кристалле имеется бесконечное число систем плоскостей. На рис. 13.35 отмечены три системы плоскостей (*O*, *I* и *II*) для двумерной квадратной решетки. Аналогичную картину можно представить и для трехмерной решетки произвольного типа. Обычно системы плоскостей

кристалла обозначают так называемыми *индексами Миллера*  $h$ ,  $k$ ,  $l$ , которые определяются как наименьшие целые числа, кратные обратным длинам отрезков, отсекаемых какой-либо плоскостью на осях координат. Если рис. 13.35 рассматривать как изображение в плане трехмерной кубической решетки и считать, что плоскости рисунка, то их индексы будут  $(1, 0, 0)$ ,  $(1, 1, 0)$  и  $(1, 2, 0)$ . Можно показать, что в кубической решетке расстояние между плоскостями в любой системе выражается через индексы Миллера:

$$d = d_0 / (h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}, \quad (13.100)$$

где  $d_0$  — максимальное межплоскостное расстояние в системе  $(1, 0, 0)$ . В результате может оказаться, что условие (13.99) не выполняется для одних систем плоскостей, но выполняется для других. Очевидно, что отражение нейтронов с  $\lambda > 2d_0$  невозможно ни при каких условиях. Для нейтронов с  $\lambda < 2d_0$  можно найти одно или несколько значений угла  $\theta$ , при которых происходит отражение от системы плоскостей  $(1, 0, 0)$ . Если  $\lambda < 2d_0\sqrt{2}$ , то при определенных углах возможно отражение от системы плоскостей  $(1, 1, 0)$  и т. д.

Строгая зависимость между углом  $\theta$  и длиной волны нейтронов  $\lambda$ , для которых возможно отражение, позволяет использовать кристаллы для спектрометрических целей.

**Поликристаллические фильтры.** Особенности прохождения нейтронов через поликристаллическое вещество, обусловленные их волновыми свойствами, позволяют отфильтровывать из пучка нейтроны одних энергий, пропуская нейтроны других энергий почти не ослабленными. Поскольку для нейтронов с длиной волны, превышающей граничное значение,

$$\lambda_{\text{гр}} = 2d_0, \quad (13.101)$$

отражение от кристалла невозможно, слой вещества с поликристаллической структурой может практически полностью рассеять нейтроны с  $\lambda < \lambda_{\text{гр}}$ , пропустив пучок нейтронов с  $\lambda > \lambda_{\text{гр}}$  почти без изменения (при поликристаллической структуре на пути каждого нейтрона рано или поздно попадается кристаллик, ориентированный так, что нейтрон сможет от него отразиться и уйти из пучка в сторону). Для того чтобы такой фильтр не ослаблял проходящий через него пучок медленных нейтронов, вероятность поглощения нейтронов в нем должна быть достаточно малой. Обычно в качестве поликристаллических фильтров используют графит ( $\lambda_{\text{гр}} = 6,7 \cdot 10^{-8}$  см), бериллий ( $\lambda_{\text{гр}} = 4,0 \cdot 10^{-8}$  см) или окись бериллия ( $\lambda_{\text{гр}} = 4,5 \cdot 10^{-8}$  см). На рис. 13.36, а показан спектр нейтронов, прошедших через охлажденный жидким азотом поликристаллический бериллий. При  $\lambda = 4 \cdot 10^{-8}$  см спектр резко обрывается, тогда как максимум максвелловского спектра нейтронов лежит около  $1,2 \cdot 10^{-8}$  см (рис. 13.36, б).

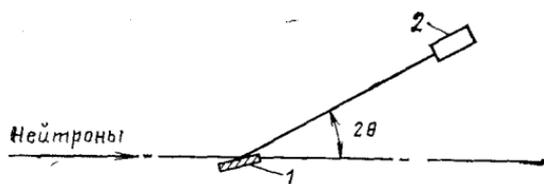
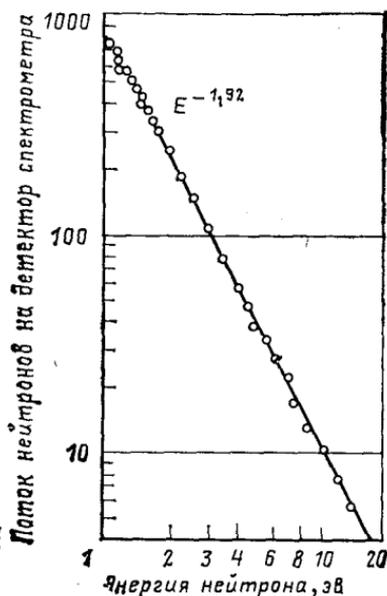


Рис. 13.37. Схема кристаллического монохроматора:

1 — кристалл; 2 — детектор

Рис. 13.38. Энергетический спектр нейтронов, выходящих из реактора на тепловых нейтронах, измеренный кристаллическим спектрометром



**Кристаллический монохроматор.** Для выделения групп нейтронов с почти одинаковыми длинами волн используют большие монокристаллы, устанавливаемые в пучки нейтронов с непрерывным спектром. Если кристалл расположен так, что угол скольжения пучка по отношению к определенной системе плоскостей равен  $\theta$ , то от него отразятся и уйдут под углом  $2\theta$  к оси пучка только те нейтроны, для которых выполнено условие (13.99). Остальные нейтроны или пройдут кристалл без отражения, или отразятся от других систем плоскостей в иных направлениях и в детектор не попадут (рис. 13.37).

Из соотношения (13.99) следует, что при заданных  $d$  и  $\theta$  существует бесконечная последовательность длин волн, для которых возможно отражение:

$$\lambda_n = (2d \sin \theta)/n; \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (13.102)$$

Этим длинам волн соответствуют энергии нейтронов

$$E_n = 0,0205n^2/(d^2 \sin^2 \theta), \quad (13.103)$$

где  $E$  — в эВ;  $d$  — в  $10^{-8}$  см.

Однако с увеличением порядка отражения  $n$  резко падает интенсивность отраженного пучка. Можно показать, что интенсивность пропорциональна  $n^{-2}$ . Поэтому основное количество нейтронов будет соответствовать отражению первого порядка ( $n=1$ ), что обеспечивает удовлетворительную монохроматичность выделяемого пучка. От отражений высоких порядков можно полностью избавиться, пропустив падающий на монокристалл пучок нейтронов через поликристаллический фильтр из подходящего вещества.

То, что энергия отражаемых нейтронов однозначно связана с углом  $\theta$  соотношениями

$$E = 0,0205/(d^2 \sin^2 \theta); \quad \sin \theta = 0,14/(d \sqrt{E}), \quad (13.104)$$

позволяет изменением ориентации кристалла с соответствующим перемещением детектора определять количества нейтронов с разной энергией, т. е. измерять энергетический спектр нейтронов в пучке. Одним из первых экспериментов этого рода была проверка закона  $1/E$  для спектра нейтронов, выходящих из активной зоны ядерного реактора. Поскольку отражательная способность кристалла также следует закону  $1/E$ , интенсивность отраженного пучка в этом опыте должна убывать с энергией обратно пропорционально  $E^2$ , что хорошо подтверждают полученные результаты (рис. 13.38).

Из соотношений (13.104) видно, что с увеличением энергии нейтронов угол скольжения  $\theta$ , при котором возможно отражение, быстро уменьшается. Так, при использовании кристалла LiF, у которого для системы плоскостей (111)  $d = 2,32 \cdot 10^{-8}$  см, при энергии нейтронов 1 эВ угол скольжения  $\theta = 3,5^\circ$ , а при  $E = 100$  эВ  $\theta = 0,35^\circ$ . Работать со столь малыми углами очень трудно. Некоторый выигрыш позволяет получить использование систем плоскостей с более высокими индексами Миллера, ибо, как следует из (13.100), у таких систем меньше межплоскостные расстояния, а углы скольжения, следовательно, больше. Однако одновременно с уменьшением  $d$  падает плотность ядер в кристаллической плоскости (что можно видеть на рис. 13.35), а это приводит к уменьшению интенсивности отраженного пучка. В результате верхняя граница интервала энергий, в котором возможно применение кристаллических спектрометров, лежит в области энергий около 10—20 эВ.

Выделяемые монокристаллами пучки моноэнергетических нейтронов можно использовать для различных измерений, например для определения эффективных сечений или для изучения структуры различных веществ. На рис. 13.39 показана схема нейтронного спектрометра Аргоннской национальной лаборатории в США, в

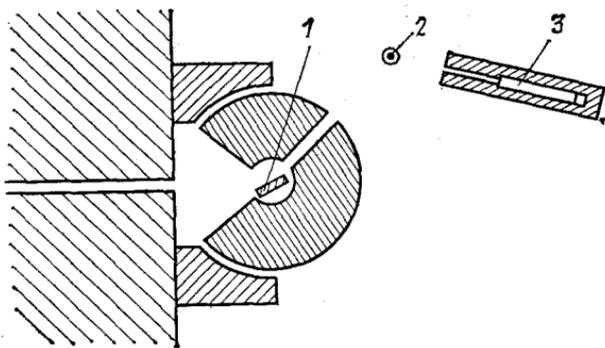


Рис. 13.39. Схема нейтронного кристаллического спектрометра, установленного на пучке нейтронов, выходящих из ядерного реактора:

1 — кристалл; 2 — поликристаллическое вещество; 3 — счетчик

котором полученный в результате отражения от кристалла пучок моноэнергетических нейтронов падает на образец из исследуемого поликристаллического вещества, а рассеянные образцом нейтроны регистрируются счетчиком. Поворачивая счетчик вокруг образца, можно снять угловое распределение рассеиваемых нейтронов (рис. 13.40). Зная длину волны падающих на образец нейтронов и угол рассеяния  $\theta$ , нетрудно для каждого пика определить межплоскостное расстояние  $d$ , а затем перемаркировать все пики индексами Миллера, сопоставив с ними определенные системы плоскостей. Расположение пиков, их относительные площади и ширины могут дать весьма полезные сведения о структуре исследуемого вещества.

Энергетическое разрешение при рассеянии нейтронов монокристаллами определяется двумя основными факторами — разбросом углов и несовершенством кристаллической структуры. Значение первого из этих факторов легко оценить, дифференцируя соотношение (13.99):

$$\Delta\lambda/\lambda = \operatorname{ctg} \theta \cdot \Delta\theta. \quad (13.105)$$

Используя очевидное равенство  $dE/E = 2d\lambda/\lambda$  и полученные ранее соотношения, нетрудно последнее равенство преобразовать к виду

$$\Delta E/E = 2\Delta\theta \sqrt{E/E_{\text{гр}} - 1}, \quad (13.106)$$

где  $E_{\text{гр}}$  — энергия нейтронов, соответствующая граничной длине волны (13.101):

$$E_{\text{гр}} = 0,286^2/\lambda_{\text{гр}}^2 = 0,0205/d^2. \quad (13.107)$$

Из (13.106) следует, что наиболее высокое разрешение данный метод обеспечивает при  $E \approx E_{\text{гр}}$ , а с ростом энергии нейтронов разрешение быстро ухудшается. Так, для упоминавшегося выше кристалла LiF при  $\theta \approx 0,5^\circ$  и средней энергии тепловых нейтронов (0,03 эВ) из соотношений (13.106) и (13.107) следует, что  $\Delta E/E \approx 5\%$ , тогда как уже при энергии 1 эВ  $\Delta E/E \approx 30\%$ . При меньших значениях  $d$  разрешение оказывается гораздо лучше, зато интенсивность пучка, как уже отмечалось, падает.

Дефекты кристаллической решетки кристалла также могут заметно ухудшить разрешение. Так называемая мозаичность кристалла (см. § 12.5) приводит к появлению дополнительного углового разброса рассеиваемых нейтронов, который при использовании различных кристаллов колеблется от  $3'$  (Ge) до  $1,3^\circ$  ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Очевидно, что мозаичность кристалла в большей степени повлияет на погрешность измерений в области малых углов отклонения, соответствующих нейтронам относительно высоких энергий, тогда как при работе с нейтронами низких энергий мозаичность может не проявиться.

Все перечисленные выше факторы приводят к тому, что диапазон энергий, в котором применимы кристаллические спектрометры, ограничивается снизу  $E_{\text{гр}}$  (0,003 эВ), а сверху — в лучшем случае значениями  $E \approx 10 \div 20$  эВ. Для повышения светосилы в

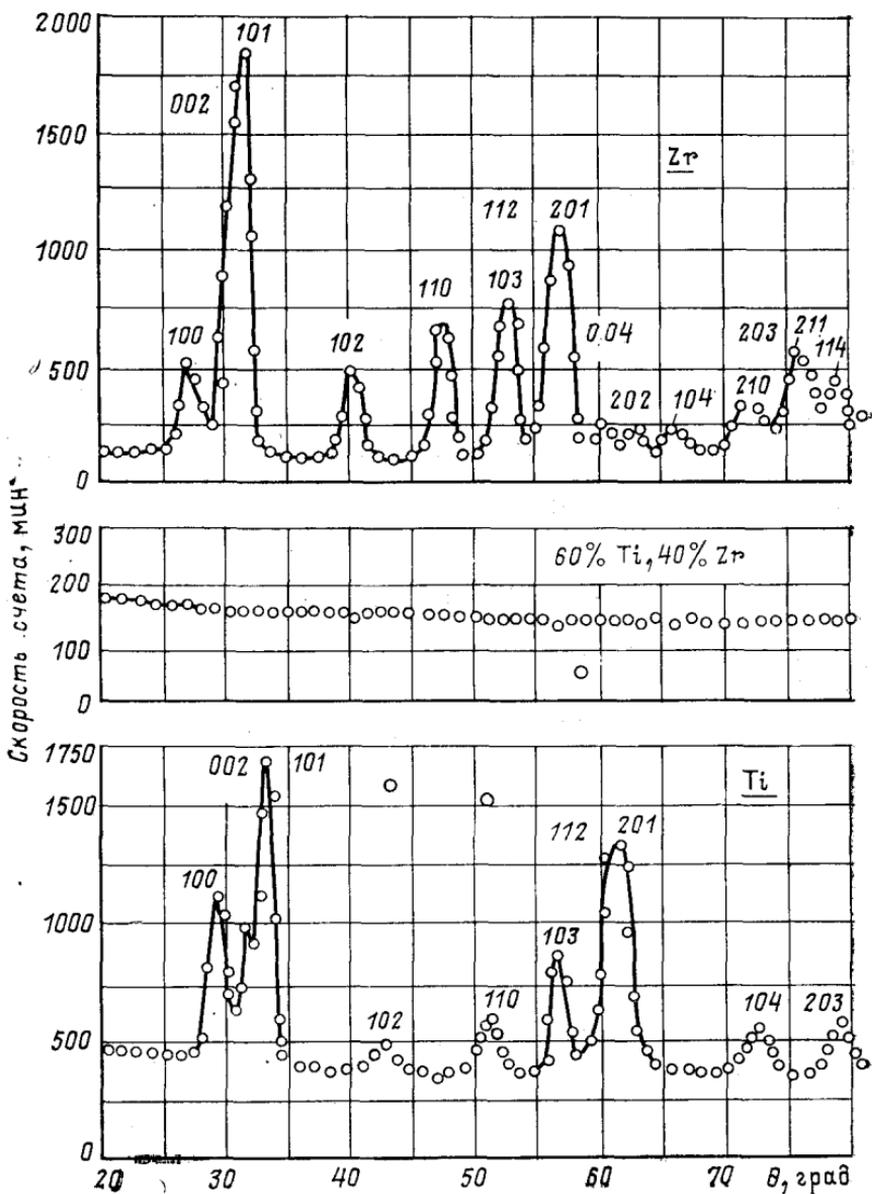


Рис. 13.40. Измеренные кристаллическим спектрометром угловые распределения нейтронов, рассеянных образцами циркония, сплава циркония с титаном и титана (цифрами около пиков указаны индексы Миллера для соответствующих систем атомных плоскостей)

некоторых установках используют изогнутые кристаллы, фокусирующие пучок нейтронов почти в одну точку (аналогичные устройства для работ с  $\gamma$ -квантами описаны в гл. 12). Это позволяет работать с образцами весьма малых размеров, что очень важно при исследованиях с разделенными изотопами.

## Глава 14

### ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

#### § 14.1. Метод пропускания в «хорошей» геометрии

**Физические основы метода.** Если на пути хорошо сколлимированного пучка нейтронов поместить образец в виде плоского слоя какого-либо вещества, то часть нейтронов рассеется или поглотится ядрами этого вещества. В результате из каждых  $N_0$  нейтронов в пучке останется только

$$N = N_0 \exp(-n_0 \sigma_t x) \quad (14.1)$$

нейтронов, где  $n_0$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$  вещества;  $x$  — толщина образца;  $\sigma_t$  — полное сечение всех процессов, выводящих нейтроны из первичного пучка. Отношение числа прошедших через образец нейтронов  $N$  к числу падающих на него нейтронов первичного пучка  $N_0$  называют *пропусканием* образца и обозначают буквой  $T$ . Из (14.1) следует

$$T = \exp(-n_0 \sigma_t x), \quad (14.2)$$

откуда

$$\sigma_t = (1/n_0 x) \ln(1/T). \quad (14.3)$$

Поскольку число отсчетов детектора пропорционально числу падающих на него нейтронов, пропускание можно находить не из отношения абсолютных значений потоков нейтронов, а непосредственно из отношения скоростей счета детектора с образцом и без образца:

$$T = a/a_0. \quad (14.4)$$

При этом нет необходимости измерять ни абсолютные значения нейтронных потоков, ни эффективность детектора. В правой части соотношения (14.3) стоят легко измеряемые величины, и его можно использовать для абсолютного определения полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами исследуемого вещества.

**Геометрия опыта.** Три основных элемента экспериментального устройства для измерения полных сечений методом пропускания — источник нейтронов, образец и детектор — должны быть расположены вдоль одной прямой линии. Образец, естественно, должен полностью перекрывать прямой пучок нейтронов, идущий от источника к детектору. Данное требование определяет мини-

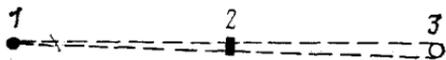


Рис. 14.1. Схема измерений полных сечений в «хорошей» геометрии:

1 — источник; 2 — образец; 3 — детектор

мальные размеры образца. Делать образец слишком большим нежелательно, так как выступающие за пределы пучка части будут только увеличивать рассеяние лишних нейтронов в детектор (см. ниже). Образец можно помещать в любой точке между источником нейтронов и детектором, лучше всего — точно посередине. При таком размещении источника, образца и детектора поправки на рассеяние минимальны. С этой же целью желательно разнести все элементы опыта на достаточно большие расстояния, с тем чтобы углы, под которыми виден детектор из источника и источник из детектора, были минимальными. Полученную геометрию опыта (рис. 14.1) называют обычно «хорошей». Отметим, что, увеличивая расстояние между источником и детектором, можно сколько угодно улучшать геометрию эксперимента, однако при этом неизбежно падает скорость счета детектора, поэтому всегда необходимо искать приемлемый компромисс.

Толщину образца подбирают обычно так, чтобы обеспечить наименьшую относительную погрешность проводимых измерений. Из соотношения (14.3) следует, что  $\Delta\sigma_t/\sigma_t = \Delta T(T \ln T)$ . В то же время, если измерения с образцом и без образца имели одинаковую продолжительность и фон нейтронов отсутствовал, то относительная квадратическая погрешность при измерениях пропускания

$$\Delta T/T = \sqrt{(\Delta a/a)^2 + (\Delta a_0/a_0)^2},$$

и так как  $\Delta a = \sqrt{a}$ ,  $\Delta a_0 = \sqrt{a_0}$ , то, комбинируя последние два соотношения и используя (14.4), окончательно получаем:

$$\Delta\sigma_t/\sigma_t = \sqrt{(1+T)/(a_0 T)} / \ln T. \quad (14.5)$$

Функция  $a_0^{1/2} \Delta\sigma_t/\sigma_t = \sqrt{(1+T)/T} / \ln T$  (рис. 14.2) показывает, что при заданном числе регистрируемых импульсов  $a_0$  наименьшие относительные погрешности  $\Delta\sigma_t/\sigma_t$  достигаются при значениях  $T \approx 0,1$ ; при увеличении  $T$  погрешность растет из-за уменьшения эффекта, а при очень малых  $T$  увеличивается статистическая погрешность из-за уменьшения числа отсчетов при измерениях с образцом. Обычно, однако, предпочитают иметь несколько большие значения  $T$  (0,5—0,7), так как при толстых образцах увеличиваются поправки на многократные столкновения нейтронов с ядрами образца. Следует отметить, что при измерениях зависимости  $\sigma_t$  от энергии нейтронов в резонансной области сечение может

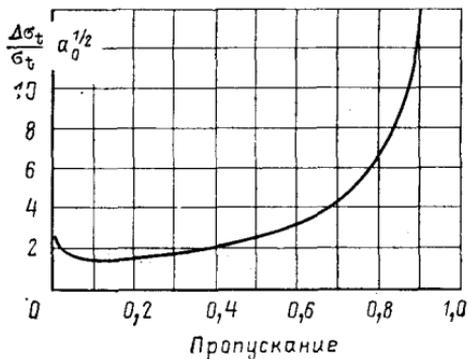


Рис. 14.2. Зависимость относительной статистической погрешности при измерениях полных сечений от пропускания образца (при фоне, равном нулю)

меняться в пределах небольших энергетических интервалов на несколько порядков. При этом для выдерживания значений  $T$  в указанных выше пределах приходится проводить измерения с несколькими образцами различной толщины.

**Проведение измерений.** Как следует из предыдущего, для определения  $\sigma_t$  рассматриваемым методом достаточно определить пропускание образца, для чего, в свою очередь, необходимо провести два измерения скорости счета детектора — «без образца» и «с образцом».

При измерениях с моноэнергетическими источниками нейтронов каждая пара измерений позволяет получить значение  $\sigma_t$  для какой-то одной энергии нейтронов  $E$ , поэтому для получения зависимости  $\sigma_t$  от  $E$  приходится последовательно изменять энергию нейтронов и повторять измерения с образцом и без образца при каждом значении энергии. Именно так проводятся эксперименты на ускорителях при энергиях нейтронов выше нескольких килоэлектрон-вольт с использованием для получения нейтронов  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ ,  $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}(d, n){}^4$  и других реакций. Мишень электростатического ускорителя можно считать почти точечным источником нейтронов, поэтому при измерениях в очень больших залах в принципе нет необходимости в установке коллиматоров. В реальных условиях все же желательно окружать источник или детектор защитой для уменьшения фона рассеиваемых нейтронов. В качестве источников нейтронов для проведения подобных экспериментов можно использовать также небольшие фотонейтронные источники.

Как было показано в гл. 3, получить моноэнергетические нейтроны с энергиями ниже 5 кэВ с помощью ускорителей не удастся. Однако для измерения полных сечений в области низких энергий можно с успехом применить пучок нейтронов из ядерного реактора с непрерывным энергетическим спектром с использованием для разделения нейтронов по энергиям метода времени пролета (см. гл. 13). Схема эксперимента в этом случае очевидна: с помощью механического селектора измеряются распределения во времени импульсов детектора с открытым пучком и с пучком, перекрытым исследуемым образцом. Затем, определяя для каждого канала временного анализатора отношение количества импульсов, зарегистрированных с образцом и без образца, находят пропускание, а по нему и  $\sigma_t$  для энергии нейтронов, соответствующих данному каналу. Таким образом, проведя только два измерения, методом времени пролета можно измерить  $\sigma_t$  сразу в довольно широком диапазоне энергий. Интересно отметить, что при подобных измерениях нет даже необходимости знать зависимость чувствительности детектора от энергии нейтронов, что нужно при использовании метода времени пролета для измерения спектра нейтронов в пучке.

Метод времени пролета для измерения  $\sigma_t$  можно использовать и при более высоких энергиях, где он также позволяет получить значительный выигрыш в продолжительности проведения эксперимента. Почти все установки, использу-

шие метод времени пролета, которые были описаны в гл. 13, можно с успехом применить (а зачастую они для этого специально и предназначаются) для измерения полных сечений. При этом в полной мере могут проявиться отмеченные выше трудности, связанные с резкими изменениями сечений, в результате чего может возникнуть необходимость проведения серии измерений с различными образцами.

Из предыдущего следует, что во всех случаях для определения  $\sigma_t$  приходится провести два разделенных во времени измерения: с образцами и без образца. Если заведомо известно, что интенсивность источника нейтронов строго постоянна, то, беря для этих двух измерений равные интервалы времени, можно определять пропускание образца прямо по отношению количеств зарегистрированных импульсов. Однако при использовании реальных источников нейтронов — ядерных реакторов и ускорителей — всегда наблюдаются некоторые флуктуации интенсивности, в результате чего могут быть искажены результаты эксперимента. Поэтому при проведении подобных экспериментов полезно применять специальные приборы — так называемые *мониторы* нейтронного пучка, позволяющие в каждом случае следить за всеми изменениями интенсивности источника. В качестве таких мониторов можно использовать ионизационные камеры и счетчики, устанавливаемые рядом с источником вне используемого пучка или в самом пучке (в последнем случае камеры должны быть тонкостенными, чтобы не ослаблять сильно пучок). При работе на ускорителях с аналогичными целями можно использовать измерение электрического тока с мишени. Иногда целесообразно применение нескольких различных мониторов для сравнения их показаний. При использовании мониторов время каждого измерения определяется не по часам, а по набору определенного интегрального эффекта в мониторе (заданного числа импульсов от камеры или определенного значения электрического заряда, прошедшего с мишени на землю).

В заключение следует отметить, что, если из-за неточности размещения отдельных узлов первичный пучок нейтронов хотя бы частично попадает в детектор, минуя образец, неизбежно возникнут существенные искажения получаемых результатов. Для исключения подобных дефектов при подготовке эксперимента по измерению  $\sigma_t$  особое внимание необходимо уделить геометрической юстировке всей системы, причем чем лучше геометрия, тем выше требования к точности юстировки. Обычно она проводится оптическими методами: источник нейтронов заменяют равновеликим источником света и образец устанавливают так, чтобы ни из одной точки детектора не был виден прямой свет.

**Поправки.** Прежде чем приступить к вычислению сечения, в полученные экспериментальные данные необходимо внести ряд поправок.

1. **Поправка на фон.** До сих пор неявно считалось, что фон при измерениях отсутствует. В действительности же всегда

в силу тех или иных причин в детектор могут попадать лишние нейтроны, искажающие получаемые результаты.

Одна из причин появления фона — рассеяние вылетающих из источника в разных направлениях нейтронов в потолке, полу, стенах, а также в различных предметах, находящихся в помещении. Если работа проводится на быстрых нейтронах, то от этой составляющей фона легко избавиться, применив детектор, чувствительный к энергии нейтронов: поскольку рассеянные нейтроны по сравнению с нейтронами первичного пучка имеют меньшую энергию, их можно легко отсечь обычной дискриминацией импульсов. При измерениях методом времени пролета этот способ избавления от фона не годится, и фон приходится исключать, используя результаты специального измерения. Для этого между образцом и детектором устанавливается конус с размерами, достаточными для практически полного перекрывания пучка. В этом случае в детектор будут попадать только рассеянные нейтроны, создающие фон. Истинное значение пропускания при наличии фона

$$T = (a - a_{\text{ф}})/(a_0 - a_{0\text{ф}}), \quad (14.6)$$

где  $a_{\text{ф}}$  и  $a_{0\text{ф}}$  — скорости счета детектора, обусловленные фоном при измерениях с образцом и без образца соответственно.

Гораздо труднее измерить фон, обусловленный появлением лишних нейтронов в самом первичном пучке. Такие нейтроны могут возникнуть, например, при работе с  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакцией из-за внедрения дейтронов в диафрагмы, мишени и другие детали ускорителя, в результате чего кроме основной реакции может возникнуть побочная  $D(d, n)^3\text{He}$ -реакция. Другая причина фона — нейтроны, вылетающие первоначально не в направлении детектора (и, следовательно, имеющие какую-то иную энергию), могут рассеяться на деталях конструкции самой мишени и попасть в детектор. При измерениях методом времени пролета обе эти причины не очень страшны, так как в мишени и так получаются нейтроны разных энергий, хотя и здесь могут возникнуть погрешности, связанные с различием длины проходимых нейтронами путей. При измерениях с моноэнергетическими нейтронами влияние нейтронов от побочных реакций легко учесть, заменив в мишени тритий обычным водородом: основной реакции при этом не будет, а эффект набивания проявится в полной мере. Чтобы уменьшить влияние рассеяния нейтронов в самой мишени, ее необходимо изготавливать из минимального количества конструкционных материалов.

При работе с механическими селекторами может возникнуть также фон из-за прямого прострела ротора. Эту составляющую фона можно легко измерить по суммарной скорости счета детектора  $a_{\text{ф}}$  при остановленном роторе, когда его щели расположены перпендикулярно оси пучка. Поскольку такой фон равномерно распределен во времени, скорости счета  $a_{\text{ф}}$  в каждом канале временного анализатора при нормальной работе можно получить из соотношения

$$a_{\text{ф}}^k = a_{\text{ф}} \tau_k \nu, \quad (14.7)$$

где  $\tau_k$  — ширина канала временного анализатора;  $\nu$  — частота повторения нейтронных вспышек.

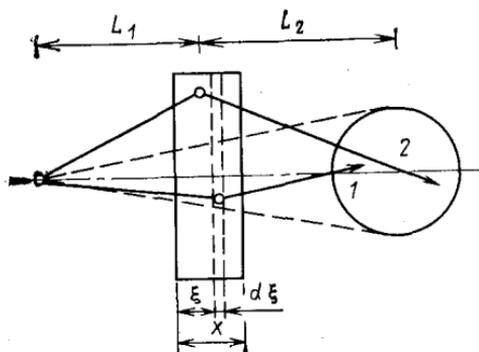


Рис. 14.3. К оценке поправки на рассеяние нейтронов в детектор

уменьшить роль случаев, отмеченных цифрой 2, необходимо уменьшать размеры образца, сводя к минимуму количество материала вне пределов прямого пучка (или сильно коллимируя пучок нейтронов до образца). Основной эффект связан с нейтронами, летящими по траекториям типа 1. Количество таких нейтронов для случая однократных столкновений можно оценить следующим образом.

Если эксперимент проводится в «хорошей» геометрии, то можно считать, что все точки образца находятся примерно на одинаковых расстояниях от источника и что поэтому плотность потока нейтронов в слое образца  $d\xi$ , лежащем на расстоянии  $\xi$  от его поверхности, определяется соотношением

$$\Phi(\xi) = A_n \exp(-n_0 \sigma_t \xi) / (4\pi L_1^2), \quad (14.8)$$

где  $A_n$  — число нейтронов, даваемых источником в 1 с (считается, что толщина образца  $x \ll L_1, L_2$ ). Число ядер в слое  $d\xi$

$$dn = n_0 \pi D^2 d\xi / 4, \quad (14.9)$$

где  $D$  — диаметр образца. Вероятность рассеяния нейтрона на одном из ядер слоя  $d\xi$  в направлении детектора равна произведению дифференциального сечения рассеяния под  $0^\circ$  на телесный угол, под которым детектор с площадью сечения  $s$  виден из места расположения образца:

$$\Delta\sigma_s = \sigma_s(0^\circ) s / L_2^2. \quad (14.10)$$

Умножая произведение трех последних величин на вероятность того, что нейтрон избежит второго столкновения с ядром на оставшемся слое  $(x - \xi)$ , получаем выражение для числа нейтронов, рассеянных на слое  $d\xi$  и попадающих в детектор:

$$dN(\xi) = \frac{A_n \exp(-n_0 \sigma_t \xi)}{4\pi L_1^2} n_0 \frac{\pi D^2}{4} d\xi \sigma_s(0^\circ) \frac{s \exp[-n_0 \sigma_t (x - \xi)]}{L_2^2}. \quad (14.11)$$

2. Поправка на рассеяние нейтронов в детектор. Нейтроны, рассеянные на ядрах образца, в детектор попадать не должны. Однако это требование выполняется лишь при идеальных условиях, когда источник, образец и детектор имеют бесконечно малые размеры. При конечных размерах этих деталей всегда есть вероятность того, что рассеянный нейтрон попадет в детектор. Наиболее типичные примеры траекторий таких нейтронов показаны на рис. 14.3. Чтобы

Интегрируя это выражение, имеем полное число однократно рассеянных в детектор нейтронов:

$$N_1 = (A_n/16)(D/L_1L_2)^2 n_0 x \sigma_s(0^\circ) \exp(-n_0 \sigma_t x), \quad (14.12)$$

которое добавится к числу прошедших через образец без взаимодействия нейтронов  $N$ . Без образца в детектор попадет  $N_0 = A_n s / (4\pi L)^2$  нейтронов ( $L = L_1 + L_2$ ), поэтому измеренное на опыте пропускание

$$T' = (N + N_1)/N_0 = T + T_1, \quad (14.13)$$

где

$$T_1 = N_1/N_0 = (\pi/4)(DL/L_1L_2)^2 n_0 x \sigma_s(0^\circ) \exp(-n_0 \sigma_t x). \quad (14.14)$$

Дифференцируя соотношение (14.3) и полагая  $\Delta T = T_1$ , можно получить поправку к сечению:

$$\Delta \sigma_t / \sigma_t = \pi (DL/L_1L_2)^2 \sigma_s(0^\circ) / 4\sigma_t. \quad (14.15)$$

Исследуя выражение (14.15) на экстремум при  $L_1 + L_2 = L$ , легко убедиться в том, что минимальная поправка на рассеяние в детектор получается при  $L_1 = L_2$ , т. е. когда образец установлен точно на середине расстояния между источником и детектором. Если это выполнено, то последнее соотношение приобретает вид

$$\Delta \sigma_t / \sigma_t = 4\pi (D/L)^2 \sigma_s(0^\circ) / \sigma_t. \quad (14.16)$$

Для того чтобы воспользоваться этим соотношением, необходимо знать дифференциальное сечение рассеяния нейтронов вперед  $\sigma_s(0^\circ)$ .

Если экспериментальных данных по  $\sigma_s(0^\circ)$  нет, то можно воспользоваться теоретическими оценками. Так, если рассеяние изотропно в лабораторной системе координат, а вероятность остальных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами пренебрежимо мала, что имеет место при рассеянии не очень быстрых нейтронов слабо поглощающими ядрами, то  $\sigma_s(0^\circ) = \sigma_t / 4\pi$ , и тогда

$$\Delta \sigma_t / \sigma_t = (D/L)^2. \quad (14.17)$$

В других случаях можно воспользоваться результатами более точных расчетов  $\sigma_s(0^\circ)$ .

В случае более толстых образцов нельзя даже приближенно считать справедливым соотношение (14.8), так как приходится учитывать двухкратные и трехкратные столкновения. Все расчеты при этом сильно усложняются, и таких ситуаций желательно избегать.

**Измерения на немонотонных нейтронах.** Во всех реальных случаях, будь то измерения на квазимонотонных нейтронах из мишени ускорителя или измерения с использованием метода времени пролета, энергетический спектр регистрируемых первичных нейтронов имеет конечную ширину, поэтому в любом эксперименте фактически измеряется сечение, усредненное по некоторому интервалу энергий нейтронов.

Если в пределах разброса энергий первичных нейтронов величина  $\sigma_t$  не изменяется или изменяется настолько слабо, что  $\Delta\sigma_t/\sigma_t \ll 1$ , то все написанные выше соотношения остаются справедливыми и получаемые с их помощью значения  $\sigma_t$  можно отнести к средней энергии нейтронов.

Если же  $\sigma_t$  заметно изменяется в пределах ширины спектра первичных нейтронов, то выражение (14.1), а за ним и все остальные теряют смысл, так как нейтроны различных энергий в разной степени выводятся из пучка и зависимость  $T$  от толщины образца перестает быть экспоненциальной. Обычно  $\sigma_t$  убывает с увеличением энергии нейтронов. При этом более быстрые нейтроны в меньшей степени уходят из пучка, в результате чего прошедший через образец пучок будет иметь более жесткий спектр, чем падающий. Это явление называется «ужестчением» спектра нейтронов. Очевидно, что при такой ситуации измеренное сечение нельзя отнести к средней энергии нейтронов в пучке.

Если в пределах интервала энергий  $\Delta E$ , объединяемых при измерениях в одну группу, спектр нейтронов в падающем пучке описывается нормированной к единице функцией  $\varphi(E)$ :

$$\int_{\Delta E} \varphi(E) dE = 1, \quad (14.18)$$

то пропускание образца определится выражением

$$T = \int_{\Delta E} \varphi(E) \exp[-n_0 x \sigma_s(E)] dE. \quad (14.19)$$

Величина  $\Delta E$  характеризует энергетическое разрешение применяемого метода измерений, зависящее, в свою очередь, от длительности нейтронной вспышки, свойств детектора и регистрирующей аппаратуры (при измерениях методом времени пролета) или от ширины спектрального распределения нейтронов источника (при измерениях с квазимонохроматическими нейтронами). Если в пределах интервала  $\Delta E$  величина  $\sigma_t$  существенно не изменяется, то (14.19) переходит в (14.2). Если же изменениями  $\sigma_t(E)$  в указанном интервале пренебречь нельзя, то можно попытаться определить некоторое значение  $\langle \sigma_t \rangle$ , усредненное по интервалу  $\Delta E$ :

$$\langle \sigma_t \rangle = \int_{\Delta E} \varphi(E) \sigma_t(E) dE. \quad (14.20)$$

Для этого прежде всего преобразуем (14.19):

$$\begin{aligned} T &= \int_{\Delta E} \varphi(E) \exp\{-n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle + \langle \sigma_t \rangle]\} dE = \\ &= \exp[-n_0 x \langle \sigma_t \rangle] \int_{\Delta E} \varphi(E) \exp\{-n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle]\} dE. \end{aligned} \quad (14.21)$$

Далее, предполагая, что толщина образца  $x$  выбрана так, что при любых значениях  $E$  в пределах  $\Delta E$

$$n_0 x \sigma_t(E) \leq 1, \quad (14.22)$$

и, следовательно,  $n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle]$  тем более меньше единицы, экспоненту под интегралом в (14.21) можно разложить в ряд:

$$T = \exp[-n_0 x \langle \sigma_t \rangle] \int_{\Delta E} \varphi(E) \{1 - n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle] + (n_0 x)^2 [\sigma(E) - \langle \sigma_t \rangle]^2 / 2 + \dots\} dE. \quad (14.23)$$

Отсюда с учетом соотношений (14.18) и (14.20) нетрудно получить

$$T \approx \exp[-n_0 x \langle \sigma_t \rangle] [1 + (n_0 x)^2 (\langle \sigma_t^2 \rangle - \langle \sigma_t \rangle^2) / 2], \quad (14.24)$$

где

$$\langle \sigma_t^2 \rangle = \int_{\Delta E} \varphi(E) \sigma_t^2(E) dE. \quad (14.25)$$

Выражение (14.24) показывает, что, проводя измерения с образцами различной толщины, можно определить не только среднее значение  $\langle \sigma_t \rangle$ , но и  $\langle \sigma_t^2 \rangle$ , знание которой в некоторых случаях весьма полезно. Следует заметить, что при относительно слабых изменениях  $\sigma_t$  в пределах  $\Delta E$   $\langle \sigma_t^2 \rangle \approx \langle \sigma_t \rangle^2$ , и тогда (14.24) переходит в (14.2).

Особенно сложная картина возникает, когда в пределах ширины энергетического интервала  $\Delta E$  лежит несколько сильных резонансов. В случае более толстых образцов для энергий, лежащих в пределах резонансного пика, знак неравенства (14.22) может измениться на противоположный. При этом нейтроны соответствующих энергий практически полностью выводятся из пучка самыми внешними слоями образца, т. е. для них  $T=0$ , истинное значение  $\sigma_t$  фактически не отражается на результатах эксперимента, поэтому его нельзя измерить. В то же время между резонансами, где  $\sigma_t$  значительно меньше, часть нейтронов проходит через образец, поэтому измеряемое на опыте пропускание существенно отличается от 0, а вычисленное по нему с помощью полученных выше соотношений среднее сечение  $\langle \sigma_t \rangle$  — от истинного значения. В таких случаях обычно говорят, что имеет место *эффект блокировки* сечения сильными резонансами.

Выход из этого положения можно найти, применив специальные методы измерений с очень высоким энергетическим разрешением. Если таких методов в распоряжении экспериментатора нет, то он может попытаться по крайней мере качественно убедиться в наличии блокировки по отклонению от экспоненциальной зависимости пропускания от толщины образца. Следует отметить, что, работая с несколькими достаточно толстыми образцами, экспериментатор может и не обнаружить отклонений от экспоненциальной зависимости, так как весь эффект блокировки можно связать с самыми внешними тонкими слоями исследуемого вещества. Однако и в этом случае можно обнаружить эффект блокировки, так как экстраполяция к нулевой толщине образца приведет к значению пропускания  $T$ , отличному от единицы.

**Погрешность измерения сечений методом пропускания.** Погрешность при измерениях полных сечений методом пропускания складывается из неточностей при подсчете числа ядер в образце и

погрешностей при введении различных поправок. Однако главный вклад в погрешность дают статистические флуктуации в числе регистрируемых импульсов и возможный эффект блокировки сечений. В тех случаях, когда блокировка отсутствует и величина  $\sigma_t$  плавно зависит от энергии нейтронов, погрешность измерений может быть очень низкой, что обусловлено относительным характером измерений и отсутствием необходимости абсолютных привязок. Так, полное сечение взаимодействия нейтронов с протонами в очень широком диапазоне энергий измерено со средней погрешностью около 2%. В большинстве других случаев погрешность измерений оказывается несколько выше, но все же низкой по отношению к погрешности измерений парциальных сечений. Иллюстрацией вклада различных факторов в общую погрешность эксперимента являются следующие цифры, полученные в конкретной работе:

Статистическая погрешность . . . . .	1,9
Поправка на фон . . . . .	1,2
Поправка на рассеяние в детекторе . . . . .	1,3
Погрешность в числе ядер в образце . . . . .	1,5
<hr/>	
Общая квадратическая погрешность . . . . .	3%

Общую относительную погрешность в значении  $\sigma_t$  при условии, что все факторы, влияющие на погрешность измерений, действуют независимо, можно найти по формуле

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sum_i \Delta\sigma_{ti}^2}, \quad (14.26)$$

в которой суммирование ведется по всем возможным источникам погрешностей. Если в энергетической зависимости  $\sigma_t$  наблюдаются сильные резонансы, то погрешность измерений значительно выше. Особенно велика относительная погрешность для точек, лежащих между резонансами, где  $\sigma_t$  невелика. Здесь на помощь экспериментатору приходят особые методы обработки данных, среди которых, в первую очередь, необходимо отметить так называемый: многоуровневый анализ. Однако рассмотрение этих методов выходит далеко за пределы данной книги.

## § 14.2. Метод пропускания в сферической геометрии

**Физические основы метода.** При измерениях в «хорошей» геометрии нейтроны выводятся из пучка всеми процессами взаимодействия с ядрами, включая рассеяние, поэтому результатом эксперимента является полное сечение. Если же требуется измерить сечение всех процессов, кроме рассеяния (сечение поглощения), то эксперимент должен быть осуществлен таким образом, чтобы рассеяние не влияло на его результаты. Полная компенсация рассеяния может быть достигнута при проведении измерений в *сферической геометрии*. Схема эксперимента напоминает рассмотрен-

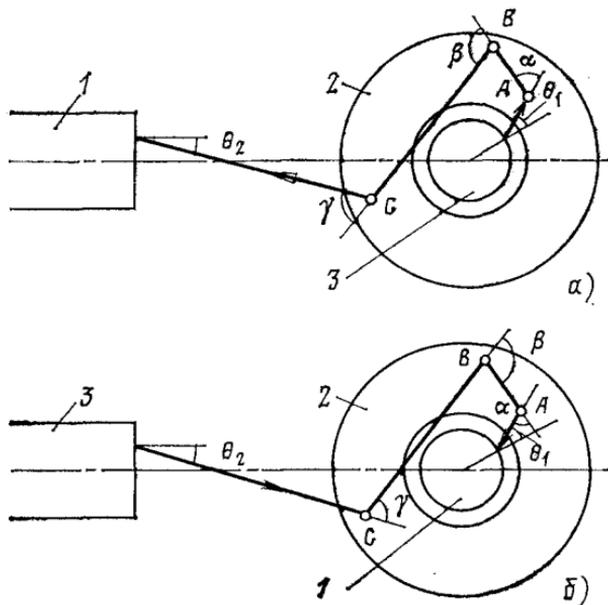


Рис. 14.4. Схема измерений сечений поглощения нейтронов в прямой (а) и обратной (б) сферических геометриях:

1 — детектор; 2 — образец; 3 — источник; жирной линией показана одна из возможных траекторий нейтронов, одинаковая по форме для обоих случаев; из рассмотрения совокупности любых таких траекторий следует эквивалентность прямой и обратной сферических геометрий

ные выше измерения полных сечений. На некотором расстоянии от изотропного источника нейтронов располагается детектор и измеряется скорость счета  $a_0$ . Затем источник окружается сферическим слоем исследуемого вещества и снова измеряется скорость счета  $a$  (рис. 14.4, а). Если вещество, из которого сделан образец, способно только рассеивать нейтроны, но не поглощать их, то число выходящих во внешнее пространство нейтронов не изменится, а следовательно, не изменится и ток нейтронов в той точке, в которой расположен детектор. Здесь необходимо отметить, что у большинства детекторов число отсчетов пропорционально не току, а потоку нейтронов. Последний в рассматриваемом случае может меняться при изменении углового распределения нейтронов в случае установки сферического образца. Однако, если расстояние между источником и детектором достаточно велико (см. ниже), то понятия тока и потока нейтронов оказываются практически совпадающими (см. гл. 4), в результате чего скорость счета нейтронов детектором при установке чистого рассеивателя не изменяется:  $a = a_0$ .

Любая реальная сферическая оболочка способна не только рассеивать нейтроны, но и поглощать их. Поэтому скорость счета внешнего детектора при установке такой оболочки, естественно, уменьшится, причем весь эффект будет связан только с поглощением нейтронов. Таким образом по изменению скорости счета

внешнего детектора можно определить сечение поглощения нейтронов веществом сферического образца. Так, если сферический образец очень тонкий (при каких условиях образец можно считать тонким, будет показано ниже), а источник и детектор имеют пренебрежимо малые размеры и расстояние между ними много больше диаметра сферы, то пропускание образца, определяемое, как и раньше, отношением числа отсчетов детектора с образцом к числу отсчетов без образца, должно выражаться очевидным соотношением

$$T_0 = \exp(-n_0\sigma_a x), \quad (14.27)$$

в котором  $x=R_2-R_1$  — толщина сферического слоя ( $R_2$  и  $R_1$  — внешний и внутренний радиусы сферического образца), а  $\sigma_a$  — сечение всех процессов, приводящих к исчезновению нейтронов. В действительности ни одно из отмеченных только что условий полностью не выполняется, поэтому вместо (14.27) приходится пользоваться гораздо более сложными выражениями; некоторые из них будут рассмотрены ниже.

**«Прямая» и «обратная» сферические геометрии.** Выбор изотропных источников моноэнергетических нейтронов весьма ограничен (к ним можно отнести лишь некоторые фотонейтронные источники, позволяющие получать нейтроны в относительно узком диапазоне энергий), а мишень ускорителя невозможно поместить внутрь сферы, не нарушив целостности последней. К тому же потоки нейтронов из мишеней ускорителей оказываются, как правило, существенно неизотропными. Однако в некоторых случаях возможно как бы поменять источник и детектор местами, окружая сферическим образцом детектор. Такую геометрию эксперимента называют обратной (рис. 14.4, б).

Сразу может показаться, что расчет эксперимента в обратной геометрии очень сложен. Однако при выполнении определенных условий эксперименты в прямой и обратной геометриях оказываются эквивалентными в том смысле, что изменение скорости счета детектора не зависит от того, окружен сферическим образцом источник или детектор. В односкоростном приближении, когда сечения можно считать независимыми от энергии, эквивалентность прямой и обратной сферической геометрии следует из свойств взаимности функции Грина для основного и сопряженного кинетических уравнений и является следствием более общих законов переноса.

**Проведение измерений.** Весь ход эксперимента очень напоминает эксперимент по измерению полных сечений в «хорошей» геометрии. Сначала измеряют скорость счета детектора, установленного на некотором расстоянии от источника нейтронов, без образца. Затем источник (или детектор) окружают сферическим слоем исследуемого вещества и измеряют скорость счета детектора с образцом. Отношение этих двух значений определяет пропускание образца  $T$ , по которому затем вычисляют сечение. Отметим, что здесь, как и в предыдущем методе, из-за относительного ха-

рактера измерений нет необходимости знать абсолютное значение потока нейтронов и эффективности детекторов.

Источник нейтронов при измерениях в прямой геометрии должен быть изотропным, моноэнергетическим и иметь достаточно малые размеры. Обычно при измерениях используют фотонейтронные источники  $Sb - Be$ ,  $Na - D_2O$ ,  $Na - Be$  и др. Преимущества таких источников заключаются в их квазиэнергетичности (см. гл. 3), природной стабильности энергии нейтронов, высокой степени изотропности излучения, однако наряду с нейтронами они дают сильное  $\gamma$ -излучение, что создает определенные трудности при проведении некоторых экспериментов. Источники типа  $Ra - \alpha - Be$ ,  $Po - \alpha - Be$  и т. п. дают немонотонные нейтроны, поэтому их можно использовать лишь для измерения сечений, усредненных по очень широкому спектру энергий. В обратной геометрии можно использовать источники практически любых типов. Широко проводятся измерения на нейтронах, получаемых из мишеней ускорителей, на пучках нейтронов, выходящих из ядерных реакторов, и даже в потоках нейтронов в отдельных частях реакторов (в активной зоне, в экране и т. п.).

При измерениях в прямой геометрии выбор детекторов нейтронов зависит от того, сечение какого процесса будет определять. Так, если нас интересует сечение поглощения нейтрона, т. е. суммарное сечение всех процессов, приводящих к исчезновению нейтрона:  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  и др., то детектор не должен чувствовать изменения энергии нейтронов при упругом и неупругом рассеянии их в образце. Другими словами, детектор должен обладать «всеволновыми» свойствами. В качестве таких детекторов могут применяться рассмотренные в гл. 10 всеволновые счетчики, графитовые призмы или баки с водой (кстати, последние регистрируют все нейтроны, вылетающие из образца, независимо от направления их движения). Если же необходимо измерить сечение всех неупругих столкновений, т. е. поглощения и неупругого рассеяния нейтронов, то требуется детектор, способный разделять нейтроны по энергиям (регистрировать первичные и не регистрировать неупруго рассеянные нейтроны). Такими детекторами являются водородные и гелиевые ионизационные камеры и счетчики, сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами, а также пороговые детекторы (камеры деления с  $^{238}U$  и  $^{232}Th$ , активационные пороговые индикаторы, рассмотренные в гл. 13, и т. п.). При экспериментах в обратной геометрии детектор должен иметь изотропную чувствительность и малые размеры. Обычно в таких случаях используются малогабаритные сферические ионизационные камеры (см. § 13.3) и активационные детекторы. При измерениях с реакторами и ускорителями необходимо применять мониторы нейтронного пучка. При работе с фотонейтронными источниками монитор не нужен, но при длительных измерениях приходится вводить поправку на уменьшение активности источника во времени за счет радиоактивного распада.

**Вычисление сечения по измеренному пропусканию сферического образца.** Как уже отмечалось, если бы в экспериментах использовался точечный источник нейтронов, расположенный в центре сферической полости образца, а толщина образца была бы столь малой, что вероятностью даже двухкратных столкновений нейтронов с ядрами можно было бы пренебречь, то пропускание образца выражалось бы простой экспоненциальной формулой (14.27). Однако при проведении измерений практически никогда не уда-

ется обеспечить выполнение отмеченных выше условий. Как скажутся на результатах эксперимента конечные размеры помещаемого в образец источника (или детектора) нейтронов, будет рассмотрено ниже. Что касается толщины образца, то чем она меньше, тем пропускание оказывается ближе к единице, и его становится труднее измерить с необходимой точностью. Если же образец сделать потолще, то в результате многократных упругих столкновений нейтронов с ядрами их средний путь в образце  $\bar{l}$  окажется существенно больше  $x$ . В этом случае измеряемое пропускание

$$T = \exp(-n_0\sigma_a\bar{l}). \quad (14.28)$$

При еще большей толщине образца экспоненциальная формула вообще теряет смысл, так как из-за большого числа столкновений процесс прохождения нейтронов становится похожим на диффузию.

В общем случае связь между  $T$  и  $\sigma_a$  определяется не только геометрическими размерами образца, но и угловой зависимостью и абсолютным значением сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами исследуемого вещества. Нахождение зависимости  $T$  от  $\sigma$  — весьма трудная задача, которую не удастся точно решить аналитическими методами для произвольного случая. Одним из примеров приближенного выражения для определения  $\sigma_a$  может служить формула Казачковского:

$$\sigma_a = (1 - T) \{1 - \exp[-(R_2 - R_1)/\lambda_{tr}]\} / \{(R_2 - R_1)(1 - T) + \bar{l}\{T - \exp[-(R_2 - R_1)/\lambda_{tr}]\}\}, \quad (14.29)$$

в которой средний путь нейтронов в веществе образца определяется соотношением

$$\bar{l} = R_2^2/2\lambda_{tr} + 0,7R_2 - 3R_1^2/2\lambda_{tr} + R_1^3/[2(R_2 + 0,7\lambda_{tr})\lambda_{tr}] + 0,29(R_2 - R_1/2) \exp\{-[0,46(R_2 - R_1/2)]/\lambda_{tr}\}.$$

Здесь так называемая *транспортная длина*  $\lambda_{tr}$  выражается через полное транспортное сечение:

$$\lambda_{tr} = 1/(n_0\sigma_{tr}), \quad (14.30)$$

которое, в свою очередь, выражается через упругое транспортное сечение  $\sigma_{et}$  и искомое сечение  $\sigma_a$ :

$$\sigma_{tr} = \sigma_{et} + \sigma_a. \quad (14.31)$$

Несколько иной подход к определению связи между  $T$  и  $\sigma_a$  был предложен Бете, Бейстером и Картером. Методом Монте-Карло они вычисляли вероятности вылета нейтронов из образца после 1-го ( $P_1$ ), 2-го ( $P_2$ ) и  $n$ -го ( $P_n$ ) столкновений в зависимости от величины  $n_0\sigma_{tr}x$ , причем оказалось, что при толщине оболочки  $\leq 1,5\lambda_{tr}$  можно для  $n > 2$  считать значения всех  $P_n$  одинаковыми. При этом

пропускание образца связывается с сечением неупругих столкновений соотношением

$$1 - T = (1 - T_0) \frac{\sigma_a}{\sigma_{tr}} \left[ 1 + (1 - P_1) \frac{\sigma_{et}}{\sigma_{tr}} + \frac{(1 - P_1)(1 - P_2) \sigma_{et}^2}{\sigma_{tr}(\sigma_a + \sigma_{et}) P_n} \right], \quad (14.32)$$

в котором  $T_0$  определяется формулой (14.27). Для практического использования соотношений (14.32) удобно, задавшись рядом разумных значений  $\sigma_a$ , определить по заранее рассчитанным таблицам значения  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_n$ , найти  $\sigma_{et}$ , вычислить для взятых значений  $\sigma_a$  по формуле (14.32) значения  $T$  и построить по ним график зависимости  $T = T(\sigma_a)$ , а затем, измерив экспериментально пропускание  $T$ , найти по этому графику интересующее сечение  $\sigma_a$ .

Несмотря на сложность выражений (14.29) и (14.32), они не могут обеспечить высокую точность расчетов при любых параметрах образцов. Особенно плохие результаты бывают при измерениях малых сечений захвата, при которых для получения достаточной величины наблюдаемого эффекта образца приходится делать толстыми и, следовательно, влияние рассеяния особенно большое. В этом случае наилучшие результаты обеспечивают точное решение кинетических уравнений или расчеты пропускания методом Монте-Карло, проводимые с помощью ЭВМ. По результатам таких расчетов составляют таблицы, позволяющие по измеренному пропусканию сразу найти  $\sigma_a$ , причем погрешность, вносимая в значение  $\sigma_a$  из-за неточности расчета, может составлять всего 0,5 %.

Поправки при проведении измерений в сферической геометрии требуется вводить для учета следующих эффектов.

1. *Конечные размеры источника и угловая анизотропия вылета нейтронов из него.* Оба эти фактора приводят к тому, что даже первичные нейтроны движутся в образце не по радиусам, что удлиняет их средний путь и изменяет пространственное распределение точек первых столкновений нейтронов с ядрами. Поправку на этот эффект можно внести, если известно угловое распределение вылета нейтронов из источника. Если угловое распределение неизвестно, то проводят серию расчетов при различных предположениях о нем и разброс получаемых результатов включают в полную погрешность эксперимента.

2. *Отклонение потока нейтронов от закона обратных квадратов расстояний на малых расстояниях от источника.* Причина этого эффекта заключается в упомянутом выше различии между потоком и током нейтронов (последний всегда строго пропорционален  $1/r^2$ ).

Для того чтобы поправка на данный эффект была возможно меньше, достаточно удалить детектор на большое расстояние, так как при  $r \gg R_2$  понятия тока и потока нейтронов практически совпадают. Оценки показывают, что достаточными оказываются расстояния  $r > 4$ . Если по каким-либо причинам (например, из-за недостаточной интенсивности источника) приходится работать на более близких расстояниях, эффект изменения потока можно оценить экспериментально, окружив источник слоем вещества, почти не поглощающего нейтроны (например, алюминием или свинцом); если при этом скорость счета изменяется, то это целиком связано с рассматриваемым эффектом, что указывает на необходимость введения соответствующей поправки при основных измерениях.

3. *Анизотропия чувствительности детектора (или анизотропия вылета нейтронов из источника при обратной геометрии)*. Данный эффект может привести к частичному или полному отсутствию компенсации упругого рассеяния в сферическом образце. Если, например, анизотропия чувствительности внешнего детектора столь велика, что он регистрирует только нейтроны, летящие вдоль оси, проходящей через центры источника и детектора, и совсем не регистрирует нейтроны по другим направлениям, то в результате эксперимента будет фактически измерено не значение  $\sigma_a$ , а полное сечение  $\sigma_t$ . Поправку на этот эффект можно внести, проведя соответствующие расчеты.

4. *Асимметрия источников (или детектора при обратной геометрии)*. Этот эффект сильнее сказывается при измерениях в обратной геометрии, так как сферически симметричный детектор сделать гораздо труднее, чем источник. Соответствующую поправку можно получить в результате специального эксперимента, в котором детектор вращается в постоянном потоке летящих в одном направлении нейтронов и отмечаются изменения скорости счета в зависимости от его ориентации относительно оси пучка.

5. *Поглощение нейтронов в источнике*. Часть рассеявшихся в образце нейтронов может возвращаться в источник и поглощаться в нем, с чем будет связано дополнительное уменьшение числа отсчетов детектора при установке образца. Роль данного эффекта можно оценить расчетно, и обычно она оказывается небольшой.

6. *Замедление нейтронов в образце*. При рассеянии на ядрах образца нейтроны частично теряют свою энергию, в результате чего могут изменяться вероятность их неупругих столкновений с ядрами образца и эффективность их регистрации детектором. Последний эффект полностью отсутствовал бы при измерениях сечений поглощения нейтронов идеальным всеволновым детектором. При реальных измерениях всегда приходится вводить поправки, особенно при измерениях сечений поглощения нейтронов от Na—Be-источника с энергией  $\bar{E}=830$  кэВ, когда существенный вклад в процесс замедления начинает вносить неупругое рассеяние нейтронов. Из-за сложности внесения поправок на данный эффект большинство экспериментаторов ограничивалось проведением измерений с нейтронами от Sb—Be-источника, при энергии которых ( $\sim 24$  кэВ) вероятность неупругого рассеяния почти для всех веществ равна нулю. Замедление в результате упругого рассеяния может дать заметный эффект лишь при измерениях сечений для самых легких элементов ( $A < 20$ ).

7. *«Сток» нейтронов в образец*. Если в качестве детектора используется водяной бак, то часть замедляющихся в воде нейтронов может возвращаться в образец и поглощаться в нем, что вызовет уменьшение общего потока нейтронов в баке и соответственно уменьшение скорости счета детекторов. Данный эффект можно существенно уменьшить, если в баке сделать сферическую полость, радиус которой  $R \gg r_e$ , и образец с источником помещать в центре этой полости. Вероятность стока нейтронов в образец пропорциональна телесному углу, под которым образец виден с поверхности полости, т. е. величине  $(r_e/R)^2$ , поэтому при  $R \gg r_e$  относительное значение эффекта невелико. Его можно уменьшить еще в несколько раз, помещая и образец, и источник (как при измерениях с образцом, так и без образца) внутрь тонкостенного кадмиевого чехла. При этом сток тепловых нейтронов будет во всех измерениях определяться кадмиевыми чехлом и, стало быть, его относительное значение будет оставаться постоянным.

8. *Дефекты формы образца.* Часто условия эксперимента требуют, чтобы в сферическом образце имелись отверстия, щели и другие отклонения от строго сферической формы. Наиболее часто с этим приходится сталкиваться при измерениях в обратной геометрии, когда внутри образца находится детектор, от которого должны отходить выводы сигналов. Учесть влияние всех необходимых отверстий проще всего, делая в образце такие же дополнительные отверстия и следя за тем, как они сказываются на изменениях скорости счета детекторов. Образец следует располагать так, чтобы все отверстия в нем лежали как можно дальше от прямой, соединяющей центры детектора и источника.

9. *Рассеяние нейтронов образцом в монитор.* При измерениях в обратной сферической геометрии с использованием в качестве источника нейтронов мишени ускорителя установка образца может привести к попаданию дополнительных нейтронов в расположенный поблизости монитор, в результате показания последнего изменятся и не будут пропорциональны потоку первичных нейтронов. Измерить данный эффект проще всего, сравнивая показания монитора нейтронов с показаниями интегратора тока мишени. Вообще во всех случаях, когда это допускается условиями эксперимента, желательно иметь два различных монитора вместо одного (например, «длинный» счетчик и интегратор тока).

10. *Поправки на фон, создаваемый ложными импульсами в детекторе, рассеянными нейтронами, фотонами и т. п., вносятся обычными методами (см. выше).*

11. *Поправки на погрешности регистрирующей аппаратуры (просчеты, отказы пересчетных схем и т. п.) вносятся как расчетом, так и методом изменения условий эксперимента: изменение загрузок, параллельное включение нескольких регистрирующих приборов и т. п.*

12. *Эффект блокировки сечений* аналогичен эффекту, обсуждавшемуся при изложении экспериментов по измерению  $\sigma_t$  в «хорошей» геометрии. Для экспериментальной оценки данного эффекта можно провести специальные эксперименты, в которых варьируется толщина образцов и сравниваются значения пропускания, измеренные на сферах из чистого материала (например, меди) и из материала, сильно разбавленного слабо поглощающим нейтроны свинцом. Теоретические расчеты для некоторых элементов, например для золота и серебра, при типичных условиях проведения эксперимента предсказывают довольно большое значение эффекта: 15 и 20 % соответственно. В результате оказывается, что поправка на блокировку сечений является в настоящее время наименее определенной и сильнее всего ограничивает точность проводимых измерений.

Подробно методы внесения поправок при измерениях в сферической геометрии рассмотрены в некоторых специальных работах. Оставляя в стороне вопрос о резонансной блокировке сечений, можно отметить, что, несмотря на многочисленность перечисленных выше поправок, из-за малости каждой из них суммарная поправка к величине пропускания оказывается относительно небольшой (в большинстве случаев примерно 1 % значения  $T$ ), поэтому надежность результатов измерений сечений в экспериментах при сферической геометрии почти столь же высока, как и при измерениях полных сечений в «хорошей» геометрии.

**Погрешности метода.** Погрешность измерений сечений в сферической геометрии определяется погрешностями эксперимента и

ошибками при расчетах. Складываясь друг с другом, они создают некоторую полную погрешность метода. Экспериментальные погрешности, появляющиеся из-за статистических флуктуаций счета, неточности воспроизведения условий «с образцом» и «без образца» и по другим аналогичным причинам, приводят к некоторому разбросу в значениях пропускания, определяемого в серии последовательных однотипных измерений. Погрешности при расчетах проистекают из-за нестрогости метода расчета, из-за неточности введения отдельных поправок, из-за погрешности в применяемой при расчетах величине  $\sigma_{\text{ет}}$ . Их значение можно оценить только расчетом. Если все эти погрешности считать независимыми, то полную погрешность можно определить как квадратный корень из суммы их квадратов. Наибольшая погрешность, как уже отмечалось, при измерениях сферической геометрии связана, по-видимому, с трудно учитываемым эффектом резонансной блокировки сечений. Без учета этого обстоятельства погрешность измерений оказывается весьма низкой: относительная погрешность в измеряемой величине  $\Delta\sigma_a/\sigma_a$  может достигать 2—5 %, хотя данные разных авторов различаются, как правило, значительно сильнее. Причины этих различий связаны с использованием разных методов обработки экспериментальных данных, с различием свойств применяемых детекторов и с субъективизмом при оценке разных поправок. Тем не менее в пределах имеющегося разброса данных разных авторов результаты измерений сечений в сферической геометрии оказываются весьма надежными, и их можно использовать для абсолютной привязки сечений, измеренных другими методами.

### § 14.3. Метод активации

**Физические основы метода.** Если образующиеся при реакции  $A(n, x)B$  ядра  $B$  радиоактивны, то сечение данной реакции  $\sigma$  можно определить измерением наведенной активности мишени. Предположим, что тонкая мишень из исследуемого вещества облучается потоком нейтронов  $\Phi$ . Число реакций в 1 с при этом равно  $n\sigma\Phi$ , где  $n$  — число ядер в мишени. Дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени числа образующихся радиоактивных ядер  $N$  с учетом их распада, можно записать в виде

$$dN = n\sigma\Phi dt - \lambda N dt. \quad (14.33)$$

Если к моменту начала облучения ( $t=0$ ) радиоактивных ядер в мишени не было, то решение уравнения (14.33) будет следующим:

$$N = n\sigma\Phi [1 - \exp(-\lambda t)]/\lambda \quad (14.34)$$

или

$$A = n\sigma\Phi [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (14.35)$$

где

$$A = \lambda N \quad (14.36)$$

— активность мишени к моменту времени  $t$  после начала облучения. Если теперь эту мишень извлечь из потока нейтронов и поместить в измерительную установку с эффективностью регистрации  $\epsilon$ , то данная установка будет регистрировать

$$a = \epsilon A \quad (14.37)$$

импульсов в секунду. Из соотношений (14.35) и (14.37) следует

$$\sigma = a [1 - \exp(-\lambda t)]^{-1} / (\epsilon n \Phi). \quad (14.38)$$

Таким образом, если известны абсолютные значения потока нейтронов  $\Phi$  и эффективности измерительной установки  $\epsilon$ , то сечение можно определить непосредственно по скорости счета регистрируемых импульсов. Однако, как было показано в предыдущих главах, измерение  $\Phi$  и  $\epsilon$  связано с известными трудностями, на преодоление которых направляются основные усилия при проведении активационных измерений. Этот вопрос более детально рассмотрен ниже. А пока отметим два частных случая, с которыми часто приходится сталкиваться на практике.

Если период полураспада возникающего радионуклида  $T$  не очень велик, то выгодно облучение в течение времени  $t_0 \gg T$  (обычно бывает достаточно, чтобы  $t_0 \geq 5 T$ ). При этом можно считать, что экспоненты в соотношениях (14.35) и (14.38) обращаются в 0, поэтому соответственно

$$A_\infty = n\sigma\Phi \quad (14.39)$$

и

$$\sigma = a / (\epsilon n \Phi). \quad (14.40)$$

Первое из этих соотношений показывает, что при больших периодах облучения активность образца перестает зависеть от времени: число вновь образующихся ядер равно числу распадов, в результате наступает своеобразное равновесие. Активность  $A_\infty$ , определяемая соотношением (14.39), так и называется равновесной, или *активностью насыщения*. При измерениях всегда желательно достичь состояния насыщения, так как при этом все расчетные соотношения наиболее простые.

Если же период полураспада радионуклида велик (несколько недель, месяцев или еще больше), то облучение приходится часто вести в течение времени  $t_0 \ll T$ . При этом  $\exp(-\lambda t) = 1 - \lambda t + \dots$  и вместо (14.35) и (14.38) соответственно получается

$$A = n\sigma\Phi\lambda t_0; \quad (14.41)$$

$$\sigma = a / (\epsilon n \Phi \lambda t_0). \quad (14.42)$$

Как видно, при малом времени облучения активность линейно возрастает со временем, оставаясь много меньше интенсивности

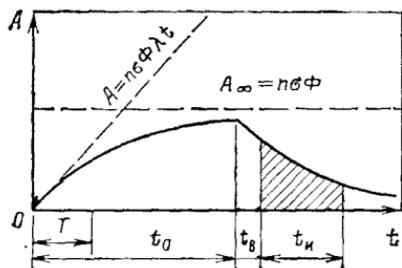


Рис. 14.5.

Рис. 14.5. Изменение во времени активности образца при его облучении нейтронами и после окончания облучения:

$t_0$  — время облучения;  $t_в$  — время выдержки после облучения;  $t_и$  — время измерения

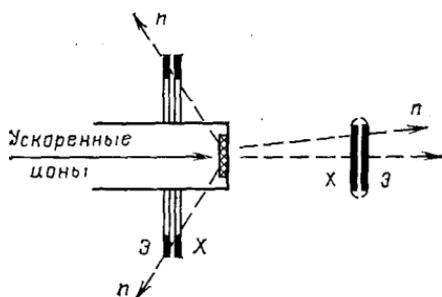


Рис. 14.6.

Рис. 14.6. Схема измерения активационных сечений на ускорителе

захвата нейтронов ( $\lambda t \ll 1$ ). Общий характер изменения активности образца во времени изображен на рис. 14.5.

**Проведение измерений.** Облучать образцы при активационных измерениях можно в ядерных реакторах, на ускорителях или с помощью радиоактивных нейтронных источников. В реакторах образцы облучают нейтронами с непрерывным энергетическим спектром. Использовать механические монохроматоры в большинстве случаев не удастся из-за малой интенсивности даваемого ими нейтронного пучка. Метод времени пролета в его обычной форме к активационным измерениям тоже неприменим, хотя при использовании таких мощных импульсных источников нейтронов, как подземные ядерные взрывы, его удастся использовать для разделения нейтронов по энергиям (см. гл. 13). Для этого на расстоянии в сотни метров от места взрыва за мощным коллиматором с очень узкой щелью устанавливают вращающуюся мишень из исследуемого вещества, делающую за время эксперимента только один оборот. Очевидно, что в каждую точку мишени через коллиматор попадают нейтроны какой-то одной энергии, поэтому, измерив распределение активности по мишени, можно определить энергетическую зависимость интересующего сечения.

Образцы для измерений активационных сечений делают всегда очень тонкими и, как правило, небольших размеров с целью обеспечения равномерности потока нейтронов при их облучении и уменьшении различных поправок при последующем измерении наведенной активности. Обычно образцы изготавливают в виде фольг или порошков, наносимых с помощью клея на подложки из неактивируемых веществ (например, алюминия). Отсутствие активности подложки и клея легко проверяется контрольным облучением без исследуемого вещества.

Типичная геометрия опыта при работе на ускорителе показана на рис. 14.6. Обычно облучение образцов стараются проводить под углами, близкими к  $0^\circ$  по отношению к оси пучка ускоренных

ионов, так как в этом направлении выход нейтронов и однородность пучка выше, чем в других направлениях. В этом случае образцы изготавливают обычно в виде тонких плоских дисков. Однако для измерений при очень малых энергиях нейтронов (около 5 кэВ) образцы приходится помещать под углами, большими или равными  $90^\circ$  к оси пучка. В этом случае их делают в виде колец, охватывающих мишенную трубку ускорителя.

После облучения образец переносят в счетную установку. Наведенную активность измеряют счетом  $\beta$ -частиц или фотонов. Если время облучения  $t_0$ , время между концом облучения и началом счета  $t_B$ , а также время самого измерения  $t_M$  сравнимы с периодом полураспада образующегося вещества  $T$ , то число зарегистрированных импульсов, равное числу распадов в образце за время  $t_M$  (заштрихованная площадь на рис. 14.5), умноженному на эффективность счетной установки, можно выразить так:

$$N_{\text{имп}} = en\sigma\Phi [1 - \exp(-\lambda t_0)] \exp(-\lambda t_B) [1 - \exp(-\lambda t_M)]/\lambda. \quad (14.43)$$

Это соотношение сильно упрощается, если  $t_0 \gg T$ , а  $t_B$  и  $t_M \ll T$ . При этом  $\exp(-\lambda t_0) \approx 0$ ,  $\exp(-\lambda t_B) \approx 1$ ,  $\exp(-\lambda t_M) \approx 1 - \lambda t_M + \dots$  и

$$\sigma = N_{\text{имп}}/(en\Phi t_M). \quad (14.44)$$

Так как  $N_{\text{имп}}/t_M = a$ , то это соотношение эквивалентно (14.40).

Из предыдущего следует, что для определения сечения достаточно измерить активность образца после окончания облучения, т. е. произвести одно-единственное включение счетчика на некоторое время  $t_M$ . Однако очень часто в образце при облучении появляется несколько радиоактивных веществ: от реакций в подложке образца, от реакций на различных изотопах исследуемого элемента, от реакций различных типов на ядрах одного нуклида. В этом случае необходимо разделить импульсы от распада разных веществ, а для этого одного измерения недостаточно: приходится делать много коротких измерений и по их результатам строить кривую спада активности образца во времени. Анализ такой кривой обычным методом разложения на экспоненты позволяет определить активность каждого возникающего радиоактивного продукта и тем самым при одном облучении измерить сечения нескольких различных реакций. В качестве относительно простого примера подобных измерений можно привести эксперимент по изучению  $(n, p)$ - и  $(n, \alpha)$ -реакций на ядрах  $^{23}\text{Na}$ . В качестве образца применялся кристалл NaI, который затем использовали и как детектор возникающего в нем самого излучения. Как показал эксперимент, в реакции четко выделяются две группы активности с периодами 10,7 с [от ядер  $^{20}\text{F}$  из реакции  $^{23}\text{Na}(n, \alpha)^{20}\text{F}$ ] и 37,6 с [от ядер  $^{23}\text{Ne}$  из реакции  $^{23}\text{Na}(n, p)^{23}\text{Ne}$ ] (рис. 14.7). Все остальные возможные реакции:  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ ,  $I+n$  и др., приводили к образованию фона, который легко учитывался введением двух длиннопериодных экспонент. Если различные радиоактивные продукты имеют близкие периоды полураспада, разделить их методом разложения кривой на экспоненты очень трудно или даже невозможно. В таких случаях приходится измерять не просто скорость счета, а энергетическое распределение импульсов от фотонов в кристалле сцинтилляционного или Ge—Li-счетчика, что позволяет разделить активности различных ве-

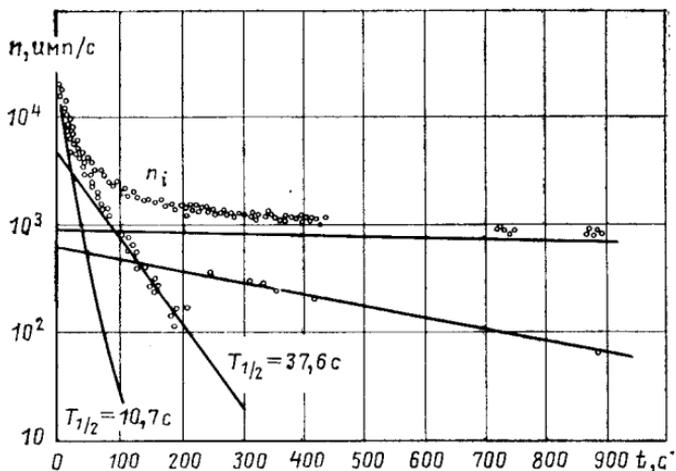


Рис. 14.7. Кривая уменьшения числа распадов в кристалле NaI после облучения его нейтронами с энергией 14 МэВ (сплошными линиями показаны результаты разложения экспериментальной кривой на четыре экспоненты)

шесть по характерным для них линиям  $\gamma$ -спектра. Наконец, иногда прибегают к химическому разделению элементов в образце после облучения.

Измерения сечений методом активации могут быть абсолютными или относительными. При абсолютных измерениях тем или иным методом определяется абсолютное значение потока нейтронов и истинное число распадов в облученном образце. Методы таких измерений рассмотрены в предыдущих главах, и здесь остается лишь отметить, что для измерений потока используются или градуированным ранее детектором типа камеры деления, или детектором типа марганцевой ванны, или пропорциональным счетчиком, наполненным водородом, или методом регистрации сопутствующих частиц. Можно также воспользоваться сферически симметричным источником с градуированным выходом нейтронов  $Q$ . В этом случае поток нейтронов можно рассчитать по формуле  $\Phi = Q/(4\pi R^2)$ , где  $R$  — расстояние от источника до облучаемого образца. Абсолютные измерения наведенной активности проводятся  $4\pi$ -счетчиком или методом  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений (см. § 10.4).

Поскольку любые абсолютные измерения связаны с известными трудностями, во всех случаях, когда это возможно, их стараются заменить относительными измерениями. Предположим, что требуется измерить энергетическую зависимость сечения реакции для вещества  $X$ , а мы располагаем другим веществом —  $\mathcal{E}$  (эталоном), для которого эта зависимость известна (вещество  $\mathcal{E}$  может применяться также в виде активируемого образца или это может быть слой делящегося вещества, нанесенный на электроды камеры деления, или  $^{10}\text{B}$  в пропорциональном счетчике и т. п.). Если облучить образцы  $X$  и  $\mathcal{E}$  в одном и том же потоке нейтронов (см. рис. 14.6), то, отвлекаясь для простоты от временных членов в формуле (14.43) и используя вместо нее соотношение (14.40),

можно представить наблюдаемые эффекты в виде  $a_x = \varepsilon_x n_x \sigma_x \Phi_x$ ;  $a_\varnothing = \varepsilon_\varnothing n_\varnothing \sigma_\varnothing \Phi_\varnothing$ , откуда

$$\sigma_x = \sigma_\varnothing \frac{\varepsilon_\varnothing n_\varnothing}{\varepsilon_x n_x} \left( \frac{a_x}{a_\varnothing} \right). \quad (14.45)$$

Здесь  $\Phi_x = \Phi_\varnothing$ .

Если отношение эффективностей регистрации излучения, возникающего при облучении нейтронами образцов X и Э, известно, то отсюда сразу можно найти интересующее нас сечение. Если же это отношение неизвестно, то последнее выражение позволяет все же по результатам серии измерений при разных энергиях получить энергетическую зависимость  $\sigma_x$  в относительных единицах. При этом надо быть уверенным только в том, что отношение  $\varepsilon_\varnothing/\varepsilon_x$  заведомо не зависит от энергии нейтронов. Если это так, то, заменив отношение  $\varepsilon_\varnothing n_\varnothing / (\varepsilon_x n_x)$  некоторой константой  $k$ , в которую можно включить и абсолютное значение эталонного сечения, вместо (14.45) получаем

$$X(E) = k(a_x/a_\varnothing) \varnothing(E), \quad (14.46)$$

где X и Э — сечения  $\sigma_x$  и  $\sigma_\varnothing$  в относительных единицах. Последнее соотношение легко можно представить в виде кривой на графике, по оси абсцисс которого отложена энергия, а по оси ординат — величина X в произвольных единицах. Если из каких-либо иных измерений (скажем, из опытов в сферической геометрии) известна величина  $\sigma_x$  хотя бы для одного значения энергии из рассматриваемого интервала, то это позволяет сопоставлением X и  $\sigma_x$  проградировать ось ординат в абсолютных единицах и тем самым получить истинные значения  $\sigma_x$  в широком интервале энергий.

Для ( $n, \gamma$ )-реакций хорошо известны сечения для тепловых нейтронов практически на всех ядрах. Это позволяет провести облучения образцов X и Э на тепловых нейтронах, из которых можно получить аналогично (14.45) соотношение

$$\sigma_x^T = \sigma_\varnothing^T (\varepsilon_\varnothing n_\varnothing / \varepsilon_x n_x) (a_x^T / a_\varnothing^T). \quad (14.47)$$

Комбинация (14.45) и (14.47) позволяет исключить неизвестное отношение  $\varepsilon_\varnothing/\varepsilon_x$ :

$$\sigma_x = \sigma_\varnothing (\sigma_x^T / \sigma_\varnothing^T) [(a_x / a_\varnothing) / (a_x^T / a_\varnothing^T)]. \quad (14.48)$$

Последняя разновидность метода относительных измерений часто называется *методом двух отношений*. Заметим, что в соотношение (14.48) входят только непосредственно измеряемые на опыте скорости счета импульсов и табличные значения сечений.

Очевидно, что во всех случаях, когда интенсивность потока нейтронов не остается постоянной во времени, необходимо использовать мониторы.

**Поправки и погрешности.** При активационных измерениях основная поправка связана с учетом посторонних активностей. В не-

которых случаях выделение таких активностей приобретает самостоятельный интерес, в результате приходится говорить, скорее, не о введении поправки, а о существенной части основного эксперимента. Методы разделения различных активностей были рассмотрены выше.

При измерении на ускорителях приходится учитывать неоднородность потока нейтронов в образце и разброс энергий нейтронов, связанный с зависимостью энергии нейтронов от угла вылета. Поправки на эти эффекты проще всего внести расчетно. Их значение оказывается особенно большим при облучении образцов нейтронами, вылетающими из мишени под большими углами к оси пучка. Аналогичным образом можно ввести поправку на различие потоков нейтронов, которыми облучаются образцы X и Э (см. рис. 14.6), однако оно обычно мало. При измерениях методом двух отношений требуется вводить поправку на депрессию потока тепловых нейтронов в случае сильно поглощающих образцов. Самоблокировка нейтронов, а также другие эффекты, связанные с взаимодействием быстрых нейтронов с ядрами в образцах, при активационных измерениях обычно несут незначительный вклад, так как образцы делаются очень тонкими. Поправки при  $\beta$ - и  $\gamma$ -счете рассматривались в гл. 10. Наконец, поправки на фон нейтронов, рассеянных от стен помещения, от различных деталей мишени ускорителя (в первую очередь от трубок с охлаждающей водой), от идущих иногда в ускорителе побочных реакций вводятся расчетными и экспериментальными способами; большинство из них также рассмотрено выше.

Основные погрешности при проведении относительных измерений связаны с погрешностями в опорных сечениях. В соотношении (14.48), используемое при проведении измерений методом двух отношений, входят три опорных сечения:  $\sigma_a$ ,  $\sigma_a^T$  и  $\sigma_x^T$ , причем совершенно ясно, что относительная погрешность определения искомого сечения  $\sigma_x$  не может быть выше наихудшей точности, с которой известны эти три величины.

Другие источники погрешностей дают значительно меньший вклад в полную погрешность эксперимента. Влияние статистической погрешности во всех случаях, кроме измерений очень малых сечений, обычно невелико. Погрешности при введении поправок также невелики, поскольку малы сами поправки. Исключением является поправка на фон рассеянных нейтронов, которая в некоторых случаях может быть даже больше измеряемого эффекта, но ее достаточно точно можно оценить экспериментально. Некоторая погрешность может возникнуть также при разделении различных активностей. Суммарная погрешность метода (без учета погрешностей в опорных сечениях) оказывается весьма малой — обычно 2—5 %, но погрешности в опорных сечениях, достигающие 10—15 %, а иногда и еще больших значений, не позволяют получить меньшую погрешность, о чем уже говорилось выше.

**Применение активационного метода.** Возможность использования рассматриваемого метода для измерений сечений определяется присущими ему достоинствами и недостатками. К достоинствам метода активации можно отнести:

- 1) относительную простоту методики;

2) возможность измерения сечений для отдельных нуклидов на образцах из естественных элементов;

3) возможность одновременного измерения сечений нескольких реакций;

4) малые размеры образцов;

5) малую поправку и низкую погрешность относительных измерений (без учета опорных сечений);

6) возможность облучения образцов внутри реактора или отдельных его частей в условиях высокой температуры,  $\gamma$ -излучения и других факторов;

7) применимость при измерениях с нейтронами практически любых энергий.

Недостатками метода являются:

1) невозможность его использования для измерения сечений таких реакций, в результате которых возникает нерадиоактивный продукт, например  $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ ;

2) невозможность его использования в комбинации с методом времени пролета в обычной модификации, что сильно затрудняет применение метода активации при энергиях ниже 5 кэВ, где практически отсутствуют источники монохроматических нейтронов.

Метод активации с успехом применяется для измерения сечений самых разнообразных  $(n, \gamma)$ -,  $(n, p)$ -,  $(n, \alpha)$ -реакций и др. При энергиях выше 2—5 МэВ метод активации во многих случаях оказывается единственно доступным методом измерений, по крайней мере для сечений радиационного захвата нейтронов.

#### § 14.4. Метод регистрации вторичных частиц

**Физические основы метода.** Регистрация частиц, возникающих в ходе ядерной реакции, позволяет непосредственно зафиксировать число актов взаимодействия нейтронов с ядрами в образце и тем самым определить эффективное сечение этого процесса. В самом деле, при облучении образца, содержащего  $n$  ядер, потоком нейтронов  $\Phi$  число актов взаимодействия в 1 с выражается обычным соотношением

$$A = n\sigma\Phi. \quad (14.49)$$

Столько же, естественно, будет возникать ежесекундно и вторичных частиц ( $\alpha$ -частиц, протонов или еще каких-нибудь частиц). Если рядом с образцом расположить детектор, способный регистрировать эти частицы, то число получаемых от этого детектора импульсов в 1 с будет

$$a = \varepsilon n\sigma\Phi, \quad (14.50)$$

где  $\varepsilon$  — полная эффективность регистрации. Если величины  $\Phi$  и  $\varepsilon$  известны, то отсюда легко найти неизвестную величину  $\sigma$ .

Сравнение (14.40) и (14.50) показывает, что между методом активации и рассматриваемым методом измерений есть много общего. Как в том, так и в другом случае для абсолютного определения сечения необходимо знать абсолютные значения  $\Phi$  и  $\varepsilon$ , поэтому оба эти метода используются в основном для относительных измерений. Одним из наиболее существенных отличий метода регистрации вторичных частиц является то, что информация об акте ядерной реакции поступает непосредственно в момент самой реакции, а не спустя долгое время после нее. Это позволяет широко использовать при измерениях технику времени пролета во всех ее разновидностях. Кроме того, можно изменять угловые и энергетические распределения вторичных частиц и соответствующие им дифференциальные сечения, что дает более богатую информацию об исследуемом явлении.

**Проведение измерений с регистрацией заряженных частиц.** Эффективные сечения реакций с вылетом заряженных частиц типа  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ , деления и т. п. проще всего измерять с помощью ионизационных камер, газовых и сцинтилляционных счетчиков, различных трековых приборов. Особенно просты измерения, когда исследуемое вещество можно непосредственно ввести в рабочее тело детектора (в газ камеры, в фотоэмульсию или в сцинтиллятор). При этом  $\varepsilon$  очень близка к 1, и ее можно достаточно точно вычислить с помощью приемов, рассмотренных в гл. 10. Там же показано, что  $\varepsilon$  можно оценить и для случая, когда исследуемое вещество нельзя ввести в рабочее тело детектора, но его можно изготовить в виде непосредственно примыкающего к детектору твердого слоя. Следует отметить, что в обоих указанных случаях при условии, что поток нейтронов известен, процесс измерения сечения сводится к простому определению скорости счета импульсов и несложному расчету по формуле (14.50). Если поток нейтронов неизвестен и трудно выполнить его абсолютное измерение, то можно провести относительные измерения аналогично тому, как это делается при активационных опытах. При таких измерениях в качестве эталона удобнее всего применить  $^{10}\text{B}$  или  $^3\text{He}$ , так как они легко вводятся в состав рабочих смесей различных детекторов и имеют плавную энергетическую зависимость сечений в широком интервале энергий. Регистрацию заряженных частиц при измерениях дифференциальных сечений реакций производят обычно с помощью полупроводниковых счетчиков (рис. 14.8), хотя с этой же целью могут использоваться и другие детекторы — ионизационные камеры, сцинтилляционные счетчики, фотоэмульсии. Хорошо сколламированный пучок нейтронов направляют на фольгу из исследуемого материала, толщина которой должна быть много меньше длины пробега заряженных частиц, и вылетающие из нее частицы регистрируют с помощью полупроводникового счетчика. Скорость счета детектора  $a$  связана с числом нейтронов  $N$  падающих на фольгу в течение времени, равного 1 с, соотношением

$$a = \varepsilon_d N \sigma(\theta) n_0 \Delta \omega \bar{x}, \quad (14.51)$$

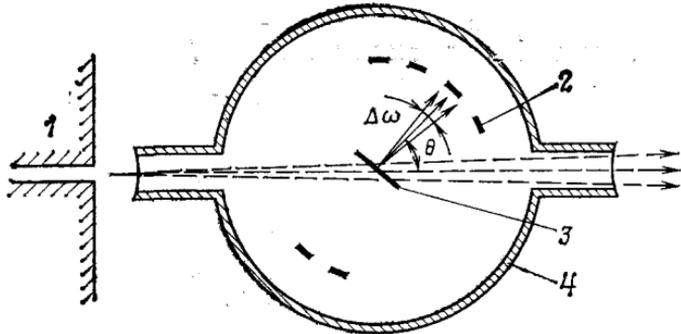


Рис. 14.8. Схема измерений сечений реакций, идущих с вылетом заряженных частиц:

1 — коллиматор нейтронов; 2 — детекторы; 3 — фольга из исследуемого материала; 4 — вакуумная камера

где  $\sigma(\theta)$  — дифференциальное сечение реакции, при которой вторичные частицы вылетают под углом  $\theta$  к направлению движения нейтронов;  $n_0$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$  образца;  $x$  — толщина фольги в направлении движения первичных частиц;  $\Delta\omega$  — телесный угол, под которым из образца виден детектор. Соотношение (14.51) можно считать достаточно точным, если размеры области фольги, в которой протекают изучаемые ядерные реакции, малы по сравнению с расстоянием до детектора, благодаря чему эту область можно считать точечной. Однако и в этом случае в результате эксперимента получают сечение, усредненное по охватываемому счетчиком телесному углу  $\Delta\omega$ . Использование нескольких счетчиков или перемещение одного счетчика относительно оси пучка нейтронов позволяют измерять в дополнение к выходу и энергии вторичных частиц также и их угловое распределение, что не только повышает количество получаемой информации, но и открывает качественно новые возможности исследования свойств ядерных реакций. Наконец, вместо одного счетчика можно применить телескоп из двух счетчиков, что позволяет идентифицировать типы вылетающих частиц. Отметим, что при регистрации заряженных частиц собственная эффективность детектора  $\epsilon_d \approx 1$ , геометрический фактор легко можно вычислить, поэтому оценка полной эффективности установки  $\epsilon$  не представляет особенно трудной задачи, и вся неопределенность опыта связана с оценкой плотности потока нейтронов  $\Phi$ .

**Измерения с регистрацией фотонов.** При изучении  $(n, \gamma)$ -,  $(n, n'\gamma)$  и т. п. реакций приходится сталкиваться с задачей регистрации фотонов. Основное отличие от рассмотренного выше случая регистрации заряженных частиц связано с тем, что при одном акте захвата нейтрона ядром может возникать несколько фотонов, причем в различных актах наборы фотонов также могут быть разными, в результате чего спектр регистрируемого излучения имеет весьма сложный вид.

Все используемые в данном методе приборы можно условно

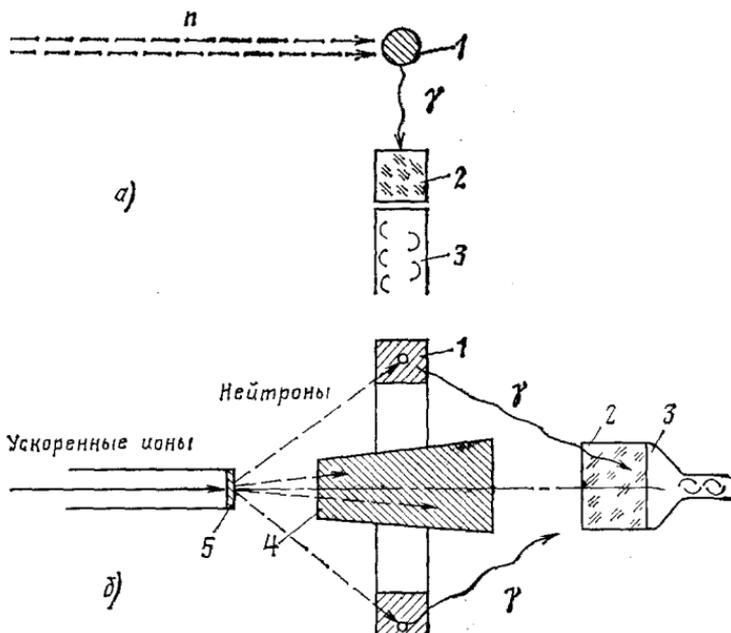


Рис. 14.9. Схемы измерений сечений с регистрацией  $\gamma$ -излучения в пределах малых телесных углов:

*a* — «точечная» геометрия; *б* — «кольцевая» геометрия (применение образца в виде кольца позволяет значительно повысить эффективность метода); 1 — образец; 2 — кристалл; 3 — ФЭУ; 4 — защитный конус; 5 — мишень ускорителя

разделить на две большие группы. К первой группе относятся детекторы, регистрирующие фотоны в пределах малых телесных углов. Таким детектором, например, может быть кристалл сцинтилляционного счетчика, располагаемый вне прямого нейтронного пучка рядом с образцом из исследуемого материала (рис. 14.9). Естественно, в таком опыте измеряется дифференциальное сечение реакции, и вся схема опыта весьма похожа на схему измерений дифференциальных сечений с вылетом заряженных частиц, отличаясь лишь тем, что в данном случае эффективность  $\epsilon_d \ll 1$  и ее точное значение гораздо труднее определить. В самом деле, в первом приближении

$$\epsilon_d = \int_{E_{\gamma \text{ пор}}}^{E_{\gamma \text{ макс}}} \varphi(E_{\gamma}, E) \epsilon(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \quad (14.52)$$

где  $\epsilon(E_{\gamma})$  — вероятность регистрации счетчиком фотона с энергией  $E_{\gamma}$ ;  $\varphi(E_{\gamma}, E) dE_{\gamma}$  — число фотонов с энергиями от  $E_{\gamma}$  до  $E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ , возникающих при попадании в ядро нейтрона с энергией  $E$ ;  $E_{\gamma \text{ пор}}$  — пороговое значение энергии фотонов, ниже которого  $\gamma$ -излучение данным прибором не регистрируется;  $E_{\gamma \text{ макс}}$  — максимальная энергия фотонов в изучаемом процессе [в случае (*n*,

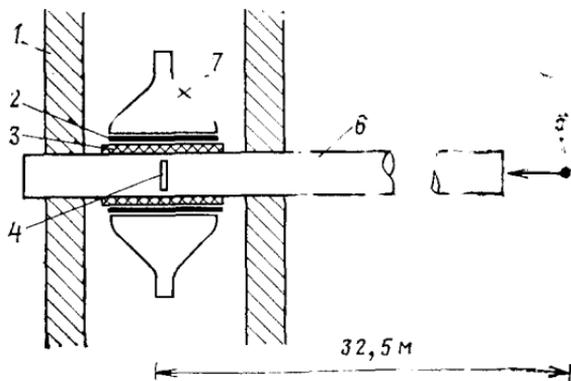


Рис. 14.10. Устройство детектора Моксона — Рея:

1 — защита; 2 — сцинтиллятор; 3 — графит; 4 — образец; 5 — импульсный источник нейтронов; 6 — труба пролетной базы; 7 — ФЭУ

$\gamma$ )-реакции  $E_{\gamma}^{\max} = B_n + E$ ;  $B_n$  — энергия связи нейтрона]. При изменении энергии нейтронов  $E$  меняется не только верхний предел интегрирования (что легко было бы учесть), но и вид подынтегральной функции  $\varphi(E_{\gamma}, E)$ . Поскольку детальная информация о характере зависимости  $\varphi = \varphi(E)$  обычно отсутствует, вычисления  $\epsilon_d$  по (14.52) практически невозможны.

Вытекающее из приведенного рассмотрения заключение о неизвестной зависимости  $\epsilon_d$  от  $E$  — чрезвычайно неприятный факт, так как эта неизвестность препятствует не только абсолютным, но и относительным измерениям сечений. Однако можно указать несколько случаев, когда зависимость  $\epsilon_d$  от  $E_{\gamma}$  относительно проста и к тому же хорошо известна, в результате ее нетрудно учесть при обработке экспериментальных данных. В частности, это относится к так называемому детектору Моксона—Рея (рис. 14.10). Он состоит из слоя вещества с малым  $Z$  (например, графита), в котором под действием фотонов возникают быстрые электроны, вызывающие вспышки света в расположенной между этим слоем и ФЭУ тонкой пластине органического сцинтиллятора (толщина ее — доли миллиметра). Для такого детектора эффективность регистрации фотонов  $\epsilon_d$  приблизительно пропорциональна их энергии:

$$\epsilon(E_{\gamma}) = KE_{\gamma}. \quad (14.53)$$

Поэтому эффективность детектора по отношению к регистрации фотонов со спектром  $\varphi(E_{\gamma}, E)$

$$\epsilon_d = K \int_0^{E_{\gamma}^{\max}} \varphi(E_{\gamma}, E) E_{\gamma} dE_{\gamma} = K(B_n + E) \quad (14.54)$$

(для простоты считается  $E_{\gamma \text{ пор}} = 0$ , что вполне допустимо, так как обычно  $E_{\gamma \text{ пор}} \ll E_{\gamma}^{\max}$ ). Таким образом,  $\epsilon_d$  зависит лишь от полной энергии возбуждения составного ядра, но не от формы спектра

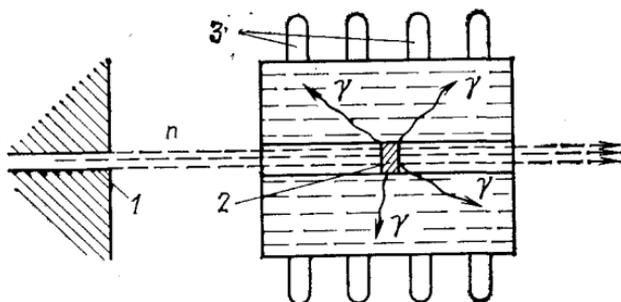


Рис. 14.11. Схема с применением бака с жидким сцинтиллятором для регистрации  $\gamma$ -излучения, возникающего при облучении образца нейтронами: 1 — коллиматор; 2 — образец; 3 — ФЭУ

ра, поэтому при измерениях в резонансной области, ширина которой много меньше  $B_n$ ,  $\epsilon_d$  можно считать постоянной. К тому же зависимость  $\epsilon_d$  от  $E$  здесь очень простая, и если потребуется, ее всегда можно учесть.

Помимо отмеченных обстоятельств детектор Моксона — Рея характеризуется низкой чувствительностью к нейтронам ( $\sim 10^{-4}$  чувствительности к фотонам) и прекрасными временными параметрами, лежащими в наносекундном диапазоне, что делает возможным его широкое использование в экспериментах с применением техники времени пролета для разделения по энергиям рождающихся в толстых мишенях ускорителей нейтронов с широким энергетическим спектром. Число импульсов, зафиксированных каждым каналом анализатора за вычетом фона, позволяет найти сечение для соответствующей данному каналу энергии нейтронов. В одном из экспериментов с использованием ускорителя Ван-де-Граафа с длительностью импульса примерно 2 нс при длине пролетной базы всего 7 см в области энергий около 25 кэВ было получено энергетическое разрешение примерно 10%. Так как определение абсолютного значения коэффициента  $K$  в соотношении (14.54) связано с определенными трудностями, метод регистрации фотонов детекторами с малым телесным углом используется лишь для относительных измерений.

К другой группе относятся детекторы, регистрирующие фотоны в пределах телесного угла, близкого к  $4\pi$ . Обычно их выполняют в виде больших баков с жидким сцинтиллятором. Образец помещают в центр бака в сквозной канал, по которому проходит хорошо сколлимированный пучок нейтронов (рис. 14.11). Эффективность регистрации фотонов в подобном устройстве может быть очень близкой к 100%, а так как каскад фотонов от одного акта реакции регистрируется как одно событие, то возможные изменения спектра фотонов при изменениях энергии нейтронов практически не сказываются на результатах эксперимента. Высокое временное разрешение ( $10^{-8}$  с) делает возможным использование сцинтилляционных баков (аналогично детекторам Моксона — Рея) в измерениях по методу времени пролета.

Главные помехи при проведении измерений с помощью больших сцинтилляционных баков связаны с фоном от фотонов и

нейтронов. Можно назвать несколько источников фона: 1) от космического излучения, радиоактивных загрязнений и т. п.; 2) от фотонов из мишени ускорителя; 3) от протонов отдачи, возникающих при попадании в сцинтиллятор быстрых нейтронов, рассеянных образом; 4) от фотонов, возникающих при захвате замедлившихся в баке рассеянных нейтронов ядрами водорода и других веществ.

Фон от космического излучения от других, не зависящих от источника нейтронов причин легко можно измерить при неработающем ускорителе. Если этот фон гораздо меньше регистрируемого эффекта, то его можно просто вычесть из полученных во время эксперимента данных. Однако очень часто фон намного больше эффекта, что приводит к большой погрешности получаемых результатов. Для улучшения отношения эффекта к фону иногда делают сцинтилляционные баки уменьшенных размеров (объемом около 100 л). У такого бака уже могут проявиться отклонения от 100 %-ной вероятности регистрации фотонов и связанные с этим изменения эффективности с изменением энергии нейтронов. Однако в некоторых случаях удается найти приемлемый компромисс.

Фон от  $\gamma$ -излучения ускорителя приводит к появлению коротких вспышек, которые при использовании техники времени пролета легко отделяются от импульсов нейтронов: скорости нейтронов обычно много меньше скорости света, поэтому фотоны и нейтроны попадают в детектор в разные моменты времени. Импульсы от протонов отдачи очень малы по сравнению с импульсами от фотонов и легко отделяются амплитудной дискриминацией. Для подавления фона от радиационного захвата нейтронов в баке используются в основном два способа.

1. В сцинтиллятор добавляют какое-нибудь соединение бора. Благодаря большому сечению реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  основная доля нейтронов захватывается ядрами  $^{10}\text{B}$ , что приводит к появлению лишь относительно маленьких импульсов от ядер  $^7\text{Li}$  и  $^4\text{He}$ . Правда, как уже отмечалось выше, при реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  ядра  $^7\text{Li}$  образуются очень часто в возбужденном состоянии, переход из которого сопровождается испусканием фотона. Однако энергия таких фотонов (0,47 МэВ) очень мала по сравнению с энергией  $\gamma$ -излучения, возникающего при захвате нейтронов ядрами водорода (2,23 МэВ) и других веществ (6—8 МэВ), поэтому от них легко избавиться амплитудной дискриминацией. Этот способ широко применяют при измерениях сечений методом времени пролета с нейтронами широкого энергетического спектра.

2. При работе с моноэнергетическими нейтронами из тонких мишеней применять технику времени пролета не нужно. Однако ее использование в этом случае позволяет надежно исключить фон экстраполяцией скорости счета из каналов, куда не попадают первичные нейтроны (и где считаются только импульсы фона), на область спектрального пика. Кроме того, фон регистрируется всеми каналами анализатора, а полезные импульсы — только группой каналов, соответствующих длительности вспышки  $\Delta t_{\text{н}}$  в

результате отношение эффекта к фону в этих каналах в  $T/\tau_n$  лучше, чем без использования техники времени пролета (здесь  $T$  — интервал времени между вспышками).

Характерные параметры установок с большими баками: объем — несколько сот или даже тысяч литров, временное разрешение 10—20 нс, пролетная база около 1,5 м, частота повторения вспышек 1 МГц. Большую пролетную базу, как правило, трудно бывает использовать из-за недостаточно высокой интенсивности источников. В результате при энергии примерно 150 кэВ разрешение составляет около 10 %, что затрудняет использование сцинтилляционных баков при большой энергии нейтронов. При работе с моноэнергетическими нейтронами, когда техника времени пролета используется лишь для исключения фона, удавалось подняться до несколько больших энергий — порядка 1 МэВ.

Как и при использовании детекторов с малыми телесными углами, измерения с баком носят, как правило, относительный характер (поскольку неизвестны абсолютные значения потоков нейтронов, соответствующих каждому каналу временного анализатора). В этом случае проводят последовательные измерения с двумя образцами (исследуемым и эталонным) или с образцом и детектором нейтронов с известной зависимостью  $\epsilon_d(E)$ . Такие измерения позволяют получить кривую зависимости сечения реакции от энергии нейтронов в относительных единицах, после чего ее необходимо нормировать по результатам независимых измерений (аналогично измерениям методом активации).

**Измерения с регистрацией вторичных нейтронов.** При измерениях сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов реакций  $(n, 2n)$ ,  $(n, np)$  и ряда других возникает потребность регистрации вторичных нейтронов. В основных чертах такие измерения аналогичны измерениям с регистрацией вторичного  $\gamma$ -излучения, различия связаны лишь с типами применяемых детекторов. Обычно в качестве детекторов вторичных нейтронов используют спектрометры нейтронов (сцинтилляционные или работающие по методу времени пролета), что позволяет измерять энергетические спектры вторичных нейтронов и тем самым получать дополнительную информацию о том, как протекает взаимодействие первичных ней-

тронов с ядрами исследуемого вещества. Источником нейтронов в этом случае (рис. 14.12) служит ускоритель 1, работающий в импульсном режиме. Ускоренные на нем до энергии 200—400 кэВ дейтроны попадают на тритиевую мишень, в которой в результате реакции  ${}^3\text{T}(d, n){}^3\text{He}$  возникают нейтроны с энергией около 14 МэВ. Типичные параметры импульсного режима в таких установках: дли-

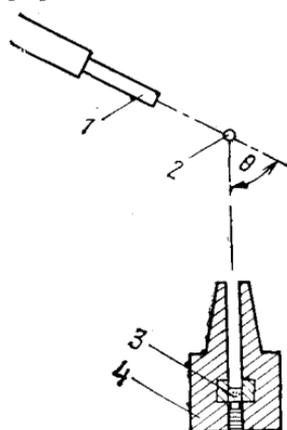


Рис. 14.12. Схема установки для измерения энергетических спектров вторичных нейтронов методом времени пролета

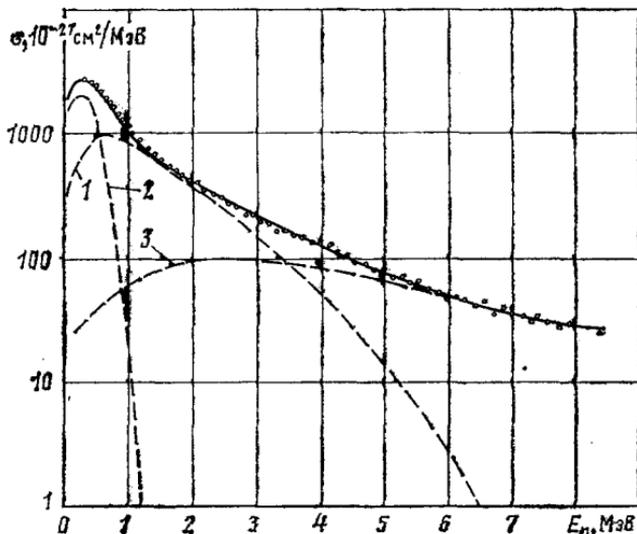


Рис. 14.13. Разложение энергетического спектра вторичных нейтронов на отдельные компоненты:  
 точки — результаты измерений; линии — результаты расчетов:  
 — — — парциальные спектры (пояснения в тексте); — — — суммарный спектр

тельность импульсов 2—3 нс, частота повторения порядка  $10^6$  имп/с. На небольшом расстоянии от мишени устанавливают цилиндрический образец 2, а на расстоянии нескольких метров от него — детектор нейтронов 3. Для предотвращения попадания в детектор фотонов и непроизводивших с образцом нейтронов служит защита 4. В качестве детектора может быть использован сцинтилляционный счетчик, например, с кристаллом стибьена, оборудованный схемой дискриминации импульсов от нейтронов и фотонов для подавления фона. При длине пролетной базы (расстояние от образца до детектора) 5 м реальное временное разрешение спектрометра может быть доведено до 0,5 нс/м.

На рис. 14.13 приведен типичный энергетический спектр вторичных нейтронов, вылетающих из образца при облучении его моноэнергетическими быстрыми первичными нейтронами (пик от упруго рассеянных нейтронов, лежащий при больших энергиях, на рисунке не показан). Теоретический анализ позволяет разделить экспериментально измеренный спектр на компоненты, связанные с вылетом в результате испарения из равновесного состояния ядра первого (1) и второго (2) нейтронов, а также с вылетом нейтронов до прихода ядра в равновесное состояние в результате прямых и предравновесных переходов (3). Интегрирование этих кривых по энергии дает полное сечение соответствующего процесса — неупругого рассеяния нейтронов и реакции ( $n, 2n$ ).

Перемещая детектор вокруг образца, можно провести также измерения под разными углами и тем самым измерить угловое распределение вторичных нейтронов в разных энергетических интервалах в виде дважды дифференциальных сечений (по углу и по энергии). Таким образом, рассмотренный эксперимент дает

детальную информацию о протекающих ядерных реакциях, весьма полезную как для развития представлений о структуре и свойствах атомного ядра, так и для ряда практических целей.

### § 14.5. Метод замедления нейтронов в свинце

**Физические основы метода.** В процессе упругого замедления нейтронов в тяжелом веществе ( $A \gg 1$ ) уменьшение их энергии во времени описывается соотношением

$$d(\ln E) = -\xi v dt / \lambda_s, \quad (14.55)$$

где  $\xi \approx 2/A$  — средняя логарифмическая потеря энергии при одном упругом столкновении с ядром;  $v$  — скорость нейтрона;  $\lambda_s$  — средний путь между двумя актами рассеяния;  $A$  — атомная масса. Поскольку сечение рассеяния слабо зависит от энергии нейтронов, соотношение (14.55) можно проинтегрировать, считая  $\lambda_s \approx \text{const}$ :

$$t = A\lambda_s (1/v - 1/v_0), \quad (14.56)$$

где  $v_0$  — начальная скорость нейтрона. Из этого выражения следует, что к любому моменту времени  $t$  после появления в тяжелой среде все нейтроны, имевшие вначале скорость  $v_0$ , будут обладать одинаковой скоростью  $v$ , где бы они ни находились в блоке вещества. При этом, если  $v_0$  велика, то

$$t \approx A\lambda_s/v, \quad (14.57)$$

т. е. время замедления нейтронов до скорости  $v$  равно времени пролета нейтронов с данной скоростью некоторого эффективного пролетного расстояния  $l_{\text{эф}} = A\lambda_s$ . В результате этот метод приобретает много общего с рассмотренным выше методом времени пролета. В качестве замедлителя лучше всего использовать свинец, так как он обладает большой атомной массой, малым сечением поглощения нейтронов и высоким по сравнению с другими тяжелыми веществами порогом неупругого рассеяния. Для свинца  $A = 207$ ,  $\lambda_s = 2,9$  см и  $l_{\text{эф}} = 6$  м.

Из сказанного следует, что если в блоке свинца поместить импульсный источник нейтронов и недалеко от него детектор, то по времени  $t$  между вспышкой нейтронов и моментом появления импульса в детекторе можно судить о том, с какой энергией нейтрон был зарегистрирован:

$$E(t) = m_n A^2 \lambda_s^2 / 2 (t + A\lambda_s/v_0)^2 \approx m_n A^2 \lambda_s^2 / (2t^2), \quad (14.58)$$

где  $m_n$  — масса нейтрона. Если энергию измерять в электрон-вольтах, а время — в микросекундах, то

$$E = 1,8 \cdot 10^5 / t^2 \quad (14.59)$$

или

$$t = 4,25 \cdot 10^2 / \sqrt{E}. \quad (14.60)$$

Однозначная связь энергии и времени замедления открывает возможность измерения эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами в широком диапазоне энергий, на что было впервые указано советскими физиками Л. Е. Лазаревой и Е. Л. Фейнбергом в 1950 г.

**Энергетическое разрешение метода.** Можно показать, что из-за статистического характера процесса замедления нейтроны в любой момент времени обладают некоторым разбросом скоростей, причем

$$\overline{\Delta v^2/v^2} = 2/(3A) \quad (14.61)$$

или

$$\Delta v/v = \sqrt{2/(3A)} . \quad (14.62)$$

Относительный разброс энергий оказывается в 2 раза больше:

$$\Delta E/E = \sqrt{8/(3A)} , \quad (14.63)$$

откуда для свинца  $\Delta E/E \approx 0,11$ . Итак, энергетическое разрешение метода не может быть лучше 11%. В действительности оно оказывается даже хуже, так как в области быстрых нейтронов проявляется дополнительный разброс энергий, связанный с неупругим рассеянием нейтронов на ядрах свинца, а при малых энергиях начинает сказываться тепловое движение атомов свинца, которое также приводит к размытию спектральной линии. Практически достижимое разрешение метода при различных энергиях иллюстрируется цифрами, приведенными в табл. 14.1.

Таблица 14.1. Энергетическое разрешение при измерении сечений в свинцовом кубе

Энергия нейтронов, кэВ	30	10	1	$10^{-3}$
Энергетическое разрешение, %	61	36	16	26

Очевидно, что по разрешению данный метод во много раз уступает методу времени пролета, однако по интенсивности он имеет значительные преимущества, что предопределяет возможность его использования для целого ряда измерений. При этом из табл. 14.1 следует, что наиболее успешно метод может применяться в интервале энергий от 1 эВ до 20—30 кэВ. Для повышения верхней границы данного интервала можно применить источники, дающие нейтроны с энергией ниже первого уровня свинца, чтобы уменьшить влияние неупругого рассеяния. К сожалению, такие источники имеют гораздо меньшую интенсивность, чем источники более быстрых нейтронов, основанные на использовании  $(d, n)$ -реакции, поэтому их использование привело бы к потере основного преимущества метода.

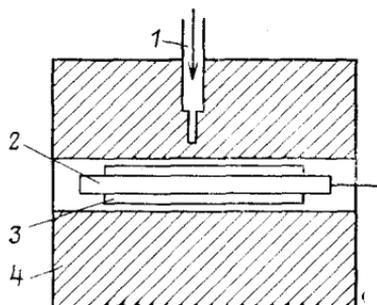


Рис. 14.14. Схема спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце:

1 — ускоритель; 2 — счетчик; 3 — образец; 4 — свинец

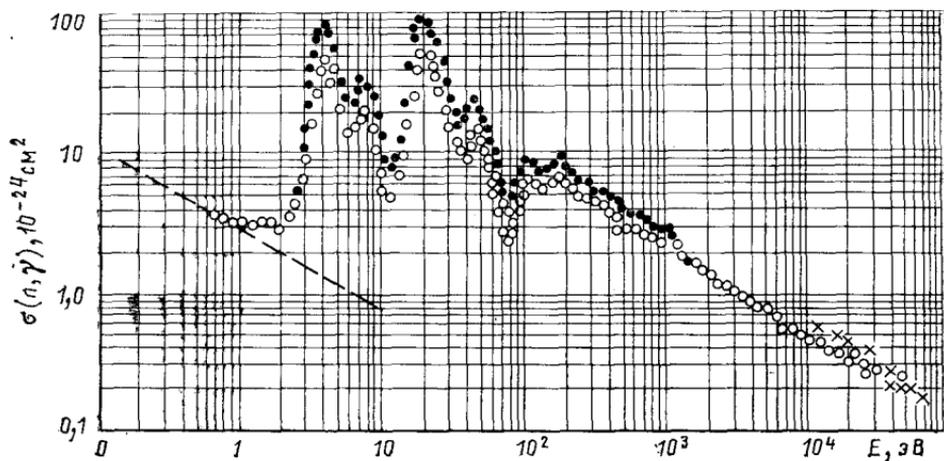


Рис. 14.15. Зависимость сечения захвата нейтронов ядрами вольфрама от энергии, измеренная с помощью спектрометра по времени замедления в свинце: черными и светлыми кружками показаны результаты двух серий измерений с образцами различной толщины; для сравнения крестиками показаны результаты измерений, выполненных другим методом, пунктиром — изменение сечения по закону  $1/v$

**Спектрометр по времени замедления в свинце Физического института им. П. Н. Лебедева.** Первая установка, в которой был осуществлен изложенный метод спектрометрии нейтронов, была создана группой физиков под руководством Ф. Л. Шапиро. Эта установка представляет собой свинцовый параллелепипед со сторонами  $2 \times 2 \times 2,3$  м с двумя каналами. В одном из этих каналов находится мишень нейтронного генератора (рис. 14.14), работающего на реакции  ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ , другой канал предназначен для размещения счетчика, регистрирующего  $\gamma$ -излучение, возникающее при захвате нейтронов в образце, который изготовлен в виде цилиндрического чехла, надеваемого на счетчик. Нейтронный генератор ускоряет дейтроны до 300 кэВ при токе в импульсе около 3 мА. Эти параметры обеспечивают интенсивность рожде-

ния нейтронов примерно  $3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что при длительности импульса около 2 мкс обеспечивает появление около  $6 \cdot 10^5$  нейтронов за одну вспышку. Частота следования вспышек может меняться в широких пределах, но не должна превышать 1650 Гц, так как при этой частоте интервалы между вспышками равны времени замедления нейтронов до энергии 0,5 эВ, поэтому при больших частотах появляются рециклические надкадмиевые нейтроны.

Результаты измерений с помощью данной установки сечения захвата нейтронов ядрами вольфрама приведены на рис. 14.15. Хотя спектрометры, работающие по методу времени пролета, обладают более высоким энергетическим разрешением, простота и высокая эффективность свинцового куба делают его весьма удобным прибором, что подтверждается выполненными с его помощью многочисленными успешными измерениями.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия/Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969.—567 с.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.—456 с.
3. Васильев Р. Д. Основы метрологии нейтронного излучения. М.: Атомиздат, 1972.—312 с.
4. Власов Н. А. Нейтроны.—2-е изд.—М.: Наука, 1971.—551 с.
5. Воробьев А. А., Руденко Н. С., Сметанин В. Н. Техника искровой камеры. М.: Атомиздат, 1978.—120 с.
6. Гмурман В. Е. Теория вероятности и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1977.—479 с.
7. Зрелов В. П. Излучение Вавилова—Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968, т. 1 и 2.
8. Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.—407 с.
9. Караваев Ф. М. Измерения активности нуклидов. М.: Изд-во стандартов, 1972.—228 с.
10. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.—232 с.
11. Кузнецов Р. А. Активационный анализ. М.: Атомиздат, 1974.—343 с.
12. Кухтевич В. И., Трыков Л. А., Трыков О. А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М.: Атомиздат, 1971.—136 с.
13. Ломакин С. С., Петров В. И., Самойлов П. С. Радиометрия нейтронов активационным методом.—2-е изд.—М.: Энергоатомиздат, 1983.—142 с.
14. Лукьянов В. Б., Симонов Е. Ф. Измерение и идентификация бета-радиоактивных препаратов. М.: Энергоатомиздат, 1982.—135 с.
15. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами/С. А. Балдин, Н. А. Вартанов, Ю. В. Ерыхайлов и др. М.: Атомиздат, 1974.—320 с.
16. Радиационный захват быстрых нейтронов/Ю. Я. Стависский, А. И. Абрамов, А. А. Ваньков и др. М.: Атомиздат, 1970.—283 с.
17. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: Справочник/В. М. Бычков, В. Н. Манохин, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин. М.: Энергоиздат, 1982.—217 с.
18. Столярова Е. Л. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1964.—423 с.
19. Федоров М. Б. Спектрометрия нейтронов средних энергий. Киев: Наукова думка, 1979.—227 с.
20. Флейшер Р. Л., Прайс Б. П., Уокер Р. М. Треки заряженных частиц в твердых телах. Методы исследования треков. М.: Энергоиздат, 1981.—152 с.
21. Detectors in Nuclear Science/Ed. D. A. Bromley.—Nucl. Instrum. and Methods, 1979, vol. 162, Part I, 390 p.; Part II, 330 p.

**Абрамов А. И. и др.**

**А16** Основы экспериментальных методов ядерной физики: Учеб. пособие для вузов./А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. — 3-е изд., перераб. и доп.— М.: Энергоатомиздат, 1985.—488 с.: ил.

Книга написана на основе курса лекций «Экспериментальные методы ядерной физики», который авторы в течение нескольких лет читали в филиале Московского инженерно-физического института. В ней изложены физические основы регистрации излучений, принципы действия и основные характеристики детекторов ядерных излучений; рассмотрены методы спектрометрии нейтронов, фотонов и заряженных частиц, измерения сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Книга переработана и дополнена по сравнению со 2-м изданием (1977 г.) с учетом последних достижений в технике физического эксперимента.

Для студентов старших курсов соответствующих специальностей, аспирантов, а также для физиков-ядерщиков.

**А** 1704070000-460 24-85  
051(01)-85

**ББК 22.38**

**Александр Иванович Абрамов**  
**Юрий Алексеевич Казанский**  
**Евгений Сергеевич Матусевич**

**ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Редактор **З. Д. Андреенко**  
Художественный редактор **А. Т. Кирьянов**  
Технический редактор **О. Н. Адаскина**  
Корректор **З. Б. Драновская**

ИБ № 487

Сдано в набор 16.04.85. Подписано в печать 27.11.85  
Т-15486 Формат 60×90/16 Бумага типографская № 1  
Гарнитура литературная Печать высокая Усл. печ. л.  
30,5 Усл. кр.-отт. 30,5 Уч.-изд. л. 35,76 Тираж 4400 экз.  
Заказ 292. Цена 1 р. 50 к.

---

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114,  
Шлюзовая наб., 10.

---

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете СССР по делам  
издательств, полиграфии и книжной торговли.  
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.