

**И.М. КАПИТОНОВ**

**ЯДЕРНАЯ  
РЕЗОНАНСНАЯ  
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ**

**2018**

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

---

Физический факультет  
Кафедра общей ядерной физики

Капитонов Игорь Михайлович

ЯДЕРНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ

Издание второе, дополненное

2018

Книга посвящена Ядерной Резонансной Флуоресценции (ЯРФ). Описаны физические принципы этого явления, методы его исследования и приведены примеры полученных результатов. Большое внимание уделено выводу основных формул и соотношений, определению энергии, мультипольности и чётности ядерного гамма-перехода, устройству современных экспериментальных установок, характеристикам электронных ускорителей. Дано представление о ЯРФ-экспериментах, выполненных в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ. В двух последних главах описаны магнитные дипольные возбуждения атомных ядер, изучение которых с использованием ЯРФ-методики привело к открытию нового типа низколежащих ядерных возбуждений несферических ядер – изовекторного орбитального M1-возбуждения ножничного типа (scissors mode).

Печатается по постановлению Учёного совета  
физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова

Рецензенты:

Главный научный сотрудник НИИЯФ МГУ  
Доктор физ.-мат. наук, профессор  
В.В.ВАРЛАМОВ

Заведующий кафедрой ускорителей и радиационной медицины  
физического факультета МГУ, доктор физ.-мат. наук, профессор  
А.П. ЧЕРНЯЕВ

## Содержание:

Глава 1. Введение .....	стр. 5
Глава 2. Эффективное сечение ЯРФ .....	11
<i>Схема получения энергетической зависимости формулы</i> <i>Брейта-Вигнера</i> .....	14
Глава 3. Роль эффекта Доплера в ЯРФ.....	15
Глава 4. Связь радиационной ширины уровня с волновыми функциями начального и конечного состояний ядра .....	21
Глава 5. Эксперимент по резонансному рассеянию $\gamma$ -квантов .....	26
- <i>Общая формула</i> .....	26
- <i>Схема эксперимента по рассеянию. Основная формула</i> .....	28
- <i>Толщина мишени</i> .....	29
- <i>Калибровка установки</i> .....	31
Глава 6. Германиевый детектор $\gamma$ -квантов .....	33
- <i>Устройство детектора и свойства германия</i> .....	33
- <i>Регистрация фотонов. Отклик детектора</i> .....	34
- <i>Эффективность детектора</i> .....	40
- <i>Энергетическое разрешение. Фактор Фано</i> .....	43
Глава 7. Ускорительно-детекторный комплекс для ЯРФ- экспериментов .....	48
- <i>Непрерывные пучки электронов для ЯРФ-     экспериментов</i> .....	48
- <i>Формирование тормозного излучения для ЯРФ-     экспериментов и детекторный узел</i> .....	51
- <i>Системы из нескольких германиевых детекторов.     EUROBALL Cluster detector</i> .....	55
- <i>Ускоритель НИИЯФ МГУ для ЯРФ-экспериментов</i> .....	57
Глава 8. Эксперимент по самопоглощению .....	63
Глава 9. Определение мультипольности гамма-переходов в ЯРФ- экспериментах .....	70
Глава 10. Определение чётности гамма-переходов в поляризационных ЯРФ-экспериментах .....	77
- <i>Метод, использующий линейно поляризованное     тормозное излучение</i> .....	77
- <i>Метод определения чётности ядерных состояний,     использующий комптоновское рассеяние</i> .....	85
- <i>Устройство комптоновского поляриметра. Примеры     результатов</i> .....	90

Глава 11. Магнитные дипольные возбуждения атомных ядер.	
Предсказание орбитального M1-резонанса (scissors mode) .....	97
- Орбитальные и спиновые M1-переходы .....	97
- M1-переходы в ядрах 1f2p-оболочки .....	100
- Коллективный образ ядерных M1-возбуждений.	
Предсказание ножничного возбуждения (scissors mode).....	106
Глава 12. Открытие и исследование изовекторных орбитальных (ножничных) M1-возбуждений .....	113
- Открытие и исследование изовекторных орбитальных (ножничных) M1-возбуждений в тяжёлых деформированных ядрах .....	113
- Ножничные возбуждения ядер 1f2p-оболочки .....	120
- Заключение.....	124
Литература .....	126

## Глава 1. Введение

Ядерная резонансная флуоресценция – ЯРФ (Nuclear resonance fluorescence – NRF) – это процесс возбуждения ядра фотоном  $\gamma$  с последующим распадом возбужденного (резонансного) состояния с испусканием другого фотона  $\gamma'$  и образованием конечного ядра в более низколежащем, в том числе и основном, состоянии (см. рис. 1.1). В случае возврата к основному состоянию ( $\gamma = \gamma'$ ) процесс называют «чистой ЯРФ».

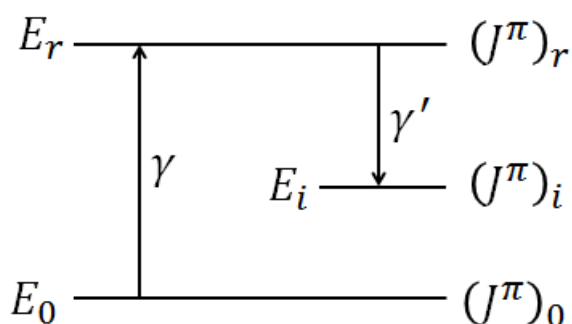


Рис. 1.1. Схема ядерной резонансной флуоресценции.

Уровни ядра на рис. 1.1 характеризуются энергией  $E$  и спин-чётностью  $J^\pi$ . Нижние индексы имеют следующий смысл: индекс  $i$  нумерует возбужденные состояния ядра по мере возрастания их энергии, индекс 0 относится к основному состоянию, а индекс  $r$  – к возбужденному.

ЯРФ – эффективный метод изучения низколежащих (вплоть до 10-15 МэВ) ядерных возбуждений, особенно дипольных и квадрупольных, поскольку, позволяет получать о них исчерпывающую спектроскопическую информацию. Особая избирательность ЯРФ к низкоспиновым возбуждениям обусловлена малым импульсом  $q = E_\gamma/c$ , передаваемым реальным фотоном ядру. Действительно, сделаем следующую полуклассическую оценку. Пусть ядро с числом нуклонов 50 (его радиус  $R \approx 5$  Фм) поглощает фотон с энергией  $E_\gamma = 4$  МэВ. Максимальный орбитальный момент  $l_{max}$ , получаемый ядром (в единицах  $\hbar$ ) будет равен

$$l_{max} = R \cdot \frac{q}{\hbar} = R \cdot \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right) \approx 5 \text{ Фм} \cdot \frac{4 \text{ МэВ}}{200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}} = 0,1.$$

Т. е. кинематическая ситуация в наибольшей степени будет благоприятствовать электрическим дипольным ( $l = 0$ ) возбуждениям, а также в меньшей степени – магнитным дипольным и электрическим квадрупольным ( $l = 1$ ) возбуждениям. Возбуждения более высокой мультипольности оказываются маловероятными.

Метод ЯРФ в максимальной степени использует преимущества электромагнитных проб для изучения структуры ядра. Взаимодействие в

ЯРФ чисто электромагнитное как во входном, так и в выходном канале. Более того, в силу относительной слабости этого взаимодействия, применима теория возмущений. Поэтому детальная и модельно независимая информация о ядре может быть извлечена.

ЯРФ обеспечивает наивысшее энергетическое разрешение эксперимента (1-2 кэВ в районе энергий возбуждения около 1 МэВ и 5-10 кэВ в районе 10 МэВ). Для сравнения укажем, что типичное разрешение  $e, e'$ -эксперимента – 30-50 кэВ, а  $p, p'$ - и  $\alpha, \alpha'$ -экспериментов – 100-200 кэВ. Высокое разрешение ЯРФ-экспериментов позволяет исследовать отдельные уровни, избегая проблемы наложения близко расположенных ядерных резонансов.

Область энергий возбуждения ядра, в которой ЯРФ позволяет добиваться наилучших результатов, это область ниже энергий отделения нуклона  $B_n$ ,  $B_p$  или системы связанных нуклонов. В этой области электромагнитный распад возбужденного состояния – единственный способ его распада, что к тому же обеспечивает узость резонансного состояния, его изолированность от других. Ширина распада  $\Gamma$  возбужденного состояния целиком определяется шириной его  $\gamma$ -распада:  $\Gamma = \Gamma_\gamma$ .

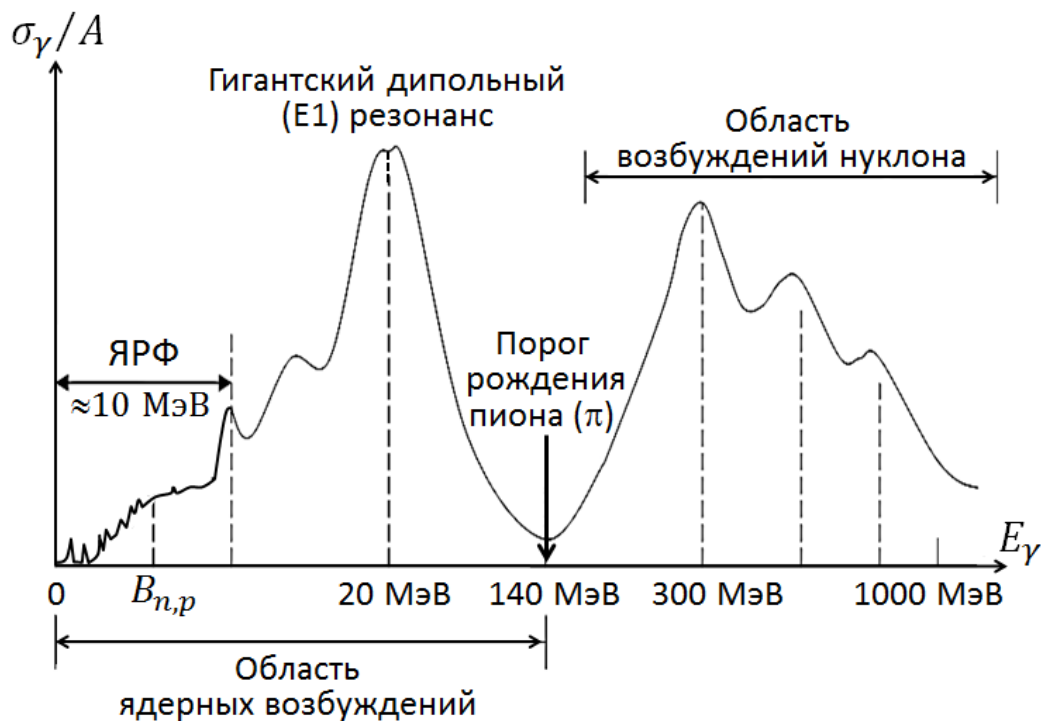


Рис. 1.2. Схематическая зависимость типичного эффективного сечения поглощения ядром фотона, приведенная к одному нуклону ядра ( $\sigma_\gamma/A$ ) в области энергий до  $\approx 1$  ГэВ.

Если  $E_\gamma > B_x$ , где  $x$  – нуклон или система связанных нуклонов, то  $\Gamma = \Gamma_x + \Gamma_\gamma$ . При этом нуклонный распад, идущий за счёт сильного взаимодействия, будет доминировать ( $\Gamma_x > \Gamma_\gamma$ ) и преимущества ЯРФ с ростом энергии будут нивелироваться. Дополнительным усложняющим

фактором с увеличением энергии возбуждения ядра является рост плотности уровней и их ширины, что приводит к перекрыванию уровней.

Область эффективного использования ЯРФ (чаще всего до 10-12 МэВ) показана на рис. 1.2, где схематически изображена типичная зависимость эффективного сечения поглощения ядром фотона, приведённая к одному нуклону ядра ( $\sigma_\gamma/A$ ), для энергий вплоть до  $\approx 1$  ГэВ.

Перечислим на примере чётно-чётного ядра те характеристики ядерных состояний, которые извлекаются из ЯРФ-экспериментов полностью модельно независимым путём:

- энергия возбуждения состояния (резонанса)  $E_r$ ,
- его спин  $J$ ,
- его чётность  $\pi$ ,
- ширина распада в основное состояние  $\Gamma_0$ ,
- ширины распадов в возбуждённые состояния  $\Gamma_i$ ,
- приведённые вероятности переходов  $B(\pi, J)$ .

Физическая природа состояния определяется по этим характеристикам сравнением с теоретическими расчётами, которые предсказывают все эти характеристики.

Об уровнях с какими временами жизни  $\tau$  идёт речь в ЯРФ-экспериментах? Обычно это диапазон  $10^{-17}$ сек  $< \tau < 10^{-9}$ сек. Распады более быстрые (вплоть до  $\tau \approx 10^{-23}$ сек) присущи сильным взаимодействиям, более долгие – слабым (их времена заключены в интервале 0,1 сек –  $10^{17}$ лет). Диапазон  $10^{-9}$ сек –  $10^{-1}$ сек это также диапазон электромагнитных распадов (если не учитывать  $\alpha$ -распады, подавленные кулоновским барьером), но отвечающих очень малым ширинам (вероятностям возбуждения и распада) уровней, не поддающимся достаточно точным экспериментальным исследованиям.

Термин «резонансная флуоресценция» (resonance fluorescence) был введён Максом Борном в его книге «Optik» (1933 г.). Этот процесс в атомных ядрах аналогичен флуоресценции в атомах и молекулах. Но в ядрах его долго не удавалось осуществить, так как подход, который применим для его реализации в атомах (АРФ), не годится для осуществления ЯРФ. В АРФ для возбуждения атомного уровня фотоном можно использовать излучение от перехода этого же уровня в основное состояние (рис. 1.3).

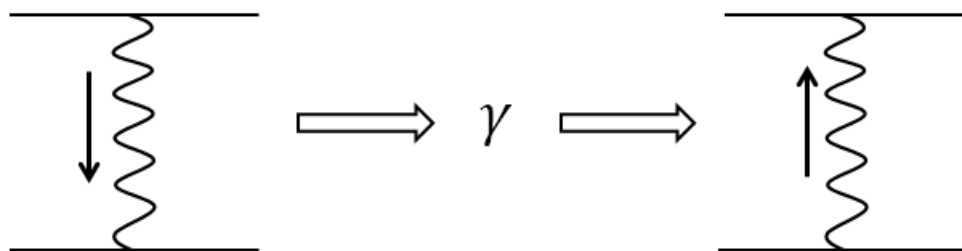


Рис. 1.3. Резонансная флуоресценция в атомах и молекулах.



Однако в атомных ядрах в силу существенно большей энергии отдачи ядра (её надо учитывать дважды – при испускании и поглощении фотона) энергия фотона оказывается недостаточной, чтобы даже с учётом ширины уровня вновь его возбудить. Получим формулу для оценки энергии отдачи ядра при испускании (поглощении) фотона.

При  $\gamma$ -переходе энергия перехода  $E$  делится между  $\gamma$ -квантом и ядром отдачи с массой  $M$ :

$$E = E_\gamma + E_\text{я} = p_\gamma c + \frac{p_\text{я}^2}{2M} = pc + \frac{p^2 c^2}{2Mc^2} = E_\gamma \left(1 + \frac{E_\gamma}{2Mc^2}\right) \approx E_\gamma.$$

Здесь использовано то, что перед испусканием (поглощением) фотона ядро покоилось, а также  $p_\gamma = p_\text{я} = p$ ;  $pc = E_\gamma$  и  $E_\gamma \ll 2Mc^2$ . Окончательно имеем

$$E_\text{я} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx \frac{E^2}{2Mc^2}. \quad (1)$$

Рассмотрим в качестве примера  $\gamma$ -распады первых двух возбуждённых состояний ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ . Соответствующая схема приведена на рис. 1.4.

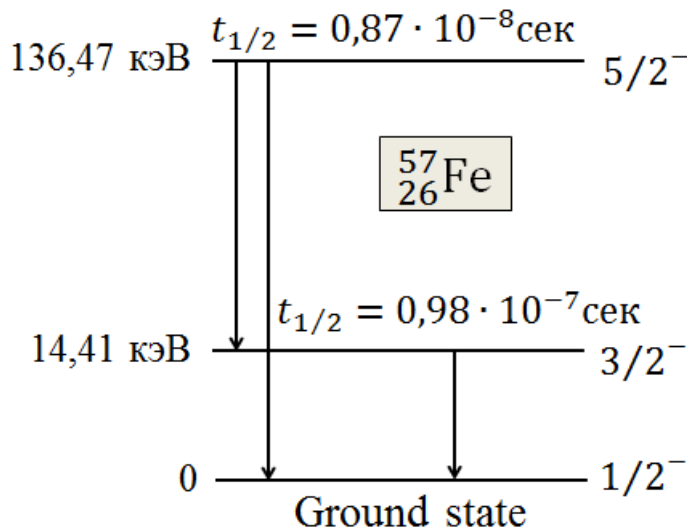


Рис. 1.4. Схема  $\gamma$ -распадов низколежащих состояний ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ .

Найдём ширины возбуждённых состояний ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ , приведённых на рис. 1.4. Используем соотношение  $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ , где  $\tau$  – среднее время жизни уровня. Учтя связь  $\tau$  с периодом полураспада  $\tau = t_{1/2}/\ln 2 = t_{1/2}/0,693$  и то, что  $\hbar = 6,58 \cdot 10^{-16}$  эВ · сек, получаем

$$\Gamma(5/2) = \frac{\hbar}{t_{1/2}} 0,693 = \frac{6,58 \cdot 10^{-16} \text{эВ} \cdot \text{сек}}{0,87 \cdot 10^{-8} \text{сек}} 0,693 = 5,24 \cdot 10^{-8} \text{эВ},$$

$$\Gamma(3/2) = \frac{6,58 \cdot 10^{-16} \text{эВ} \cdot \text{сек}}{0,98 \cdot 10^{-7} \text{сек}} 0,693 = 4,65 \cdot 10^{-9} \text{эВ}.$$

Энергии отдачи ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  при соответствующих  $\gamma$ -распадах следующие

$$E_{\gamma}(5/2) = \frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2} \approx \frac{(136 \text{ кэВ})^2}{2 \cdot 57 \cdot 939000 \text{ кэВ}} \approx 0,17 \text{ эВ},$$

$$E_{\gamma}(3/2) \approx \frac{(14,4 \text{ кэВ})^2}{2 \cdot 57 \cdot 939000 \text{ кэВ}} \approx 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Таким образом, энергии отдачи ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  много больше ширины соответствующих уровней. Следовательно потеря энергии  $\gamma$ -переходов на отдачу ядра столь велика, что исключает возможность возбуждения этих же уровней испущенными при распаде фотонами.

Эта ситуация типична для ядер. ЯРФ на каком-либо ядерном уровне нельзя вызвать фотонами распада этого же уровня из-за большой отдачи ядра. Это в ранние годы исследования ЯРФ составляло главную трудность соответствующих опытов. В тот период для осуществления ЯРФ приходилось использовать  $\gamma$ -линию какого-либо источника или из какой-нибудь реакции (скажем  $(n, \gamma)$ ), подбирая её энергию так, чтобы она превышала энергию возбуждаемого уровня практически точно на величину энергии  $E_{\gamma}$  отдачи ядра. Использовались также разные методы компенсации отдачи ядра (например, с помощью эффекта Доплера), которые усложняют эксперимент и к тому же имеют ограниченные возможности.

В настоящее время подобные способы реализации ЯРФ не нужны, поскольку существуют интенсивные источники непрерывного (по энергии)  $\gamma$ -излучения, а именно – тормозного излучения, позволяющего возбуждать любые уровни с энергиями меньше верхней границы тормозного  $\gamma$ -спектра. Эффективность современных ЯРФ-опытов многократно увеличена также использованием непрерывных (по времени) пучков электронов. Ещё одним важным фактором, благоприятствующим современным ЯРФ-экспериментам, являются германиевые  $\gamma$ -спектрометры высокого разрешения и большого объёма.

Завершая тему об истории ЯРФ, сообщим, что предложение осуществить ЯРФ было сделано Кюном (Kuhn) ещё в 1929 г. Впервые ЯРФ удалось осуществить Муну (Moon) в 1951 г., компенсировав отдачу ядра с помощью эффекта Доплера, двигая источник навстречу поглотителю.

Если уровень возбуждён, то он может распадаться переходом не только в основное состояние, но и в более низколежащие возбуждённые. Поэтому полная ширина  $\gamma$ -распада

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_{i \neq 0} \Gamma_i, \quad (2)$$

где индексы 0 и  $i$  относятся к основному и возбуждённым состояниям ( $i = 1$  относится к 1-му возбужденному состоянию,  $i = 2$  – ко 2-му возбужденному состоянию и так далее). Ширина распада  $\Gamma$ , среднее время жизни уровня  $\tau$  и вероятность распада его в единицу времени  $w$  связаны очевидными соотношениями:

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar}. \quad (3)$$

ЯРФ позволяет, зная мультипльность (полный угловой момент  $J$ ) и тип поглощенного (излученного) фотона (электрический  $E$  или магнитный  $M$ ) и спин-чётность одного из уровней перехода, судить о спин-чётности другого уровня. Для этого используются хорошо известные правила отбора по спину и чётности для электромагнитных переходов. Если речь идёт о переходах между основным состоянием ( $0$ ) и возбуждённым ( $r$ ), то

$$|J_0 - J_r| \leq J_\gamma \leq J_0 + J_r \quad \text{или} \quad |J_0 - J_\gamma| \leq J_r \leq J_0 + J_\gamma. \quad (4)$$

Для чётностей имеем

$$\pi_0 \cdot \pi_r = \pi_\gamma \quad \text{или} \quad \pi_0 \cdot \pi_\gamma = \pi_r. \quad (5)$$

Напомним классификацию фотонов по мультипольности ( $J$ ) и чётности ( $\pi$ ):

$J_\gamma = 1$  (дипольный),  $2$  (квадрупольный),  $3$  (октупольный) и так далее.

Спин фотона  $S_\gamma = 1$ , его внутренняя чётность  $-1$ . У фотона с определённым  $J_\gamma$  может быть (в зависимости от его орбитального момента) либо положительная, либо отрицательная полная чётность  $\pi$ . Для фотонов электрического ( $E$ ) и магнитного ( $M$ ) типа имеем

$$\pi(EJ) = (-1)^J, \quad (6a)$$

$$\pi(MJ) = (-1)^{J+1}. \quad (6b)$$

Длина волны фотона

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_\gamma}. \quad (7)$$

Очевидно, что для ЯРФ выполняется условие длинноволнового приближения  $\lambda \gg R$ , где  $R$  – радиус ядра. Как известно в длинноволновом приближении ( $\lambda \gg R$ ,  $kR \ll 1$ ,  $\lambda = 2\pi/k$ ) имеют место следующие соотношения между вероятностями  $\gamma$ -переходов различного типа и мультипольности:

$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \ll 1, \quad (8a)$$

$$\frac{w(MJ+1)}{w(MJ)} \approx \frac{w(EJ+1)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \ll 1, \quad (8b)$$

где  $\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar c}{E_\gamma} = \frac{1}{k}$  – приведённая длина волны фотона.

## Глава 2. Эффективное сечение ЯРФ

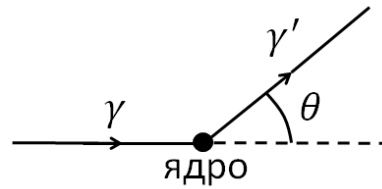


Рис. 2.1. Рассеяние неполяризованных фотонов на неполяризованных ядрах.

Эффективное сечение ядерного резонансного рассеяния (ЯРФ) неполяризованных фотонов на неполяризованной мишени (рис. 2.1) можно записать в виде дважды дифференциального сечения, зависящего от энергии фотона  $E$  и угла рассеяния  $\theta$ :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \sigma_i(E) \cdot \sigma(\theta), \quad (9)$$

где  $d\Omega$  — элемент телесного угла в направлении рассеянного фотона. Индекс  $i$  означает, что речь идёт о процессе, в котором конечное ядро образуется в  $i$ -м состоянии (см. рис. 1.1).

Множитель  $\sigma_i(E)$  имеет зависимость от энергии в форме сечения Брейта-Вигнера

$$\sigma_i(E) = \pi\lambda^2 \frac{1}{2} \cdot \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (10)$$

Здесь  $\lambda = \lambda/2\pi$  — приведённая длина волны падающего фотона. Это сечение было получено Бете (Bethe) и Плачком (Placzek) в 1937 г.

Брейт-вигнеровская зависимость эффективного сечения показана на рис. 2.2.

Брейт-вигнеровская резонансная зависимость аналогична лоренцевой зависимости от частоты, хорошо известной в оптике и атомной физике. Такую же форму имеют и резонансы электрических цепей. Брейт-вигнеровская (лоренцева) форма линии излучения образуется при «естественных» условиях излучения, когда единственным фактором, влияющим на зависимость вероятности излучения осциллятора от времени, является экспоненциальное радиационное затухание. Поэтому эта форма линии часто называется естественной формой линии излучения, а ширина линии излучения — естественной или радиационной шириной. Вывод формулы Брейта-Вигнера можно найти в учебнике И.М. Капитонова «Введение в физику ядра и частиц», издание 4-е, 2010 г., Приложение 8. Схема получения энергетической зависимости формулы Брейта-Вигнера приведена в конце данной Главы.

Для чистой ЯРФ (когда ядро, рассеяв фотон, возвращается в основное состояние) имеем  $\Gamma_i = \Gamma_0$  и

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda^2 \frac{1}{2} \cdot \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (11)$$

В выражениях (10,11) множителем  $(2J_r + 1)$  учтено суммирование по всем ориентациям спина промежуточного резонансного состояния и делением на  $(2J_0 + 1)$  – усреднение по всем ориентациям спина начального (основного) состояния ядра. Появление множителя  $\frac{1}{2}$  связано с усреднением по двум возможным независимым поляризациям фотона.

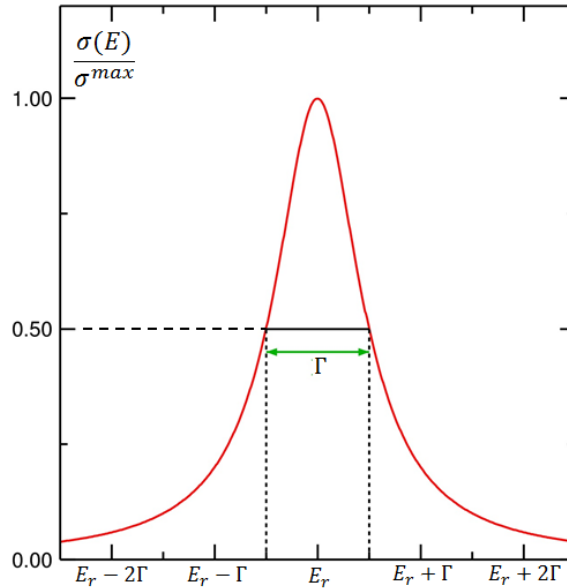


Рис. 2.2. Брейт-вигнеровская зависимость эффективного сечения.

Интегрирование  $\sigma_i(E)$  по резонансу даёт

$$\int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i(E) dE = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma}, \quad (12)$$

т. е. выражение, содержащее комбинацию трёх ширин –  $\Gamma_0$ ,  $\Gamma_i$  и  $\Gamma$ .

«Угловая» часть сечения рассеяния обычно записывается в виде  $\sigma(\theta) = W(\theta)/4\pi$  и представляет собой долю рассеянных фотонов на угол  $\theta$  в единицу телесного угла  $\Omega$ . Её обычно называют «нормализованным угловым распределением».

Так как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} dE,$$

то с учётом (9) и (12) можно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi}. \quad (13)$$

Для чистой ЯРФ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{чистая ЯРФ}}} = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} = (\pi\lambda)^2 \cdot 2g \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi}. \quad (14)$$

Здесь введён множитель  $g = \frac{1}{2} \cdot \frac{2J_r+1}{2J_0+1}$ , называемый «статистическим фактором».

Рассмотрим брейт-вигнеровскую резонансную зависимость для чистой ЯРФ (формула (11))

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0^2}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}.$$

Сечение в максимуме резонанса определяется выражением

$$\sigma_0^m(E_r) = \pi\lambda^2 \cdot g \cdot 4 \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma^2}$$

или в более общем случае (при  $i \neq 0$ )

$$\sigma_i^m(E_r) = \pi\lambda^2 \cdot g \cdot 4 \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma^2}. \quad (15)$$

Если возможен обратный распад возбуждённого состояния только в основное состояние (например, если распадается первое возбуждённое состояние ядра с  $i = 1$ ), то  $\Gamma = \Gamma_0$  и

$$\sigma_0^m(E_r) = 4\pi\lambda^2 g. \quad (16)$$

В этом случае в зависимости от величины  $\Gamma = \Gamma_0$  имеем резонансные кривые разной ширины (рис. 2.3). При этом максимальная величина сечения  $\sigma_0^m$  зависит лишь от  $\lambda$ , т. е. от энергии фотона, падающего на ядро.

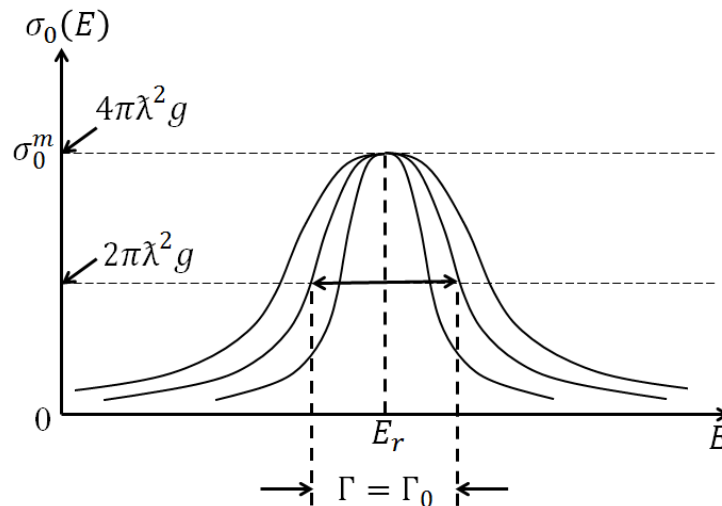


Рис. 2.3. Резонансные кривые разной ширины при  $\Gamma = \Gamma_0$ .

В резонансе ( $E = E_r$ ) эффективное сечение обычно достигает очень большой величины. Так при  $E_r \approx 1$  МэВ получаем  $\sigma_0^m \approx 10^{-21}$  см<sup>2</sup> ( $10^3$  барн). Однако, из-за малой ширины ядерных уровней ( $\Gamma_\gamma \approx 10^{-4} - 10^{-8}$  эВ) сечение резонансного рассеяния большое только в очень узкой области энергий в районе максимума резонанса. Уже на расстоянии  $\approx 0,5$  эВ от него сечение резонансного рассеяния уменьшается в  $10^8 - 10^{16}$  раз. Поэтому интегральное (проинтегрированное по энергии) сечение резонансного рассеяния на узких резонансах очень мало.

Из сечения резонансного рассеяния (scattering) фотонов легко получается сечение их резонансного поглощения (absorption). Для этого достаточно учесть парциальную вероятность распада  $\Gamma_i/\Gamma$ . Действительно, в данном случае полная вероятность процесса рассеяния с образованием

конечного ядра в  $i$ -м состоянии, как и в случае составного ядра, есть произведение вероятностей поглощения и распада:

$$\sigma_i(E) = \sigma^{\text{погл}}(E) \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma}.$$

Откуда, используя (10), получаем

$$\sigma^{\text{погл}}(E) = \sigma_i(E) \frac{\Gamma}{\Gamma_i} = \pi \lambda^2 g \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \cdot \frac{\Gamma}{\Gamma_i} = \pi \lambda^2 g \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}. \quad (17)$$

Получим проинтегрированное по резонансу сечение поглощения фотонов, опуская в нём верхний индекс «погл» ( $\sigma^{\text{погл}}(E) \equiv \sigma(E)$ ):

$$\begin{aligned} \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma(E) dE &= \sum_i \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i(E) dE = \\ &= \sum_i (\pi \lambda)^2 2g \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma} = (\pi \lambda)^2 2g \Gamma_0. \end{aligned} \quad (18)$$

### **Схема получения энергетической зависимости формулы Брейта-Вигнера**

Квантовая механика даёт следующую зависимость от времени волновой функции распадающегося (нестационарного) состояния

$$\psi(t) = \psi(0) \cdot e^{-i \frac{E_r}{\hbar} t} \cdot e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar} t} = \psi(0) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} (E_r - \frac{i}{2} \Gamma) t}.$$

Поэтому

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = |\psi(0)|^2 \cdot e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t}.$$

Здесь  $E_r$  – энергия резонанса,  $\Gamma$  – ширина его распада, а  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$  – среднее время жизни. Для стационарного состояния  $\Gamma = 0$  и  $|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 = \text{const}$ .

Используем прямое и обратное преобразования Фурье, в которых делаем замену  $\omega = E/\hbar$ :

$$\psi(t) = \int_0^\infty a(E) \cdot e^{-i \frac{E}{\hbar} t} dE, \quad a(E) = \int_0^\infty \psi(t) \cdot e^{-i \frac{E}{\hbar} t} dt.$$

Из этих соотношений можно получить

$$a(E) = -\frac{\psi(0)\hbar}{i[(E - E_r) + i\frac{\Gamma}{2}]}.$$

Откуда спектральная плотность  $|a(E)|^2$ , определяющая форму линии, имеет следующий (брейт-вигнеровский) вид

$$|a(E)|^2 = \frac{|\psi(0)|^2 \hbar^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}.$$

### Глава 3. Роль эффекта Доплера в ЯРФ

Гамма-линия в действительности много шире, чем следует из (17) из-за эффекта Доплера. Если ядро в покое испускает  $\gamma$ -квант с энергией  $E$ , то другое ядро, двигаясь в направлении  $\gamma$ -источника со скоростью  $v$ , встретит  $\gamma$ -квант с энергией

$$E' = E \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \approx E \left(1 + \frac{v}{c}\right). \quad (19)$$

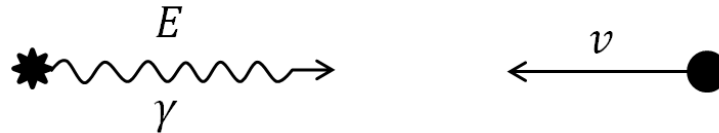


Рис. 3.1. К роли эффекта Доплера в ЯРФ.

Аналогично,  $\gamma$ -источник, двигаясь со скоростью  $v$  в направлении неподвижного ядра, испускает по отношению к этому ядру не  $\gamma$ -квант с энергией  $E$ , а  $\gamma$ -квант с энергией  $E'$  (формула (19)).

Если скорости ядер поглотителя имеют максвелловское распределение, то вероятность у ядра иметь компоненту  $v$  в направлении источника даётся соотношением

$$w(v)dv = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} dv, \quad (20)$$

где  $M$  – масса ядра,  $k = 8,6 \cdot 10^{-11}$  МэВ/Кельвин – постоянная Больцмана, а  $T$  – абсолютная температура поглотителя.

Комбинируя (19) и (20), получаем для распределения эффективных («наблюдаемых» поглотителем) энергий  $E'$ :

$$w(E')dE' = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{E'-E}{\Delta}\right)^2} dE', \quad (21)$$

где  $\Delta = \frac{E}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$  – так называемая «доплеровская ширина».

Оценим масштаб  $\Delta$  при комнатной температуре  $T \approx 300^\circ\text{K}$ . Возьмём ядро  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  ( $A = 57$ ) и фотоны, испускаемые при переходе ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  из 1-го и 2-го возбуждённых состояний в основное (см. рис. 1.4) и фотоны с энергиями  $\approx 1$  и 10 МэВ, испускаемые этим же ядром. Для фотонов с  $E = 1$  МэВ имеем:

$$\Delta = \frac{E}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \approx 1 \text{ МэВ} \sqrt{\frac{2 \cdot 8,6 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ/К} \cdot 300 \text{ К}}{57 \cdot 939 \text{ МэВ}}} \approx 1 \text{ эВ}.$$

Проделав аналогичные вычисления для других вышеперечисленных энергий фотонов, испускаемых ядром  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ , составим следующую таблицу 1:



Таблица 1

Значения  $E$  и  $\Delta$  для фотонов ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ , находящегося при комнатной температуре

$E$	0,014 МэВ	0,136 МэВ	1 МэВ	10 МэВ
$\Delta$	0,014 эВ	0,14 эВ	1 эВ	10 эВ

Видно, что с большой точностью для ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  справедлива связь  $\Delta \approx 10^{-6}E$ .

Если увеличить массовое число  $A$  до 200 (ядра в районе Pb), то доплеровская ширина при комнатной температуре уменьшится примерно в 2 раза по сравнению с данными таблицы 1.

Для подавляющего большинства  $\gamma$ -переходов среднее время жизни  $\tau > 10^{-14}$  сек и ширины  $\Gamma$ , рассчитываемые из соотношения  $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ , будут меньше 0,1 эВ:

$$\Gamma(\text{для } \tau = 10^{-14} \text{ сек}) \approx 0,07 \text{ эВ},$$

$$\Gamma(\text{для } \tau = 10^{-9} \text{ сек}) \approx 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}.$$

Т. е. для большинства  $\gamma$ -переходов  $\Delta \gg \Gamma$  и эффективное сечение рассеяния (поглощения) фотонов имеет «доплеровскую» форму:

$$\sigma^D(E) = \sigma^m(E_r) \frac{\Gamma\sqrt{\pi}}{2\Delta} e^{-\left(\frac{E-E_r}{\Delta}\right)^2}, \quad (22)$$

т. е. имеет гауссову зависимость от энергии с доплеровской шириной  $\Delta$ . В этом соотношении  $\sigma^m(E_r)$  – максимальное значение брейт-вигнеровских сечений (10), (11), (17), т. е. этих трёх сечений при  $E = E_r$ . Гауссова зависимость эффективного сечения показана на рис. 3.2.

Гауссова зависимость сечения в отличие от брейт-вигнеровской при одинаковой ширине  $\Gamma$  характеризуется более медленным спадом вблизи максимума и более резким спадом вдали от максимума (большей прижатостью крыльев кривой сечения к горизонтальной оси энергий).

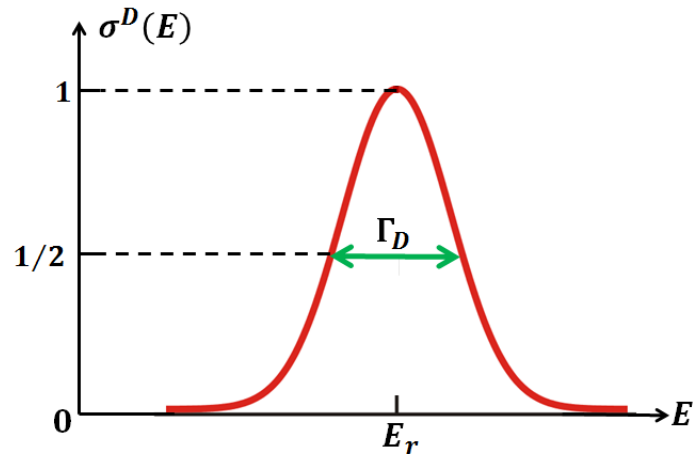


Рис. 3.2. Гауссова зависимость эффективного сечения.

Очевидно, что интегральное сечение, отвечающее  $\gamma$ -линии, не зависит от доплеровского уширения и даётся выражением типа (18):

$$\int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma^D(E) dE = \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma(E) dE = (\pi\lambda)^2 2g\Gamma_0. \quad (23)$$

Эффект влияния теплового движения на форму и ширину  $\gamma$ -линии поясняется рисунком 3.3.

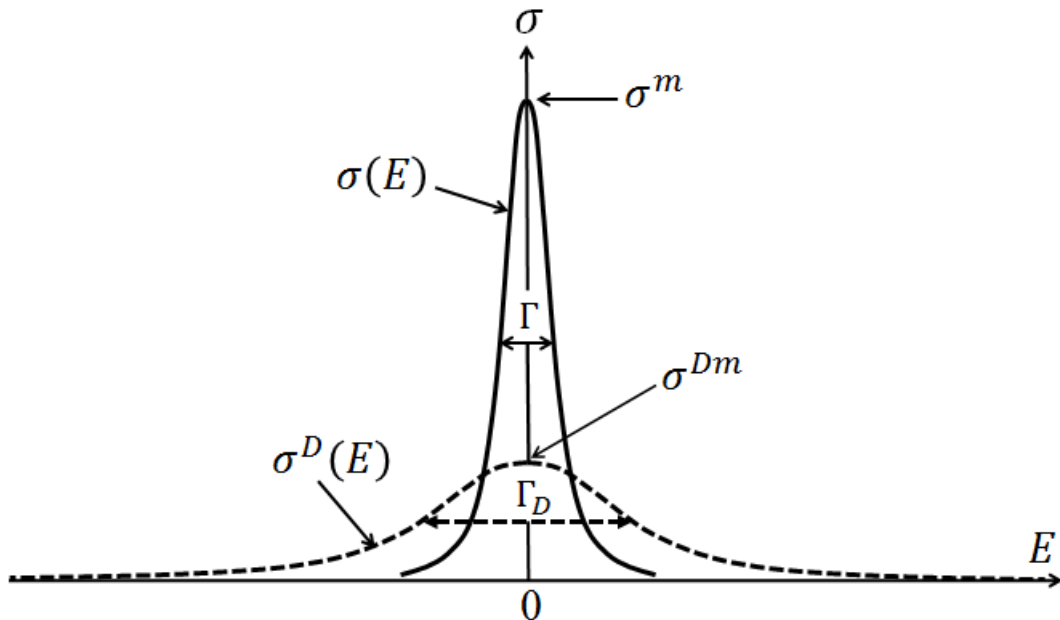


Рис. 3.3. Влияние теплового движения на форму и ширину  $\gamma$ -линии. Сплошная кривая – брейт-вигнеровское сечение (холодное вещество, абсолютная температура  $T = 0$ ). Пунктирная кривая – доплеровски уширенное сечение (нагретое вещество,  $T \neq 0$ ).

Максимальная величина доплеровски уширенного сечения (22) определяется равенством  $\sigma^{Dm} = \sigma^D(E_r)$ . Эта величина и максимальная величина не уширенного (брейт-вигнеровского сечения)  $\sigma^m = \sigma(E_r)$  связаны соотношением

$$\frac{\sigma^{Dm}}{\sigma^m} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\Gamma}{\Delta} \approx 0,9 \frac{\Gamma}{\Delta}. \quad (24)$$

Для полуширины доплеровского сечения имеет место выражение

$$\Gamma_D = 2\Delta\sqrt{\ln 2}. \quad (25)$$

Но даже доплеровская форма  $\gamma$ -линии не видна в эксперименте. Форма наблюдаемой линии даётся функцией отклика спектрометра, которая также имеет гауссову зависимость с полушириной

$$\Gamma_{detector} \gg \Gamma_D \gg \Gamma. \quad (26)$$

Ещё раз подчеркнём, что интегральное сечение наблюдаемой  $\gamma$ -линии при этом не меняется и по-прежнему даётся выражением типа (18), (23).

Доплеровское уширение позволяет для некоторой части ядер источника компенсировать отдачу путём нагревания источника (обычно нагревают источник, а рассеиватель (поглотитель) поддерживается при комнатной температуре). При этом линии испускания и поглощения начинают перекрываться (рис. 3.4). Впервые этот метод использовал Malmfors (1953). Реализация метода сводится к нагреванию источника примерно до  $1000^\circ$  (выше с радиоактивными источниками работать невозможно). Кроме того, энергия  $\gamma$ -квантов не должна превышать 500 кэВ, чтобы энергия отдачи не была слишком большой.

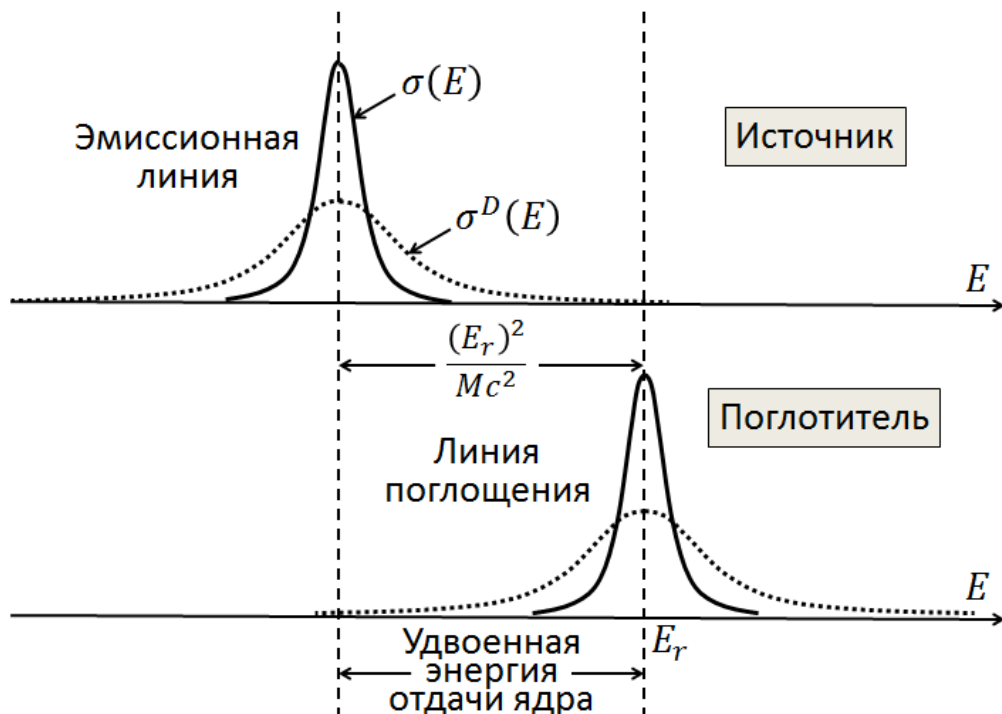


Рис. 3.4. Иллюстрация реализации ЯРФ за счёт доплеровского уширения  $\gamma$ -линии. Эмиссионная линия  $\gamma$ -перехода с энергией  $E_r$  сдвинута к меньшим энергиям относительно линии поглощения за счёт двукратной отдачи ядра.

Доплеровское уширение приводит к частичному перекрытию линий испускания и поглощения, т. е. к возможности ЯРФ.

Другой упоминавшийся ранее метод компенсации отдачи ядра использует эффект Доплера. Для его практической реализации необходима центрифуга (см. рис. 3.5). Однако возможности этого метода также ограничены. Компенсация двукратной энергии отдачи ядра  $\frac{E^2}{Mc^2}$  даже для  $\gamma$ -переходов с энергиями  $E \leq 500$  кэВ требует скоростей в сотни метров в секунду. Это следует из «доплеровской скорости»  $v \approx \left(\frac{E}{Mc^2}\right)c = \frac{E}{Mc}$ , с которой нужно сближать источник и поглотитель, чтобы компенсировать отдачу ядра (см. соотношение (19)). Упомянутые выше скорости того же порядка, что и скорости звука в газах и требуют быстрых механических движений, реализуемых в ультрацентрифугах.

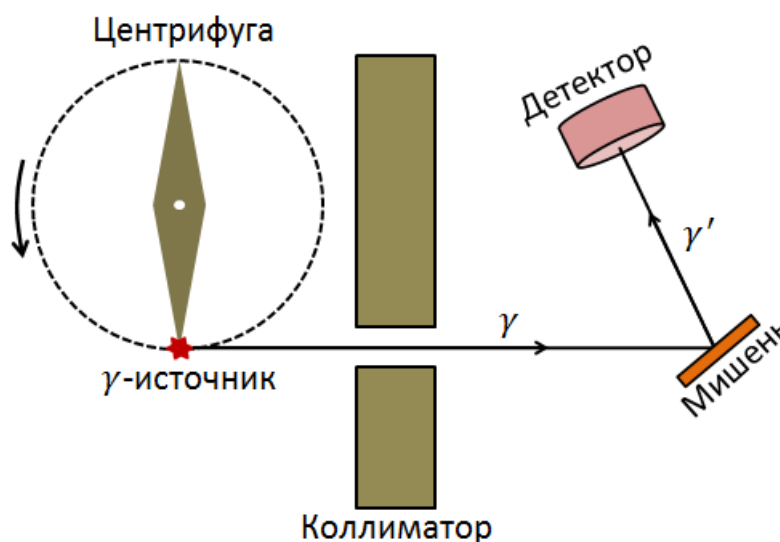


Рис. 3.5. Схема ЯРФ-эксперимента с компенсацией отдачи ядра за счёт эффекта Доплера.

Получим выражение для «доплеровской скорости» сближения  $v \approx \frac{E}{Mc}$ , компенсирующей энергию отдачи ядра при испускании и поглощении им фотона. Используем формулу (19):  $E' \approx E \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ . Откуда для приращения энергии фотона за счёт движения ядра со скоростью  $v$  имеем  $\Delta E = E' - E \approx E \frac{v}{c}$  или  $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{v}{c}$ . Используя в этом последнем выражении в качестве  $\Delta E$  удвоенную энергию отдачи ядра  $\frac{E^2}{Mc^2}$ , получаем искомое соотношение  $v \approx \frac{E}{Mc}$ .

Рассмотрим в качестве примера испускание ядрами  $^{57}_{26}\text{Fe}$  фотонов из 1-го (0,014 МэВ) и 2-го (0,136 МэВ) возбуждённых состояний, а также из состояний, лежащих в районе 1 и 10 МэВ. Этими фотонами облучается образец из ядер  $^{57}_{26}\text{Fe}$  в основном состоянии. Будет ли происходить ЯРФ при комнатной температуре?

Оценим отдачу ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  с помощью уже известного выражения  $E_{\text{я}} = \frac{E^2}{2Mc^2}$  (она должна учитываться дважды – при испускании и поглощении) и сравним её с доплеровской шириной  $\Delta$ . Если  $\Delta$  окажется сравнимой или больше  $2E_{\text{я}}$ , то ЯРФ возможна. Если наоборот окажется, что  $\Delta < 2E_{\text{я}}$ , то ЯРФ не будет происходить, так как характерные собственные (естественные) ширины  $\gamma$ -линий очень малы ( $10^{-4} - 10^{-8}$  эВ). Результаты анализа с учетом данных таблицы 1 представлены в таблице 2. Видно, что для  $E = 1$  и 10 МэВ величина  $\Delta$  слишком мала, чтобы компенсировать  $2E_{\text{я}}$  и ЯРФ при комнатной температуре невозможна. Для  $E = 0,136$  МэВ доплеровская ширина  $\Delta \approx 0,14$  эВ и частично (для некоторых ядер, сближающихся за счёт теплового движения) ЯРФ становится возможной. Тем более ЯРФ возможна для уровня 0,014 МэВ, так как для него при комнатной температуре  $\Delta \approx 0,014$  эВ, в то время как  $2E_{\text{я}} = 0,0034$  эВ.

Таблица 2

Энергии отдачи ядра  ${}^{57}_{26}\text{Fe}$  для различных  $\gamma$ -переходов и их доплеровские ширины  $\Delta$

$E$ (МэВ)	0,014	0,136	1	10
$E_{\text{я}}$ (эВ)	0,0017	0,14	7,6	22
$2E_{\text{я}}$ (эВ)	0,0034	0,28	15,2	44
$\Delta$ (эВ)	0,014	0,14	1	10

В заключение отметим, что в настоящее время для реализации ЯРФ нет необходимости использовать описанные выше методы компенсации энергии отдачи ядра при  $\gamma$ -излучении, поскольку современные электронные ускорители обеспечивают непрерывное по энергии (и времени испускания) тормозное излучение высокой интенсивности, перекрывающее весь требуемый диапазон энергий возбуждения.

## Глава 4. Связь радиационной ширины уровня с волновыми функциями начального и конечного состояний ядра

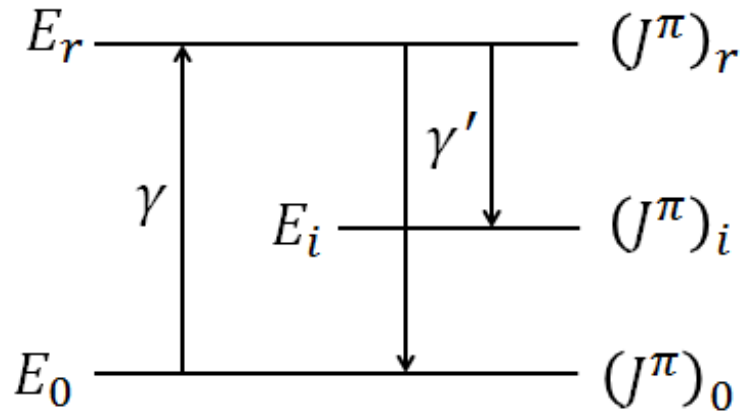


Рис. 4.1. Схема ЯРФ с вариантом  $\gamma$ -перехода из возбужденного состояния ( $E_r$ ) в основное состояние – так называемая «чистая ЯРФ» ( $E_0 \rightarrow E_r \rightarrow E_0$ ).

Рассмотрим ЯРФ с переходом из основного состояния в возбужденное и обратно в основное состояние – так называемую «чистую ЯРФ» ( $E_0 \rightarrow E_r \rightarrow E_0$ ). Определяя экспериментально площадь под  $\gamma$ -линией обратного перехода, получаем значение интеграла (12)

$$\int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_0(E) dE = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}. \quad (27)$$

Если возбужденное состояние может распадаться только в основное состояние, то  $\Gamma = \Gamma_0$  и

$$\int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_0(E) dE = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \Gamma_0. \quad (28)$$

Таким образом, при известных спинах участвующих в ЯРФ состояний вероятность  $\gamma$ -перехода определяется только шириной  $\Gamma_0$ . Зададимся вопросом, как эта ширина связана с матричным элементом перехода  $\langle r|V|0\rangle$ , где  $|r\rangle$  и  $|0\rangle$  – волновые функции возбужденного и основного состояний, а  $V$  – оператор электромагнитного перехода. Этот оператор обозначается  $V_{JM}^E$  или  $M$ , имея в виду электрический (E) или магнитный (M) тип  $\gamma$ -перехода, а  $J$  и  $M$  – мультипольность  $\gamma$ -перехода и проекция углового момента перехода на выделенную ось. Для системы  $A$  бесспиновых частиц с зарядами  $e_\alpha$  и массами  $m_\alpha$  имеет место соотношение

$$V_{JM}^E \text{ или } M = -\frac{1}{c} \sum_{\alpha=1}^A \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \vec{A}_{JM}^E \text{ или } M \cdot \vec{p}_\alpha, \quad (29)$$

где  $\vec{A}_{JM}^E$  или  $M$  – векторный мультипольный потенциал соответствующего поглощённого (излучённого) фотона.

В длинноволновом приближении  $\lambda \gg R$  и  $V_{JM}^E$  или  $M$  допускает запись в виде функции, зависящей от координат частиц. Так оператор E1-перехода системы частиц, если не интересоваться проекцией углового момента перехода на выделенную ось, можно записать в виде вектора электрического дипольного момента этой системы

$$\vec{D} = \sum_{\alpha=1}^A e_{\alpha} \vec{r}_{\alpha}, \quad (30)$$

где  $e_{\alpha}$  и  $\vec{r}_{\alpha}$  – соответственно электрические заряды и радиусы-векторы частиц.

Учитывая, что квантовые вычисления вероятностей электромагнитных переходов выполняются для фотонов с определенным значением проекции  $M$  углового момента  $J$  на выделенную ось (ось  $z$ ), приведём E1 -оператор (30) в той форме ( $V_{1M}^E$ ), которая содержит значение этой проекции. Можно показать (см. книгу И. Айзенберга и В. Грайнера «Механизмы возбуждения ядра»), что в отсутствии у частиц спинов с точностью до множителя в сферических координатах имеет место следующая пропорциональность

$$V_{1M}^E \sim \sum_{\alpha} e_{\alpha} r_{\alpha} Y_{1M}(\theta_{\alpha}, \varphi_{\alpha}), \quad (31)$$

где  $Y_{1M}$  обозначена сферическая функция, отвечающая угловому моменту  $J = 1$ , а  $M = \pm 1, 0$ .

В общем случае (для любого  $J$ ) имеем в отсутствии спинов пропорциональность

$$V_{JM}^E \sim \sum_{\alpha} e_{\alpha} r_{\alpha}^J Y_{JM}(\theta_{\alpha}, \varphi_{\alpha}). \quad (32)$$

Запишем полные выражения для мультипольных операторов  $\Omega_{JM}^E$  и  $\Omega_{JM}^M$  электрических и магнитных переходов системы частиц в длинноволновом приближении, учитывающие спиновые степени свободы

$$\Omega_{JM}^E = \sum_{\alpha=1}^A \left[ e_{\alpha} r_{\alpha}^J Y_{JM}(\vec{r}_{\alpha}) - \frac{i}{J+1} \cdot \frac{E_{\gamma}}{\hbar c} \cdot \frac{e_{\alpha}}{2m_{\alpha}c} g_s^{\alpha} (\vec{s}_{\alpha} \times \vec{r}_{\alpha}) \text{grad}_{\alpha} \left( r_{\alpha}^J Y_{JM}(\vec{r}_{\alpha}) \right) \right], \quad (33)$$

$$\Omega_{JM}^M = \sum_{\alpha=1}^A \frac{e_{\alpha}}{2m_{\alpha}c} \left[ \frac{2\vec{l}_{\alpha}}{J+1} + g_s^{\alpha} \vec{s}_{\alpha} \right] \text{grad}_{\alpha} \left( r_{\alpha}^J Y_{JM}(\vec{r}_{\alpha}) \right). \quad (34)$$

Здесь  $m_{\alpha}$ ,  $\vec{l}_{\alpha}$ ,  $\vec{s}_{\alpha}$  – массы частиц, их орбитальные и спиновые моменты, а  $g_s^{\alpha}$  – гиромангнитные спиновые факторы частиц (+5,585 для протонов и –3,826 для нейтронов);  $i$  – мнимая единица.

Из соотношения (34) для оператора магнитного дипольного перехода можно, в частности, получить следующее выражение, совпадающее по форме с вектором магнитного дипольного момента системы частиц

$$\vec{M} = \sum_{\alpha=1}^A \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}c} \left( \frac{1}{2} \vec{l}_{\alpha} + \mu_{\alpha} \vec{s}_{\alpha} \right) = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\mu_{\alpha}}{\hbar} (g_l^{\alpha} \vec{l}_{\alpha} + g_s^{\alpha} \vec{s}_{\alpha}), \quad (35a)$$

где  $g_l^{\alpha}$  и  $g_s^{\alpha}$  – гиромангнитные орбитальные и спиновые факторы частиц, а  $\mu_{\alpha}$  – их магнетон ( $\frac{e_{\alpha}\hbar}{2m_{\alpha}c}$ ). В случае системы нуклонов (ядра)  $\mu_{\alpha} \equiv \mu_N = \frac{e_p\hbar}{2m_p c}$  – ядерный магнетон,  $g_l^p = 1$ ,  $g_l^n = 0$ ,  $g_s^p = +5,585$ ,  $g_s^n = -3,826$ . Если выразить магнитный момент ядра в ядерных магнетонах, а орбитальные и спиновые моменты нуклонов в единицах  $\hbar$ , то формула (35a) для ядра записывается в виде

$$\vec{M}(\text{в } \mu_N) = \frac{\vec{M}}{\mu_N} = \sum_{\alpha=1}^A (g_l^{\alpha} \vec{l}_{\alpha} + g_s^{\alpha} \vec{s}_{\alpha}). \quad (35b)$$

Вероятность перехода ядра в единицу времени из начального состояния  $|i\rangle$  в конечное  $|f\rangle$  с испусканием фотона электрического или магнитного типа с энергией  $E_{\gamma}$ , угловым моментом (мультипольностью)  $J$  и проекцией  $M$  имеет вид (И. Айзенберг, В. Грайнер «Механизмы возбуждения ядра»)

$$w_{JM}^{\text{E или M}} = \frac{1}{\hbar} \Gamma_{JM}^{\text{E или M}} = \frac{8\pi(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \left( \frac{E_{\gamma}}{\hbar c} \right)^{2J+1} |\langle f | \Omega_{JM}^{\text{E или M}} | i \rangle|^2, \quad (36)$$

где  $\Gamma_{JM}^{\text{E или M}}$  – ширина соответствующего перехода, а  $(2J+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2J+1)$ .

Обычно не конкретизируется ориентация ядра (его поляризация) в начальном и конечном состояниях. В этом случае при вычислении вероятности перехода необходимо суммировать по проекциям  $M_f$  спина  $J_f$  ядра на выделенную ось в конечном состоянии и усреднить по проекциям  $M_i$  спина ядра  $J_i$  в начальном состоянии. При осуществлении этой операции используют понятие *приведённой вероятности перехода*:

$$B_J^{\text{E или M}} = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i, M_f} |\langle J_f | \Omega_{JM}^{\text{E или M}} | J_i \rangle|^2. \quad (37)$$

Проекция  $M$  углового момента фотона не является свободным индексом, так как  $M = M_f - M_i$ .

С учётом (36) и (37) для ширины  $\gamma$ -распада можно записать

$$\Gamma_J^{\text{E или M}} = \frac{8\pi(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \left( \frac{E_{\gamma}}{\hbar c} \right)^{2J+1} B_J^{\text{E или M}}. \quad (38)$$

При этом ширина  $\Gamma_0$  распада из исследуемого резонансного состояния  $|r\rangle$  в основное  $|0\rangle$ , формируемая в общем случае набором электрических и магнитных  $\gamma$ -переходов различной мультипольности, даётся выражением

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_J \frac{(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \left( \frac{E_{\gamma}}{\hbar c} \right)^{2J+1} (B_J^{\text{E}} + B_J^{\text{M}}). \quad (39)$$



Ситуация на первый взгляд сильно осложнена возможным участием в формировании  $\Gamma_0$  переходов различного типа и мультипольности. Однако, число этих переходов обычно не превышает двух. Более того, в большинстве случаев в экспериментах с мишенями из стабильных ядер возможен лишь один переход (одного типа и одной мультипольности). Действительно,  $2/3$  стабильных ядер чётно-чётные, т. е. для них  $J_0^\pi = 0^+$ . Это означает, что в этом случае переходы  $0 \rightarrow r \rightarrow 0$  (чистая ЯРФ) возможны лишь по под действием либо только электрического, либо только магнитного фотона одной мультипольности. Поэтому в этих случаях для  $\Gamma_0$  имеет место выражение без суммирования по  $J$ :

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2J+1} B_J^{E \text{ или } M} \quad (40)$$

и из экспериментально найденных  $\Gamma_0$ , при известных  $J_0$  и  $J_r$ , однозначно определяется величина приведенной вероятности перехода  $B_J^E$  или  $B_J^M$ , а значит и матричный элемент  $\langle r | \Omega_{JM}^{E \text{ или } M} | 0 \rangle$ . Поскольку  $\Omega_{JM}^{E \text{ или } M}$  хорошо известны (см. (33), (34)), а волновые функции  $|0\rangle$  основных состояний стабильных чётно-чётных ядер в большинстве случаев достаточно хорошо известны, то знание  $\Gamma_0$  непосредственно приводит к информации о структуре волновых функций возбуждаемых состояний  $|r\rangle$ . Аналогичная ситуация возникает и в том случае, когда при  $J_0 \neq 0$  нулевым оказывается спин возбужденного состояния ядра.

Наиболее распространённые низколежащие электромагнитные переходы чётно-чётных ядер приведены на рис. 4.2.

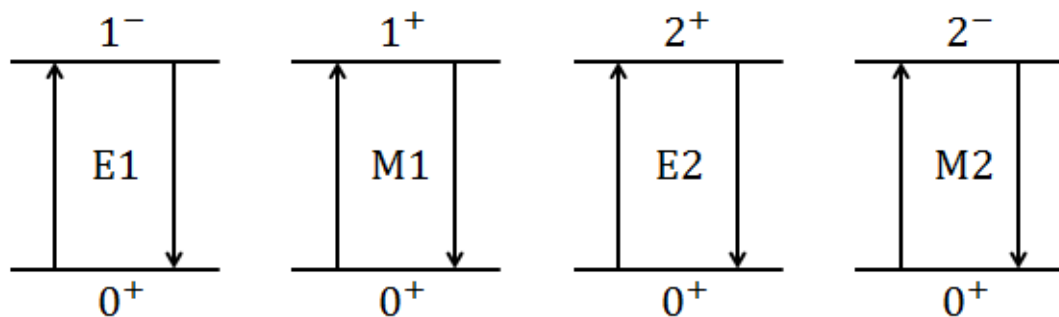


Рис. 4.2. Наиболее распространённые низколежащие электромагнитные переходы чётно-чётных ядер.

Если  $J_0 \neq 0$  и  $J_r \neq 0$ , то правила отбора допускают возможность поглощения фотонов обоих типов и нескольких мультипольностей, т. е. имеет место смесь переходов. Но при  $\lambda \gg R$  можно и в этом случае выделить два основных перехода – самый интенсивный электрический и самый интенсивный магнитный. При этом, как правило, мы будем иметь дело либо

с E1, либо с E2-переходом, либо с парами сравнимых по интенсивности переходов типа M1 + E2, M2 + E3 и так далее (см., например, рис. 4.3).

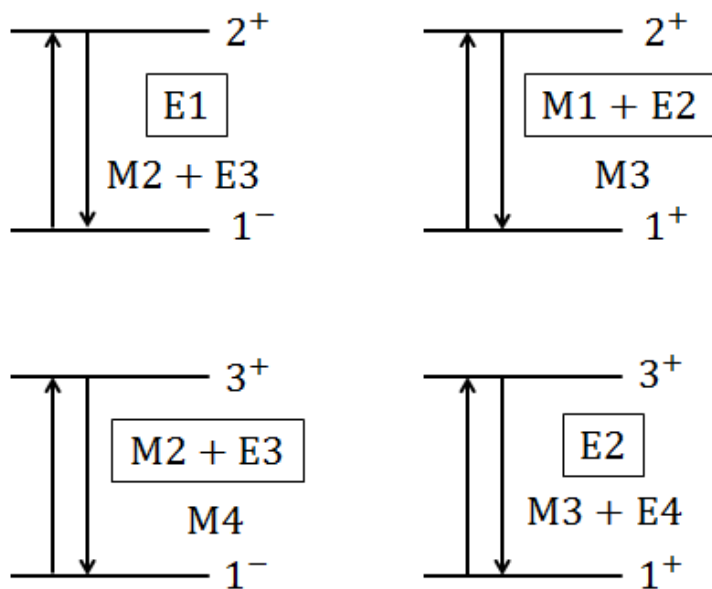


Рис. 4.3. Примеры электромагнитных переходов между состояниями с неравными нулю спинами. Рамкой выделены лидирующие по вероятности переходы.

## Глава 5. Эксперимент по резонансному рассеянию $\gamma$ -квантов

### Общая формула

Рассмотрим рассеяние монохроматических  $\gamma$ -квантов образцом толщиной  $d$  (см. рис. 5.1).

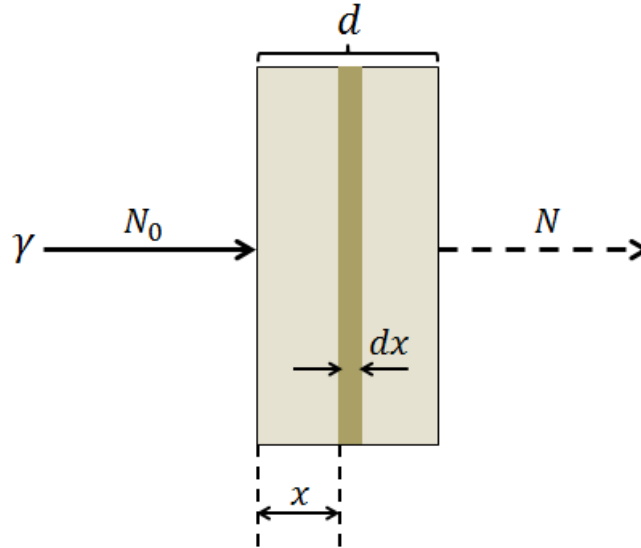


Рис. 5.1. Рассеяние  $\gamma$ -квантов образцом толщиной  $d$ .

Число рассеянных  $\gamma$ -квантов слоем  $dx$  на глубине  $x$  даётся выражением

$$N_0 \cdot \sigma^s \cdot e^{-n\sigma x} \cdot n \cdot dx,$$

где  $N_0$  — число упавших на всю мишень  $\gamma$ -квантов,  $\sigma^s$  — сечение рассеяния,  $n$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\sigma$  — суммарное сечение всех процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом (как с ядрами, так и с электронной оболочкой атомов образца).

Рассчитаем число  $\gamma$ -квантов  $N$ , рассеянных всем слоем  $d$ :

$$N = N_0 \cdot \sigma^s \cdot n \int_0^d e^{-n\sigma x} dx = N_0 \sigma^s n d \frac{1 - e^{-n\sigma d}}{n\sigma d} = N_0 \sigma^s \nu \frac{1 - e^{-\nu\sigma}}{\nu\sigma}, \quad (41)$$

где использовано то, что  $\int_0^d e^{-n\sigma x} dx = \frac{1 - e^{-n\sigma d}}{n\sigma}$ , и обозначено  $\nu = nd$  — число атомов (ядер) мишени на единицу площади облучаемой поверхности.

Пусть теперь на образец падает поток не монохроматических фотонов, а фотонов с энергетическим распределением  $N_0(E)$  — числом фотонов с энергией  $E$  в единичном интервале энергий — и рассматривается рассеяние в районе резонанса  $E_r$  с образованием конечного ядра в состоянии  $E_i$ , т. е. процесс  $0 \rightarrow E_r \rightarrow E_i$ . Тогда энергия рассеянных фотонов  $E' = E_r - E_i$  (отдачей ядра пренебрегаем) и для их числа  $N(E')$  при условии, что  $N_0(E)$

практически не меняется в области резонанса (в силу его очень малой ширины), имеем

$$N(E') = N_0(E_r) \cdot \nu \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^s(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E,E')}}{\alpha(E,E')} dE, \quad (42)$$

где  $\sigma_i^s(E)$  без учёта доплеровского уширения даётся выражением (10), т. е. имеет брейт-вигнеровскую форму;  $N_0(E_r)$  – число падающих на мишень фотонов в единичном интервале энергий с энергией, равной энергии резонанса;

$$\alpha(E, E') = \nu [\sigma_{nucl}(E) + \sigma_{at}(E) + \sigma_{at}(E')]. \quad (43)$$

В (43) учтено, что падающие фотоны взаимодействуют с ядром и электронной оболочкой, а рассеянные – только с электронной оболочкой, и сечения этих процессов обозначены соответственно  $\sigma_{nucl}(E)$ ,  $\sigma_{at}(E)$  и  $\sigma_{at}(E')$ .

Отметим, что  $\sigma_{nucl}(E)$  включает все процессы взаимодействия фотонов с ядром – т. е., как резонансное поглощение их ядром, так и нерезонансное рассеяние их ядром как целым объектом (томсоновское рассеяние). Томсоновским рассеянием по сравнению с резонансным можно пренебречь в силу малости сечения томсоновского рассеяния по сравнению с сечением в резонансе. Сведения о сечениях томсоновского рассеяния для различных ядер приведены в таблице 3 (B.K. Chatterjee, S.C. Roy, Department of Physics, Bose Institute, Calcutta, 700 009, India, 1998).

Таблица 3

Сечения томсоновского рассеяния (барны)  
для фотонов различных энергий (кэВ) в различных ядрах

Ядро	Энергия фотона, кэВ				
	50	145	468	1000	1500
<sup>27</sup> Al	2 барн	0,29	0,029	0,0064	0,0034
<sup>28</sup> Si	2,4	0,34	0,035	0,0076	0,0038
<sup>40</sup> Ca	5,9	0,87	0,089	0,02	0,0087
<sup>63</sup> Cu	0,15	2,3	0,24	0,053	0,024
<sup>90</sup> Zr	0,36	5,43	0,57	0,125	0,058
<sup>208</sup> Pb	184	35,7	3,85	0,84	0,38

Формулу (42) будем называть *общей формулой эксперимента по рассеянию*.

## Схема эксперимента по рассеянию. Основная формула

Рассмотрим схему эксперимента по ЯРФ (рис. 5.2).

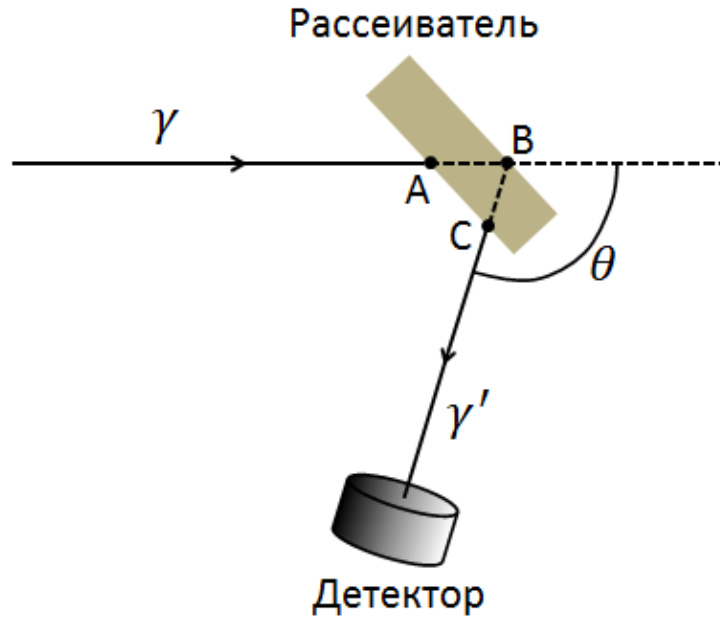


Рис. 5.2. Схема ЯРФ-эксперимента.

В прямом пучке из-за большого фона работать нельзя. Поэтому детектор рассеянных фотонов обычно помещают под углом  $\theta \geq 90^\circ$ . Пусть детектор вырезает телесный угол  $\Delta\Omega$  и имеет эффективность регистрации фотонов с энергией  $E'$ , равную  $\varepsilon(E')$ . Тогда число  $\bar{N}(E')$  зарегистрированных им рассеянных фотонов с энергией  $E'$  с учётом доплеровского уширения будет определяться выражением, которое мы назовём *основной формулой эксперимента по рассеянию*:

$$\bar{N}(E') = N_0(E_r) \cdot \varepsilon(E') \cdot v \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} \cdot \Delta\Omega \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^{Ds}(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E')}}{\alpha(E, E')} dE, \quad (44)$$

где  $\sigma_i^{Ds}(E)$  – сечение рассеяния с учётом доплеровского уширения, а

$$\alpha(E, E') = v[\sigma_{nucl}^D(E) + \sigma_{at}(E)] + v'\sigma_{at}(E'). \quad (45)$$

В (45) учтено, что толщина мишени в направлении движения  $\gamma'$ -квантов может отличаться от толщины мишени в направлении прямого пучка (эти толщины на рис. 5.2 даются соответственно отрезками СВ и АВ). Для «симметричной» мишени (СВ = АВ)  $v = v'$  и

$$\alpha(E, E') = v[\sigma_{nucl}^D(E) + \sigma_{at}(E) + \sigma_{at}(E')], \quad (46)$$

т. е. приходим к формуле (43).

### Толщина мишени

Для тонкой мишени  $\alpha(E, E') \ll 1$  и в выражении (44) под интегралом справедлива замена

$$\frac{1 - e^{-\alpha(E, E')}}{\alpha(E, E')} \approx 1. \quad (47)$$

Следовательно (см. формулу (12)) получаем

$$\begin{aligned} \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^{DS}(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E')}}{\alpha(E, E')} dE &\approx \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^{DS}(E) dE = \\ &= \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^S(E) dE = 2(\pi\lambda)^2 g \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma}. \end{aligned} \quad (48)$$

Здесь учтено, что площадь под  $\gamma$ -линией не зависит от того, есть доплеровское уширение или нет (см. Главу 3).

Рассмотрим вопрос о том, что можно считать тонкой мишенью при отсутствии и наличии эффекта Доплера. Учтём, что  $\sigma_{at}(E)$  слабо зависит от  $E$  и обычно в районе максимума резонанса  $E_r$  можно записать

$$\sigma_{nucl}(E_r) \gg \sigma_{at}(E_r) \text{ и } \sigma_{nucl}(E_r) \gg \sigma_{at}(E'). \quad (49)$$

При этом условие тонкой мишени  $\alpha(E, E') \ll 1$  сводится (см. формулу (46)) к условию  $\sigma_{nucl}(E_r) \cdot \nu \ll 1$  или (так как  $\nu = nd$ ) толщина тонкой мишени определяется условием

$$d \ll \frac{1}{n \cdot \sigma_{nucl}(E_r)}. \quad (50)$$

Поскольку обычно  $\sigma_{nucl}(E_r)$  велико (сотни барн), то в отсутствие доплеровского уширения тонкие мишени оказываются «слишком тонкими», чтобы обеспечить достаточно высокую скорость счёта рассеянных фотонов.

За счёт доплеровского уширения сечение резонансного рассеяния в максимуме резонанса «просаживается», по крайней мере, в десятки раз и это позволяет считать тонкими (при наличии эффекта Доплера) во столько же раз более толстые мишени и существенно увеличить скорость набора экспериментальной информации.

Критерий выбора тонкой мишени при наличии доплеровского уширения выглядит следующим образом

$$d \ll \frac{1}{n \cdot \sigma_{nucl}^D(E_r)}. \quad (51)$$

Перейдём к количественным оценкам. Не будем пренебрегать сечением атомного взаимодействия  $\sigma_{at}$ . Для удобства рассмотрим чистую ЯРФ, т. е. случай, когда  $E' = E_r$ . Тогда

$$d \ll \frac{1}{n[\sigma_{nucl}^D(E_r) + 2\sigma_{at}(E_r)]} \quad (52)$$

Ещё раз отметим, что  $\sigma_{nucl}^D(E_r) \equiv \sigma^D(E_r)$  – максимальная величина доплеровски уширенного сечения ядерного резонансного рассеяния, даваемого, например, формулой (22) при  $\Delta \gg \Gamma$ .

Будем считать тонкой такую мишень, для которой правая часть (52) в 10 раз больше левой. Обозначая такую толщину  $d_{10}$ , можем написать

$$d_{10} \cdot n[\sigma_{nucl}^D(E_r) + 2\sigma_{at}(E_r)] \approx 0,1 \quad (53)$$

или, учитывая что

$$n = \frac{\rho N_A}{A} = \frac{\rho}{M_N \cdot A},$$

где  $\rho$  – плотность мишени ( $\text{г}/\text{см}^3$ ),  $N_A$  – число Авогадро ( $6,02 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$ ),  $A$  – массовое число атомов мишени в граммах,  $M_N$  – масса нуклона в граммах ( $1,67 \cdot 10^{-24}$ ), **получаем**

$$d_{10}(\text{см}) = \frac{0,1}{[\sigma_{nucl}^D(E_r) + 2\sigma_{at}(E_r)]} \cdot \frac{M_N \cdot A}{\rho}, \quad (54)$$

где эффективные сечения выражаются в  $\text{см}^2$ .

Если сечения выразить в барнах ( $10^{-24}$   $\text{см}^2$ ), то окончательно можно записать

$$d_{10}(\text{см}) = 0,167 \frac{A}{\rho[\sigma_{nucl}^D(E_r) + 2\sigma_{at}(E_r)]}, \quad (55)$$

Рассмотрим в качестве примера известные уровни четырёх изотопов –  $^{11}\text{B}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Все необходимые для дальнейшего обсуждения данные приведены в таблице 4.

Для  $^{11}\text{B}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{48}\text{Ti}$  величина доплеровского уширения  $\Delta \gg \Gamma$  и доплеровски уширенное сечение сильно «просаживается», что позволяет использовать довольно толстые мишени (миллиметры), в которых эффектом поглощения можно пренебречь.

Для  $^{208}\text{Pb}$  ширина  $\Gamma > \Delta$  и «доплеровские» сечения практически не отличаются от «недоплеровских». При этом тонкие мишени имеют толщины порядка 0,1 мм и их использовать нецелесообразно из-за малого выхода. В этом случае предпочитают использовать толстые (порядка миллиметра и

более) мишени и учитывать эффект поглощения численным интегрированием (см. основную формулу эксперимента по рассеянию (44)).

Таблица 4

Характеристики некоторых уровней ядер  $^{11}_5\text{B}$ ,  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , исследованные в ЯРФ, их сечения, ширины и тонкие мишени

Ядро	$E_r$ (МэВ)	$\Gamma$ (эВ)	$\Delta$ (эВ)	$\sigma_{nucl}$ (б)	$\sigma_{nucl}^D$ (б)	$\sigma_{at}$ (б)	$d_{10}$ (см)
$^{11}_5\text{B}$	2,125	0,136	4,98	270	6,5	3,1	1,0
	4,445	0,61	10,4	185	9,8	2,1	0,84
	5,021	1,85	11,8	97	13,5	1,8	0,64
$^{27}_{13}\text{Al}$	2,981	0,11	4,46	183	4,0	1,6	0,3
	3,957	0,165	5,9	104	2,6	1,4	0,4
	4,410	0,243	6,6	125	4,1	1,3	0,3
$^{48}_{22}\text{Ti}$	3,700	0,032	4,1	534	3,7	2,7	0,28
	3,739	0,089	4,2	523	9,9	2,7	0,14
	4,310	0,12	4,8	394	8,8	2,7	0,15
	5,640	0,71	6,3	230	23	2,4	0,07
$^{208}_{82}\text{Pb}$	4,842	6,9	2,6	$\approx 310$		14,5	0,0097
	5,293	7,0	2,9	$\approx 260$		14,7	0,011
	5,512	21,4	3,0	$\approx 240$		14,8	0,012

### Калибровка установки

Рассмотрим основную формулу эксперимента по рассеянию (44). Ограничимся случаем, когда  $\Gamma_i = \Gamma_0$  и мишень тонкая (критерий (51)). Тогда входящий в (44) интеграл  $I(i) = \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i^{DS}(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E')}}{\alpha(E, E')} dE$  принимает вид

$$I(0) = \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_0^{DS}(E) dE = 2(\pi\lambda)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \quad (56)$$

и формула (44) сводится к соотношению

$$\bar{N}(E_r) = N_0(E_r) \cdot \varepsilon(E_r) \cdot \nu \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} \cdot \Delta\Omega \cdot I(0), \quad (57)$$

так как  $E' = E_r - E_0 = E_r$  ( $E_0 = 0$  и отдачей ядра пренебрегаем).

Для того чтобы использовать соотношение (57) с целью определения  $\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$ , нужно знать все пять множителей в правой части перед интегралом  $I(0)$ .



Все эти множители определяются условиями эксперимента, кроме  $W(\theta)$ . Последний полностью определяется мультипольностью фотона (в дальнейшем ограничимся чётно-чётными ядрами, для которых спин-чётность основного состояния ядра  $J^\pi = 0^+$  и в чистой ЯРФ участвует фотон одного типа и мультипольности).

Из оставшихся 4-х множителей ( $N_0, \varepsilon, \nu, \Delta\Omega$ ) известны  $\nu$  (число ядер мишени), а также с меньшей точностью  $\varepsilon(E_r)$  – эффективность регистрации детектором попавшего в него фотона с энергией  $E_r$  и  $\Delta\Omega$  – телесный угол, вырезаемый детектором. Наименее известным является число фотонов в пучке  $N_0(E_r)$ . Целесообразно сразу определить произведение трёх множителей –  $N_0(E_r)$ ,  $\varepsilon(E_r)$  и  $\Delta\Omega$ , т. е. функцию

$$S(E) = N_0(E) \cdot \varepsilon(E) \cdot \Delta\Omega \quad (58)$$

при разных  $E$ . Для этого выбирают ядерные уровни, расположенные при разных  $E$ , для которых хорошо известны ширины ( $\Gamma_0, \Gamma$  и  $\Gamma_i$ ), т. е. интегралы  $I(0)$ ,  $I(i)$  и, измеряя для этих уровней  $\bar{N}(E_r)$ , получают  $S(E)$ . Так как эта функция гладкая, то знание её в «опорных» точках позволяет интерполяцией найти её и во всех промежуточных энергиях, при которых требуется её знание.

Подобная процедура нахождения  $S(E)$  по опорным уровням носит название «калибровки установки». В качестве калибровочных  $\gamma$ -переходов часто используются переходы в ядрах  $^{11}\text{B}$  ( $E_r = 2,125; 4,445$  и  $5,021$  МэВ),  $^{27}\text{Al}$  ( $E_r = 2,981; 3,957$  и  $4,410$  МэВ) и  $^{208}\text{Pb}$  ( $E_r = 4,842; 5,293$  и  $5,512$  МэВ) и ряд других. Количество таких уровней растёт. Вид калибровочной кривой для установки НИИЯФ МГУ приведен на рис. 5.3.

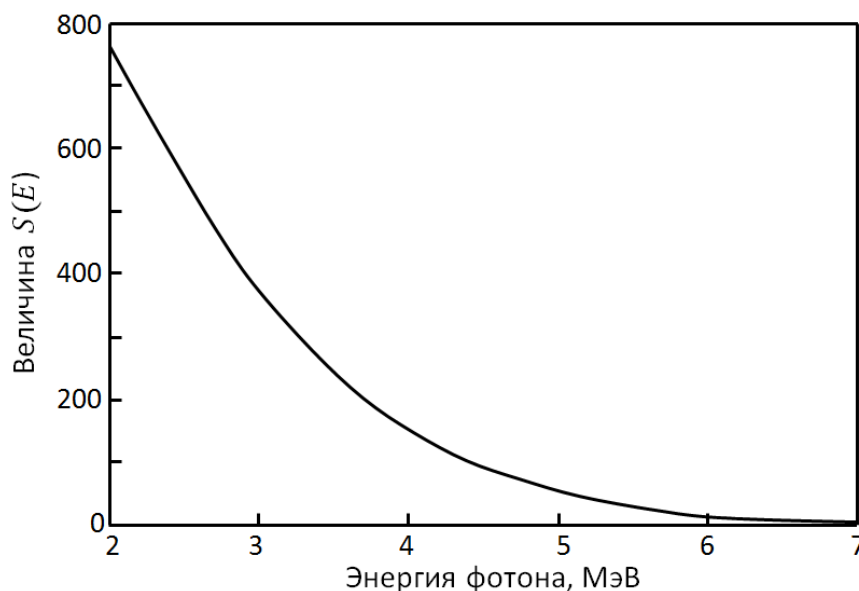


Рис. 5.3. Калибровочная кривая установки НИИЯФ МГУ для исследования ЯРФ.

## Глава 6. Германиевый детектор $\gamma$ -квантов

### Устройство детектора и свойства германия

Наиболее распространенными и удобными гамма-детекторами высокого разрешения для ЯРФ-экспериментов являются детекторы, изготовленные из искусственно выращенных кристаллов германия. Существует два типа таких детекторов – Ge(Li) и HPGe. Первый из них (это более ранняя модификация) хранится и работает при температуре жидкого азота (77 К) и использует кристалл германия, легированный литием. Второй (более поздняя модификация) может храниться при комнатной температуре (работает он также при температуре жидкого азота) и использует кристалл сверхчистого (High Purity – HP) германия. Эти детекторы в большинстве случаев имеют цилиндрическую форму, т. е. являются коаксиально симметричными (рис. 6.1). Внутренняя (нечувствительная) часть детектора используется как электрический контакт. Другой контакт прикладывается к внешней поверхности цилиндра (рис. 6.2).

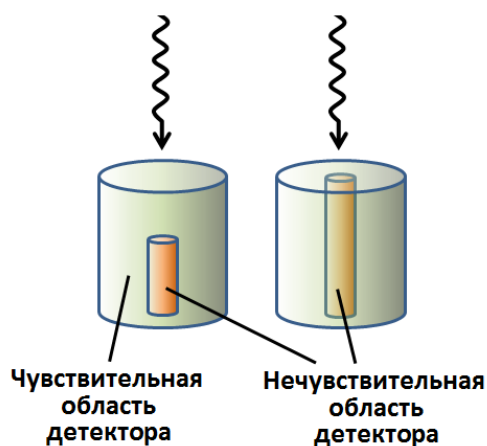


Рис. 6.1. Разновидности коаксиальных германиевых детекторов.

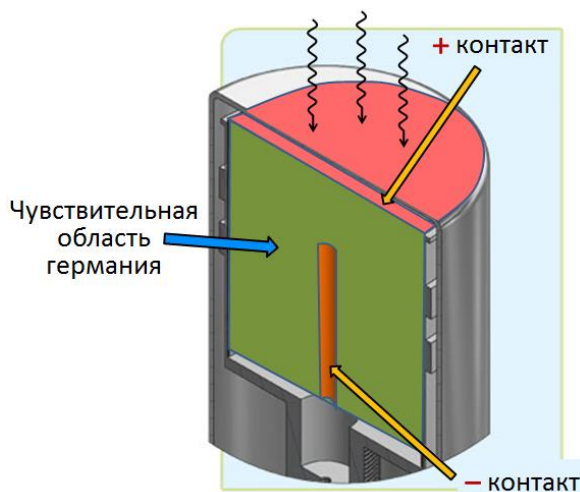


Рис. 6.2. Коаксиальный германиевый детектор в разрезе.

В основной (чувствительной к заряженным частицам) области детектора нет свободных носителей зарядов. При попадании заряженной частицы в эту область в ней в результате ионизации создаются свободные заряды – электроны и «дырки», которые под действием приложенной высокой разности потенциалов ( $\approx 3$  кВ) перемещаются к электрическим контактам, формируя импульс тока.

Использование германия в качестве материала для  $\gamma$ -спектрометрии высокого разрешения обусловлено его следующими физическими и технологическими свойствами: 1) Это твёрдый материал с плотностью  $5,33$  г/см<sup>3</sup> и достаточно высоким атомным номером ( $Z = 32$ ), что обеспечивает большую вероятность взаимодействия с ним фотонов. 2) Средняя энергия образования в нём электрон-дырочной пары всего  $2,96$  эВ, что примерно в 10 раз ниже энергии образования электрон-ионной пары в газах и в 30-100 меньше энергии, необходимой для освобождения одного электрона из фотокатода ФЭУ сцинтилляционного детектора. Поэтому на 1-2 порядка большее число носителей заряда создается в германии по сравнению с газовыми и сцинтилляционными детекторами при попадании в них заряженной частицы и соответственно возрастает точность определения энергии частицы. 3) Современные технологии позволяют выращивать качественные кристаллы германия объёмом до  $\approx 800-900$  см<sup>3</sup> (такой объём имеет цилиндр диаметром и высотой 10-11 см) и соответственно изготавливать  $\gamma$ -спектрометры довольно высокой эффективности.

### ***Регистрация фотонов. Отклик детектора***

Попадающий в детектор фотон взаимодействует с веществом детектора с помощью трёх основных процессов – фотоэффекта, Комптон-эффекта и рождения электрон-позитронной пары. Появившиеся в результате этих процессов электроны (позитроны), двигаясь далее в веществе детектора, передают ему свою энергию. При этом часть этой энергии идёт на ионизацию среды – создание электрон-дырочных (э.д.) пар. Остальная часть поглощённой германием энергии преобразуется в фононы (колебание атомов решётки), т. е. в конечном счёте, – в тепловую энергию. Образующиеся в результате ионизации свободные носители заряда (э.д.-пары), собранные детектором, создают выходной сигнал, амплитуда которого пропорциональна энергии, оставленной в детекторе фотоном. В дальнейшем будем рассматривать случаи, когда пробег электронов (позитронов), образующихся в результате фотоэффекта, Комптон-эффекта и рождения электрон-

позитронных пар, полностью укладывается в чувствительном объёме детектора.

Введём понятие *функции отклика детектора*  $F_E(A)$ , определив её как вероятность частице с энергией  $E$  создать при попадании в детектор сигнал с амплитудой (величиной)  $A$ . Рассмотрим вид этой функции с учётом трёх основных вариантов взаимодействия фотонов с веществом детектора (фото- и Комpton-эффекты и рождение электрон-позитронной пары). На рис. 6.3. показаны зависимости сечений этих процессов от энергии фотона для германия. Видно, что при сравнительно малых энергиях ядерных фотонов (<150 кэВ) доминирует фотоэффект. При больших энергиях (>8 МэВ) доминирует эффект рождения  $e^-e^+$ -пар. В промежуточной области основным процессом взаимодействия фотонов с германием является Комpton-эффект.

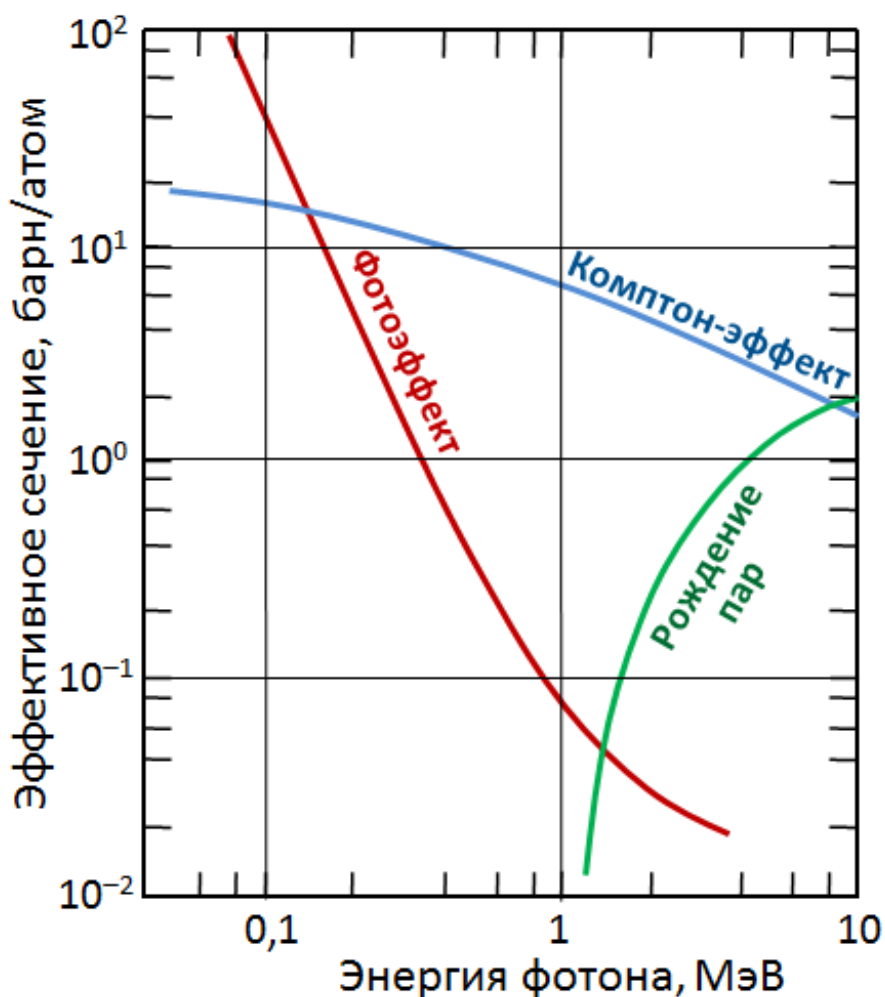


Рис. 6.3. Эффективные сечения основных процессов взаимодействия фотонов с атомами германия.

## Фотоэффект

При фотоэффекте энергия  $\gamma$ -кванта передается электрону, выбитому с одной из атомных оболочек (как правило самых внешних) и энергия этого электрона в пренебрежении ничтожной энергией отдачи атома дается равенством

$$E_e = E_\gamma - E_{св} \approx E_\gamma, \quad (59)$$

где  $E_{св}$  – энергия связи внешнего электрона в атоме, имеющая величину порядка одного или нескольких электронвольт и поэтому её можно не учитывать на фоне энергий ядерных  $\gamma$ -квантов (кэВ'ы – МэВ'ы). Таким образом, при фотоэффекте возникает моноэнергетическая электронная линия с  $E_e \approx E_\gamma$ . Для  $E_\gamma = 1,275$  МэВ эта линия выделена красным цветом на рис. 6.4.

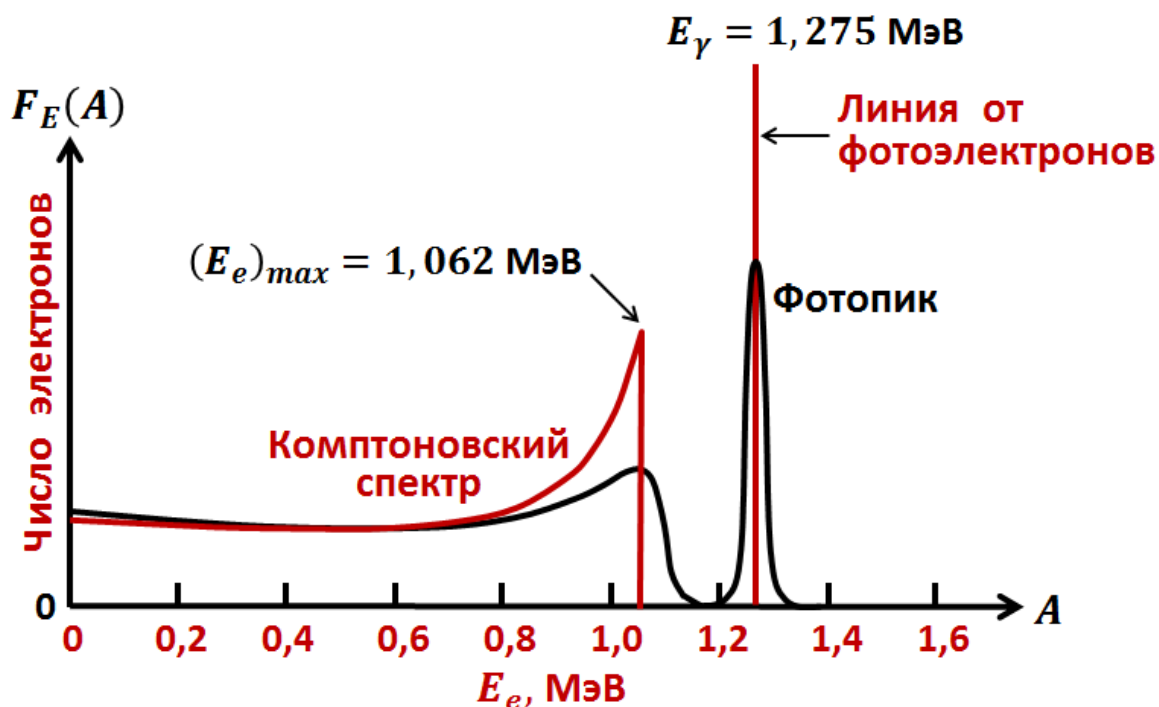


Рис. 6.4. Красным цветом показан теоретический спектр электронов в детекторе от  $\gamma$ -квантов с энергией 1,275 МэВ. Чёрным цветом показано типичное амплитудное распределение импульсов, создаваемое этими  $\gamma$ -квантами в детекторе, т. е. соответствующая функция отклика  $F_E(A)$ .

Если пробег фотоэлектронов полностью укладывается в чувствительном объёме детектора и энергия каждого электрона преобразуется в выходной сигнал, величина которого пропорциональна этой энергии, то амплитудное распределение импульсов от них на выходе детектора с хорошей точностью можно описать функцией Гаусса (см. рис.

6.4) с некоторой дисперсией, о которой будет сказано ниже. Этот «гауссовский» пик от фотоэлектронов называют *фотопиком*.

### **Комптон-эффект**

При Комптон-эффекте фотон с энергией много большей энергии связи электрона в атоме рассеивается на этом электроны как на свободной частице. Энергетический спектр рассеянных электронов непрерывный с резкой верхней границей, отвечающей рассеянию фотона на  $180^\circ$ , т. е. точно назад. При этом энергия электрона достигает максимального значения

$$(E_e)_{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}. \quad (60)$$

Теоретический спектр комптоновских электронов, генерируемых фотонами с  $E_\gamma = 1,275$  МэВ, выделен красным цветом на рис. 6.4. Если исключить вторичные взаимодействия комптоновских электронов с веществом детектора и считать, что энергия каждого электрона преобразуется в выходной сигнал, величина которого пропорциональна этой энергии, то соответствующее амплитудное распределение импульсов на выходе детектора можно изобразить чёрной линией. Это распределение размывается по сравнению с теоретическим в районе острого верхнего края комптоновского спектра. Вторичные взаимодействия электронов (о них мы будем говорить в одном из следующих разделов) модифицируют исходные распределения электронов, показанные на рис. 6.4, и приводят к амплитудным распределениям импульсов (функциям отклика) несколько отличным от тех, которые показаны на рис. 6.4. Примеры реальных амплитудных распределений импульсов с Ge-детектора показаны на рис. 6.5, 6.6, 6.12.

Функция отклика детектора  $F_E(A)$  учитывает все процессы взаимодействия фотонов с материалом детектора. Для фотонов с  $E_\gamma = 1,275$  МэВ она показана на рис. 6.4 чёрными линиями, отражающими вклад в эту функцию фотоэффекта и Комптон-эффекта. Эффект рождения электрон-позитронных ( $e^-e^+$ ) пар не влияет на представленную на рис. 6.4 функцию вследствие крайне малой его роли для фотонов с  $E_\gamma = 1,275$  МэВ.

Одной из характеристик качества германиевого детектора, является отношение высот фотопика  $h_{\text{пик}}$  и комптоновского спектра в районе его верхней границы  $h_{\text{компт}}$ . Это отношение принято определять для фотонов с  $E_\gamma = 1,33$  МэВ от гамма-источника  $^{60}\text{Co}$  (см. рис. 6.5). Величина  $h_{\text{пик}}/h_{\text{компт}}$

для упомянутой  $\gamma$ -линии растёт с увеличением объёма детектора и меняется примерно от 40:1 (объём детектора  $\approx 40 \text{ см}^3$ ) до 80:1 (объём  $\approx 400\text{-}450 \text{ см}^3$ ).

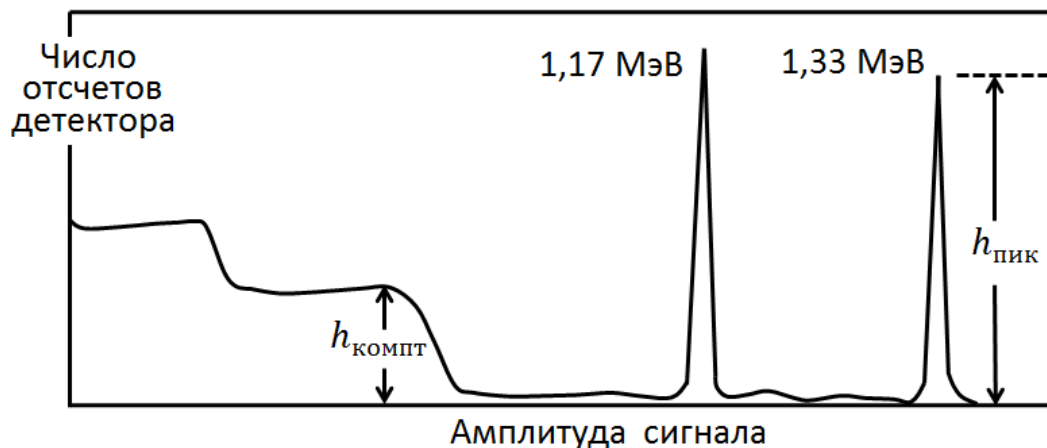


Рис. 6.5. Пример амплитудного распределения импульсов с Ge-детектора от  $\gamma$ -источника  $^{60}\text{Co}$ , испускающего фотоны с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ.

### Эффект рождения $e^-e^+$ -пар

Если энергия фотона превышает пороговую энергию  $2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$ , то к фото- и Комpton-эффектам добавляется процесс рождения  $e^-e^+$ -пар. Этот процесс создает три пика в амплитудном распределении импульсов на выходе детектора. Пик с наибольшей энергией отвечает поглощению в детекторе обоих фотонов, образующихся в процессе последующей аннигиляции  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ . Этот пик сливается с фотопиком и образует так называемый пик *полного поглощения* энергии фотона  $E_\gamma$  – Full Energy (FE) Peak.

Поскольку аннигилирует как правило остановившийся позитрон, то энергия каждого из аннигиляционных фотонов равна  $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ . Если один из аннигиляционных фотонов вылетает из детектора без регистрации, то в амплитудном распределении импульсов с детектора будет наблюдаться пик, отвечающий поглощённой им энергии  $E_\gamma - 0,511 \text{ МэВ}$  (так называемый *пик однократного вылета* – Single Escape (SE) Peak). Если оба аннигиляционных фотона покидают детектор без регистрации, то в амплитудном распределении импульсов возникает третий пик, отвечающий поглощённой энергии  $E_\gamma - 2 \cdot 0,511 \text{ МэВ} = E_\gamma - 1,022 \text{ МэВ}$ . Этот пик называют *пиком двойного вылета* – Double Escape (DE) Peak. Пики однократного (SE) и двукратного (DE) вылета располагаются на непрерывной подложке импульсов от Комpton-эффекта.

На рис. 6.6 показано типичное амплитудное распределение импульсов с германиевого детектора (т. е. его функция отклика) для фотонов с энергией 2,511 МэВ в районе пиков, вызванных процессом рождения  $e^-e^+$ -пар.

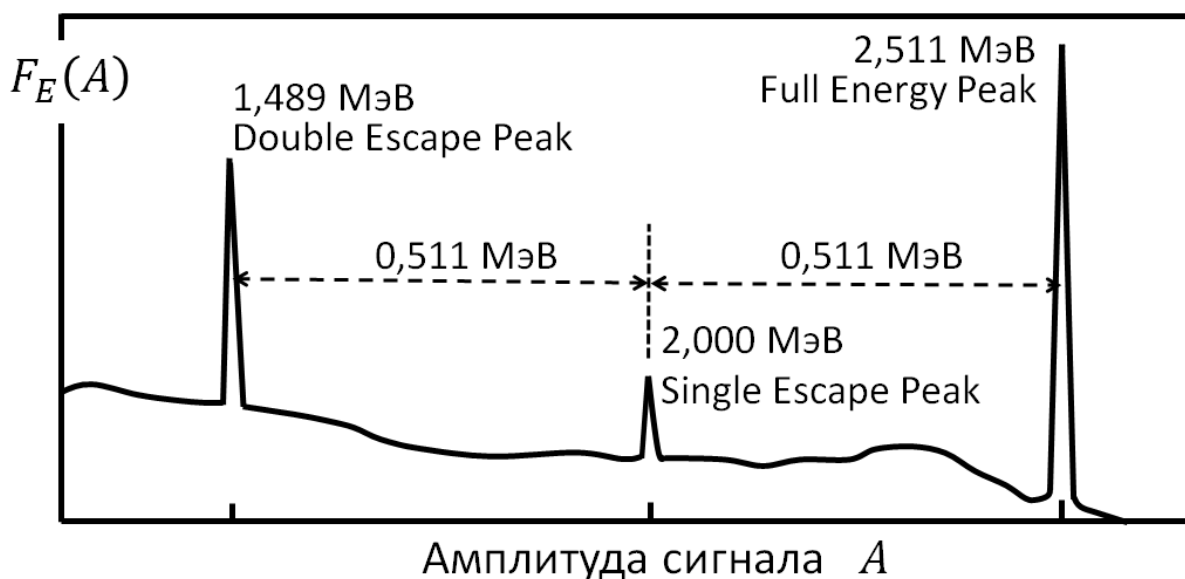


Рис. 6.6. Типичное амплитудное распределение импульсов от  $\gamma$ -источника с  $E_\gamma = 2,511$  МэВ в районе пиков, вызванных процессом рождения  $e^-e^+$ -пар.

Соотношение между величинами трёх пиков (FE, SE и DE), присутствующих в функции отклика детектора при энергиях фотонов, превышающих порог рождения  $e^-e^+$ -пары, зависит не только от энергии фотона, но и от объёма чувствительной области детектора. В детекторе малого объёма оба аннигиляционных фотона в подавляющем большинстве случаев покидают детектор без взаимодействия с его средой и из трёх вышеупомянутых пиков остаётся лишь DE-пик, а FE-пик формируется почти исключительно за счёт фотоэффекта (левая часть рис. 6.7).

В детекторе очень больших размеров оба аннигиляционных фотона за счёт вторичных актов взаимодействия со средой детектора, т. е. за счёт последующих актов фотоэффекта и/или Комpton-эффекта (последний эффект может произойти многократно) полностью оставят свою энергию в детекторе и дадут вклад в пик полного поглощения (FE), увеличив число отсчётов в нём до максимально возможного значения (правая часть рис. 6.7).

В промежуточном случае реального детектора наряду с FE-пиком будут наблюдаться DE- и SE-пики (средняя часть рис. 6.7). Кроме того множественное комптоновское рассеяние, генерируемое аннигиляционными фотонами, заполнит участок в амплитудном распределении сигналов с



детектора между краем однократного комптоновского рассеяния и пиком полного поглощения.

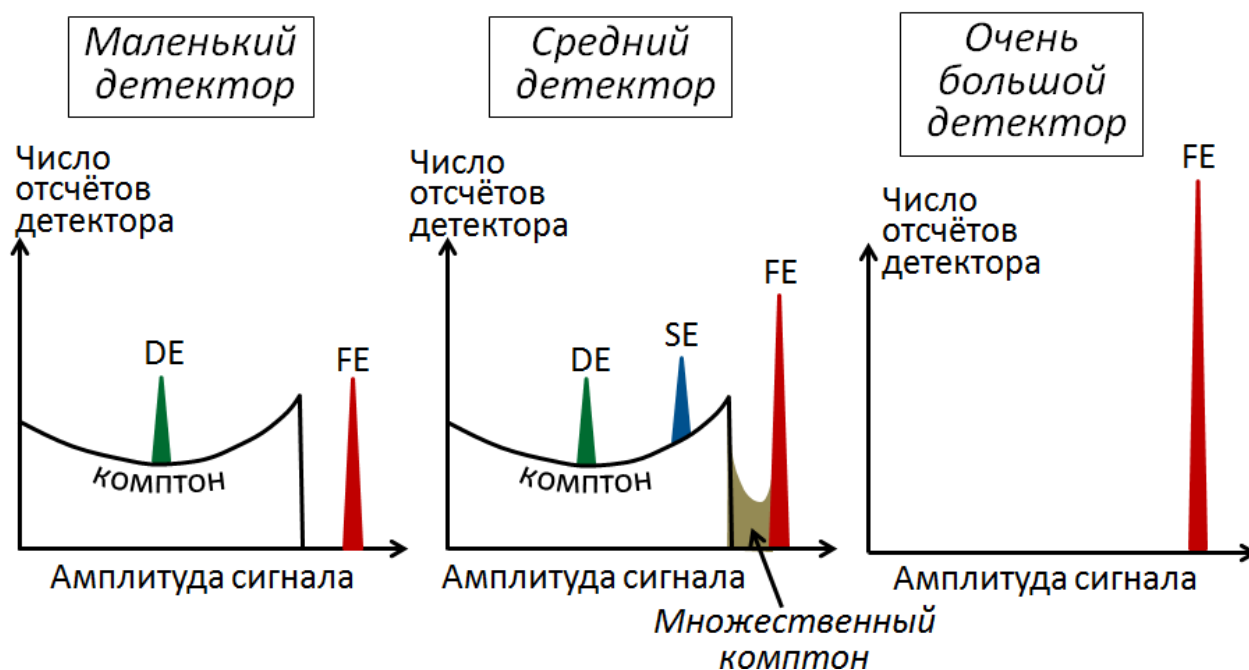


Рис. 6.7. Схематическая картина амплитудного распределения импульсов с германиевых детекторов разных размеров.

### Эффективность детектора

Абсолютной эффективностью (или просто эффективностью) германиевого детектора обычно считают долю фотонов определенной энергии от внешнего точечного изотропного источника, формирующих в этом детекторе пик полного поглощения. При определении этой эффективности источник, испускающий фотоны во всех направлениях, располагают на некотором произвольном расстоянии от торцевой части детектора на линии его оси симметрии (см. рис. 6,8). Как правило, в величине абсолютной эффективности не учитываются доли телесного угла, вырезаемого детектором в направлении источника, и поглощенных фотонов во внешнем нечувствительном слое.

При расшифровке и обработке экспериментальных  $\gamma$ -спектров, включающих фотоны с энергиями выше порога рождения  $e^-e^+$ -пары, необходимо знать также эффективность по пикам двукратного (DE) и однократного (SE) вылета аннигиляционных фотонов. Соответствующий пример для Ge-детектора объёмом  $12 \text{ см}^3$  дан на рис. 6.9.

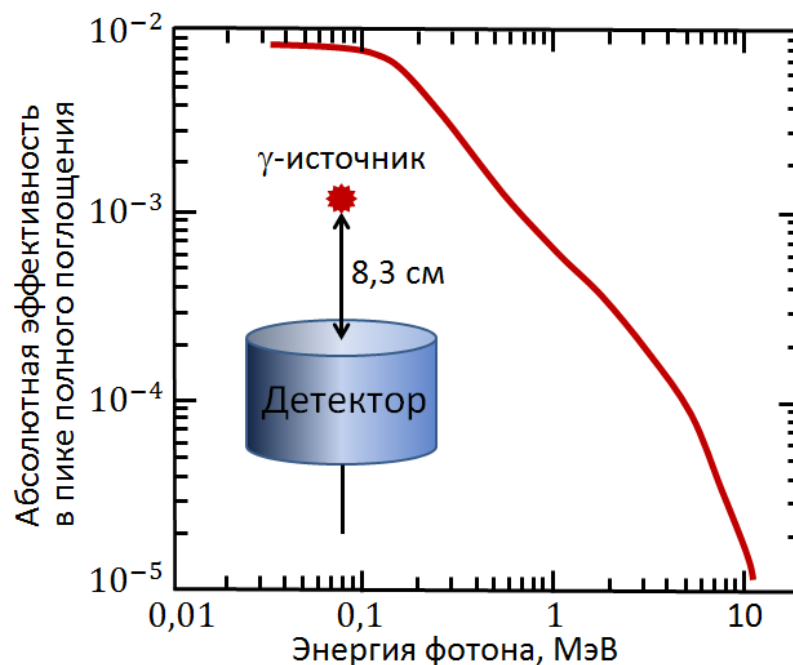


Рис. 6.8. Абсолютная эффективность в пике полного поглощения коаксиального Ge(Li)-детектора с чувствительным объёмом  $38 \text{ см}^3$ .  $\gamma$ -Источник расположен в 8,3 см от торцевой поверхности детектора.

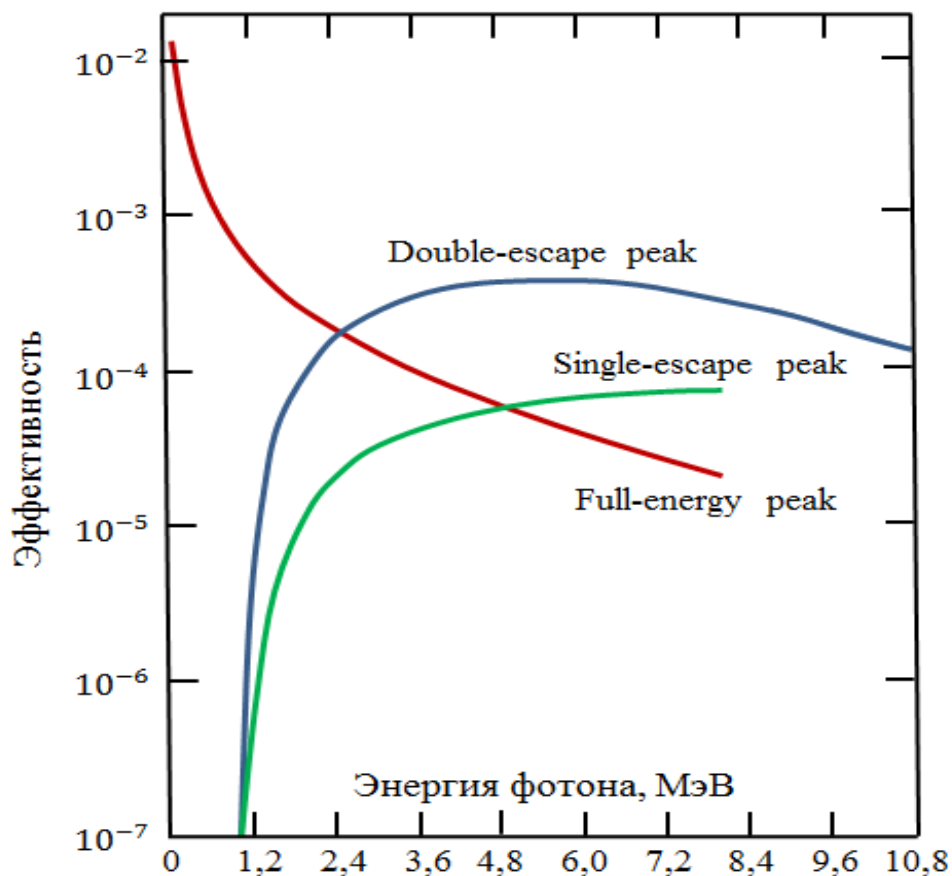


Рис. 6.9. Эффективность коаксиального германиевого детектора объёмом  $12 \text{ см}^3$  (диаметр 2,6 см и высотой 3,2 см) в пиках полного поглощения (FE), однократного (SE) и двукратного (DE) вылета аннигиляционных фотонов.  $\gamma$ -Источник располагался в 3 см от торцевой части детектора.

Одной из наиболее часто используемых характеристик эффективности Ge-детекторов, позволяющих сравнивать различные детекторы, является так называемая *относительная эффективность*. Она определяется как эффективность (в %) в пике полного поглощения относительно эффективности стандартного сцинтиляционного NaJ(Tl)-детектора размером 3 дюйма на 3 дюйма (7,62 см на 7,62 см) для фотонов с энергией 1,33 МэВ от источника  $^{60}\text{Co}$ , расположенного на расстоянии 25 см от детектора.

Зная относительную эффективность Ge-детектора, можно оценить его чувствительный объём, используя соотношение:

$$\text{Объём детектора (см}^3\text{)} \approx 4,3 \times \text{относительная эффективность (\%)}. \quad (61)$$

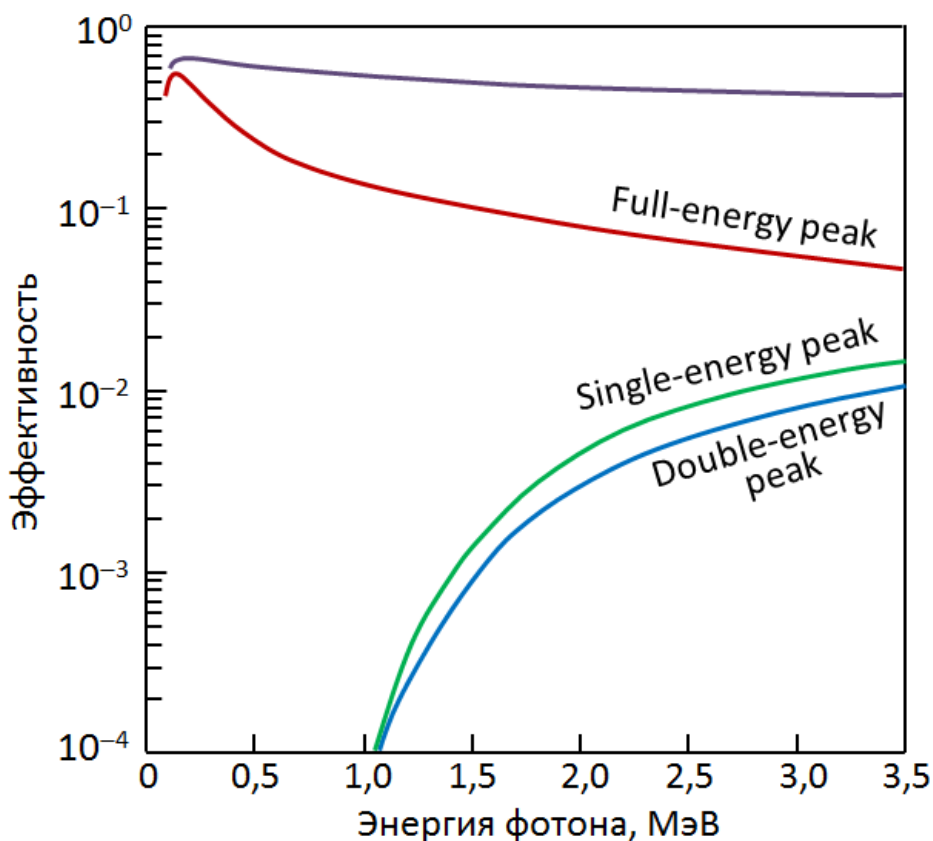


Рис. 6.10. Эффективность коаксиального Ge-детектора объёмом  $\approx 130 \text{ см}^3$ .  $\gamma$ -Источник располагался в 16,8 см от торцевой части детектора. Доля фотонов от источника, попадающих на детектор (считая исходное распределение изотропным) равна  $8 \cdot 10^{-3}$ . Использовался дополнительный алюминиевый поглотитель толщиной 3 мм. Верхняя линия относится к фотонам с любым энерговыделением в детекторе.

С ростом чувствительного объёма детектора его эффективность в пике полного поглощения (FE) растёт почти линейно с величиной объёма. При

этом для детекторов большого объема эффективность в пике однократного (SE) вылета превосходит эффективность в пике двукратного (DE) вылета. На рис. 6.10 приведены данные об эффективности коаксиального Ge-детектора с относительной эффективностью 30% (чувствительный объем примерно  $130 \text{ см}^3$ ).

### **Энергетическое разрешение. Фактор Фано**

Форма фотопика (и пика полного поглощения) описывается распределением Гаусса

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{2D}}, \quad (62)$$

где  $\bar{E}$  — энергия в максимуме, а  $D$  — дисперсия распределения, связанная со стандартным отклонением  $\sigma$  соотношением  $\sigma = \sqrt{D}$ . Вид функции Гаусса показан на рис. 3.2 и 6.11. Ширина этой функции на половине высоты  $\Gamma$  является мерой энергетического разрешения детектора. При этом

$$\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} = 2,355 \cdot \sigma. \quad (63)$$

Энергетическое разрешение германиевого детектора определяется несколькими факторами и может быть представлено в виде

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_n^2 + \Gamma_e^2 + \Gamma_{ш}^2}, \quad (64)$$

где  $\Gamma_n$  — ширина, возникающая от статистической неопределенности в числе  $n$  созданных частицей в детекторе электрон-дырочных пар;  $\Gamma_e$  — ширина от неопределенности в числе собранных детектором зарядов;  $\Gamma_{ш}$  — ширина от неопределенности электронных шумов в процессе формирования импульса (они создаются токами утечки детектора и предусилителем). Величина  $\Gamma_{ш}$  в германиевом детекторе минимизируется охлаждением до температуры жидкого азота (77 К). В детекторе высокого качества  $\Gamma_e$  также сравнительно невелика. Поэтому основной источник ширины  $\gamma$ -линии германиевого детектора это  $\Gamma_n$  (в высококачественном Ge-детекторе ширина от статистической неопределенности в числе созданных частицей свободных зарядов формирует примерно 80% полной ширины). Величина  $\Gamma_n$ , таким образом, определяет предельное энергетическое разрешение детектора. К обсуждению этой величины мы и переходим.

Если в Ge-детекторе поглощена частица с энергией  $E$ , то число образованных электрон-дырочных (э.д.) пар можно оценить из соотношения  $n = E/\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — средняя энергия, необходимая для образования одной такой пары в германии и равная 2,96 эВ. Стандартное отклонение в числе э.д.-пар в

случае распределения Пуассона, которое обычно привлекают для анализа статистической неопределённости независимых событий в микромире, даётся соотношением

$$\sigma_n = \sqrt{n} = \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}}. \quad (65)$$

Стандартное отклонение в энергетических единицах

$$\sigma_E = \varepsilon \cdot \sigma_n = \varepsilon \sqrt{n} = \sqrt{\varepsilon E}. \quad (66)$$

Это стандартное отклонение формирует ширину гауссианы на половине высоты выраженную в энергетических единицах (кэВ)

$$\Gamma_n (\text{кэВ}) = 2,355 \cdot \sigma_E = 2,355 \sqrt{\varepsilon E} \approx 0,128 \sqrt{E (\text{кэВ})}. \quad (67)$$

Сделаем оценку для  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$  с энергией 1332,5 кэВ, ширина которой является стандартной характеристикой энергетического разрешения детектора. Формула (67) даёт  $\Gamma_n (1332,5 \text{ кэВ}) = 4,67 \text{ кэВ}$ . В то же время экспериментальная величина  $\Gamma$  (включающая все источники неопределённости в ней) для вышеуказанной  $\gamma$ -линии достигает существенно меньшего значения 1,80 кэВ. Это расхождение объясняется тем, что предположение о полной независимости актов ионизации среды детектора частицей, необходимое для применимости использованного нами распределения Пуассона, не выполняется в рассматриваемом случае.

Действительно, акты ионизации не совсем независимы, так как частица, остановившись в детекторе, теряет в нём вполне определённую (первоначальную) энергию. Если отвлечься от флуктуаций в энергии образования одной э.д.-пары и считать, что она точно равна  $\varepsilon = 2,96 \text{ эВ}$ , то число созданных частицей э.д.-пар также будет вполне определённым и равным  $E/\varepsilon$ . При этом дисперсия и ширина  $\Gamma$  амплитудного распределения импульсов с детектора (без учета  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_{\text{ш}}$ ) будут нулевыми.

Статистическая неопределённость в амплитудном распределении импульсов от монохроматического  $\gamma$ -источника начинает проявляться прежде всего тогда, когда имеет место другой, помимо ионизации, способ передачи энергии от частицы веществу детектора. Этим способом является возбуждение фононов (колебаний кристаллической решётки), трансформирующееся в тепловую энергию. Итак, у заряженной частицы, двигающейся внутри детектора, есть два способа передачи ему энергии – ионизационный и тепловой. Обозначим вероятность первого способа (ионизации)  $p$ , тогда вероятность второго способа  $(1 - p)$ . Вероятность в  $N$

актах соударения частицы с атомами детектора произвести  $n$  актов ионизации даётся биномиальным распределением

$$P(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}. \quad (68)$$

При этом среднее число актов ионизации и стандартное отклонение от этого среднего даются соотношениями

$$\bar{n} = Np, \quad (69)$$

$$\sigma(\text{бином}) = \sqrt{Np(1-p)} = \sqrt{\bar{n}(1-p)}. \quad (70)$$

Сравним биномиальное распределение с распределением Пуассона

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (71)$$

стандартное отклонение для которого

$$\sigma(\text{Пуассон}) = \sqrt{\bar{n}}. \quad (72)$$

Видно, что при одинаковом среднем стандартное отклонение биномиального распределения в  $\sqrt{(1-p)}$  раз меньше. Величина  $F = (1-p)$  получила название фактора Фано (Fano) по фамилии итальянского физика, который в 1947 г. первый ввёл этот уточняющий фактор для коррекции стандартного отклонения амплитудных распределений детекторов, использующий эффект ионизации частицей материала детектора. Реальная ситуация заключена между полностью независимой случайной ионизацией (при  $F = 1$  и  $\sigma(\text{Пуассон}) = \sqrt{\bar{n}}$ ) и абсолютно предопределённой конверсией энергии частицы в э.д.-пары (при  $F = 0$  и  $\sigma = 0$ ). Для детекторов из сверхчистого германия (HPGe)  $F \approx 0,1$ . Т. е. описываемая ситуация ближе к последнему случаю, чем к первому.

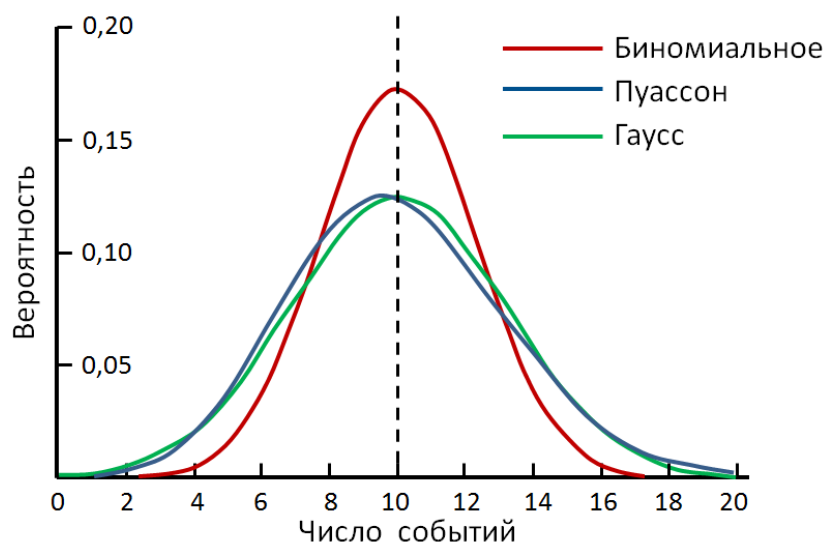


Рис. 6.11. Распределения Пуассона, Гаусса и биномиальное при среднем числе событий 10.

В качестве примера на рис. 6.11 показаны биномиальное и пуассоновское распределения при одном и том же среднем  $\bar{n} = 10$ . Видно, что биномиальное распределение более узкое, чем пуассоновское. На этом же рисунке приведено распределение Гаусса

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}} \quad (73)$$

при том же значении  $\bar{n}$  (как известно распределение Пуассона переходит в распределение Гаусса при больших  $\bar{n}$ ).

С учётом фактора Фано выражение (67), характеризующее предельное (минимально возможное) энергетическое разрешение германиевого детектора, модифицируется следующим образом

$$\Gamma_n(\text{кэВ}) = 2,355\sqrt{F\varepsilon E} \approx 0,128\sqrt{F \cdot E(\text{кэВ})} = 0,128\sqrt{0,1 \cdot E(\text{кэВ})}. \quad (74)$$

Для  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$  с  $E = 1332,5$  кэВ получаем минимальную ширину 1,48 кэВ, что составляет примерно 80% наилучшего экспериментального разрешения германиевого детектора и доказывает, что  $\Gamma_n$  доминирует в полной ширине на половине высоты  $\gamma$ -линии, формируемой таким детектором. Таким образом, предельное энергетическое разрешение германиевого детектора с учётом фактора Фано в 3 раза ниже того, который предсказывается пуассоновским распределением.

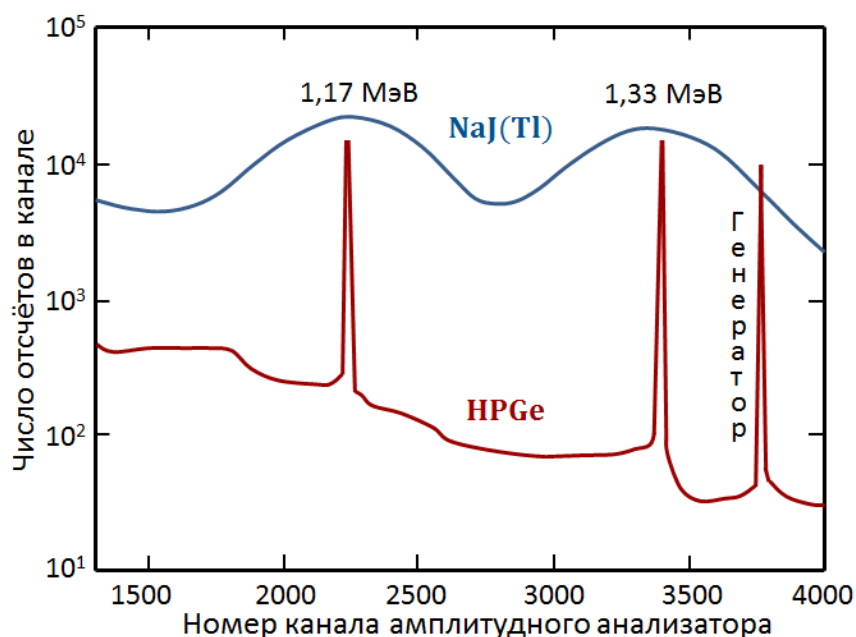


Рис. 6.12. Сравнение  $\gamma$ -спектров  $^{60}\text{Co}$  измеренных сцинтилляционным NaI(Tl)-детектором размером 7,62 см  $\times$  7,62 см и коаксиальным HPGe-детектором с относительной эффективностью 10% и разрешением 1,9 кэВ для линии 1,33 МэВ. Цена канала амплитудного анализатора 138 эВ.

У лучших промышленных германиевых детекторов энергетическое разрешение для  $\gamma$ -линии 1332,5 кэВ лежит в пределах 1,75-2,40 кэВ (нижний предел отвечает детекторам с относительной эффективностью 10%, верхний – с эффективностью 100%). Это разрешение во много раз лучше разрешения сцинтилляционных счётчиков (см. рис. 6.12).

На рис. 6.13 в качестве примера возможностей современной германиевой спектрометрии показан  $\gamma$ -спектр возбуждённого ядра  $^{24}_{11}\text{Na}$ , полученный в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ с помощью коаксиального HPGe-детектора с эффективностью 30%.

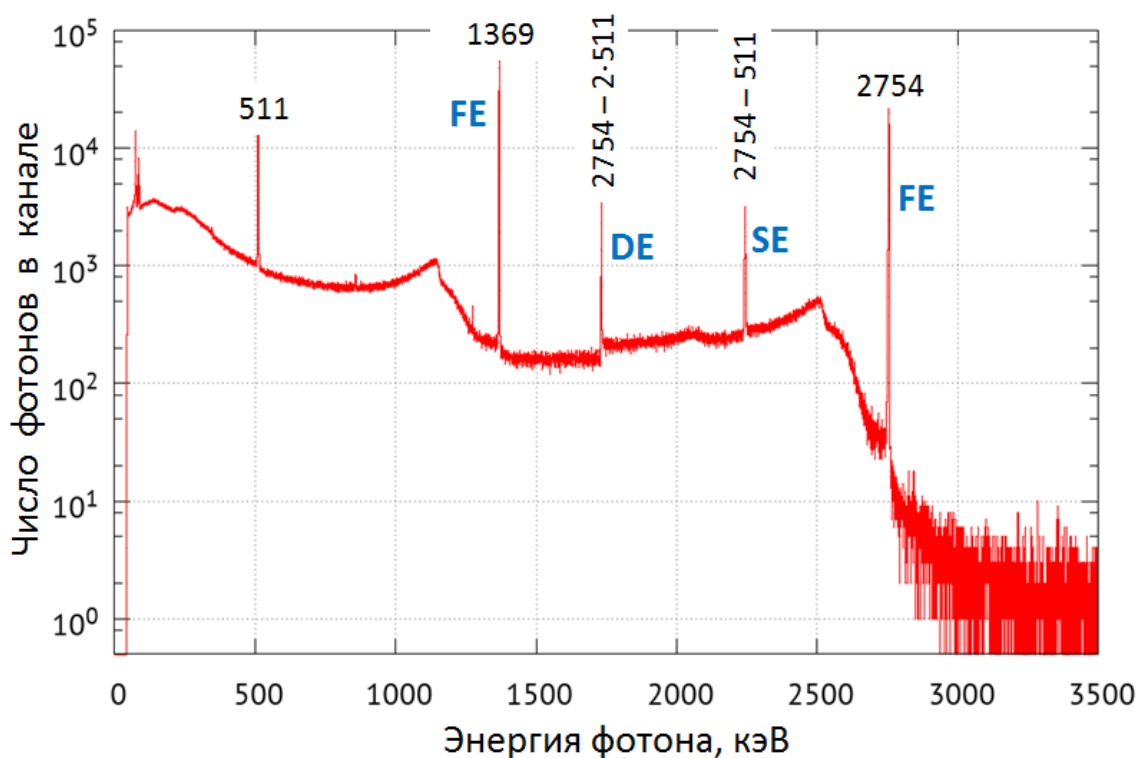


Рис. 6.13. Пример  $\gamma$ -спектра от распада  $^{24}_{11}\text{Na}$ , полученного коаксиальным HPGe-детектором с относительной эффективностью 30% и энергетическим разрешением 1,9 кэВ для  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$  с энергией 1,33 МэВ. Указаны энергии пиков в кэВ. Пик с энергией 511 кэВ возник от  $e^-e^+$ -аннигиляции.

Завершая рассмотрение германиевых детекторов, предназначенных для  $\gamma$ -спектрометрии, отметим, что временное разрешение этих детекторов достигает  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  сек.



## Глава 7. Ускорительно-детекторный комплекс для ЯРФ-экспериментов

### Непрерывные пучки электронов для ЯРФ-экспериментов

Появление ускорителей электронов непрерывного действия (УНД) открыло новые возможности в проведении ЯРФ-экспериментов. При прочих равных условиях скорость счёта детектора  $n$  тем больше, чем больше ток пучка электронов  $I$  ускорителя ( $n \sim I$ ). Напомним, что, имея пучок электронов и направляя его на конвертор (тормозную мишень), легко получить пучок тормозных  $\gamma$ -квантов, удобный для проведения ЯРФ-экспериментов (рис. 7.1). При этом верхняя граница непрерывного (сплошного) по энергии спектра тормозного излучения равна кинетической энергии  $T_e$  электронов. Использование сплошного спектра тормозных фотонов в ЯРФ-эксперименте позволяет одновременно исследовать все уровни ядра в диапазоне от 0 до  $T_e$ , тем самым снимая проблему согласования энергий  $\gamma$ -источника и уровней ядра.

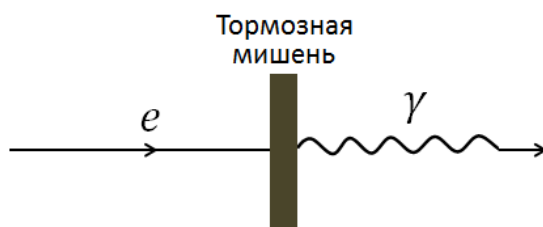


Рис. 7.1. Формирование тормозного  $\gamma$ -излучения.

Рассмотрим импульсный ускоритель. Временная структура тока его пучка схематически показана на рис. 7.2.  $I_{max}$  — максимальный ток ускорителя в импульсе, при котором  $\gamma$ -детектор не даёт просчётов.  $\Delta t$  — длительность импульса ускорителя.  $T$  — интервал между импульсами ( $\nu = 1/T$  — частота следования импульсов).

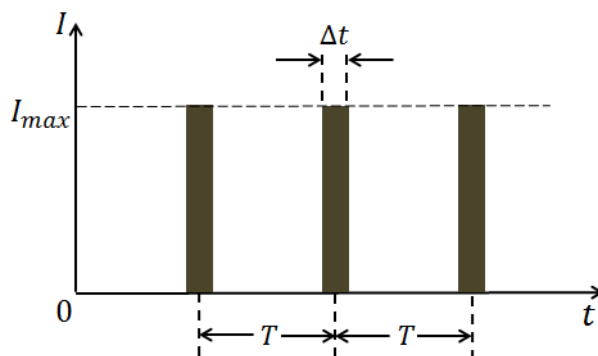


Рис. 7.2. Временная структура тока пучка импульсного ускорителя.

Пусть  $\tau$  – разрешающее время детектора ( $1/\tau$  – разрешающая способность или максимальная скорость счёта детектора). Очевидно,  $I_{max}$  пропорциональна  $1/\tau$  ( $I_{max} \sim 1/\tau$ ) и максимальная скорость счёта детектора

$$n_{max} \sim I_{max} \cdot \Delta t \cdot \nu \sim \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\Delta t}{T}. \quad (75)$$

Величину  $\frac{\Delta t}{T} = D$  называют «фактором заполнения рабочего цикла ускорителя» (duty cycle). Итак,

$$n_{max} \sim \frac{D}{\tau}. \quad (76)$$

В таблице 5 даны основные параметры электронных импульсных ( $D < 1$ ) ускорителей и ускорителей непрерывного действия – УНД ( $D = 1$ ).

Таблица 5

Основные параметры импульсных ускорителей  
и ускорителей непрерывного действия (УНД)

Тип ускорителя	Энергия электрона, МэВ	$\Delta E/E$	$D$	Ток пучка, $I$ , мкА
Бетатрон	25 – 220	$10^{-3}$	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$	0,01–0,1
Синхротрон	100 – 10 000	$10^{-3}$	$10^{-1}$	0,01–1,0
Линейный ускоритель	25 – 50 000	$10^{-1} - 3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-4} - 10^{-2}$	10–500
Микротрон	7 – 25	$10^{-3}$	$10^{-3}$	10–50
УНД	1 – 12 000	$10^{-3} - 10^{-4}$	1	10–4000

Основное преимущество УНД – величина  $D = 1$ . За счёт этого максимальная скорость набора статистики на УНД обычно на 2-3 порядка выше, чем на импульсных ускорителях, что даёт возможность изучать процессы с малыми сечениями, недоступные для наблюдения на импульсных ускорителях (их стандартный фактор заполнения рабочего цикла  $D = 10^{-3}$ ). Если мы имеем спектр, полученный на УНД за 10 часов, то аналогичный спектр на импульсном ускорителе может быть получен лишь за  $\approx 1$  год его непрерывной работы.

Строго говоря (исключая ускорители прямого действия типа Ван-Граафа), УНД – тоже импульсные ускорители, но у них частота следования импульсов столь высока ( $\nu \approx 2500$  МГц =  $2,5 \cdot 10^9$  Гц и

$T = 1/\nu = 4 \cdot 10^{-10}$  сек = 0,4 нсек), что эта временная микроструктура пучка не чувствуется детектором (разрешающее время германиевого детектора  $\tau(\text{Ge}) \approx 10^{-8}$  сек  $\approx 10$  нсек) и он воспринимается детектором как непрерывный (см. рис. 7.3).

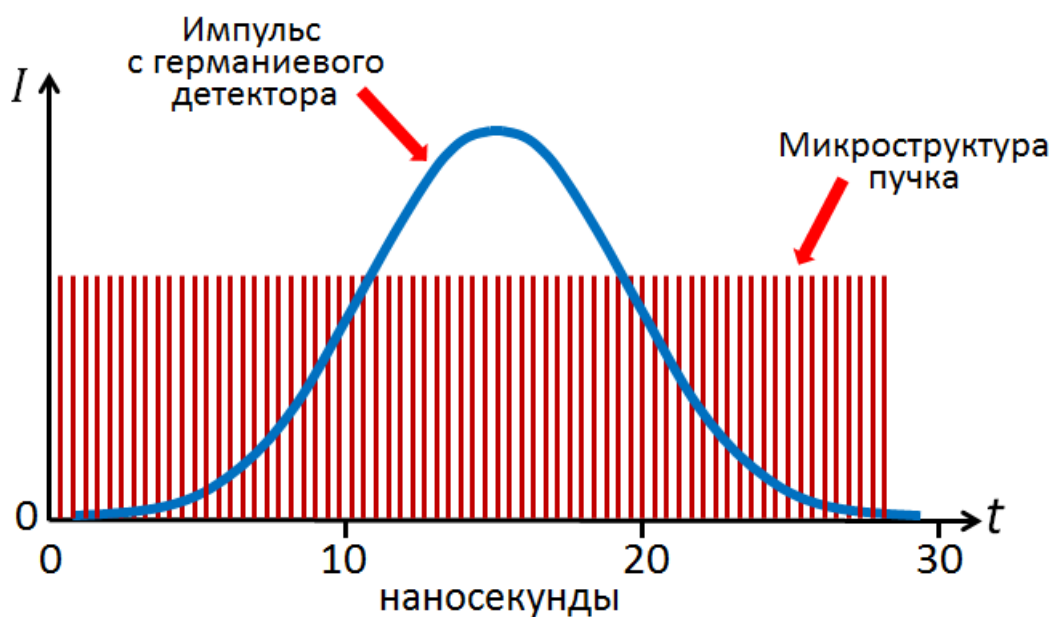


Рис. 7.3. Сравнение временной микроструктуры электронного пучка УНД с частотой  $\nu \approx 2500$  МГц с импульсом германиевого детектора

В таблице 6 приведены характеристики электронных ускорителей, использованных для проведения ЯРФ-экспериментов.

Таблица 6

Электронные ускорители, использованные для исследования ЯРФ

Город	Ускоритель	Фактор заполнения $D$ , %	Энергия, МэВ	Ток пучка, мА
Штуттгарт	Dynamitron	100	4,3	4
Дармштадт	S-DALINAC	100	130	0,04
Гессен	Linac	0,12	65	0,3
Гент	Linac	2	15	2
Москва	Linac	100	6,6	1

В последней строчке этой таблицы приведены параметры УНД, созданного в ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ и использованного в 1993-2000 гг. для проведения ЯРФ-экспериментов. По совокупности характеристик этот ускоритель наиболее удобен для подобных экспериментов. По фактору заполнения он превосходит гессенский и гентский, по току – дармштадский, а по энергии – штуттгартский. За счёт использования магнитного зеркала энергия московского ускорителя могла быть поднята до 12 МэВ.

### ***Формирование тормозного излучения для ЯРФ-экспериментов и детекторный узел***

Важным преимуществом УНД по сравнению со стандартными импульсными ускорителями является малый эмиттанс (угловой или поперечный разброс) электронного пучка на конверторе и отсутствие гало – области спада интенсивности пучка вне этого эмиттанса. Электронный пучок чётко очерчен и ограничен на конверторе пятном диаметром 2-4 мм. Это позволяет располагать  $\gamma$ -детекторы вблизи от оси пучка (на расстоянии 20-30 см от этой оси) без опасения, что «крылья» пучка заденут детектор и увеличат фон. Близкое расположение детекторов к оси пучка увеличивает эффективность регистрации резонансно рассеянных фотонов и уменьшает время набора необходимой статистики опыта.

В качестве конвертора используют тугоплавкий металл с большим  $Z$ . В установке НИИЯФ МГУ использовалась пластинка тантала ( $Z = 73$ ) толщиной 100 мкм. Эта пластинка крепилась на конечном фланце вакуумной трубы, по которой двигался электронный пучок ускорителя (см. рис. 7.4).

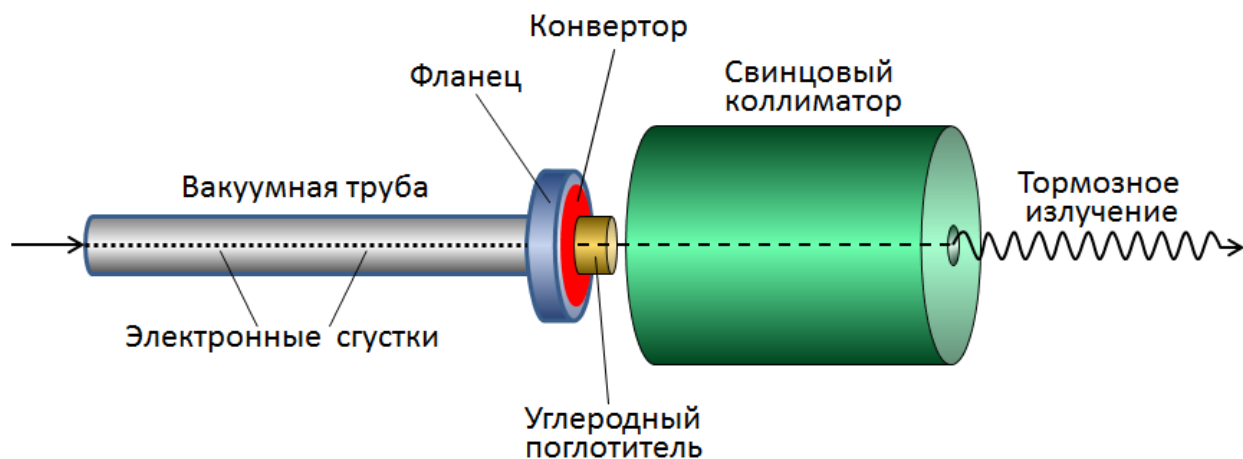


Рис. 7.4. Формирование пучка тормозного излучения для ЯРФ-эксперимента.

Фланец охлаждался проточной водой, что позволяло работать с токами пучка до 50 мкА. За конвертером помещался поглотитель электронов, прошедших конвертор – цилиндр из углерода длиной 4 см, полностью поглощавший электроны. За поглотителем располагался свинцовый коллиматор толщиной 50 см со сквозным каналом круглого поперечного сечения диаметром  $\approx 3$  см вдоль оси тормозного пучка. Коллиматор формировал чёткие пространственные границы пучка тормозных фотонов. На рис. 7.5 показан спектр этих фотонов.

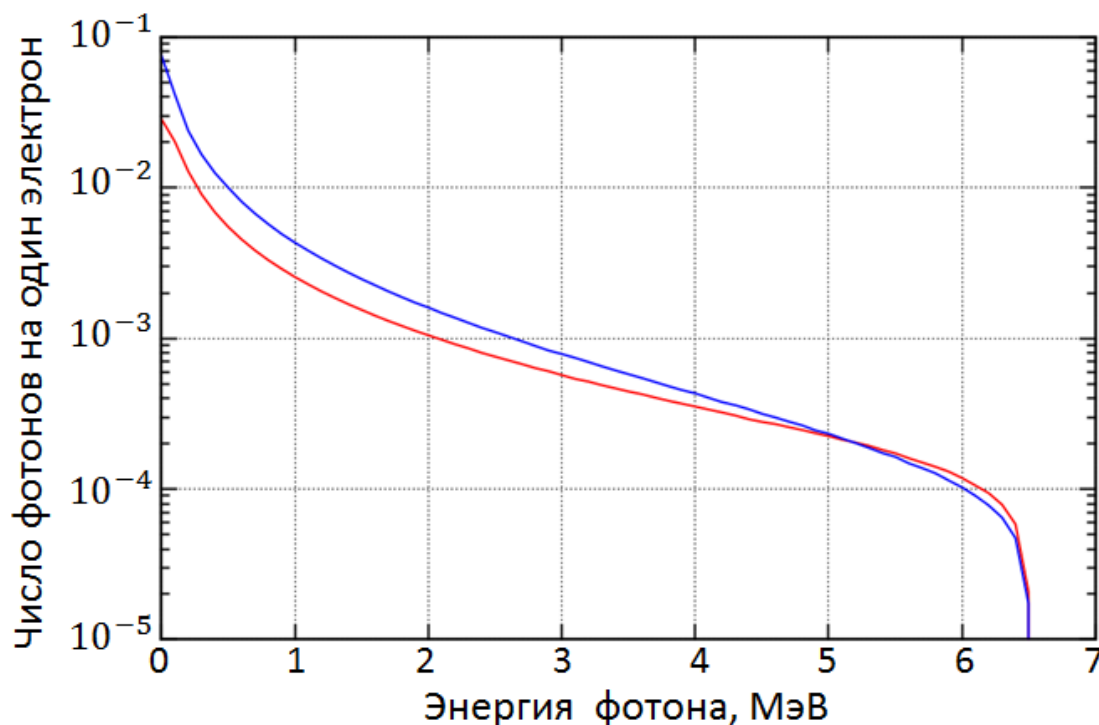


Рис. 7.5. Спектр тормозных фотонов, использованных в ЯРФ-экспериментах в НИИЯФ МГУ. Синяя линия – спектр без поглотителя, красная – с поглотителем.

Пучок тормозных фотонов после прохождения коллиматора направляется на исследуемую мишень (см. рис. 7.6). Резонансно рассеянные ядрами мишени фотоны регистрируются Ge-детектором, охлажденным до температуры жидкого азота. Детектор с криостатом окружены защитой из свинца и бетона. Размер детекторного узла с защитой примерно  $1\text{м}\times 1\text{м}\times 1\text{м}$ .

В качестве ускорителя электронов для ЯРФ-экспериментов в НИИЯФ МГУ использовался инжектор разрезного микротрона (Race Track Microtron – RTM) непрерывного действия с проектной энергией 175 МэВ. Основные параметры этого ускорителя-инжектора приведены в нижней строке таблицы 6. Пучок электронов от этого ускорителя после поворота на  $180^\circ$  и формирования тормозного  $\gamma$ -пучка направлялся к установке для исследования ЯРФ, изображенной на рис. 7.6. Схема ускорителя-инжектора и

расположение относительно него установки для регистрации резонансно рассеянных фотонов показаны на рис. 7.7.

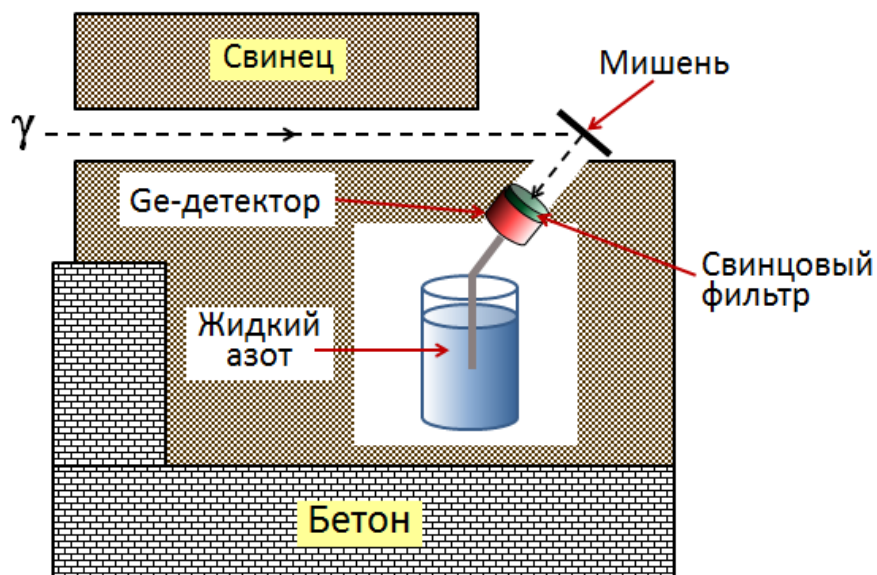


Рис. 7.6. Установка для регистрации резонансно рассеянных фотонов Ge-детектором.

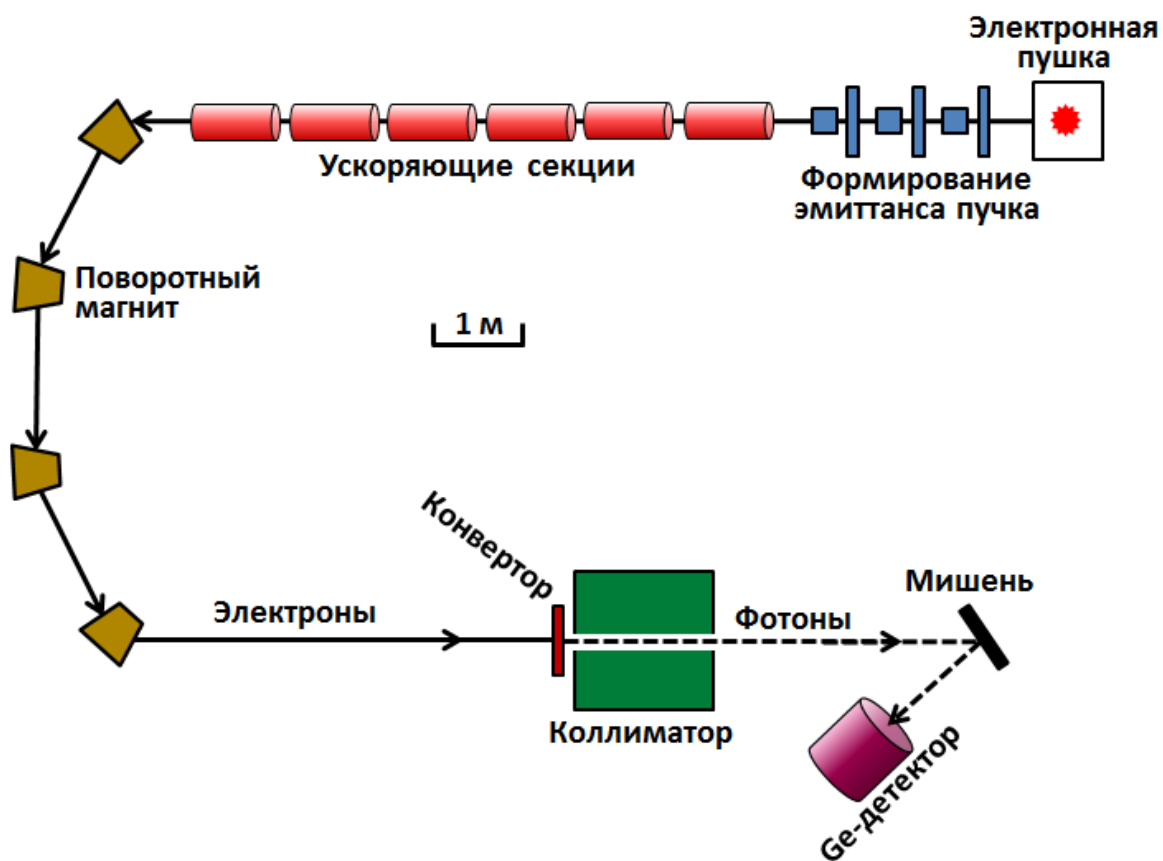


Рис. 7.7. Схема ускорителя-инжектора RTM НИИЯФ МГУ и расположение установки для ЯРФ-экспериментов.

На рис. 7.8 показан спектр резонансно рассеянных фотонов, полученный на описываемой установке НИИЯФ МГУ от мишени  $^{11}_5\text{B}$ .

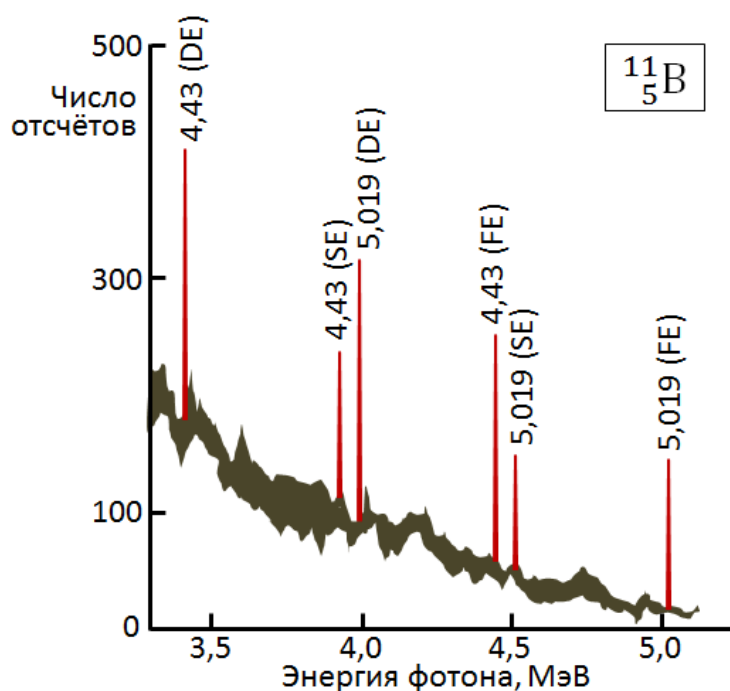


Рис. 7.8. Спектр фотонов, полученный на ЯРФ-установке НИИЯФ МГУ от мишени  $^{11}_5\text{B}$ . Использовался Ge(HP)-детектор с относительной эффективностью 10%. Указаны энергии  $\gamma$ -линий в МэВ.

На рис. 7.9 показан спектр фотонов, полученный в одном из ЯРФ-экспериментов на ускорителе Dynamitron (Штуттгарт).

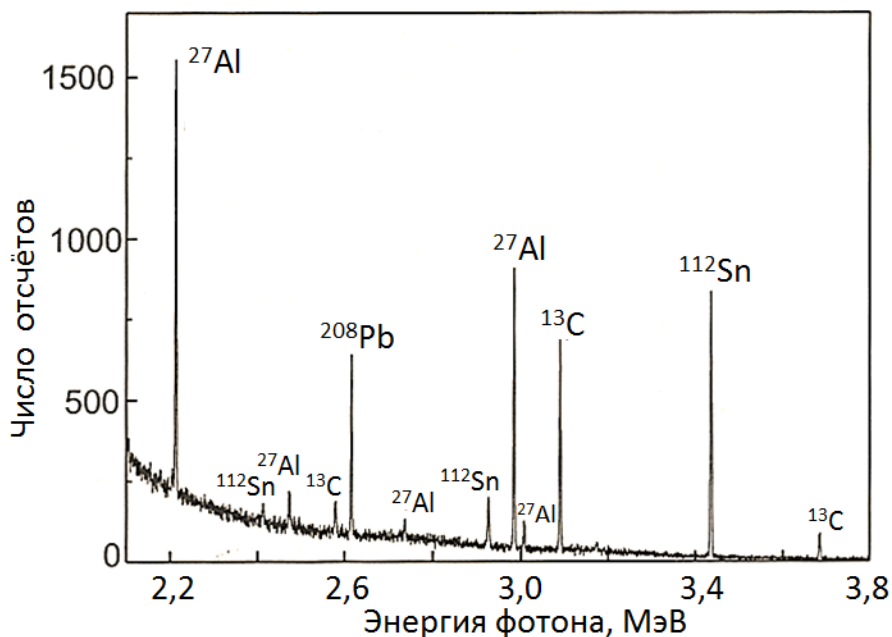


Рис. 7.9. Один из спектров фотонов, полученный в ЯРФ-эксперименте на ускорителе Dynamitron (Штуттгарт). Указаны ядра, являющиеся источниками соответствующих  $\gamma$ -линий.

## *Системы из нескольких германиевых детекторов. EUROBALL Cluster detector*

Для увеличения эффективности регистрации ЯРФ-фотонов с сохранением высокого энергетического разрешения используют системы из нескольких германиевых детекторов, собранных в единый узел. Такие системы были разработаны и созданы в связи с реализацией европейского проекта EUROBALL и программы Gammasphere (USA), направленных на изучение редких и неожиданных ядерных явлений. Соответствующие установки представляют собой объединение большого числа крупных (с относительной эффективностью 60-80%) HPGe-детекторов, перекрывающих практически всё пространство вокруг исследуемой мишени. Так установка EUROBALL состоит из 239 германиевых детекторов с полной эффективностью в фотопике около 10%. Таким образом, в среднем каждый десятый фотон, вылетающий из мишени, будет зарегистрирован этой установкой. Для сравнения отметим, что эффективность EUROBALL примерно на два порядка превышает эффективность детектора, которому посвящены рис. 6.10 и 6.13.

Каждый детекторный узел, входящий в состав EUROBALL, состоит из нескольких идентичных германиевых кристаллов, тесно прижатых друг к другу и размещённых в одном криостате. Сигналы от каждого кристалла суммируются, в том числе сигналы, обусловленные рассеянием между двумя или более соседними кристаллами. Использовались детекторные узлы из четырёх кристаллов (так называемый, Clover detector, рис. 7.10) и семи кристаллов (Cluster detector, рис. 7.11). В состав EUROBALL входит 26 Clover-детекторов и 15 Cluster-детекторов.

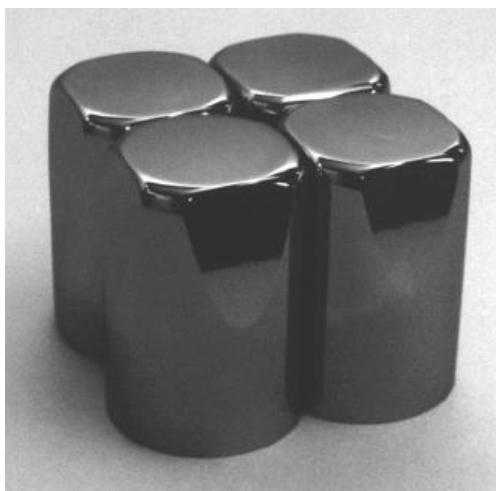


Рис. 7.10. Узел из четырёх коаксиальных германиевых кристаллов n-типа (Clover detector). Каждый кристалл имеет диаметр  $\approx 5$  см и длину  $\approx 7$  см.



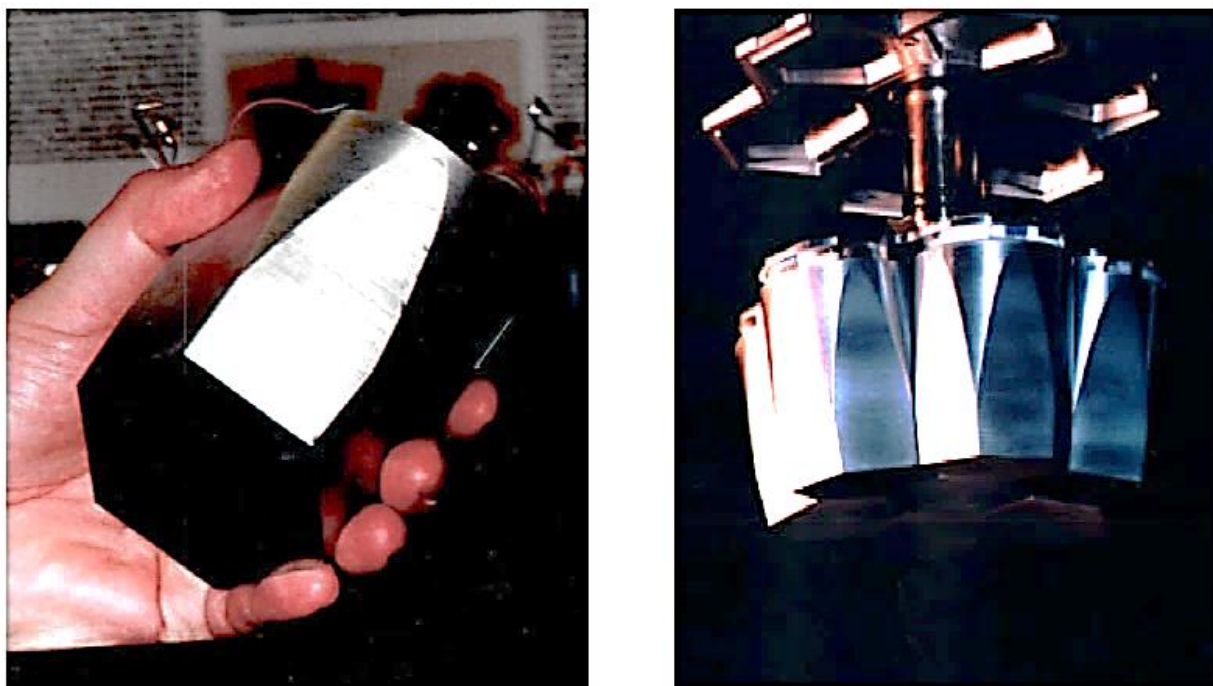


Рис. 7.11. Узел из семи германиевых кристаллов (Cluster detector).  
Каждый кристалл имеет внешний диаметр  $\approx 6,5$  см, длину  $\approx 7,8$  см и относительную эффективность  $\approx 60\%$ .

В ЯРФ-экспериментах на ускорителе S-DALINAC (Дармштадт) использовался именно Cluster detector. Германиевые кристаллы, составляющие Cluster detector, имеют гексагональную, слегка суживающуюся форму. Схематический вид этого детектора со стороны мишени показан на рис. 7.12. Семикристалльный Cluster detector эквивалентен одному германиевому кристаллу объемом около  $2000 \text{ см}^3$ .

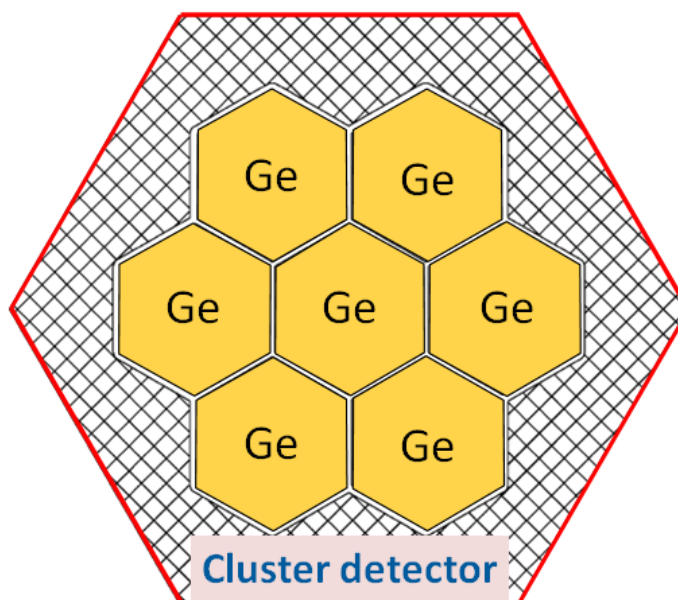


Рис. 7.12. Фронтальный вид Cluster-детектора, состоящего из семи германиевых кристаллов.

Рис. 7.13. демонстрирует возможности Cluster-детектора в сравнении с одним из семи гексагональных германиевых детекторов, которые составляют Cluster-детектор. На рисунке для сравниваемых детекторов показаны спектры фотонов из реакции  $^{140}\text{Ce}(\gamma, \gamma')$  в диапазоне 3-7 МэВ. Эффективность Cluster-детектора в районе 5-6 МэВ приблизительно в 6 раз выше эффективности отдельного германиевого кристалла. Кроме того, фон при использовании Cluster-детектора заметно меньше и более пологий, особенно при энергиях ниже 4 МэВ.

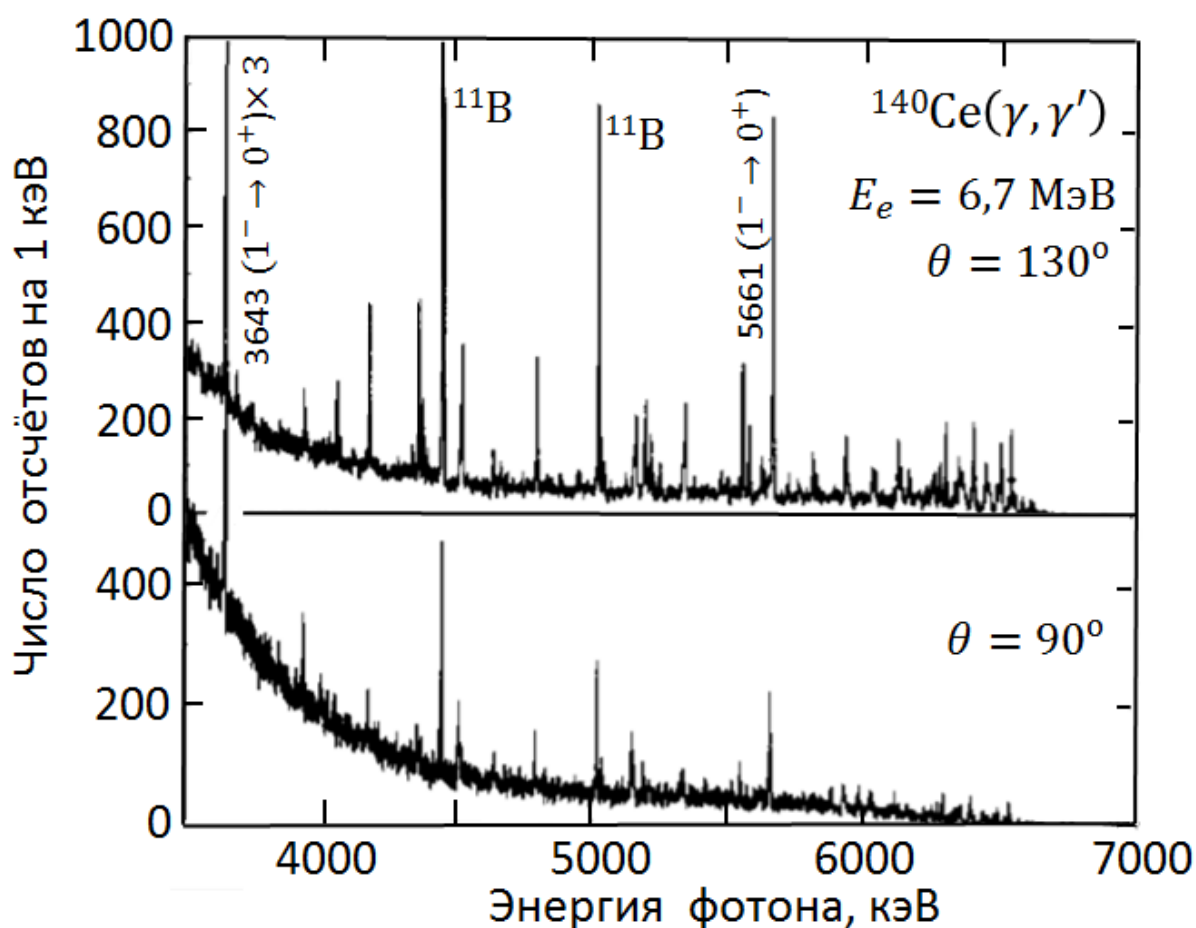


Рис. 7.13. Сравнение  $^{140}\text{Ce}(\gamma, \gamma')$ -спектров, полученных с помощью семикристального Cluster-детектора (верхний рисунок) и однокристального детектора (нижний рисунок). Линии, принадлежащие ядру  $^{11}\text{B}$ , используются для калибровки.

### **Ускоритель НИИЯФ МГУ для ЯРФ-экспериментов**

Как уже упоминалось, для ЯРФ-экспериментов в НИИЯФ МГУ использовался линейный ускоритель электронов непрерывного действия с энергией 6,6 МэВ (таблица 6). Его основные характеристики даны в таблице 7. Этот ускоритель должен был исполнять роль инжектора более крупного

электронного ускорителя непрерывного действия – разрезного микротрона (Moscow CW RTM) с максимальной энергией 175 МэВ.

Таблица 7

Характеристики ускорителя-инжектора электронов непрерывного действия  
НИИЯФ МГУ

Максимальная энергия электронов	6,6 МэВ
Фактор заполнения рабочего цикла, $D$	100%
Относительный энергетический разброс	$\pm 3 \cdot 10^{-3}$
Фазовая длина электронных сгустков (банчей)	$6^\circ \pm 2^\circ$
Частота следования банчей	2450 МГц
Максимальный средний ток	1 мА
Нормализованный поперечный эмиттанс	$< 5 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$

Одним из важных для ЯРФ-экспериментов преимуществ описываемого ускорителя-инжектора являлся малый поперечный разброс электронного пучка и отсутствие гало, что позволяло располагать детектирующую установку вблизи оси пучка, увеличивая тем самым скорость набора статистики. На рис. 7.14 дана фотография электронного пучка на выходе ускорителя инжектора.

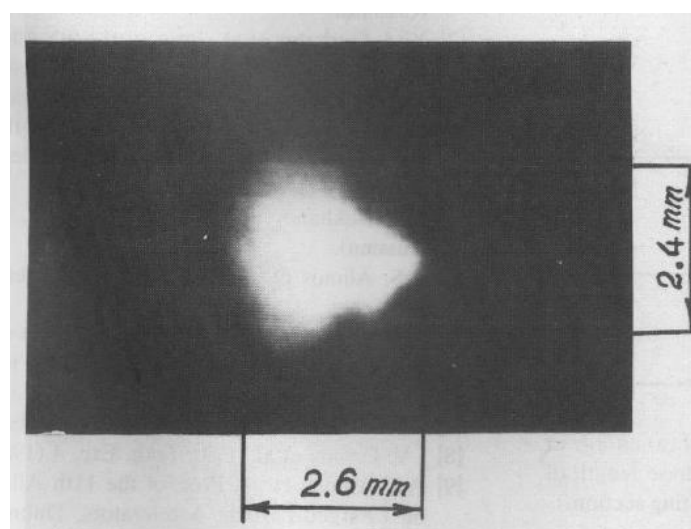


Рис. 7.14. Фотография электронного пучка на выходе ускорителя-инжектора.  
Энергия электронов 6,2 МэВ.

Пучок электронов после поворота на  $180^\circ$  направлялся к установке для ЯРФ-экспериментов (см. рис. 7.7).

Приведём для полноты картины и проектные характеристики большого электронного ускорителя Moscow CW RTM (таблица 8). Этот проект не был реализован.

Таблица 8

## Основные проектные параметры Moscow CW RTM

Энергия инъекции	6 МэВ
Энергия главного ускорителя (и прирост за одно прохождение)	6 МэВ
Число проходов	27
Энергия на выходе	24–175 МэВ
Фактор заполнения рабочего цикла, $D$	100%
Относительный энергетический разброс	$10^{-3}$ – $10^{-4}$
Поперечный эмиттанс пучка	0,05 мм·мрад
Максимальный ток пучка	100 мкА
Расстояние между двумя поворотными магнитами	10 м
Вес каждого поворотного магнита	18 т
Длина линейного ускорителя	6,24 м
Число клистронов	12+1
Частота следования банчей	2450 МГц

План-схема Moscow CW RTM приведена на рис. 7.15.

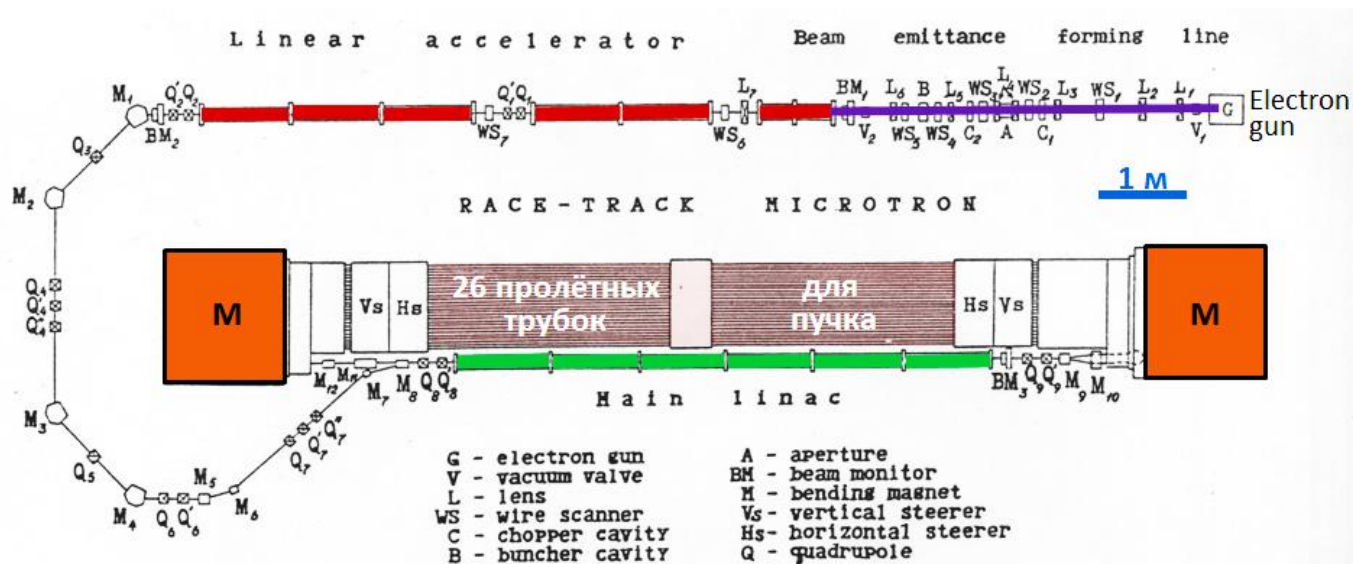


Рис. 7.15. План-схема Moscow CW RTM. Красным выделен ускоритель-инжектор, зелёным – главный ускоритель, фиолетовым – линия формирования эмиттанса пучка, оранжевым – поворотные магниты.

Непрерывный режим ускорения обеспечивается ускорителем-инжектором и главным ускорителем. Пройдя последовательно эти два ускорителя, электроны приобретают энергию  $(6 + 6)$  МэВ = 12 МэВ. После первого ускорения в главном ускорителе пучок отражается и проходит главный ускоритель в обратном направлении, достигая в конце его энергии 18 МэВ. Дальнейший подъём энергии осуществляется многократным



возвратом пучка в главный ускоритель, что каждый раз увеличивает энергию пучка на 6 МэВ. Этот возврат пучка в главный ускоритель достигается последовательными поворотами на  $180^\circ$  в двух постоянных магнитах. При каждом цикле прироста энергии на 6 МэВ электронный пучок движется между поворотными магнитами внутри своей пролётной трубки. Осуществив ещё 26 проходов через главный ускоритель, электроны достигают энергии  $\approx 175$  МэВ.

Ускоритель-инжектор, как и главный ускоритель, являются линейными ускорителями, состоящими из 6-ти одинаковых ускорительных секций каждый. Одна секция обеспечивает прирост энергии в 1 МэВ. В ускоритель-инжектор электроны поступают с энергией 100 кэВ из линии формирования эмиттанта пучка (см. рис. 7.7 и 7.15), где происходит «нарезка» электронного пучка от электронной пушки на отдельные сгустки (банчи), следующие друг за другом с частотой 2450 МГц.

На рисунках 7.16-7.20 приведены фотографии макета ускорителя и его отдельных узлов.

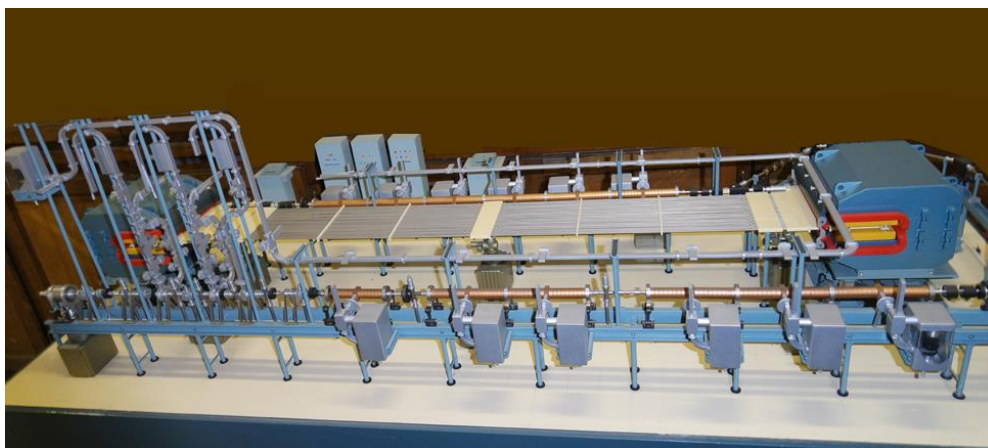


Рис. 7.16. Moscow CW RTM со стороны ускорителя-инжектора.

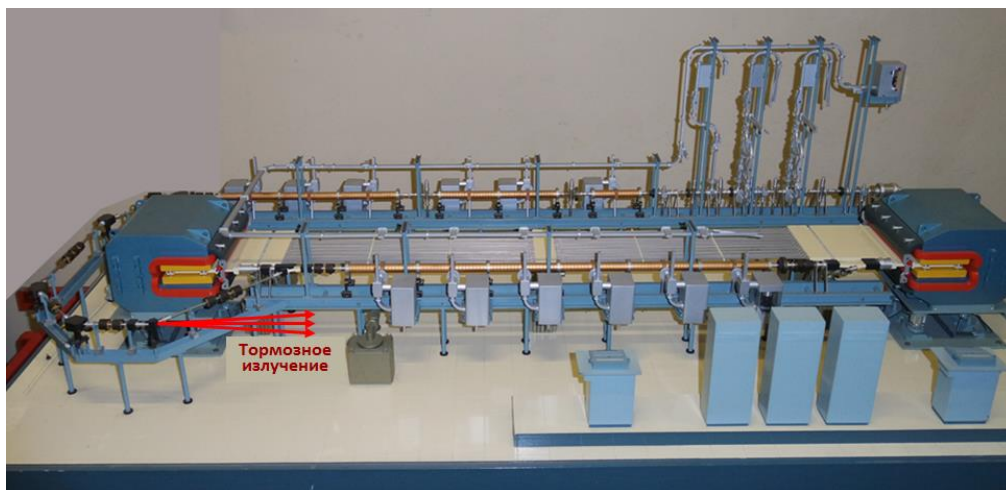


Рис. 7.17. Moscow CW RTM со стороны главного ускорителя. Показано место формирования тормозного излучения для ЯРФ-экспериментов.



Рис. 7.18. Линия формирования эмиттанса пучка.

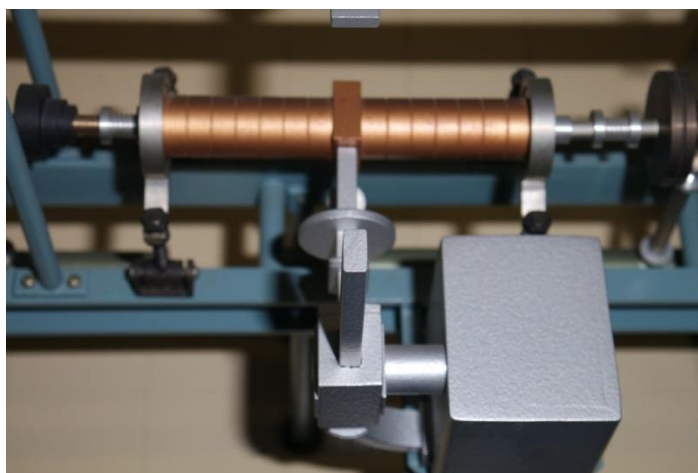


Рис. 7.19. Ускорительная секция.

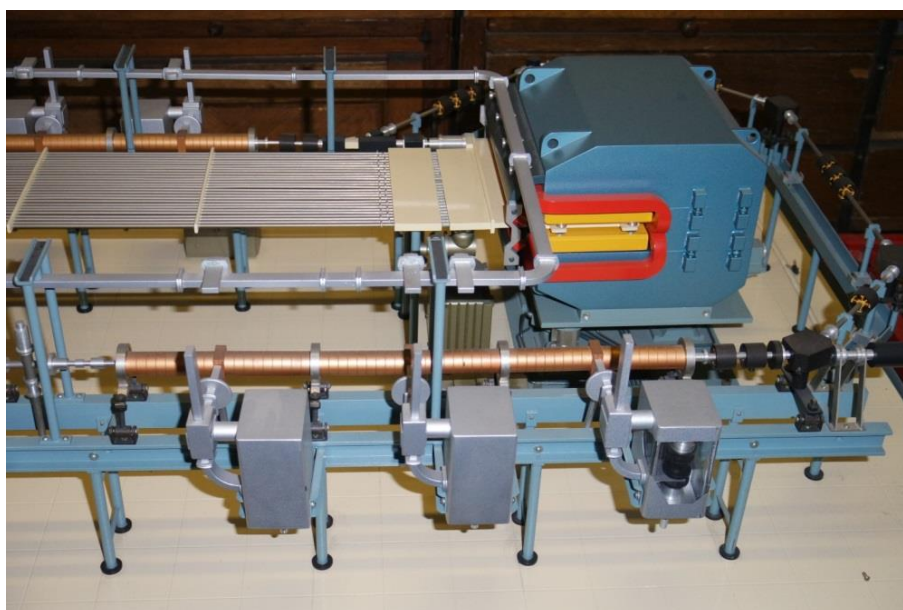


Рис. 7.20. Три последние ускорительные секции ускорителя-инжектора, участок поворота пучка от ускорителя-инжектора, поворотный магнит и пролётные трубки.



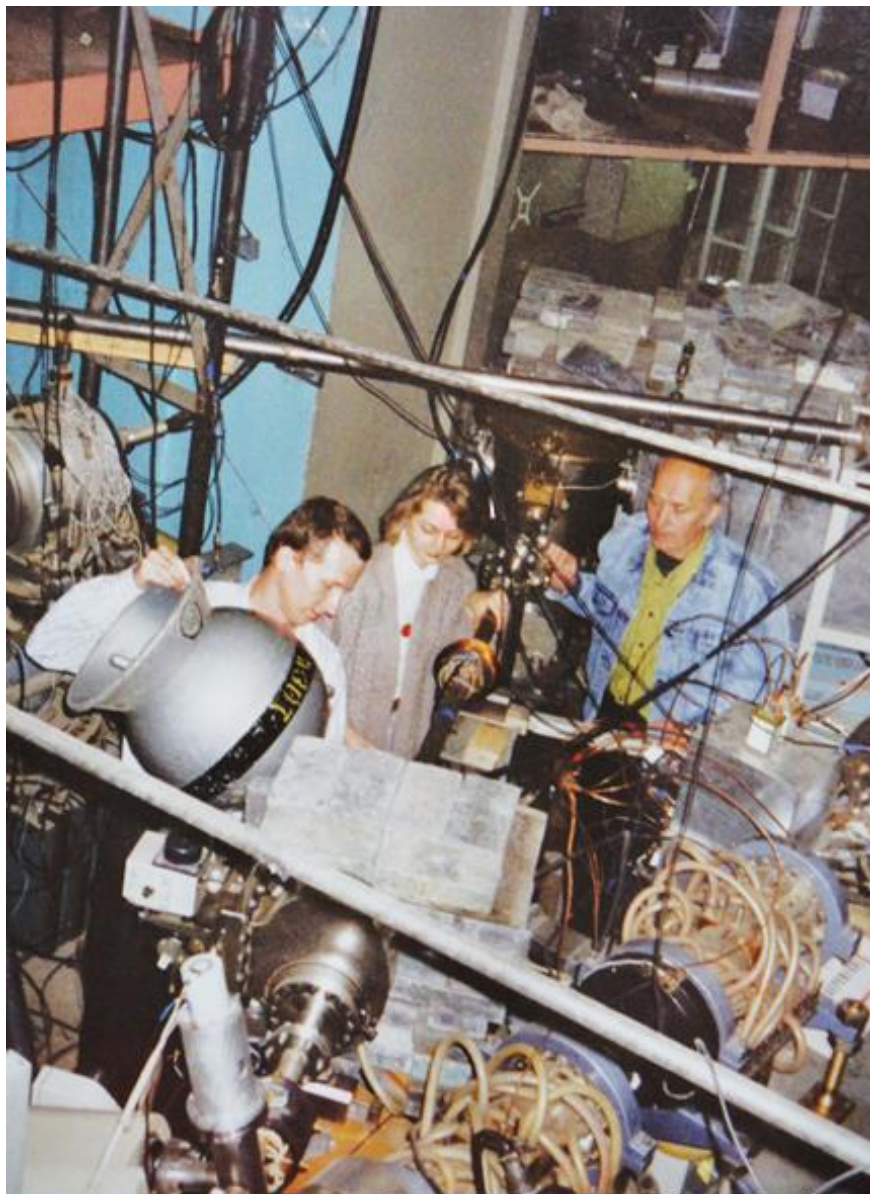


Рис. 7.21. Доцент Е.В. Широков, студентка С. Бородина и профессор И.М. Капитонов за подготовкой ЯРФ-эксперимента на установке ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ.

## Глава 8. Эксперимент по самопоглощению

Обратимся к основной формуле эксперимента по рассеянию (44). Для того чтобы ей воспользоваться, необходимо знать:

1.  $N_0(E_r)$  – число фотонов в падающем пучке,
2.  $\varepsilon(E')$  – эффективность регистрации рассеянных фотонов,
3.  $W(\theta)$  – угловое распределение рассеянных фотонов, зависящее от их мультипольности,
4.  $\Delta\Omega$  – телесный угол регистрации фотонов.

Значения всех этих величин заранее не известны с необходимой точностью. Особенно это относится к абсолютному числу фотонов  $N_0(E_r)$  в падающем пучке. Для того чтобы получить произведение  $S(E) = N_0(E_r) \cdot \varepsilon(E') \cdot \Delta\Omega$  как функцию энергии ( $W(\theta)$  считаем известным), используют трудоёмкую процедуру калибровки установки по «эталонным» (опорным) уровням, описанную в Главе 5. При этом проблема достижения высокой точности конечного результата часто остаётся нерешённой.

В то же время существует «абсолютный» метод определения ширины  $\Gamma$  (или времени жизни) ядерного уровня, для которого не требуется знания указанных выше величин или использования иных громоздких процедур. Этот метод основан на эффекте уменьшения числа резонансно рассеянных фотонов за счёт предварительного прохождения тормозного излучения через поглотитель, изготовленный из того же материала, что и рассеиватель (такой поглотитель называют «резонансным»). Действие резонансного рассеяния в этом поглотителе приводит к снижению числа фотонов в тормозном пучке с энергией, равной энергии резонанса. Поэтому после попадания такого пучка на рассеиватель число рассеянных им в детектор резонансных фотонов также уменьшится. Величина уменьшения однозначно определяется характеристиками резонанса и, в частности, его шириной, которая может быть найдена в описанном эксперименте. Такой эксперимент называют *экспериментом по самопоглощению*.

Поясним идею и реализацию эксперимента по самопоглощению применительно к задаче исследования этим методом чистой ЯРФ на уровне  $1^+$  с энергией 3,449 МэВ ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ . Спектр соответствующих резонансно рассеянных фотонов в районе этого уровня показан на рис. 8.1.



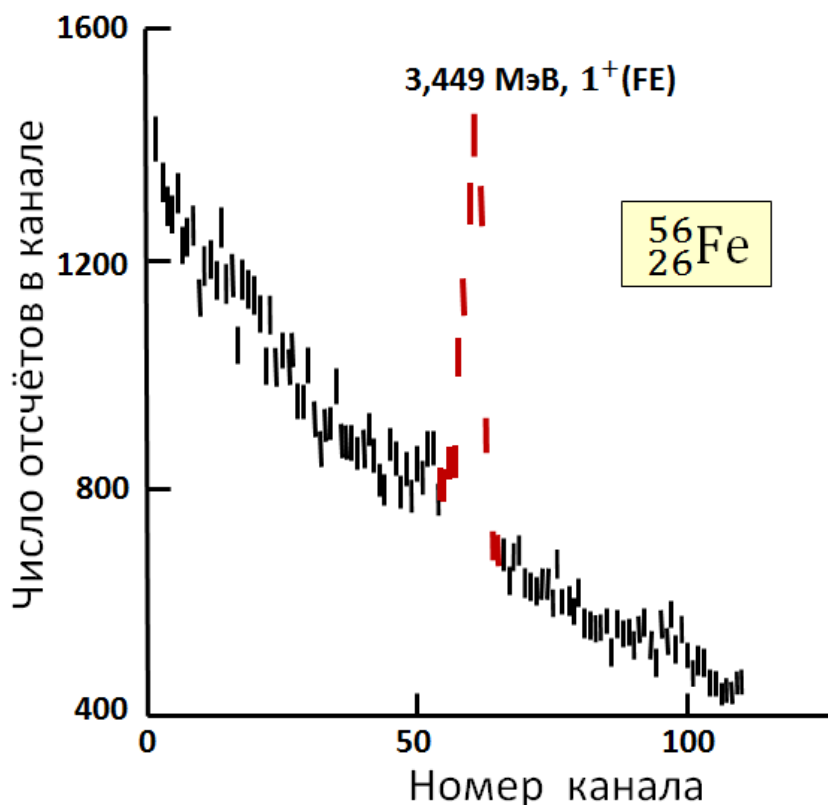


Рис. 8.1. Спектр резонансно рассеянных фотонов в районе уровня  $1^+$  с энергией 3,449 МэВ ядра  $^{56}_{26}\text{Fe}$ , измеренный на установке НИИЯФ МГУ.

Рисунок 8.2 показывает, в чём отличие стандартной постановки ЯРФ-эксперимента (левая часть рисунка) от эксперимента по самопоглощению (правая часть рисунка).

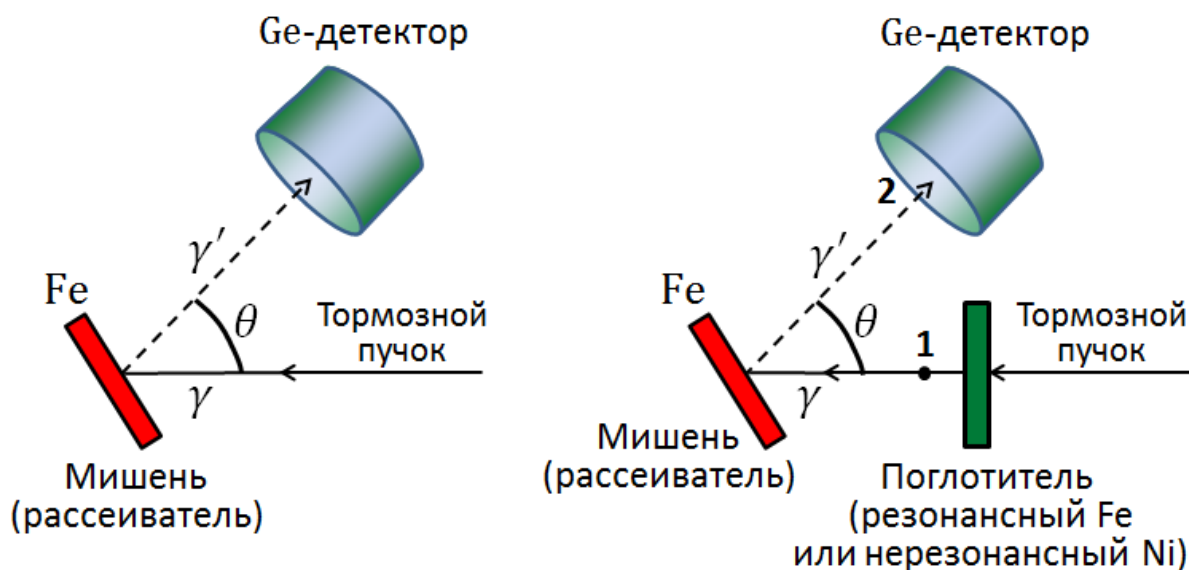


Рис. 8.2. Слева – схема традиционного ЯРФ-эксперимента, справа – схема эксперимента по самопоглощению.

Перекрывая поглотителем из железа тормозной пучок и помещая сразу за ним в прямом пучке (в точке 1 правой части рис. 8.2)  $\gamma$ -спектрометр, получим ослабленный тормозной спектр с «провалом» в этом спектре при энергии 3,449 МэВ, соответствующий интенсивному резонансному рассеянию первичных  $\gamma$ -квантов с данной энергией. Качественная картина спектра в точке 1 отмечена термином «поглощение» в верхней части рис. 8.3.

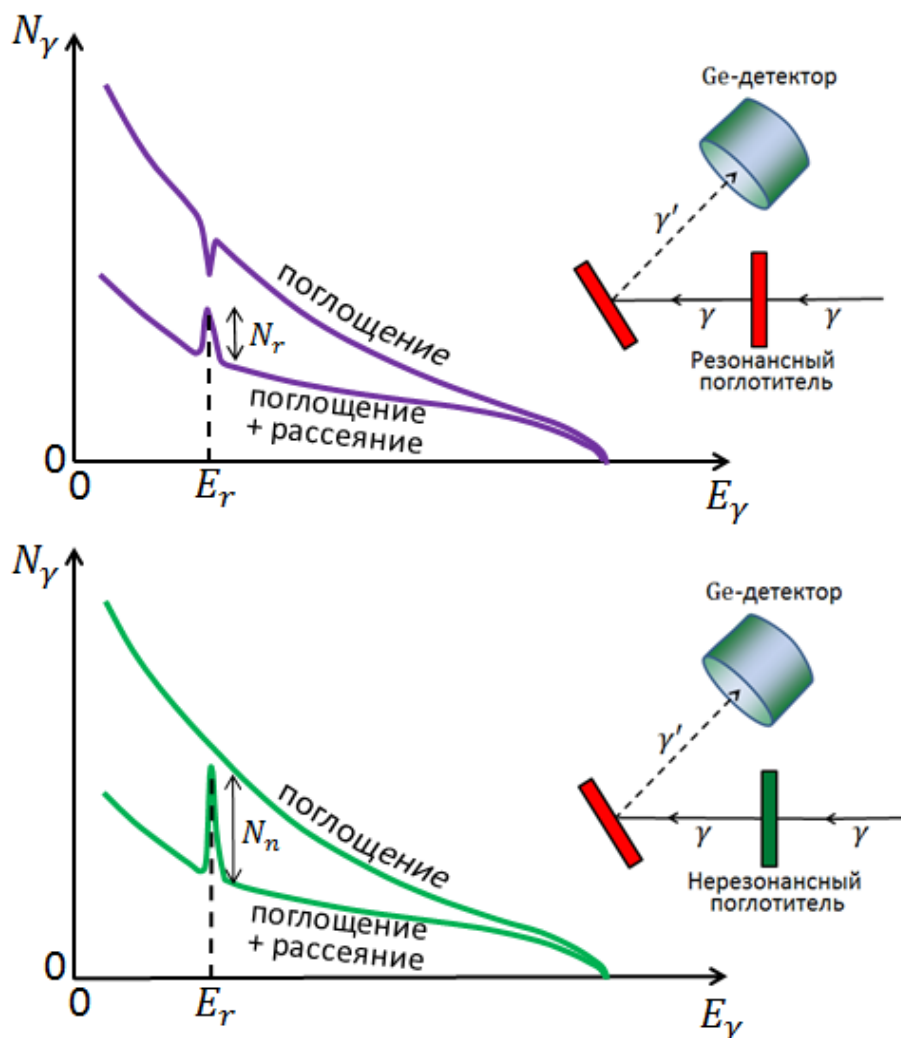


Рис. 8.3. Иллюстрация влияний на форму тормозного спектра резонансного (верхняя часть рисунка) и нерезонансного (нижняя часть рисунка) поглотителей.

Если вместо резонансного поглотителя (Fe) тормозной спектр перекрыть нерезонансным (например, никелем), т. е. поглотителем, у которого в исследуемой области энергий нет резонанса, то с помощью того же  $\gamma$ -спектрометра в точке 1 получим плавно спадающий ослабленный тормозной спектр без «провала», отмеченный термином «поглощение» в нижней части рис. 8.3.

Имея спектр, отмеченный термином «поглощение» в верхней части рис. 8.3, можно получить ширину  $\Gamma$  исследуемого уровня 3,449 МэВ. Однако, из-за сильного фона нельзя поместить  $\gamma$ -спектрометр непосредственно в тормозной пучок (в точку 1). Прошедшее через поглотитель тормозное излучение предварительно рассеивают на мишени из материала резонансного поглотителя (в данном случае – Fe), а  $\gamma$ -спектрометр располагают так, как в обычном ЯРФ-эксперименте, т. е. в стороне от прямого тормозного пучка (в точке 2). То, что при этом покажет  $\gamma$ -спектрометр в точке 2 в экспериментах с резонансным и нерезонансным поглотителями, содержащими одинаковое количество ядер на пути тормозного пучка, показано кривыми, отмеченными словосочетанием «поглощение + рассеяние» соответственно в верхней и нижней частях рис. 8.3. Эти кривые отличаются только величиной резонансного пика с энергией  $E_r = 3,449$  МэВ. В случае нерезонансного поглотителя (нижняя часть рис. 8.3) этот пик больше, т. е. мишень рассеяла в сторону  $\gamma$ -спектрометра больше фотонов с энергией 3,449 МэВ. Это и понятно, потому что на мишень в этом случае упало больше фотонов с указанной энергией (сравни спектры «поглощение» в верхней и нижней частях рис. 8.3). Уменьшение пика с энергией 3,449 МэВ в спектре «поглощение + рассеяние» в верхней части рис. 8.3 по сравнению с нижней обусловлено «провалом» в спектре «поглощение». Этот «провал», как уже отмечалось ранее, вызван резонансным поглощением фотонов с энергией 3,449 МэВ в резонансном поглотителе. Последний эффект отсутствует в случае нерезонансного поглотителя.

Основной величиной, измеряемой в эксперименте по самопоглощению, является «коэффициент самопоглощения» (или просто «самопоглощение»)  $R$ :

$$R = 1 - \frac{N_r}{N_n}, \quad (77)$$

где  $N_r$  и  $N_n$  – числа рассеянных мишенью фотонов соответственно в экспериментах с резонансным и нерезонансным поглотителями. С учётом дополнительного ослабления потока фотонов в веществе поглотителей в случае чистой ЯРФ ( $E' = E_r$ ) для  $N_n$  и  $N_r$  имеем (см. формулу (44)):

$$N_n = N_0(E_r) \cdot \varepsilon(E_r) \cdot \nu \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} \cdot \Delta\Omega \int_{\text{рез.}}^{\text{по}} \sigma_0^{Ds}(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} \cdot e^{-\nu_n \sigma_{at}^n(E_r)} dE,$$

$$N_r = N_0(E_r) \cdot \varepsilon(E_r) \cdot \nu \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} \cdot \Delta\Omega \int_{\text{рез.}}^{\text{по}} \sigma_0^{Ds}(E) \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} \cdot e^{-\nu_r [\sigma_{nucl}^D(E) + \sigma_{at}^r(E_r)]} dE,$$

где  $\nu$ ,  $\nu_r$  и  $\nu_n$  – количества ядер на единицу облучаемой площади соответственно – мишени (рассеивателя), резонансного и нерезонансного поглотителей, а  $\sigma_{at}^n$  и  $\sigma_{at}^r$  – атомные сечения нерезонансного и резонансного

поглотителей. Эти сечения практически не меняются в узкой области энергий, отвечающей ядерному резонансу, и множители  $e^{-\nu_n \sigma_{at}^n(E_r)}$  и  $e^{-\nu_r \sigma_{at}^r(E_r)}$  в записанных выше выражениях для  $N_n$  и  $N_r$  можно вынести за знак интеграла. Тогда, проведя очевидные сокращения, получим

$$R = \frac{N_n - N_r}{N_n} = 1 - \frac{N_r}{N_n} = \frac{\int \sigma_0^{Ds} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} \left[ 1 - e^{-\nu_r [\sigma_{nucl}^D(E) + \sigma_{at}^r(E_r)] + \nu_n \sigma_{at}^n(E_r)} \right] dE}{\int \sigma_0^{Ds} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} dE}. \quad (78)$$

Напомним, что для симметрично ориентированной мишени

$$\alpha(E, E_r) = \nu [\sigma_{nucl}^D(E) + 2\sigma_{at}(E_r)].$$

Подбирая толщины поглотителей, можно сравнивать эффекты атомного поглощения для резонансного и нерезонансного поглотителей

$$\nu_n \sigma_{at}^n(E_r) = \nu_r \sigma_{at}^r(E_r)$$

и компенсировать эти эффекты в формуле (78). Тогда

$$R = \frac{\int \sigma_0^{Ds} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} \left[ 1 - e^{-\nu_r \sigma_{nucl}^D(E)} \right] dE}{\int \sigma_0^{Ds} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha(E, E_r)}}{\alpha(E, E_r)} dE}. \quad (79)$$

Для тонкой мишени и тонкого поглотителя ( $\alpha \ll 1$  и  $\nu_r \sigma_{nucl}^D \ll 1$ ) имеем

$$R_{\text{тонкое}} = \frac{\nu_r \int \sigma_0^{Ds} \cdot \sigma_{nucl}^D(E) dE}{\int \sigma_0^{Ds} dE}. \quad (80)$$

Для лёгких и средних ядер ( $A < 100$ ) соотношение между шириной  $\Gamma$  ядерного резонанса и доплеровской шириной  $\Delta$  при комнатной температуре как правило таково (см. таблицу 4), что  $\Delta \gg \Gamma$ . В этом случае более детальное рассмотрение выражения (80) приводит к следующему соотношению (без доказательства):

$$R_{\text{тонкое}} = \nu_r \sqrt{\frac{\pi^3}{2}} \cdot \chi^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{\Delta}, \quad (81)$$

где  $g = \frac{1}{2} \cdot \frac{2J_r + 1}{2J_0 + 1}$  — статистический фактор (см. Главу 2). Выражение (81) применимо к чистой ЯРФ, когда  $E' = E_r$ . Таким образом, измеряя  $R$ , легко получить  $\Gamma_0$ , поскольку  $\nu_r$  задано толщиной резонансного поглотителя,  $\chi$  — энергией резонансного уровня  $E_r$ , а спины  $J_0$  и  $J_r$  (как правило) известны. Величина  $\Delta$  легко рассчитывается.

Метод самопоглощения был использован в НИИЯФ МГУ для определения ширины (времени жизни) уровня с энергией 3,449 МэВ ядра  $^{56}_{26}\text{Fe}$  (рис. 8.1). Схема постановки эксперимента соответствовала рисунку 8.3. Изучалась чистая ЯРФ. Мишенью служил металлический железный диск естественного изотопного состава диаметром 4 см и толщиной  $2,39 \text{ г/см}^2$ . Такой же диск исполнял роль резонансного поглотителя. Роль нерезонансного поглотителя исполнял диск металлического никеля диаметром 4 см и толщиной  $2,31 \text{ г/см}^2$ , который в плане атомного поглощения был идентичен железному диску. Угол  $\theta$  был равен  $53^\circ$ . Мишень была симметрично ориентированной. Средний ток электронного пучка в процессе эксперимента был примерно 15 мкА. Общее время набора статистики с резонансным поглотителем (Fe) составило 22 часа, с нерезонансным (Ni) – 6 часов. Соответственно дозы в единицах заряда, полученного конвертором, были 1,05 Кл и 0,25 Кл. Соответствующие спектры представлены на рис. 8.4. Они приведены к одной дозе 1,05 Кл. Энергетическое разрешение составило 8-9 кэВ для линии 3,449 кэВ. Использовался HPGe-детектор с относительной эффективностью 10%. Он располагался в 30 см от оси тормозного пучка.

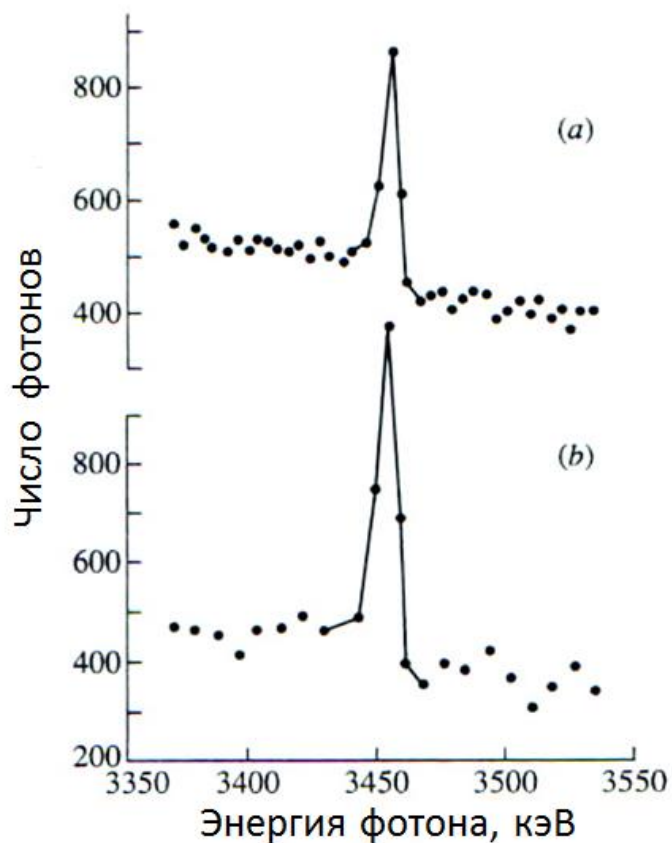


Рис. 8.4. Спектры резонансно рассеянных фотонов мишенью  $^{56}_{26}\text{Fe}$  для резонансного (a) и нерезонансного (b) поглотителей.

Рисунок 8.4 демонстрирует эффект самопоглощения, так как при одинаковом уровне фоновой подложки пик с энергией 3,449 МэВ выделяется гораздо сильнее для случая нерезонансного поглотителя (b).

Из спектров, приведённых на рис. 8.4 было найдено

$$R = 0,49^{+0,02}_{-0,04}. \quad (82)$$

Поскольку мишень и поглотители не были тонкими, то вместо выражения (81) необходимо было использовать выражение (79). Его правая часть находилась численным интегрированием со следующими входящими в него известными величинами:  $\Delta = 3,6$  эВ,  $J_r = 1$ ,  $\Gamma_0/\Gamma = 0,77 \pm 0,02$  и  $\sigma_{at}(E_r) = 3,2$  б. В результате численного интегрирования была найдена зависимость  $R$  от величины  $\Gamma/\Delta$ . Она показана на рис. 8.5 чёрной линией. Найденному экспериментально значению  $R = 0,49$  отвечает величина  $\Gamma/\Delta = 0,0330 \pm 0,0028$ . Откуда с учётом  $\Delta = 3,6$  эВ имеем  $\Gamma = 0,118 \pm 0,010$  эВ или для времени жизни исследуемого уровня 3,449 МэВ – значение  $t_{1/2} = 3,81 \pm 0,32$  фс.

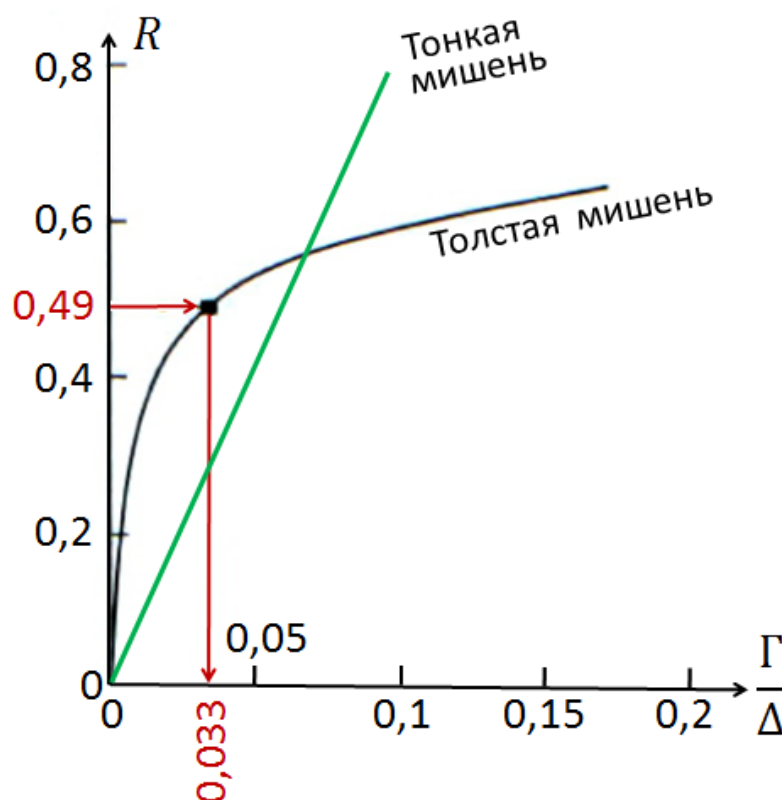


Рис. 8.5. Зависимость величины  $R$  от  $\Gamma/\Delta$ , рассчитанная для эксперимента по самопоглощению на уровне 3,449 МэВ ядра  $^{56}_{26}\text{Fe}$ , выполненного в НИИЯФ МГУ (толстая мишень). Показана также линия, соответствующая эксперименту с тонкой мишенью.

## Глава 9. Определение мультипольности гамма-переходов в ЯРФ-экспериментах

ЯРФ-эксперименты позволяют установить мультипольность фотонов, участвующих в ядерных  $\gamma$ -переходах, и сделать заключение о спинах уровней, между которыми произошёл переход. Геометрия рассеяния поляризованных фотонов на неполяризованных ядрах мишени представлена на рис. 9.1.

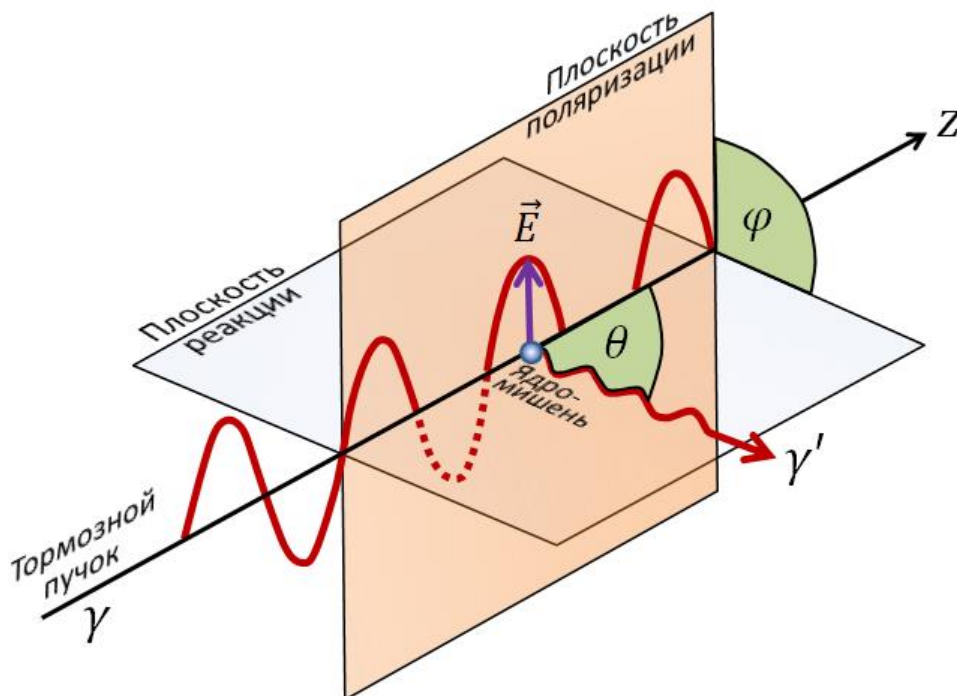


Рис. 9.1. Геометрия рассеяния поляризованных фотонов на неполяризованных ядрах мишени.

В случае поляризованных фотонов «угловая» вероятность  $W(\theta, \varphi)$  их рассеяния на неполяризованных ядрах зависит от двух углов:  $\theta$  – угла рассеяния (или полярного угла) и  $\varphi$  – азимутального угла (угла между плоскостями реакции и поляризации падающих фотонов). Для неполяризованных фотонов все углы  $\varphi$  равновероятны (т. е. имеет место азимутальная симметрия) и  $W$  перестает зависеть от  $\varphi$ :

$$W(\theta, \varphi) \rightarrow W(\theta).$$

Для определения мультипольности ядерного  $\gamma$ -перехода достаточно использование неполяризованного пучка тормозных фотонов. В этом случае для дифференциального сечения рассеяния фотонов на изолированном ядерном резонансе имеем формулу (13) (см. Главу 2):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\gamma, \gamma')}{d\Omega} &= \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma(\gamma, \gamma') dE = \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i(E) \cdot \sigma(\theta) dE = \\ &= (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi}. \end{aligned}$$

В дальнейшем ограничимся «чистой» ЯРФ, т. е. когда  $\gamma \equiv \gamma'$ . В этом случае

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma, \gamma')}{d\Omega} \right|_{\text{чистая ЯРФ}} = (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi}.$$

Вид функции  $W(\theta)$  в экспериментах с чётно-чётными ядрами (их спин-чётность в основном состоянии  $0^+$ ) однозначно определяет мультипольность рассеянного фотона, а значит и спин ядерного резонанса  $J_r$ ).

Принцип определения мультипольности рассеянного  $\gamma$ -излучения иллюстрируется рисунком 9.2. Излучатель, в данном случае дипольный, имеет диаграмму направленности (угловую интенсивность излучения)  $\sim \text{Sin}^2 \varphi$ . Исследуя угловую интенсивность излучения с помощью приёмника и убеждаясь, что она  $\sim \text{Sin}^2 \varphi = \frac{1}{2}(1 - \text{Cos}2\varphi)$ , устанавливают, что это излучение имеет дипольный характер, т. е. мультипольность  $J = 1$ . Излучения других мультипольностей имеют другие (и характерные для каждой мультипольности) угловые интенсивности, которые исследуются аналогичным способом с помощью приёмника, что позволяет идентифицировать мультипольность излучения.

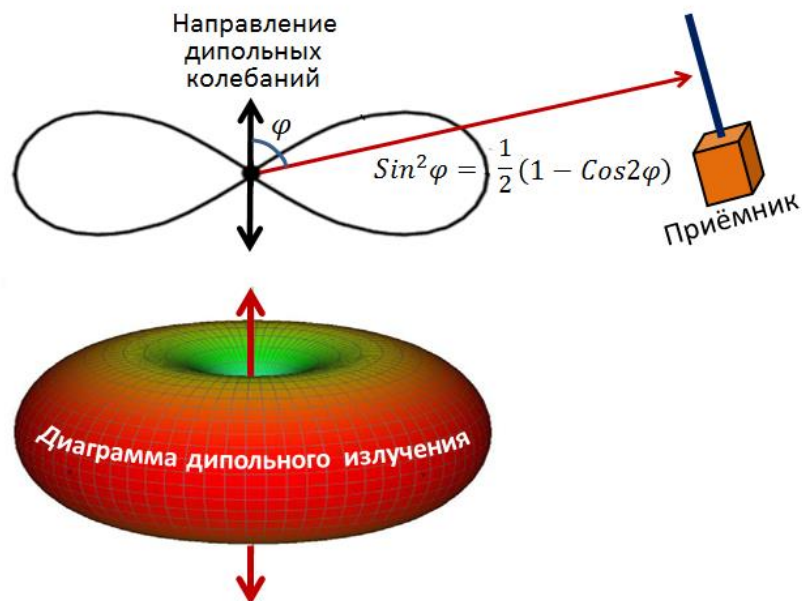


Рис. 9.2. Принцип определения мультипольности излучения на примере дипольного ( $J = 1$ ) излучения.



В ЯРФ-экспериментах роль излучателя играет возбуждённое фотонами и затем переизлучающее эти фотоны ядро, а роль приёмника – детектор рассеянного излучения.

В ЯРФ, как правило, фигурирует дипольное и квадрупольное излучение как наиболее вероятное. При этом для дипольного излучения  $J = 1$  и  $M$  (проекция  $J$  на ось  $z$ ) =  $0, \pm 1$ . Для квадрупольного излучения  $J = 2$  и  $M = 0, \pm 1, \pm 2$ .

Угловое распределение излучения  $W(\theta)$  зависит от  $J$  и  $M$ , т. е.  $W(\theta) \equiv W_{JM}(\theta)$ . Диаграммы дипольного и квадрупольного излучения для всех проекций  $M$  приведены на рис. 9.3.

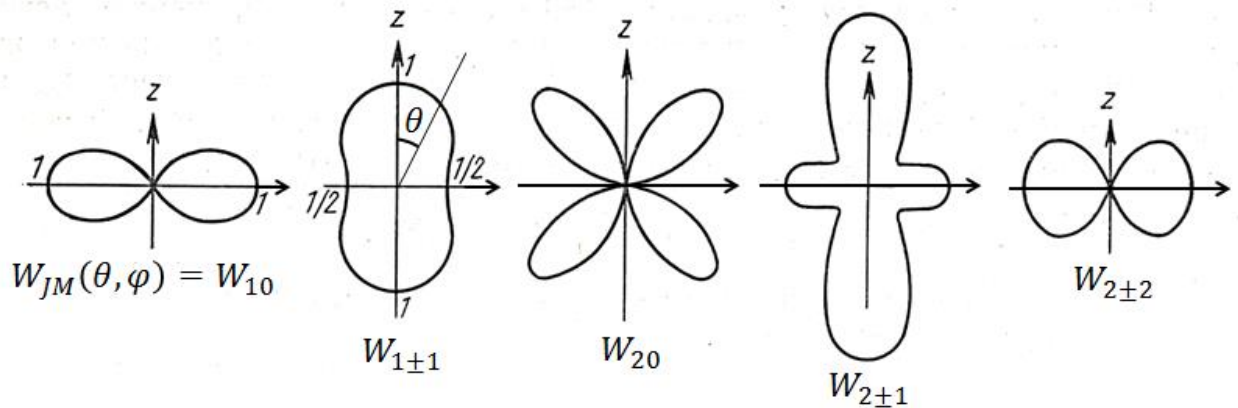


Рис. 9.3. Диаграммы дипольного ( $J = 1$ ) и квадрупольного ( $J = 2$ ) излучений для всех проекций  $M$  момента  $J$  на ось  $z$ .

Угловые зависимости  $W_{JM}(\theta)$  для дипольного и квадрупольного излучений имеют следующий аналитический вид

$$J = 1: \quad W_{10} \sim \sin^2 \theta, \\ W_{1\pm 1} \sim (1 + \cos^2 \theta).$$

$$J = 2: \quad W_{20} \sim \sin^2 \theta \cos^2 \theta, \\ W_{2\pm 1} \sim (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta), \\ W_{2\pm 2} \sim (1 - \cos^4 \theta).$$

Возникает вопрос о том, какие из вышеприведенных и показанных на рис. 9.3 угловых распределений нужно использовать для анализа мультипольности излучения. Напомним, что ось  $z$  – это направление движения падающего на ядро фотона (он движется снизу вдоль этой оси). Ядро находится в начале координат. Угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ . У фотона, летящего вдоль оси  $z$ , проекция  $M$  полного момента  $J$  на эту ось равна  $+1$  или  $-1$ . Эта проекция обусловлена только спином фотона 1, который направлен вдоль или против направления движения фотона. Вектор

орбитального момента фотона не может иметь ненулевую проекцию на направление движения (ось  $z$ ), так как этот вектор перпендикулярен импульсу фотона.

Далее рассматриваем чистую ЯРФ, т. е. процесс переизлучения ядром фотона. В силу сохранения в процессе чистой ЯРФ полного момента фотона  $J$  и его проекции  $M$  на ось  $z$ , переизлученный фотон также обязан иметь проекцию  $M$  момента на ось  $z$ , равную  $+1$  или  $-1$ . Поэтому для анализа углового распределения переизлученного фотона должны быть выбраны угловые зависимости излучения, отвечающие проекциям  $M$  момента фотона на ось  $z$ , равным  $\pm 1$ . Для дипольного и квадрупольного излучения это соответственно функции  $W_{1\pm 1}$  и  $W_{2\pm 1}$ . Остальные варианты угловой зависимости дипольного и квадрупольного излучений не отвечают первичным фотонам, летящим вдоль оси  $z$ .

Чистая ЯРФ с переизлучением дипольного и квадрупольного фотона реализуется, например, в следующих процессах в чётно-чётных ядрах, которые мы в основном и будем рассматривать ниже:

$$\begin{aligned} 0^+ &\xrightarrow{\gamma} 1 \xrightarrow{\gamma'} 0^+, \\ 0^+ &\xrightarrow{\gamma} 2 \xrightarrow{\gamma'} 0^+. \end{aligned}$$

Отметим следующую особенность этих процессов. Вообще говоря, энергии возбужденных состояний с  $J = 1$  или  $2$  в отсутствии внешних полей не зависят от проекций момента  $M$  ( $0$  и  $\pm 1$  для дипольного возбуждения;  $0$ ,  $\pm 1$  и  $\pm 2$  для квадрупольного возбуждения). Однако в процессе чистой ЯРФ, когда сохраняется не только мультипольность излучения, но и проекция момента фотона, для промежуточного возбуждения ядра остаются лишь две возможности:  $M = \pm 1$ . При этом, конечно, вырождение по энергии сохраняется.

Рассматривая далее процессы  $0^+ \xrightarrow{\gamma} 1 \xrightarrow{\gamma'} 0^+$  и  $0^+ \xrightarrow{\gamma} 2 \xrightarrow{\gamma'} 0^+$ , покажем, как экспериментально можно отличить один процесс от другого, т. е. отличить дипольное переизлучение от квадрупольного. Приведем на рис. 9.4 диаграммы дипольного излучения  $W_{1\pm 1}$  и квадрупольного излучения  $W_{2\pm 1}$  в совмещенном виде. Аналитические зависимости  $W_{1\pm 1}(\theta)$  и  $W_{2\pm 1}(\theta)$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} W_{1\pm 1}(\theta) &= \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta), \\ W_{2\pm 1}(\theta) &= \frac{5}{4}(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta). \end{aligned}$$

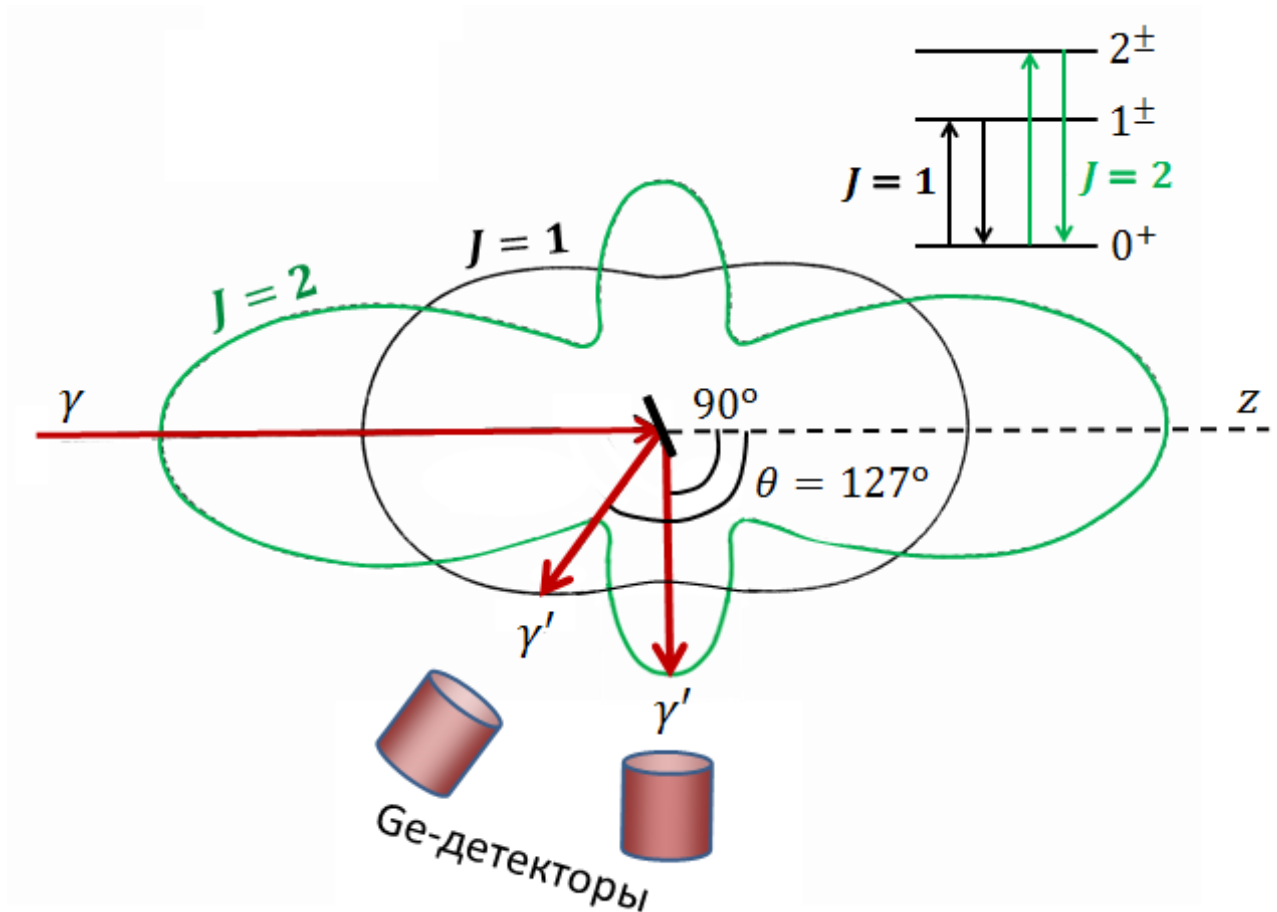


Рис. 9.4. Диаграммы дипольного и квадрупольного рассеяния фотонов в плоскости реакции и углы рассеяния, обеспечивающие наиболее надёжное разделение излучений с  $J = 1$  и  $2$ .

Как следует из этих зависимостей и рис. 9.4 наибольшие отличия между  $W_{1\pm 1}(\theta)$  и  $W_{2\pm 1}(\theta)$  имеют место при  $\theta = 90^\circ$  и  $127^\circ$ :

$$\frac{W_{1\pm 1}(90^\circ)}{W_{1\pm 1}(127^\circ)} = 0,734;$$

$$\frac{W_{2\pm 1}(90^\circ)}{W_{2\pm 1}(127^\circ)} = 2,28.$$
(83)

Столь сильное отличие между этими отношениями позволяет легко сделать выбор между фотонами с  $J = 1$  и  $2$ , ограничиваясь измерениями лишь при двух углах  $\theta = 90^\circ$  и  $127^\circ$ .

На рис. 9.5 приведены  $\gamma$ -спектры, полученные в ЯРФ-эксперименте на линейном ускорителе электронов в Генте (см. таблицу 6) от мишени  $\text{H}_3\text{BO}_3$  для двух углов регистрации рассеянных фотонов  $\theta = 90^\circ$  и  $127^\circ$ . Разными цветами отмечены пики от трёх  $\gamma$ -переходов:

- 1) Ядро  $^{11}_5\text{B}$ :  $0(3/2^-) \rightarrow 7286 \text{ кэВ}(5/2^+) \rightarrow 0(3/2^-)$ ,
- 2) Ядро  $^{16}_8\text{O}$ :  $0(0^+) \rightarrow 7117 \text{ кэВ}(1^-) \rightarrow 0(0^+)$ ,
- 3) Ядро  $^{16}_8\text{O}$ :  $0(0^+) \rightarrow 6917 \text{ кэВ}(2^+) \rightarrow 0(0^+)$ .

Первый и второй переходы электрические дипольные (E1), третий – электрический квадрупольный (E2). Величины пиков под углами  $90^\circ$  и  $127^\circ$  соотносятся именно так, как предсказываются соотношениями (83) для вышеупомянутых переходов. Так для пика 7117 кэВ (дипольный переход)  $W(90^\circ)/(127^\circ) = 0,78 \pm 0,07$ . Для пика 6917 кэВ (квадрупольный переход)  $W(90^\circ)/(127^\circ) = 2,02 \pm 0,09$ .

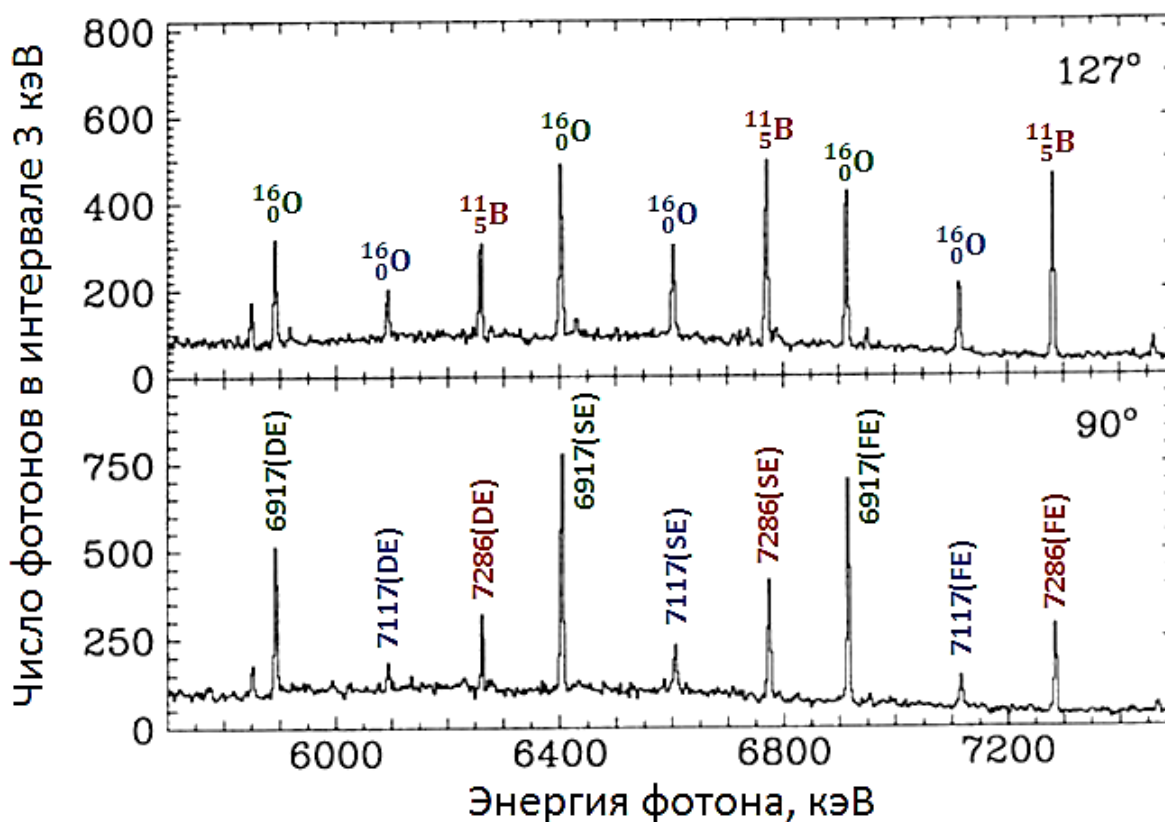


Рис. 9.5. Спектр фотонов в интервале энергий 5700-7500 кэВ, полученный в ЯРФ-эксперименте на ускорителе в Генте от мишени  $\text{H}_3\text{BO}_3$ . Указаны энергии пиков и процессы в Ge-детекторе, приведшие к появлению пика.

Приведем в таблице 9 и на рис. 9.6 также данные по определению мультипольностей некоторых  $\gamma$ -переходов в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  и  $^{56}\text{Fe}$ , полученные в ЯРФ-экспериментах, выполненных в ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ на ускорителе электронов непрерывного действия с энергией 6,7 МэВ.

Таблица 9

Данные по определению мультипольностей некоторых  $\gamma$ -переходов в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  и  $^{56}\text{Fe}$

Ядро	Основное состояние	Возбуждённое состояние	Энергия, МэВ	Процесс	$\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)}$
$^{12}\text{C}$	$0^+$	$2^+$	4,442	$0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$2,24 \pm 0,11$
$^{48}\text{Ti}$	$0^+$	$1^+$	3,699	$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	$0,76 \pm 0,26$
$^{48}\text{Ti}$	$0^+$	$1^+$	3,739	$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	$0,78 \pm 0,07$
$^{48}\text{Ti}$	$0^+$	$1^+$	4,312	$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	$0,74 \pm 0,14$
$^{48}\text{Ti}$	$0^+$	$1^+$	5,640	$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	$0,62 \pm 0,12$
$^{56}\text{Fe}$	$0^+$	$1^+$	3,449	$0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$	$1,0 \pm 0,1$

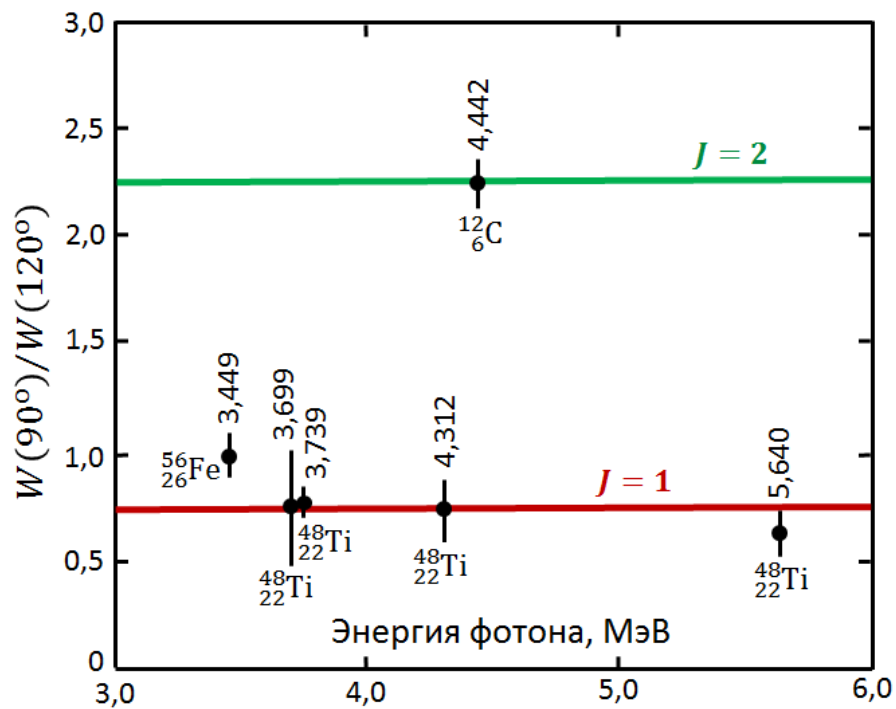


Рис. 9.6. Данные таблицы 9 по определению мультипольностей некоторых  $\gamma$ -переходов в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  и  $^{56}\text{Fe}$ , полученные в ЯРФ-экспериментах в НИИЯФ МГУ. Указаны энергии  $\gamma$ -переходов в МэВ. Горизонтальные линии отвечают отношениям (83) для дипольных и квадрупольных переходов.

## Глава 10. Определение чётности гамма-переходов в поляризационных ЯРФ-экспериментах

ЯРФ-эксперименты позволяют модельно независимым путём определять чётность гамма-переходов, устанавливая тем самым, к какому типу – электрическому (Е) или магнитному (М) – принадлежит переход. Чётность завершает перечень характеристик, необходимых для полного знания свойств ядерного гамма-перехода. Для определения чётности нужны эксперименты, в которых контролируется или находится поляризация фотонов. Существует две возможности оперировать с этой поляризацией:

- Возбуждать неполяризованные ядра мишени линейно поляризованными фотонами и измерять азимутальную асимметрию рассеянных фотонов.
- Возбуждать неполяризованные ядра мишени неполяризованными фотонами и определять линейную поляризацию рассеянных фотонов.

Первый способ в качестве  $\gamma$ -источника использует линейно поляризованное тормозное излучение, второй – для определения линейной поляризации рассеянных фотонов использует эффект Комптона. Рассмотрим оба метода.

### *Метод, использующий линейно поляризованное тормозное излучение*

Для дифференциального сечения рассеяния поляризованных фотонов (для их обозначения используют символ  $\vec{\gamma}$ ) неполяризованными ядрами в районе ядерного резонанса имеет место соотношение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\vec{\gamma}, \gamma')}{d\Omega} &= \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma(\vec{\gamma}, \gamma') dE = \int_{\text{резонансу}}^{\text{по}} \sigma_i(E) \cdot \sigma(\theta, \varphi) dE = \\ &= (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0\Gamma_i}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta, \varphi)}{4\pi}. \end{aligned} \quad (84)$$

В отличие от формулы (13) (Глава 2) угловая функция  $W(\theta, \varphi)$  в соотношении (84) зависит от двух углов – угла рассеяния  $\theta$  и азимутального угла  $\varphi$ . Геометрия рассеяния поляризованных фотонов на неполяризованных ядрах мишени приведена на рис. 9.1.

Имея пучок поляризованных фотонов, и измеряя азимутальную асимметрию рассеянных фотонов при угле рассеяния  $\theta = 90^\circ$ , легко

отличить фотоны электрического типа от фотонов магнитного типа. Покажем это на примере E1- и M1-фотонов (см. рис. 10.1).

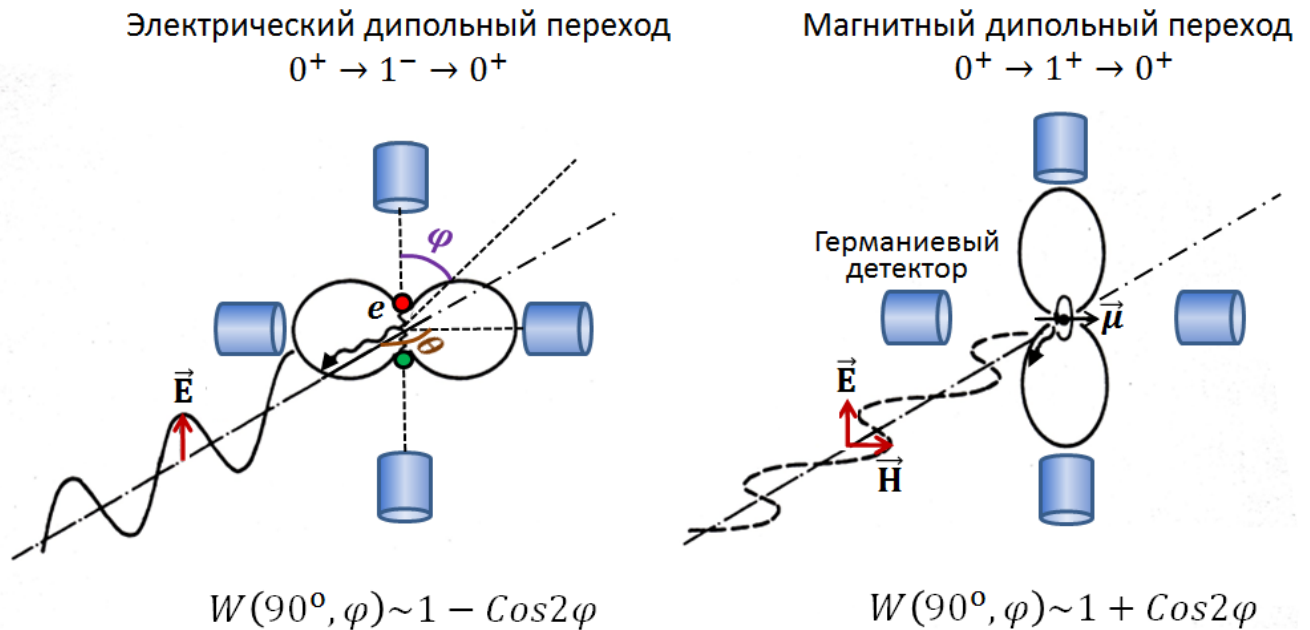


Рис. 10.1. Схема эксперимента по определению чётности переходов, возбуждаемых линейно поляризованными фотонами. Показаны диаграммы направленности рассеянных E1- и M1-излучений в плоскости рисунка, углы движения рассеянных фотонов ( $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  и  $270^\circ$ ) и расположение их регистрирующих Ge-детекторов.

Из приведенных на рис. 10.1 диаграмм направленности E1- и M1-излучений в плоскости рисунка ( $\theta = 90^\circ$ ), характеризующихся резкой азимутальной асимметрией, видно, что легко сделать выбор между этими излучениями, используя 4 детектора, помещённые под углом рассеяния  $\theta = 90^\circ$ . Два из них располагаются параллельно (при азимутальных углах  $\varphi = 0^\circ$  и  $180^\circ$ ), а два – перпендикулярно ( $\varphi = 90^\circ$  и  $270^\circ$ ) плоскости поляризации, задаваемой ориентацией вектора  $\vec{E}$  электрической напряжённости падающей волны и направлением движения этой волны. В случае M1-переходов фотоны рассеиваются параллельно плоскости поляризации, а в случае E1-переходов – перпендикулярно этой плоскости. Диаграмма направленности E2-излучения идентична диаграмме M1-излучения.

Так как пучок падающих фотонов не полностью поляризован, то эффект уменьшается степенью поляризации пучка. Измеренная азимутальная асимметрия  $\epsilon$  есть произведение степени поляризации пучка  $P_\gamma$  и так называемой «анализирующей силы (способности)»  $\Sigma(\theta)$  реакции  $(\vec{\gamma}, \gamma)$

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = P_{\gamma} \cdot \Sigma(\theta), \quad (85)$$

где  $N_{\perp}$  и  $N_{\parallel}$  – скорости счёта в направлениях перпендикулярно и параллельно плоскости поляризации.  $\Sigma(\theta)$  определяется как нормализованная разность угловых распределений фотонов для плоскостей перпендикулярной и параллельной плоскости поляризации

$$\Sigma(\theta) = \frac{W(\theta, \varphi=90^{\circ}) - W(\theta, \varphi=0^{\circ})}{W(\theta, \varphi=90^{\circ}) + W(\theta, \varphi=0^{\circ})}. \quad (86)$$

Анализирующая сила имеет следующие значения для угла рассеяния  $\theta = 90^{\circ}$ :

$$\Sigma(\theta = 90^{\circ}) = \begin{cases} +1 \text{ для E1,} \\ -1 \text{ для M1,} \\ -1 \text{ для E2.} \end{cases} \quad (87)$$

Знак анализирующей силы однозначно определяет чётность излучения.

В реальной ситуации линейная поляризация тормозного излучения может быть далека от 100% и, тем не менее, знак азимутальной асимметрии устанавливается вполне надёжно. Иллюстрацией этого является рис. 10.2, который демонстрирует диаграммы направленности, т. е. угловые распределения, для упруго рассеянных фотонов от резонансов с  $J^{\pi} = 1^{+}$  и  $J^{\pi} = 1^{-}$  чётно-чётных ядер при использовании пучка фотонов со степенью поляризации  $P_{\gamma} \cdot 100 = 33\%$ . Оказывается, что в рассматриваемом случае анализирующая сила слабо меняется при отклонении угла рассеяния на  $\pm 10^{\circ}$  от  $\theta = 90^{\circ}$ .

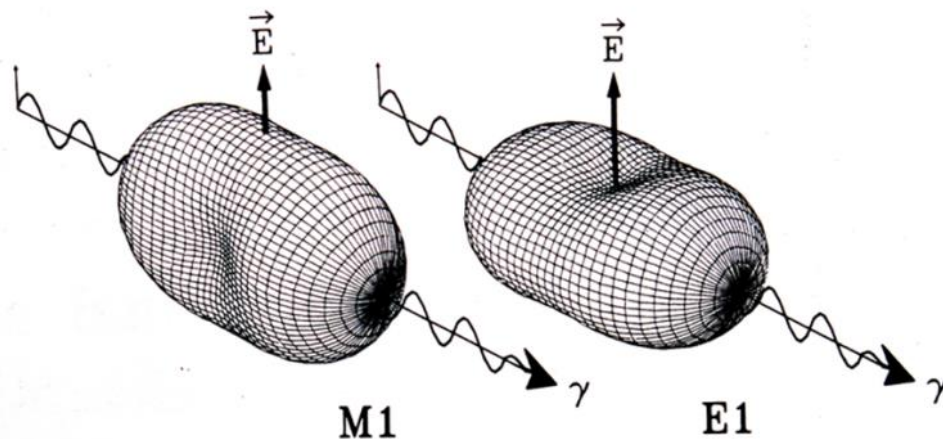


Рис. 10.2. Угловые распределения для M1- и E1-переходов чётно-чётных ядер, получающиеся при использовании пучка линейно поляризованных фотонов со степенью поляризации  $P_{\gamma}$  равной 33%.



Тормозное излучение, генерируемое тонким конвертором под углом  $\vartheta$  относительно направления падающих электронов, становится частично линейно поляризованным. Это свойство так называемого «внеосевого» (off-axis) тормозного излучения используется для создания источника линейно поляризованных фотонов. Принцип формирования такого излучения иллюстрируется рисунком 10.3.

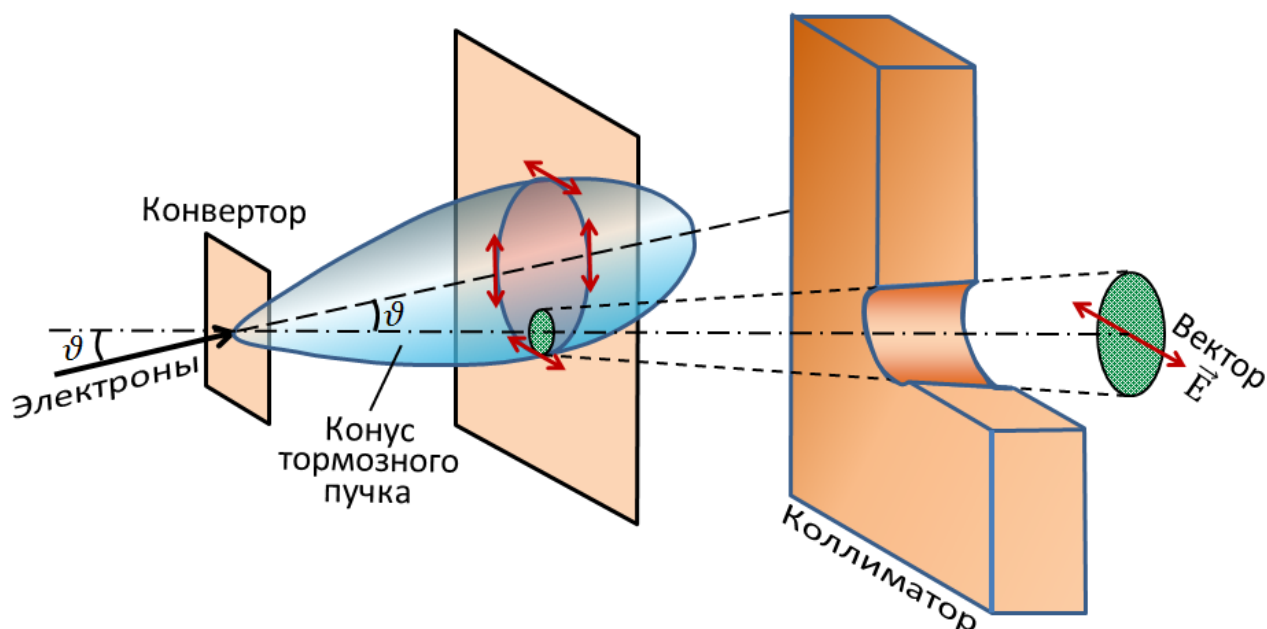


Рис. 10.3. Принцип формирования линейно поляризованного тормозного излучения. Направление поляризации электрического вектора  $\vec{E}$  показано двусторонними стрелками красного цвета.

Как показано на рис. 10.3 вектор электрического поля  $\vec{E}$  внеосевых тормозных фотонов преимущественно перпендикулярен плоскости эмиссии этих фотонов, образуемой направлением падающего электронного пучка и направлением эмиссии фотона. Угол отклонения от оси, при котором достигается наибольшая степень поляризации, определяется соотношением  $\vartheta_0 = m_e c^2 / E_e$ , где  $E_e$  – кинетическая энергия электрона. Меняя направление падения электронного пучка на конвертор, можно легко изменять направление электрического вектора  $\vec{E}$  тормозных фотонов.

Для получения поляризованного тормозного излучения с достаточными для ЯРФ-экспериментов характеристиками необходим электронный ускоритель со следующими свойствами:

- Высокий ток электронного пучка,
- Высокая частота повторения электронных импульсов,
- Стабильные энергия, пространственное положение и диаметр пучка,

- Хорошо определяемый, изменяемый в 4-х направлениях и воспроизводимый угол падения электронного пучка на конвертор.

Имея в виду использование поляризованного тормозного излучения для проведения ЯРФ-экспериментов, желательно применять ускоритель с высоким фактором заполнения рабочего цикла  $D$ .

Методика создания off-axis поляризованного тормозного излучения была реализована и использована в ЯРФ-экспериментах на линейных ускорителях университетов г. Гессена (с 1981 г.) и г. Гента (с 1992 г.). Эти ускорители упомянуты в табл. 6. Более детальные сведения об этих ускорителях даны в табл. 10.

Таблица 10

Параметры линейных ускорителей электронов университетов городов Гессен (Германия) и Гент (Бельгия)

	<i>Гессен</i>	<i>Гент</i>
Энергия электронов	65 МэВ	15 МэВ
Фактор заполнения рабочего цикла, $D$	0,12%	2%
Длительность электронного импульса	6 нс – 2 мкс	10 мкс
Частота повторения импульсов	600	5000 Гц
Средний ток пучка	0,3 мА	2 мА

Степень поляризации  $P_\gamma$  определялась в реакции фоторасщепления дейтрона  $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow p + n$ . Анализирующая сила этой реакции при энергиях фотонов  $< 30$  МэВ и угле эмиссии нуклонов  $90^\circ$  близка к единице. Вследствие преимущественного поглощения дейтроном Е1-фотонов протон и нейтрон вылетают главным образом в направлении электрического вектора, т. е. в направлении поляризации тормозного излучения. Вследствие двухтельного характера фоторасщепления дейтрона энергия поглощённого им фотона определяется измерением энергии протона.

На рис. 10.4 и 10.5 приведены данные о степени поляризации тормозного излучения установок Гессена и Гента. Поляриметр, использованный в Генте, состоял из 4-х поверхностно барьерных детекторов, регистрирующих протоны и расположенных крестообразно симметрично относительно оси off-axis тормозного излучения при угле эмиссии протонов  $\theta = 90^\circ$  и азимутальных углах  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  и  $270^\circ$ .

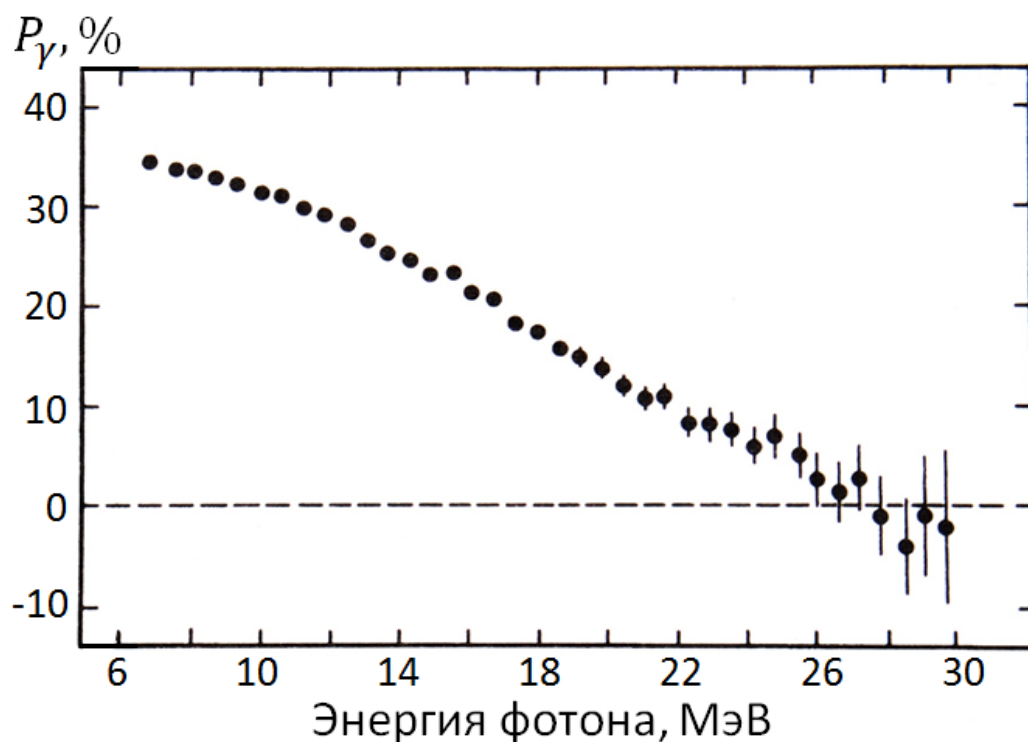


Рис. 10.4. Степень поляризации как функция энергии фотонов тормозного излучения с верхней границей 30 МэВ и  $\vartheta = 1,4^\circ$  (Гессен).

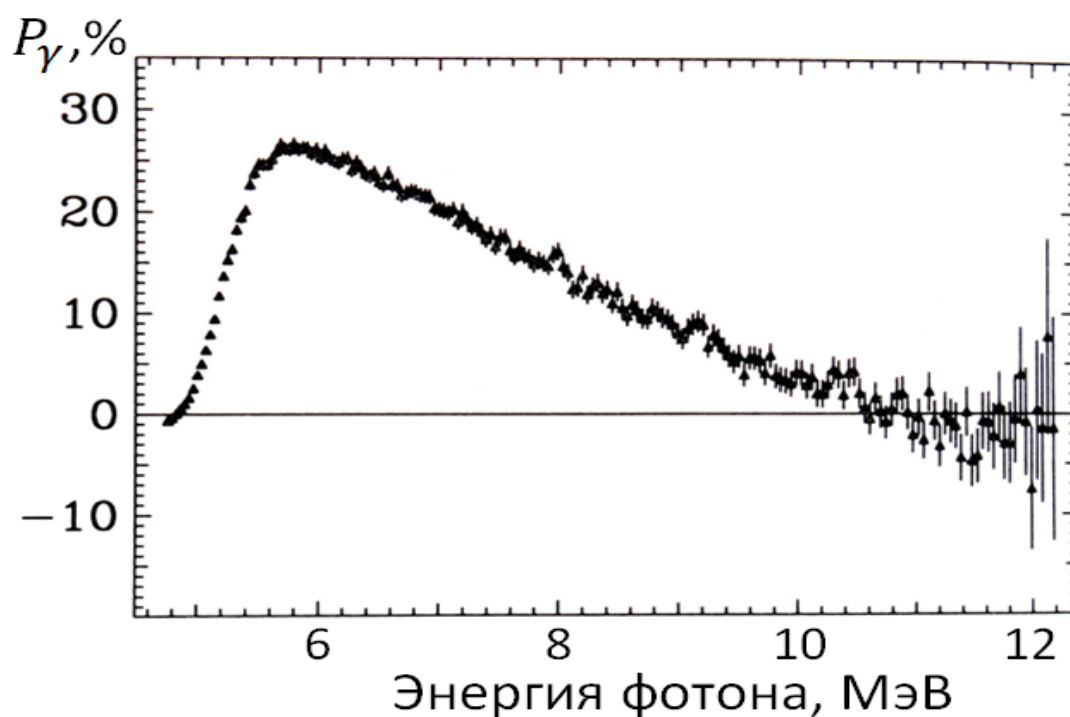


Рис. 10.5. Степень поляризации как функция энергии фотонов тормозного излучения с верхней границей 12 МэВ (Гент). Резкое уменьшение  $P_\gamma$  ниже 5,8 МэВ не отражает реального уменьшения степени поляризации и имеет методические причины (см. текст).

Резкое уменьшение  $P_\gamma$  ниже 5,8 МэВ для установки Гента вызвано шумами поверхностно барьерных детекторов и не отражает реального уменьшения степени поляризации тормозного пучка.  $P_\gamma = 0$  вблизи верхней границы тормозного спектра (12 МэВ) и достигает почти 30% при энергии 5,8 МэВ. Средняя степень поляризации на участке 5,8-12,0 МэВ составляет  $16,24 \pm 0,10\%$ .

С помощью описанной методики в Генте был выполнен эксперимент по измерению асимметрии  $\epsilon = P_\gamma \cdot \Sigma(\theta)$  сильнейших дипольных переходов ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  в области энергий 6,8-9,5 МэВ. Результаты представлены на рис. 10.6. Точки выше линии нулевой асимметрии относятся к E1-переходам, ниже – к M1-переходам. Энергии и чётности соответствующих уровней ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  приведены в табл. 11.

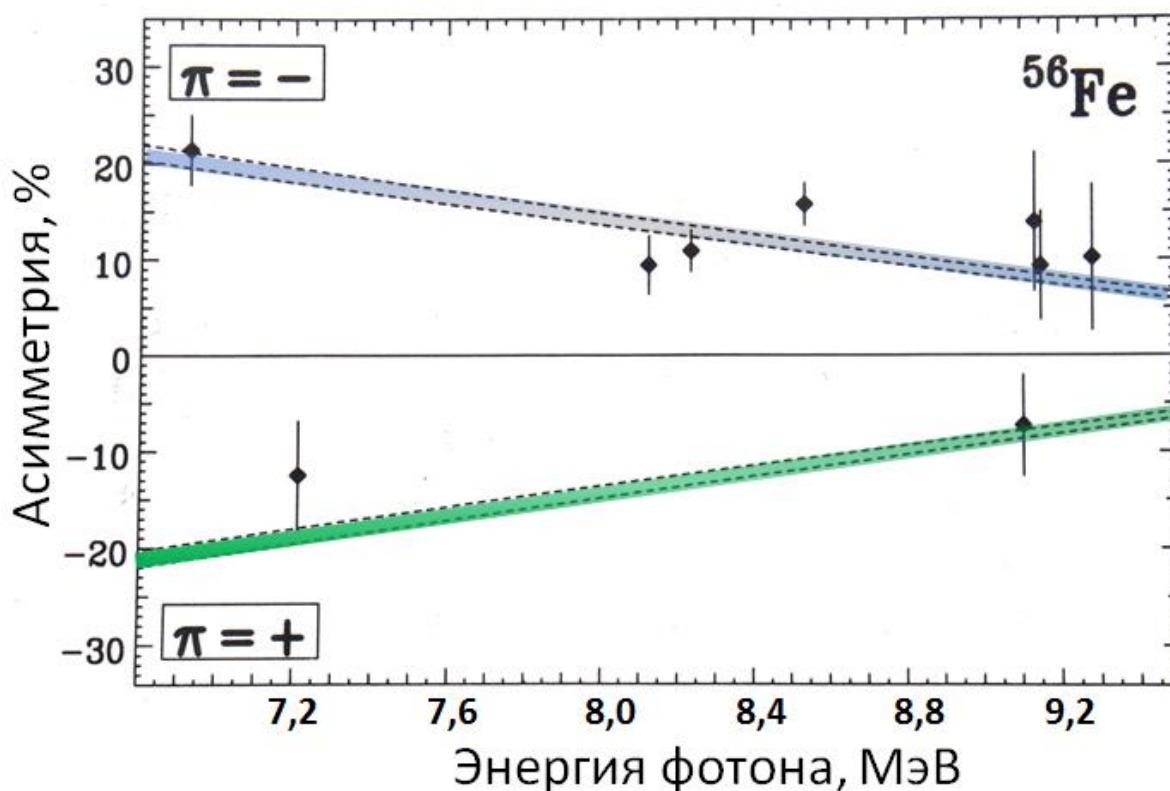


Рис. 10.6. Экспериментально определённые в Генте азимутальные асимметрии  $\epsilon = P_\gamma \cdot \Sigma(\theta)$  дипольных переходов ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) в ядре  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ . Цветные линии – ожидаемые асимметрии и их неопределённости.

Таблица 11

Энергии, спины чётности, ширины и приведённые вероятности  $B(M1)$  и  $B(E1)$  уровней ядра  $^{56}_{26}\text{Fe}$ , азимутальная асимметрия которых приведена на рис. 10.6

$E$ , кэВ	$J^\pi$	$\Gamma_0^2/\Gamma$ , кэВ	$B(M1)$ , $\mu_N^2$	$B(E1)$ , $e^2\text{Фм}^2$
6926±2	1 <sup>-</sup>	0,70±0,11		6,0±1,0
7211±2	1 <sup>+</sup>	0,50±0,08	0,35±0,06	
8128±2	1 <sup>-</sup>	1,94±0,30		10,4±1,6
8239±2	1 <sup>-</sup>	2,63±0,42		13,5±2,2
8536±2	1 <sup>-</sup>	2,04±0,31		9,4±1,4
9107±4	1 <sup>+</sup>	0,86±0,18	0,35±0,06	
9138±4	1 <sup>-</sup>	0,57±0,12		2,1±0,5
9154±5	1 <sup>-</sup>	0,95±0,31		3,5±1,2
9287±5	1 <sup>(-)</sup>	0,75±0,17		2,7±0,6

На рис. 10.7 приведены данные по определению чётности дипольных переходов в ядре  $^{206}_{82}\text{Pb}$ , полученные с помощью пучка off-axis тормозных фотонов на ЯРФ-установке в Гессене.

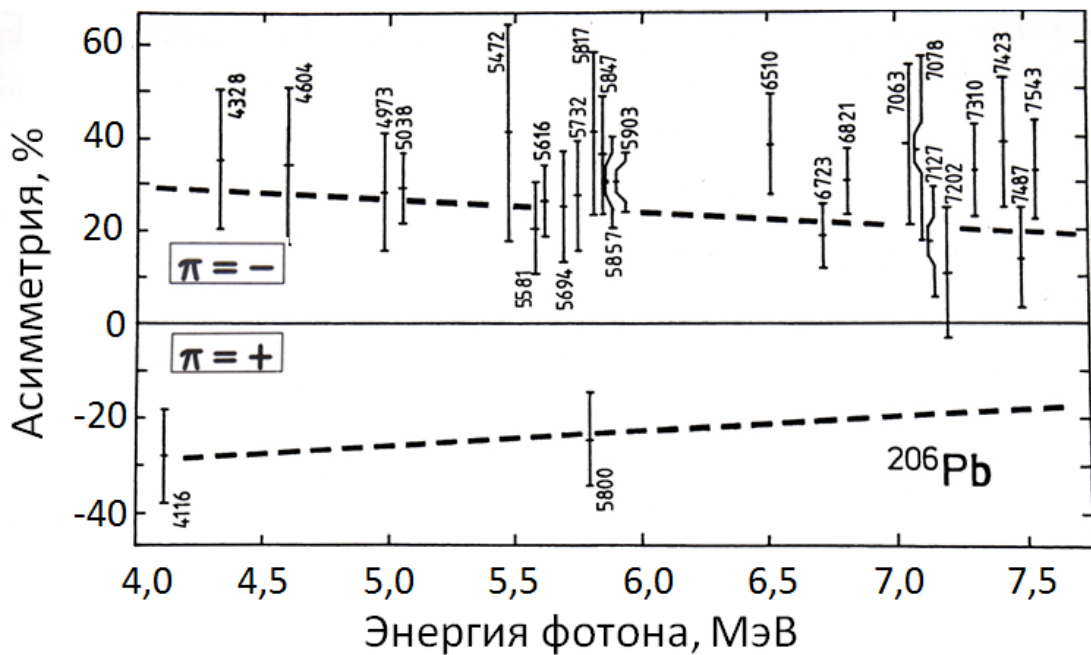


Рис. 10.7. Экспериментально определённые в Гессене азимутальные асимметрии  $\epsilon = P_\gamma \cdot \Sigma(\theta)$  дипольных переходов ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) в ядре  $^{206}_{82}\text{Pb}$ . Пунктир — ожидаемые асимметрии. Указаны энергии уровней в кэВ.

Метод формирования внеосевого линейно поляризованного тормозного излучения используют для исследования ядерных состояний с энергиями выше 4-5 МэВ. Степень поляризации такого излучения уменьшается с ростом энергии и исчезает вблизи верхней границы (см. рис. 10.4 и 10.5). Поэтому целесообразно использовать тормозное излучение с верхней границей на несколько МэВ выше энергии исследуемых уровней. В рассмотренных исследованиях, выполненных в Генте, использовалось тормозное излучение с верхней границей 12 МэВ, что позволило изучить состояния с энергиями 5-10 МэВ. При энергиях меньших 5 МэВ плохое отношение сигнал/фон (см. рис. 10.5) делает надёжный анализ данных невозможным. В области энергий меньших 4-5 МэВ применим другой метод. В нём используется неполяризованное тормозное излучение и определяется линейная поляризация рассеянных фотонов с помощью комптоновского поляриметра. К рассмотрению этого метода мы и переходим.

### ***Метод определения чётности ядерных состояний, использующий комптоновское рассеяние***

Рассмотрим  $\gamma, \vec{\gamma}$ -рассеяние, в котором пучок падающих на ядро фотонов неполяризован, а линейная поляризация рассеянного фотона фиксируется с помощью поляризационно чувствительного детектора. Геометрия такого рассеяния поясняется рис. 10.8.

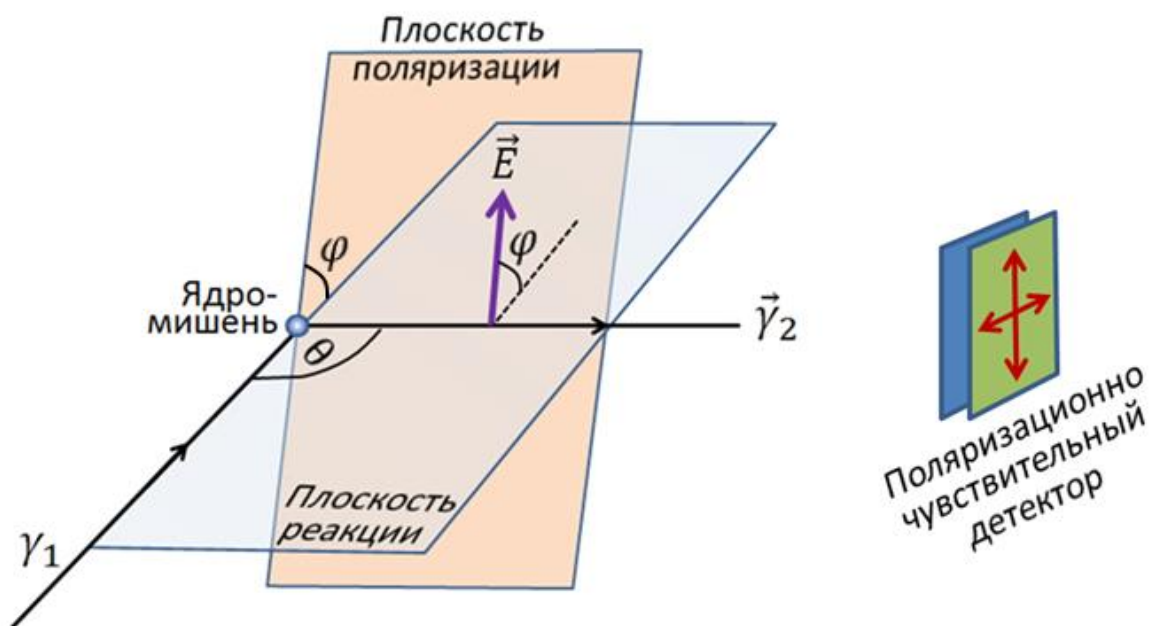


Рис. 10.8. Геометрия  $\gamma, \vec{\gamma}$ -рассеяния, в котором фиксируется поляризация рассеянного фотона.

Функция углового распределения  $W(\theta, \varphi)$  рассеянных фотонов в рассматриваемом случае зависит от двух углов (см. рис. 10.8) –  $\theta$  (угол рассеяния) и  $\varphi$  (угол между электрическим вектором  $\vec{E}$  и плоскостью реакции). Степень поляризации  $P_\gamma$  в данном случае определяется как относительная разность угловых функций, отвечающих рассеяниям фотонов, в которых электрический вектор  $\vec{E}$  параллелен ( $\parallel$ ) и перпендикулярен ( $\perp$ ) плоскости реакции:

$$P_\gamma(\theta) = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}}. \quad (88)$$

Для наиболее важных и удобных для анализа случаев чистых дипольных и квадрупольных ЯРФ-переходов в чётно-нечётных ядрах ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  и  $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ ) максимальная поляризация  $|P_\gamma| = 1$  наблюдается для угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$ . При этом

$$P_\gamma(\theta = 90^\circ) = \begin{cases} -1 & \text{для E1,} \\ +1 & \text{для M1,} \\ +1 & \text{для E2.} \end{cases} \quad (89)$$

Справедливость этих значений непосредственно следует из вида диаграмм направленности E1-, M1- и E2-излучений (см. рис. 10.1 и обсуждение этого рисунка):

$$W(\theta = 90^\circ, \varphi) \sim \begin{cases} (1 - \cos 2\varphi) & \text{для E1,} \\ (1 + \cos 2\varphi) & \text{для M1,} \\ (1 + \cos 2\varphi) & \text{для E2.} \end{cases} \quad (90)$$

Различие в знаках поляризации для дипольных переходов позволяет модельно независимо устанавливать тип таких переходов (электрический он или магнитный). Отметим, что при определении  $P_\gamma$  с помощью соотношения (88), её знак совпадает со знаком чётности соответствующего излучения.

Для определения линейной поляризации фотонов удобно использовать их комптоновское рассеяние (рассеяние на свободных или квазисвободных электронах). Этот процесс чувствителен к линейной поляризации фотонов. Кинематика комптоновского рассеяния показана на рис. 10.9. Плоскость комптоновского рассеяния определяется направлениями движения падающего  $\gamma$  и рассеянного  $\gamma'$  фотонов ( $\vartheta$  – угол рассеяния), плоскость поляризации – направлениями движения падающего фотона и его электрического вектора.

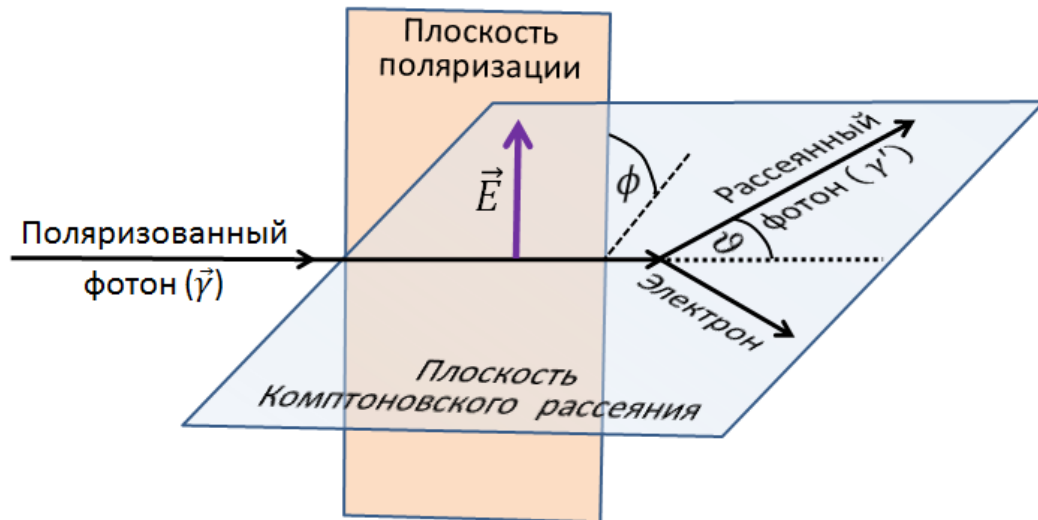


Рис. 10.9. Кинематика комптоновского рассеяния.

Если энергия падающего фотона  $E_\gamma$ , то энергия рассеянного фотона

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}, \quad (91)$$

где  $\alpha = E_\gamma/m_e c^2$ .

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния даётся формулой Клейна-Нишины

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot r_0^2 \cdot \frac{E_{\gamma'}^2}{E_\gamma^2} \left( \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_{\gamma'}} - 2 \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \phi \right), \quad (92)$$

где  $r_0 = e^2/m_e c^2$  – классический радиус электрона. Из этой формулы следует, что комптоновское рассеяние преимущественно происходит перпендикулярно вектору электрического поля  $\vec{E}$ , т. е. при  $\phi = 90^\circ$ . Это свойство комптоновского рассеяния открывает возможность его использования для определения линейной поляризации фотонов. Действительно, если найдено максимально вероятное направление движения комптоновски рассеянных фотонов (угол  $\phi_{max}$ ), то преимущественная поляризация (ориентация вектора электрического поля  $\vec{E}$ ) фотонов будет перпендикулярна этому направлению, т. е. будет отвечать углу

$$(\phi_{max})_\perp = \phi_{max} \pm 90^\circ. \quad (93)$$

Для того, чтобы измерить линейную поляризацию резонансно рассеянных фотонов, достаточно определить скорости счёта  $N_\parallel$  и  $N_\perp$  фотонов от их комптоновского рассеяния в направлениях параллельно и перпендикулярно плоскости реакции. Напомним, что эта плоскость



определяется направлениями пучка падающих и резонансно рассеянных фотонов (как показано на рис. 10.8).

Экспериментально измеряемая азимутальная асимметрия  $\epsilon$  резонансно рассеянных фотонов даётся по аналогии с (85) соотношением:

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}. \quad (94)$$

Отметим, что нет прямого смыслового совпадения величин  $N_{\perp}$  и  $N_{\parallel}$  в формулах (85) и (94), поскольку они определены по-разному.

Упростим рассмотрение с помощью следующей идеализации. Будем считать, что каждый фотон в результате комптоновского рассеяния летит в направлении перпендикулярном электрическому вектору  $\vec{E}$ , т. е. под углом  $\phi = 90^\circ$  (см. рис. 10.9). Тогда фотоны, поляризованные перпендикулярно плоскости реакции, после комптоновского рассеяния будут двигаться параллельно этой плоскости и, наоборот, фотоны, поляризованные параллельно плоскости реакции, после комптоновского рассеяния будут двигаться перпендикулярно этой плоскости. «Параллельная» ориентация фотонов ( $\parallel$ ) сменится «перпендикулярной» ( $\perp$ ) и наоборот. Поэтому можем записать

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}} = P_{\gamma}. \quad (95)$$

Таким образом, определение азимутальной асимметрии резонансно рассеянных фотонов с помощью комптоновского рассеяния в принципе позволяет оценить их степень поляризации  $P_{\gamma}$  и с помощью (89) установить чётность (а значит и тип – электрический или магнитный) фотона.

В реальной ситуации вместо (95) нужно использовать запись

$$\epsilon(E_{\gamma}) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = Q(E_{\gamma}) \cdot P_{\gamma}, \quad (96)$$

где  $Q(E_{\gamma})$  – поляризационная чувствительность поляриметра (она зависит от энергии фотона и конструкции поляриметра и её величина не превышает 1). Максимальной  $Q(E_{\gamma})$  обладает комптоновский поляриметр с точечными рассеивателем и поглотителями фотонов (конструкция комптоновского поляриметра описывается ниже). Для него

$$N_{\parallel} = W(\theta, \phi = 90^\circ) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 90^\circ) + W(\theta, \phi = 0^\circ) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 0^\circ), \quad (97)$$

$$N_{\perp} = W(\theta, \phi = 0^\circ) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 90^\circ) + W(\theta, \phi = 90^\circ) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 0^\circ). \quad (98)$$

Поляризационная чувствительность такого поляриметра даётся анализирующей силой Комpton-эффекта  $\Sigma_{кэ}$ , которая записывается следующим образом:

$$\Sigma_{кэ} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi=90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi=0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi=90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi=0^\circ)}. \quad (99)$$

С учётом (92) имеем

$$\Sigma_{кэ} = \frac{\sin^2 \vartheta}{\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_{\gamma'}} - \sin^2 \vartheta}. \quad (100)$$

Анализирующая сила  $\Sigma_{кэ}$  как функция угла рассеяния  $\vartheta$  показана на рис. 10.10 для фотонов с энергиями в интервале от 0 до 5 МэВ.

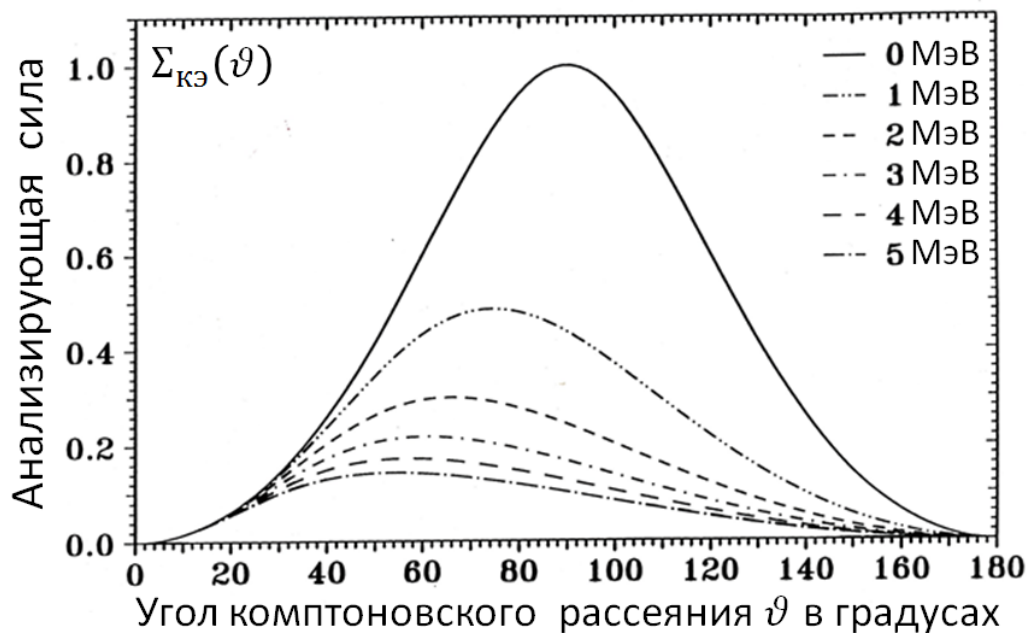


Рис. 10.10. Анализирующая сила комптоновского рассеяния как функция угла рассеяния  $\vartheta$  для фотонов с энергиями от 0 до 5 МэВ.

Оптимальный угол рассеяния для фотонов низких энергий равен  $90^\circ$ . При этом, как следует из (100) и (91),

$$\Sigma_{кэ}(\vartheta = 90^\circ, E_\gamma) = \frac{1+\alpha}{1+\alpha+\alpha^2}, \quad (101)$$

где  $\alpha = E_\gamma/m_e c^2$ .

Поляризационная чувствительность  $Q(E_\gamma)$  комптоновского поляриметра с точечными рассеивателем и поглотителями в этом случае равна  $\Sigma_{кэ}(\vartheta = 90^\circ, E_\gamma)$ , т. е.

$$Q(E_\gamma) = \Sigma_{\text{кз}}(\vartheta = 90^\circ, E_\gamma). \quad (102)$$

В реальной ситуации с рассеивателем и поглотителями конечных размеров приходится интегрировать по некой области углов рассеяния, что значительно снижает эффективную поляризационную чувствительность поляриметра.

Для фотонов с  $E_\gamma \rightarrow 0$  анализирующая сила достигает максимального значения  $\Sigma_{\text{кз}}^{\text{max}} = 1$ . С увеличением энергии фотона анализирующая сила быстро уменьшается, а оптимальный угол рассеяния постепенно сдвигается к меньшим углам. Уменьшение анализирующей силы и оптимального угла рассеяния с ростом энергии фотона ограничивает возможности комптоновского рассеяния как практического способа определения линейной поляризации фотона энергиями ниже 5 МэВ.

### **Устройство комптоновского поляриметра. Примеры результатов**

Схема эксперимента по измерению линейной поляризации фотона с помощью комптоновского поляриметра приведена на рис. 10.11.

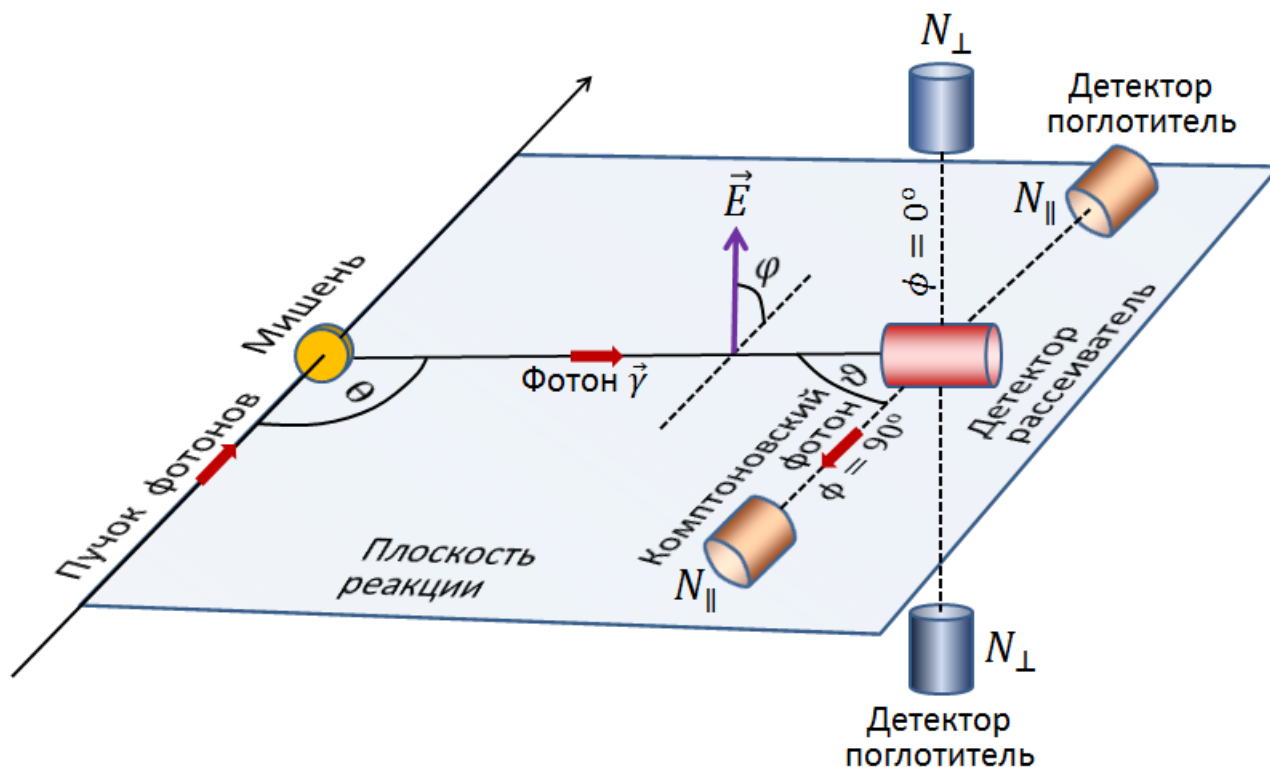


Рис. 10.11. Схема эксперимента по измерению линейной поляризации фотона с помощью комптоновского поляриметра.

Классический комптоновский поляриметр состоит из рассеивателя падающих на него фотонов, который одновременно является и их

внутренним детектором (на рис. 10.11 он назван детектором-рассеивателем) и внешних детекторов, регистрирующих комптоновски рассеянные фотоны (на рис. 10.11 они названы детекторами-поглотителями). Этих внешних детекторов может быть два или четыре (этот последний вариант, который мы и рассматриваем, предпочтительнее, так как позволяет избежать ошибок, связанных с неточностями юстировки поляриметра). Внешние детекторы располагаются крестообразно и симметрично относительно рассеивателя под углами  $\phi = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Углы  $\theta$  и  $\vartheta$  обычно выбираются равными  $90^\circ$ . Два детектора, регистрируют  $N_{\perp}$  комптоновски рассеянных фотонов, летящих вертикально плоскости реакции, два других –  $N_{\parallel}$  комптоновски рассеянных фотонов, летящих параллельно плоскости реакции. Каждый из внешних детекторов включён в схему совпадений с внутренним детектором-рассеивателем. Таким образом, появление сигнала совпадения позволяет однозначно установить, в каком направлении относительно плоскости реакции (перпендикулярно или параллельно ей) летит комптоновски рассеянный анализируемый фотон. При этом по суммарному сигналу с внутреннего и одного из внешних детекторов, с которым зафиксировано совпадение, определяется энергия анализируемого фотона. Все детекторы (как внутренний, так и внешние) являются германиевыми детекторами коаксиального типа. После накопления необходимой статистики по  $N_{\perp}$ - и  $N_{\parallel}$ -событиям с помощью соотношения (96) определяется величина и знак степени поляризации  $P_{\gamma}$  и далее, используя (89) устанавливается чётность  $\gamma$ -перехода.

Начиная с 1968 г. и до 1983 г. разрабатывались и применялись только классические комптоновские поляриметры, состоящие из трёх или пяти детекторов. С 1983 г. благодаря появлению германиевых кристаллов большого объёма стали разрабатываться поляриметры, сконструированные из одного германиевого кристалла. Использовалось сегментирование (деление) внешней поверхности кристалла и соответственно его внешнего электрода на несколько независимых частей. Эти внешние электроды вместе с общим внутренним электродом кристалла создавали систему из нескольких детекторов, ориентированных в различных направлениях относительно центра кристалл и воспроизводящую в миниатюре структуру классического комптоновского поляриметра из нескольких независимых германиевых кристаллов. Мы здесь опишем устройство такого сегментированного германиевого детектора, использованного с 1990 г. в качестве комптоновского поляриметра в Институте физики излучений Штуттгартского университета (Германия). Схема четырёхкратно

сегментированного однокристального комптоновского поляриметра этого университета показана на рис. 10.12.

Рассматриваемый поляриметр состоит из коаксиального HPGe-кристалла р-типа с чувствительным объёмом  $\approx 130 \text{ см}^3$  и внешним контактом п-типа, разделённым на четыре изолированные поверхности, что создаёт четыре электрически разделённых сектора. Внешние поверхности каждого сектора и внутренний контакт р-типа присоединены к четырём отдельным предусилителям. Сигнал от центрального контакта даёт непосредственную информацию о полной энергии фотона. Каждый из четырёх секторов действует как рассеиватель и поглотитель.

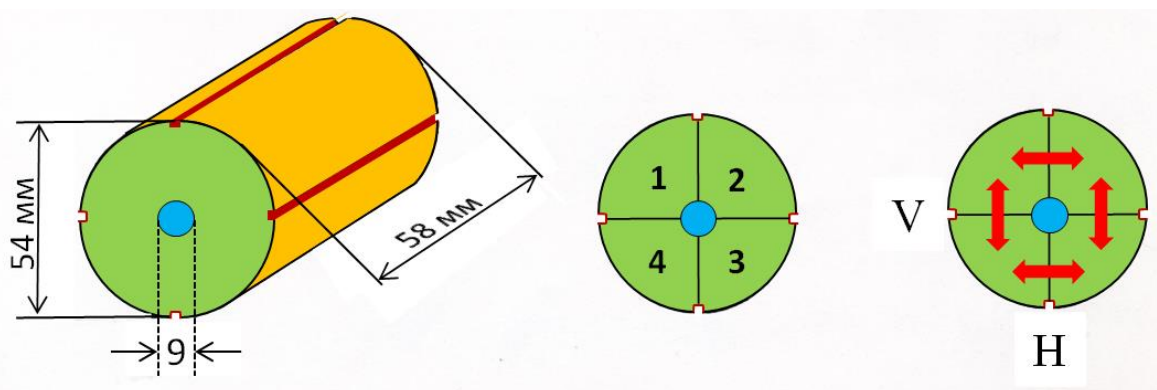


Рис. 10.12. Схема четырёхсекторного комптоновского поляриметра на базе германиевого кристалла коаксиального типа, созданного в Штуттгартском университете. Внешние электроды присоединены к цилиндрической поверхности кристалла, осевая часть кристалла является внутренним электродом. Стрелками указаны те сектора детектора, которые связаны схемой совпадений (V – вертикально ориентированные пары секторов, H – горизонтально ориентированные пары секторов).

Сигналы от секторов используются, чтобы определить плоскости комптоновского рассеяния. Это осуществляется отбором соответствующих сигналов совпадений. Вертикальная (Vertical) и горизонтальная (Horizontal) плоскости комптоновского рассеяния идентифицируются принадлежностью сигналов к следующим режимам совпадений (секторы, включенные в схему совпадений, отмечены чертой сверху):

$$V = (1\bar{2}\bar{3}4) + (\bar{1}23\bar{4}), \quad (103)$$

$$H = (12\bar{3}\bar{4}) + (\bar{1}\bar{2}34). \quad (104)$$

Так как поляриметр располагается в плоскости реакции горизонтально ей (аналогично тому, как располагается детектор-рассеиватель на рис. 10.11), то зафиксированные числа совпадений V и H являются синонимами чисел  $N_{\perp}$  и  $N_{\parallel}$  соответственно.

Однокристалльный комптоновский поляриметр имеет более низкую поляризационную чувствительность  $Q(E_\gamma)$ , чем классический (трёх- или пяти-кристальный), так как развёрнутая геометрия последнего позволяет выбирать оптимальный угол комптоновского рассеяния в зависимости от энергии фотона. Вместе с тем однокристалльная модификация обладает двумя существенными преимуществами, которые делают его использование более предпочтительным. Во-первых, отпадает необходимость суммирования сигналов с внутреннего и внешних детекторов для того чтобы определить полную энергию падающего на поляриметр фотона. Во-вторых, у однокристалльного поляриметра вследствие более сжатой геометрии и большого телесного угла существенно более высокая эффективность к совпадениям  $\epsilon_{\text{совп}}$ . Последняя определяется как отношение числа совпадений  $V + N$  к полному числу зарегистрированных детектором событий  $N_{\text{ФЕР}}$  в пике полного поглощения (Full Energy Peak) без какой либо связи с совпадениями:

$$\epsilon_{\text{совп}} = \frac{V+N}{N_{\text{ФЕР}}} \quad (105)$$

Эффективность к совпадениям рассматриваемого однокристалльного поляриметра высока и увеличивается с ростом энергии фотона, достигая насыщения. Её типичное значение  $\approx 25\%$  для фотонов с  $E_\gamma = 3$  МэВ и порога регистрации 260 кэВ.

Что касается поляризационной чувствительности детектора  $Q(E_\gamma)$ , то она как функция энергии фотона показана на рис. 10.13.

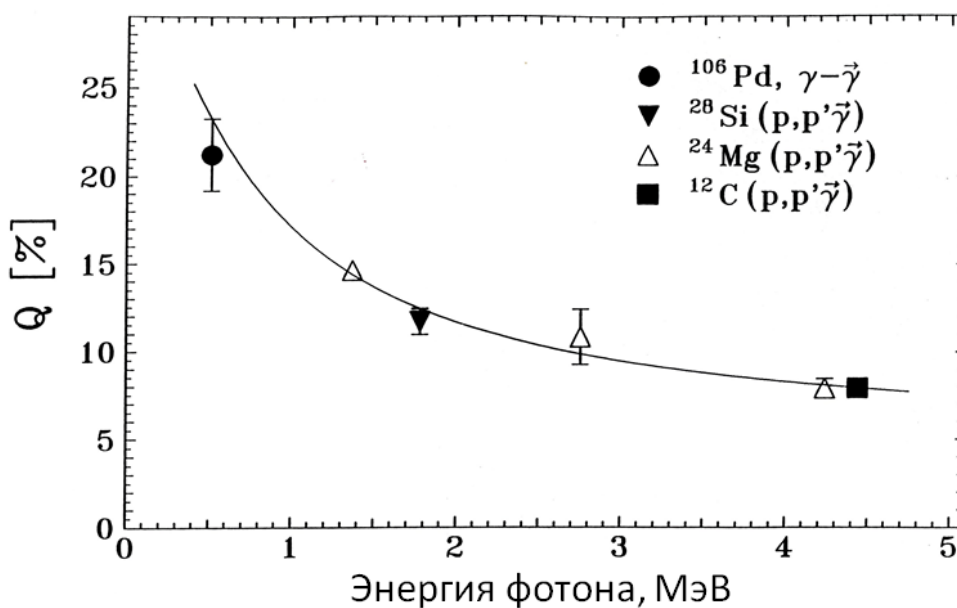


Рис. 10.13. Поляризационная чувствительность Штуттгартского однокристалльного поляриметра. Указаны процессы, использованные для её определения.

Основные характеристики описываемого поляриметра перечислены в табл. 12. Он использовался в ЯРФ-экспериментах в Штуттгартском университете на электронном ускорителе непрерывного действия Dynamitron (см. табл. 6).

Таблица 12

Основные характеристики четырёхсекторного однокристалльного комптоновского поляриметра Штуттгартского университета

Энергетическое разрешение $\Delta E_\gamma$	2,2 кэВ при 1,332 МэВ
Относительная эффективность	25% при 1,332 МэВ
Эффективность к совпадениям $\epsilon_{\text{совп}}$	25% при 3 МэВ
Поляризационная чувствительность $Q$	20% при 0,5 МэВ 9,5% при 4,4 МэВ

Ниже на рис. 10.14 приводятся результаты демонстрационного ЯРФ-эксперимента, выполненного на описываемом однокристалльном поляриметре для ядра  $^{162}\text{Dy}$ .

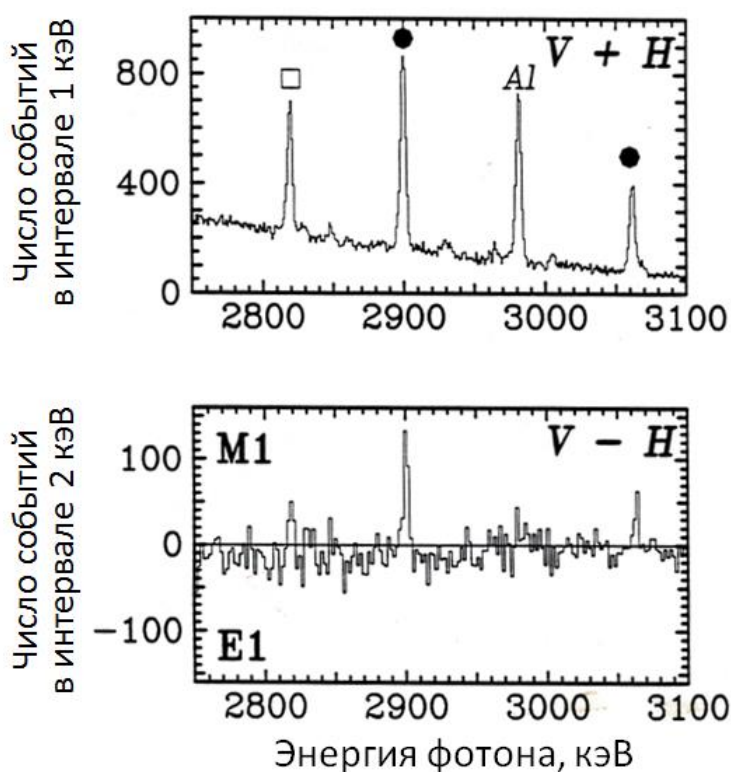


Рис. 10.14. Результаты ЯРФ-эксперимента для ядра  $^{162}\text{Dy}$ . Верхний рисунок – суммарный спектр совпадений (V+H), нижний рисунок – разностный спектр совпадений (V-H). Подробности в тексте.



Верхняя часть рис. 10.14 – суммарный спектр совпадений (V+H). Два пика, отмеченные чёрными кружочками, отвечают дипольным переходам  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  в ядре  $^{162}\text{Dy}$ . Между ними расположен пик с энергией 2981 кэВ от резонансного рассеяния в ядре  $^{27}\text{Al}$ . Этот пик используется для калибровки потока падающих фотонов, а также – тестирования поляриметра. Пик, отмеченный квадратиком, возникает от неупругого перехода на первое  $2^+$ -состояние  $^{162}\text{Dy}$ .

На нижней части рис. 10.14 показан разностный спектр совпадений (V–H). Статистика в этом спектре существенно ниже, чем в спектре V+H, но эффект очевиден. Разностный спектр между пиками проходит практически на нулевом уровне. Дипольные переходы  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  в ядре  $^{162}\text{Dy}$  отвечают положительной разности V–H, что свидетельствует и об их положительной чётности (т. е. это M1-переходы). Пик от  $^{27}\text{Al}$  в разностном спектре исчезает, так как фотоны соответствующего перехода практически не поляризованы (их степень  $P_\gamma \approx 1,5\%$ ). Пик от неупругого перехода в разностном спектре также не виден из-за низкой поляризации.

На рис. 10.15 и 10.16 приведены данные об азимутальной асимметрии дипольных переходов, полученные с помощью описываемой методики для ядер  $^{164}\text{Dy}$  и  $^{116}\text{Cd}$ . Эти данные позволяют разделить эти переходы на переходы магнитного (M1) и электрического (E1) типа.

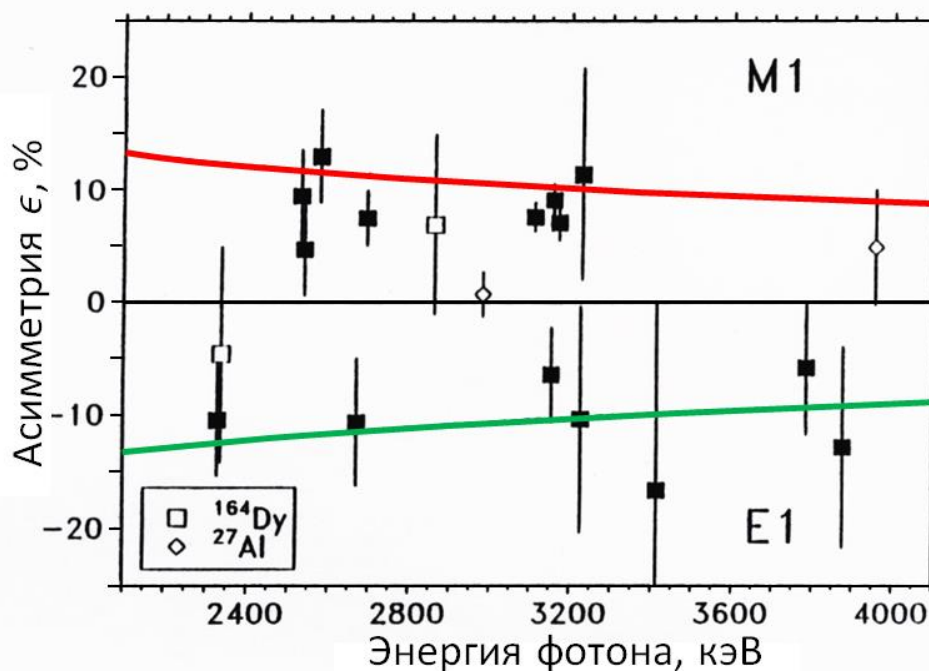


Рис. 10.15. Экспериментально определённые азимутальные асимметрии дипольных переходов в реакции  $^{164}_{66}\text{Dy}(\gamma, \vec{\gamma}')$ . Ромбы отмечают калибровочные переходы в  $^{27}\text{Al}$ . Светлые квадратики относятся к двум переходам, чётность которых нуждается в уточнении. Цветные линии – ожидаемые асимметрии для чистых M1- и E1-переходов.



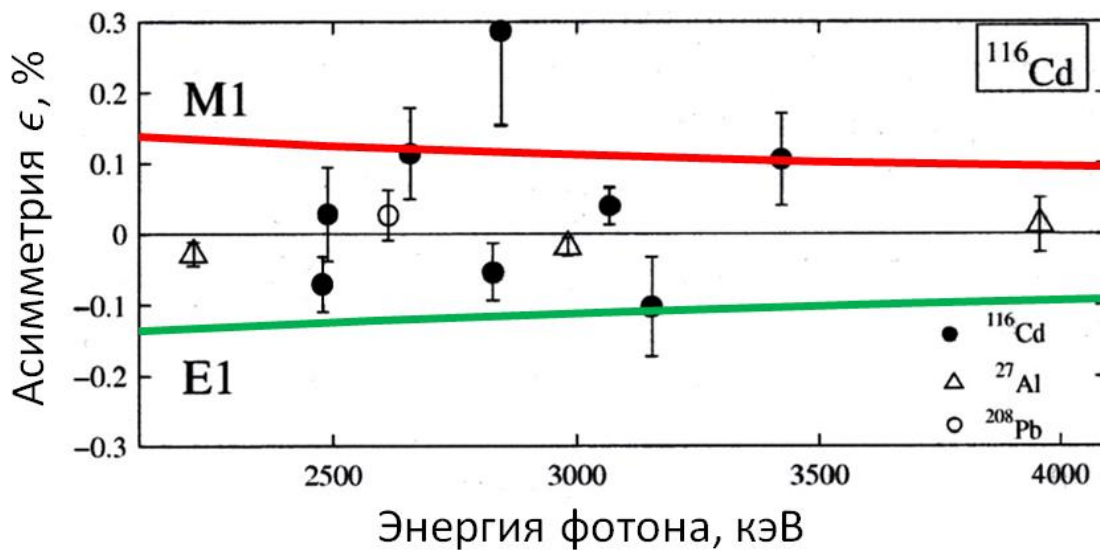


Рис. 10.16. Экспериментально определённые азимутальные асимметрии дипольных переходов в реакции  $^{116}_{48}\text{Cd}(\gamma, \vec{\gamma}')$ . Приведены также данные для неполяризованных переходов в  $^{27}\text{Al}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Цветные линии – ожидаемые асимметрии для чистых M1- и E1-переходов.

## Глава 11. Магнитные дипольные возбуждения атомных ядер. Предсказание орбитального M1-резонанса (scissors mode)

### Орбитальные и спиновые M1-переходы

Рассмотрим в качестве примера магнитные дипольные (M1) возбуждения атомных ядер. С формальной точки зрения такие возбуждения инициируются действием оператора магнитного дипольного момента ядра на волновую функцию его основного состояния. Вектор магнитного дипольного момента ядра содержит два типа магнетизма – орбитальный и спиновый – и даётся выражением (35б)

$$\vec{\mathcal{M}} = \sum_{\alpha=1}^A (g_l^\alpha \vec{l}_\alpha + g_s^\alpha \vec{s}_\alpha), \quad (106)$$

где  $g_l^\alpha$  и  $g_s^\alpha$  – гиромангнитные орбитальные и спиновые факторы нуклонов ( $g_l^p = 1$ ,  $g_l^n = 0$ ,  $g_s^p = 5,585$ ,  $g_s^n = -3,826$ ), а  $\mu_N = \frac{e_p \hbar}{2m_p c}$  – ядерный магнетон. В приведённом выражении магнитный дипольный момент выражается в ядерных магнетонах, а орбитальные и спиновые моменты нуклонов – в единицах  $\hbar$ . В дальнейшем для удобства записи вынесем в выражении (106) индекс суммирования  $\alpha$  за скобки:

$$\vec{\mathcal{M}} = \sum_{\alpha=1}^A (g_l \vec{l} + g_s \vec{s})_\alpha. \quad (107)$$

Операторная форма магнитного дипольного момента зависит от проекции этого момента на выделенное направление (ось z). Поскольку магнитному дипольному моменту отвечает единичный угловой вектор, то возможны лишь следующие проекции этого вектора:  $\pm 1$  и 0. Соответственно имеем магнитные дипольные операторы следующих двух типов:  $\widehat{\mathcal{M}}_{\pm 1}$  и  $\widehat{\mathcal{M}}_0$ :

$$\widehat{\mathcal{M}}_{\pm 1} = \sum_{\alpha=1}^A (g_l \hat{l}_{\pm 1} + g_s \hat{s}_{\pm 1})_\alpha, \quad (108)$$

$$\widehat{\mathcal{M}}_0 = \sum_{\alpha=1}^A (g_l \hat{l}_0 + g_s \hat{s}_0)_\alpha. \quad (109)$$

Поскольку поглощение ядром фотона происходит отдельным нуклоном (изменением состояния одного нуклона), то в (108) и (109) можно отказаться от суммирования по всем нуклонам ядра, применяя операторы  $\hat{l}_{\pm 1}$ ,  $\hat{l}_0$ ,  $\hat{s}_{\pm 1}$ ,  $\hat{s}_0$  к волновой функции единственного нуклона. Для самих этих операторов квантовая механика устанавливает следующие свойства

$$\hat{l}_{\pm 1} Y_{lm}(\theta, \varphi) = \mp \sqrt{(l \mp m)(l \pm m + 1)} Y_{l, m \pm 1}(\theta, \varphi), \quad (110)$$

$$\hat{l}_0 Y_{lm}(\theta, \varphi) = \hat{l}_z Y_{lm}(\theta, \varphi) = m Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

$$\hat{s}_{\pm 1} \chi_{s_z} = \mp \sqrt{(s \mp s_z)(s \pm s_z + 1)} \chi_{s_z \pm 1}, \quad (111)$$

$$\hat{s}_0 \chi_{s_z} = \hat{s}_z \chi_{s_z} = s_z \chi_{s_z}.$$

Здесь  $Y_{lm}(\theta, \varphi)$  – сферическая функция, описывающая орбитальное состояние нуклона, а  $\chi_{s_z}$  – функция его спинового состояния ( $s = 1/2$ ,  $s_z = \pm 1/2$ ). Эти две функции в виде комбинации их произведений, т. е.  $\chi_{s_z} \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$ , входят в волновую функцию ядерного нуклона, и именно они «испытывают воздействие» оператора магнитного дипольного момента, инсценирующее взаимодействие М1-фотона с ядром.

Из соотношений (110), (111) следует, что входящие в них операторы орбитального и спинового моментов не изменяют абсолютных значений орбитальных и спиновых моментов частиц, а только их проекции. Итак, при поглощении ядром магнитного дипольного фотона абсолютное значение орбитального момента участвующего в этом процессе нуклона не изменяется (как, очевидно, и его спиновый момент), а лишь проекция орбитального или спинового момента этого нуклона.

«Орбитальная» часть оператора магнитного дипольного момента нуклона воздействует только на орбитальную волновую функцию нуклона  $Y_{lm}$ , а «спиновая» часть магнитного дипольного оператора нуклона – только на его спиновую функцию  $\chi_{s_z}$ , что можно изобразить следующим образом

$$(g_l \hat{l} + g_s \hat{s}) \cdot \chi_{s_z} Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (112)$$

Таким образом,  $\hat{l}$  может изменить только состояние орбитального движения и не меняет спинового состояния нуклона, а  $\hat{s}$  может изменить только спиновое состояние нуклона и не меняет состояние его орбитального движения. Иными словами воздействие М1-фотона на ядерный нуклон осуществляется либо через «орбитальную часть» магнитного дипольного оператора, либо – через его «спиновую часть».

При поглощении М1-фотона в ядро вносится угловой момент  $\vec{1}$  и чётность ядра не меняется. Это позволяет сразу, не используя (110), понять, почему абсолютное значение орбитального момента  $l$  нуклона не изменится. Какие либо модификации  $l$  возможны лишь, если момент  $\vec{1}$  вносится в ядро через орбитальную часть М1-оператора. Тогда, формально, опираясь на правила сложения квантовомеханических векторов, для орбитального момента конечного состояния нуклона можно было бы записать  $\vec{l}_f = \vec{l}_i + \vec{1}$  и  $l_f = l_i, l_i \pm 1$ . Но значения  $l_f = l_i \pm 1$  нужно отбросить, так как они меняют чётность нуклона, а это при поглощении М1-фотона запрещено (он имеет положительную чётность). Следовательно, остается лишь  $l_f = l_i$ .

Чтобы воспринять от М1-фотона угловой вектор  $\vec{1}$  через орбитальную степень свободы, не изменив абсолютного значения  $l$ , нуклон обязан просто повернуть свой орбитальный вектор  $\vec{l}$  на необходимый угол (см. рис. 11.1).

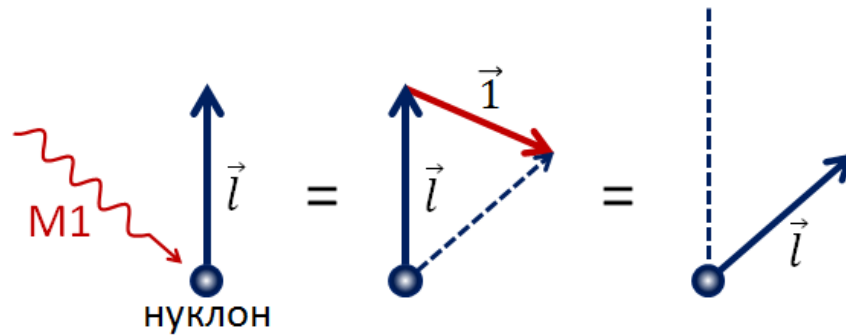


Рис. 11.1. Поворот вектора орбитального момента нуклона при поглощении ядром M1-фотона.

Что касается проекции орбитального момента нуклона при M1-переходах, вызванных оператором  $\hat{l}$ , то очевидно эта проекция меняется на  $\pm 1$ :

$$(l_z)_f = (l_z)_i \pm 1. \quad (113)$$

При M1-переходах, вызванных оператором  $\hat{s}$ , происходит переворот спина нуклона

$$(s_z)_f = (s_z)_i \pm 1 = -(s_z)_i. \quad (114)$$

Этот процесс иллюстрируется рисунком 11.2. Соответствующие переходы называют спин-флиповыми (spin-flip).

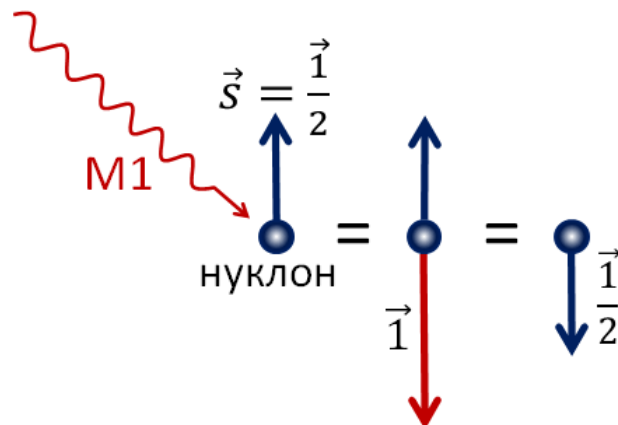


Рис. 11.2. Переворот вектора спинового момента нуклона при поглощении ядром M1-фотона.

Переходы, изображённые на рис. 11.1, называют орбитальными M1-переходами, а те, которые изображены на рис. 11.2, – спиновыми или спин-флиповыми M1-переходами. Условно орбитальные и спиновые M1-переходы можно проиллюстрировать рисунком 11.3.

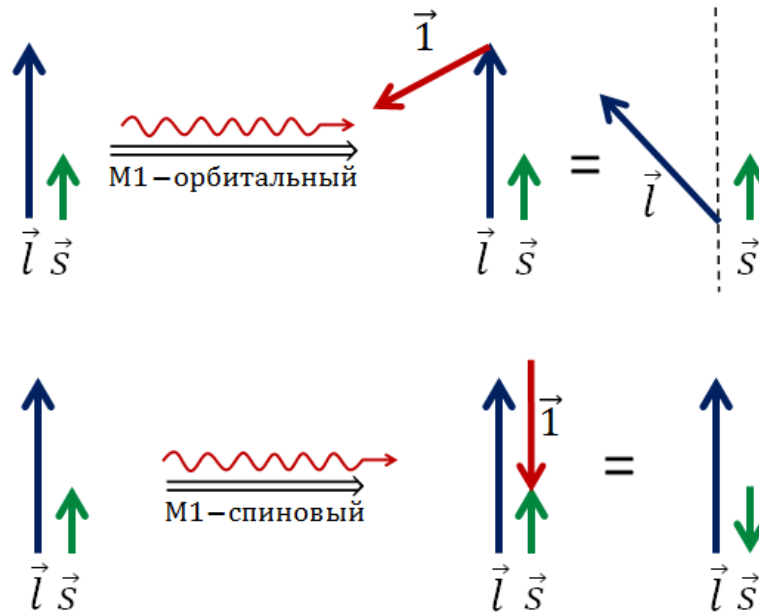


Рис. 11.3. Схематическая иллюстрация орбитальных и спиновых (т. е. спин-флиповых) M1-переходов.

Что касается полного момента нуклона  $j$ , то при поглощении M1-фотона этот момент как в случае орбитального, так и спинового (т. е. спин-флипового) перехода может либо сохраниться, либо измениться на  $\pm 1$ :

$$j_f = j_i, j_i \pm 1, \quad (115)$$

но при этом в орбитальных M1-переходах доминируют переходы с сохранением  $j$ , а в спин-флиповых M1-переходах – переходы с изменением  $j$ . В обозначениях  $nl_j$  состояния нуклона в сферической модели оболочек доминирующие орбитальные и спин-флиповые нуклонные M1-переходы будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} nl_j &\xrightarrow{\text{M1-орбитальный}} nl_j, \\ nl_j &\xrightarrow{\text{M1-спин-флиповый}} nl_{j\pm 1}. \end{aligned} \quad (116)$$

### ***M1-переходы в ядрах 1f2p-оболочки***

Рассмотрим ситуацию для сферических ядер 1f2p-оболочки. Для таких ядер число нуклонов  $A = 40-60$ . Конкретный пример приведён на рис. 11.4 для ядра  ${}_{23}^{49}\text{V}$ , у которого в приведённой конфигурации (не отвечающей его основному состоянию) 8 нуклонов на подоболочке  $1f_{7/2}$ , а на подоболочке  $2p_{3/2}$  находится один нейтрон.

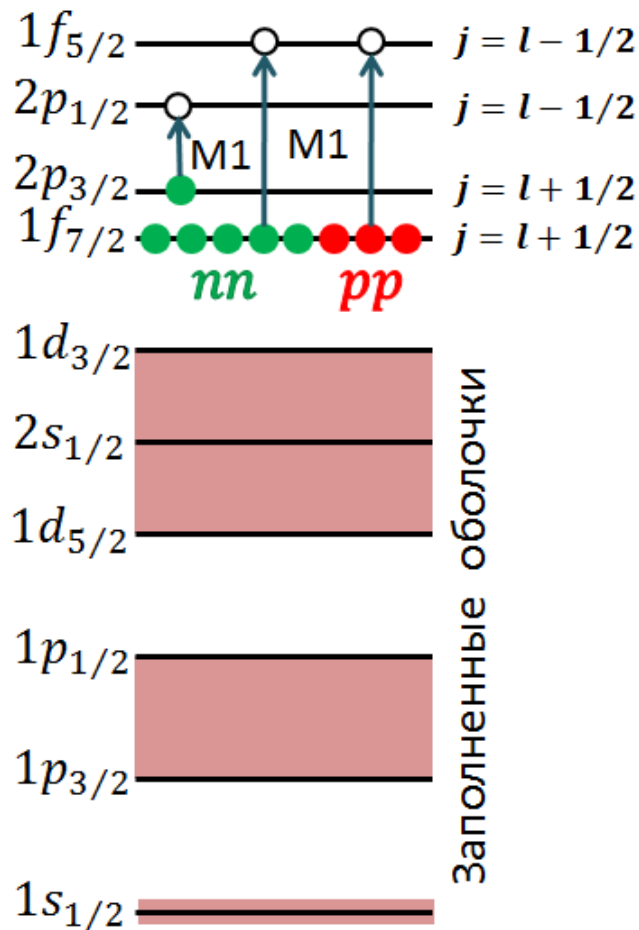


Рис. 11.4. Пример нуклонной конфигурации для одного из сферических ядер  $1f2p$ -оболочки ( ${}^{49}_{23}\text{V}$ ) и возможные низколежащие нуклонные M1-переходы.

Нижайшие по энергии M1-переходы совершаются нуклонами в пределах самой внешней ( $1f2p$ ) оболочки и показаны на рис. 11.4 стрелками. Таких переходов в рассматриваемом случае могут быть только два: протонный (или нейтронный) переход  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и нейтронный переход  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . Поскольку оба перехода отвечают изменению состояния одного нуклона в пределах одной оболочки, то их энергия не может быть большой. Эту энергию условно обозначают  $0\hbar\omega$ , поскольку средняя энергия нуклонного перехода между соседними оболочками в осцилляторных терминах  $1\hbar\omega$ .

Энергия нуклона каждого одночастичного уровня сферического ядра (подоболочки  $nl_j$ ) не зависит от проекций полного и орбитального моментов нуклона  $j_z$  и  $l_z$  (состояния нуклона по этим квантовым числам вырождены). Это означает, что оператор  $\hat{l}$  орбитального M1-перехода не может, действуя на одночастичную волновую функцию нуклона, вызвать возбуждение доминирующей ветви этого перехода, совершающегося без изменения  $j$  нуклона (см. верхнюю строчку (116)), так как энергия таких переходов

(например,  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ ) в сферическом ядре строго равна нулю. В таком ядре может возбуждаться лишь неосновная и сравнительно слабая ветвь ветвь орбитального M1-перехода с изменением  $j$ . Для рассматриваемого случая (рис. 11.4) эта ветвь орбитального M1-перехода даст вклад в переходы  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ .

В то же время в спиновых M1-переходах доминирует ветвь с изменением полного момента нуклона  $j$  (нижняя строчка (116)) и именно эта спиновая ветвь будет давать основной вклад в нуклонные M1-переходы сферического ядра с изменением  $j$  на единицу. Итак, сферические ядра характеризуются сильными спиновыми M1-переходами и слабыми (подавленными) орбитальными M1-переходами, причём и те и другие реализуются в нуклонных переходах одного типа (в рассматриваемом случае  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ ). Происходит смешивание этих переходов с приоритетным участием спин-флиповой ветви.

Сделаем оценку вкладов орбитальных и спиновых M1-возбуждений в переходы  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . Для этого необходимо рассмотреть структуру волновой функции нуклона в сферической модели оболочек. Напомним, что в этой модели состояние нуклона характеризуется четырьмя квантовыми числами:  $n$  – радиальное квантовое число,  $l$  – орбитальный момент,  $j$  – полный момент,  $j_z$  – проекция полного момента. Волновую функцию этого состояния  $\psi_{nljj_z}$  имеет вид

$$\psi_{nljj_z} = R_{nl}(r) \cdot \phi_{j_z}^{jl},$$

где  $R_{nl}(r)$  – радиальная функция нуклона, вид которой зависит от радиальной формы ядерного потенциала, а  $\phi_{j_z}^{jl}$  – спин-орбитальная функция, зависящая от угловых и спиновых состояний нуклона. В свою очередь вид функции  $\phi_{j_z}^{jl}$  определяется правилами сложения орбитального и спинового векторов нуклона в вектор его полного углового момента, т. е. правилами, которые позволяют состояние нуклона, характеризуемое квантовыми числами  $j$ ,  $l$  и  $j_z$ , сформировать из его орбитальных ( $l, m \equiv l_z$ ) и спиновых ( $s, s_z$ ) состояний. Математически в квантовой механике это осуществляется суммированием произведений спиновой и орбитальной функций нуклона  $\chi_{s_z} \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)$ , взятых с коэффициентами Клебша-Гордана ( $lms_z | jj_z$ ):

$$\phi_{j_z}^{jl} = \sum_{m, s_z} (lms_z | jj_z) \chi_{s_z} \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (117)$$

В дальнейшем для иллюстрации рассмотрим простейший в плане математических выкладок пример состояния нуклона с  $j = l + 1/2$  и

максимальной проекцией этого момента, т. е. случай  $j_z = j = l + 1/2$ . Этот случай отвечает спин-орбитальной волновой функции нуклона  $\phi_{j_z}^{jl} \equiv \phi_{j_z=l+1/2}^{j=l+1/2,l}$ . Это состояние с максимальными проекциями  $j_z, l_z, s_z$ . Поэтому при поглощении M1-фотона возможно лишь уменьшение этих проекций на единицу при сохранении  $l$  и  $s$ , что реализуется действием понижающих операторов  $\hat{l}_{-1}$  и  $\hat{s}_{-1}$  на исходное состояние (см. (110) и (111)):

$$\begin{aligned}\hat{l}_{-1}\phi_{j_z=l+1/2}^{j=l+1/2,l} &= \hat{l}_{-1}\chi_{+1/2}Y_{ll}(\theta, \varphi) = \sqrt{2l}\chi_{+1/2}Y_{l,l-1}(\theta, \varphi), \\ \hat{s}_{-1}\phi_{j_z=l+1/2}^{j=l+1/2,l} &= \chi_{-1/2}Y_{ll}(\theta, \varphi).\end{aligned}\quad (118)$$

Что касается  $j$ , то оно либо останется тем же, либо уменьшится на единицу (115). Итак, возможны два конечных состояния  $\phi_{j_z=l-1/2}^{j=l+1/2,l}$  и  $\phi_{j_z=l-1/2}^{j=l-1/2,l}$ . Их получаем, используя разложение (117) и соответствующие коэффициенты Клебша-Гордана

$$\phi_{j_z=l-1/2}^{j=l+1/2,l} = \frac{1}{\sqrt{2l+1}}\chi_{-1/2}Y_{ll}(\theta, \varphi) + \sqrt{\frac{2l}{2l+1}}\chi_{+1/2}Y_{l,l-1}(\theta, \varphi), \quad (119)$$

$$\phi_{j_z=l-1/2}^{j=l-1/2,l} = \sqrt{\frac{2l}{2l+1}}\chi_{-1/2}Y_{ll}(\theta, \varphi) - \frac{1}{\sqrt{2l+1}}\chi_{+1/2}Y_{l,l-1}(\theta, \varphi). \quad (120)$$

Теперь легко оценить вероятности M1-переходов с сохранением полного момента нуклона ( $j \xrightarrow{M1} j$ ) и с уменьшением этого момента на единицу ( $j \xrightarrow{M1} j - 1$ ). Соответствующие вероятности определяются прежде всего квадратами модулей матричных элементов, т. е.  $|\langle f|\hat{l}_{-1}|i\rangle|^2$  и  $|\langle f|\hat{s}_{-1}|i\rangle|^2$ , где  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  – спин-орбитальные волновые функции  $\phi_{j_z}^{jl}$  начального и конечного состояний. Учитывая (118)-(120) и условие ортонормированности, получаем:

$$\text{Если имеем переход } j \xrightarrow{M1} j, \text{ то, } \langle f|\hat{l}_{-1}|i\rangle = \frac{2l}{\sqrt{2l+1}}, \quad (121a)$$

$$\text{и } \langle f|\hat{s}_{-1}|i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2l+1}}. \quad (121b)$$

$$\text{Если же имеем переход } j \xrightarrow{M1} j - 1, \text{ то } \langle f|\hat{l}_{-1}|i\rangle = \sqrt{\frac{2l}{2l+1}}, \quad (122a)$$

$$\text{и } \langle f|\hat{s}_{-1}|i\rangle = \sqrt{\frac{2l}{2l+1}}. \quad (122b)$$

Отсюда следует, что в рассматриваемом случае только за счёт разницы в матричных элементах орбитальные M1-переходы без изменения  $j$  вероятнее (в данном случае в  $2l$ -раза) переходов с изменением  $j$  на единицу. Что касается спиновых M1-возбуждений, то в данном случае только за счёт разницы в матричных элементах переходы с изменением  $j$  во столько же (в  $2l$ ) раз вероятнее переходов без изменения  $j$ .



Из оценок (121) и (122) может показаться, что орбитальные M1-переходы (если они не блокируются вырождением по энергии, характерным для сферических ядер), должны быть существенно вероятнее спиновых (примерно в  $2l$  раз для рассмотренного выше случая). Это, однако, не так, поскольку в величину вероятности входит множителем квадрат гиромагнитного фактора нуклона (орбитального или спинового). Поскольку спиновые гиромагнитные факторы нуклонов существенно больше их орбитальных (для нейтрона орбитальный гиромагнитный фактор вообще нулевой), то спиновые M1-переходы в большинстве случаев характеризуются большей вероятностью, чем орбитальные.

Вернёмся к рис. 11.4. Нижайшие M1-возбуждения формируются нуклонными переходами  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . Это переходы с изменением  $j$ . Основная роль в них принадлежит спиновым степеням свободы и меньшая – орбитальным. Орбитальные M1-переходы без изменения  $j$  в пределах одной оболочки в сферических ядрах запрещены вырождением по энергии однонуклонных состояний  $nl_j$  с разными  $j_z$ . Эти переходы, как мы покажем несколько ниже, в полной мере проявляются в несферических ядрах.

Отметим, что орбитальные переходы без изменения  $j$ , т. е. переходы типа

$$l_j \xrightarrow{\text{M1-орбитальный}} l_j,$$

остаются возможными в сферических ядрах для нуклонных переходов через одну, три, пять и так далее оболочек, т. е. через чётное число (2, 4, 6, ...) межоболочечных энергетических интервалов. Примерами таких переходов через одну оболочку являются  $1f_{7/2} \rightarrow 2f_{7/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 3p_{3/2}$ . Однако энергии этих и подобных им переходов слишком велики ( $2\hbar\omega$ ,  $4\hbar\omega$ ,  $6\hbar\omega$ , ...) и их мы далее рассматривать не будем.

В несферических (деформированных) ядрах снимается вырождение по  $j_z$  для каждой подоболочки ( $nl_j$ ) и переходы типа  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ , имеющие преимущественно орбитальный характер, становятся возможными. Ситуация иллюстрируется рисунком 11.5 на примере несферического (вытянутого) ядра с незамкнутой оболочкой  $1f2p$ . Нужно помнить, что термины «Spin-flip» и «Orbital» на рис. 11.5 относятся к доминирующим ветвям переходов, указанных цветными стрелками (т. е. к переходам соответственно с изменением и сохранением полного момента нуклона  $j$ ). В так называемую спин-флиповую ветвь (красные стрелки – изменение  $j$ ) небольшой вклад дают орбитальные переходы и, наоборот, в

«орбитальную ветвь» (зелёные стрелки – сохранение  $j$ ) небольшой вклад дают спиновые переходы.

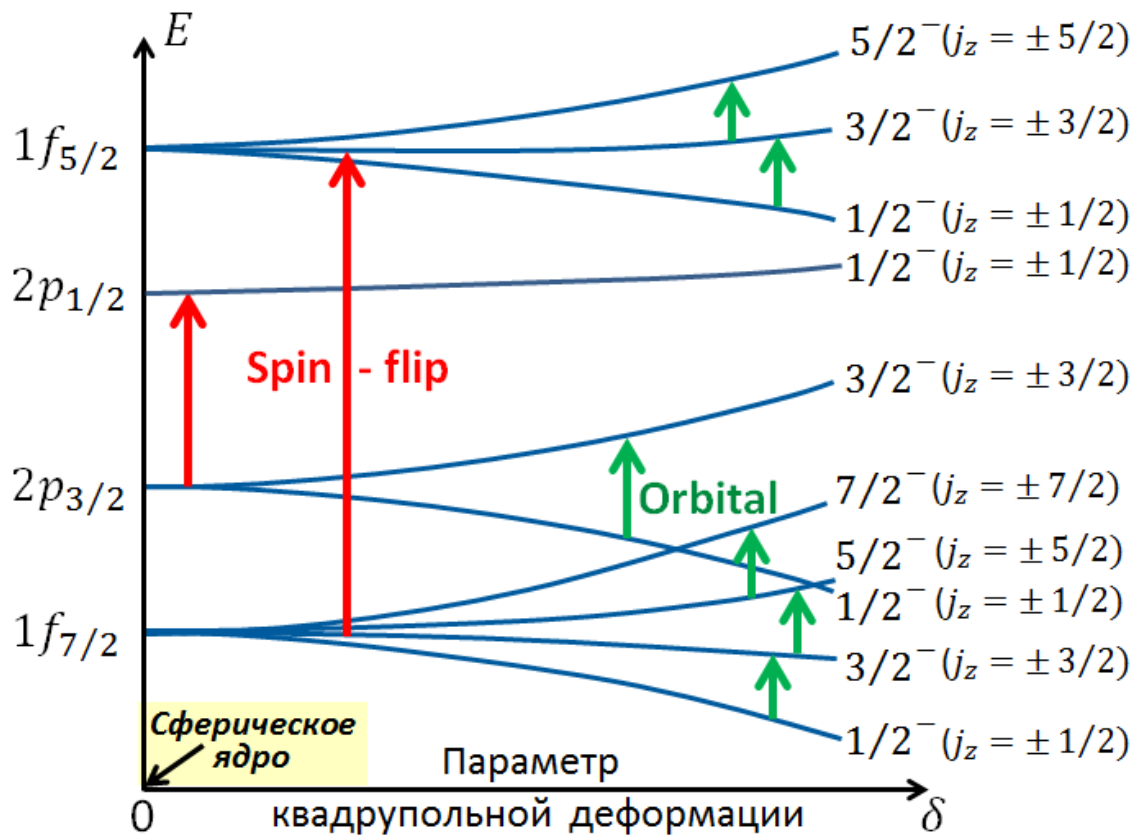


Рис. 11.5. Однонуклонные спин-флиповые и орбитальные M1-переходы в несферическом ядре  $1f2p$ -оболочки.

Рис. 11.4 и 11.5 позволяют сделать следующие выводы о характере низколежащих M1-переходов в атомных ядрах:

1. Спиновые M1-переходы доминируют в сферических и близких к ним ядрах. Роль орбитальных M1-переходов в этих ядрах мала.
2. Орбитальные M1-переходы должны играть существенную роль в несферических ядрах. Число возможных орбитальных переходов в таких ядрах больше числа возможных спиновых переходов.
3. В несферических ядрах энергии орбитальных M1-переходов в среднем ниже энергии спиновых M1-переходов. Поэтому в низкоэнергичной части спектра ядерных возбуждений несферических ядер орбитальные M1-переходы должны доминировать над спиновыми. Именно в этой области таких ядер и следует искать орбитальные M1-возбуждения.

**Коллективный образ ядерных M1-возбуждений.  
Предсказание ножничных возбуждений (*scissors mode*)**

В предыдущем пункте была рассмотрена одночастичная картина ядерных M1-возбуждений – орбитальных и спиновых. Рассмотрим коллективную картину этих возбуждений. Для того, чтобы установить коллективный характер возбуждения квантовой системы как совместной реакции на это возбуждение коллектива квантовых частиц, нужно просто в квазиклассической картине рассмотреть вид оператора возбуждения. Прежде всего, преобразуем оператор M1-перехода, используя изоспиновую терминологию.

Напомним, что протон и нейтрон в этой терминологии рассматриваются как два изоспиновых состояния одной частицы – нуклона. Нуклону приписывается изоспин  $t = 1/2$ , причём нейтрону в ядерной физике (в отличие от физики частиц) обычно приписывают проекцию  $t_z$  в зарядовом (изоспиновом) пространстве, равную  $+1/2$ , а протону – проекцию  $-1/2$ :

$$t_z = \begin{cases} +1/2 & \text{для нейтрона,} \\ -1/2 & \text{для протона.} \end{cases} \quad (123)$$

Вводя оператор  $\hat{t}_z$  проекции изоспина на ось  $z$ , можем записать

$$\begin{aligned} \hat{t}_z |n\rangle &= (t_z)_n |n\rangle = +\frac{1}{2} |n\rangle, \\ \hat{t}_z |p\rangle &= (t_z)_p |p\rangle = -\frac{1}{2} |p\rangle. \end{aligned} \quad (124)$$

С помощью операторов

$$\begin{aligned} \hat{t}_p &= \left(\frac{1}{2} - \hat{t}_z\right), \\ \hat{t}_n &= \left(\frac{1}{2} + \hat{t}_z\right), \end{aligned} \quad (125)$$

выделяющих из нуклонов протоны и нейтроны, можно оператор  $\widehat{\mathcal{M}}$  (107) разделить на изоскалярную (*is*), т. е. независящую от изоспиновых переменных часть (скаляр в изоспиновом пространстве) и изовекторную (*iv*) часть, которая зависит от проекции вектора изоспина:

$$\widehat{\mathcal{M}} = \widehat{\mathcal{M}}_{is} + \widehat{\mathcal{M}}_{iv}. \quad (126)$$

В дальнейшем операторный значок («шляпку») употреблять не будем.

Сначала запишем  $\vec{\mathcal{M}}$  через орбитальные и спиновые переменные

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{M}} &= \sum_{\alpha=1}^A (g_l^\alpha \vec{l}_\alpha + g_s^\alpha \vec{s}_\alpha) = \\ &= \sum_{pp} 1 \cdot \vec{l}_p + \sum_{nn} 0 \cdot \vec{l}_n + \sum_{pp} g_p \cdot \vec{s}_p + \sum_{nn} g_n \cdot \vec{s}_n, \end{aligned} \quad (127)$$

где  $\Sigma_{pp}$  и  $\Sigma_{nn}$  означает суммирование по протонам и нейтронам, а нижние индексы  $p$  и  $n$  в  $\vec{l}_p, \vec{l}_n, \vec{s}_p, \vec{s}_n$  мы для упрощения используем и как индексы суммирования соответственно по протонам и нейтронам.

Вводя в выражение (127) операторы  $t_p$  и  $t_n$  (125), выделяющие протоны и нейтроны, перепишем это выражение в виде

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{M}} = & \sum_{pp} \left( \frac{1}{2} - t_z \right) \vec{l}_p + \sum_{nn} \left( \frac{1}{2} - t_z \right) \vec{l}_n + \\ & + g_p \Sigma_{\alpha} \left( \frac{1}{2} - t_z \right) \vec{s}_{\alpha} + g_n \Sigma_{\alpha} \left( \frac{1}{2} + t_z \right) \vec{s}_{\alpha}. \end{aligned} \quad (128)$$

Можно проверить прямым вычислением, что эта форма записи  $\vec{\mathcal{M}}$  полностью эквивалентна (127). Так в 1-й сумме для протонов скобка  $\left( \frac{1}{2} - t_z \right) = \left[ \frac{1}{2} - \left( -\frac{1}{2} \right) \right] = 1$ . Во 2-й сумме для нейтронов  $\left( \frac{1}{2} - t_z \right) = 0$ . Аналогично, легко показать, что остальные (спиновые) слагаемые в (128) полностью адекватны двум последним слагаемым в (127).

Объединяя далее в отдельные суммы члены в (128), содержащие изоспиновый оператор  $t_z$  и без него, получаем

$$\vec{\mathcal{M}}_{is} = \frac{1}{2} [\Sigma_{pp} \vec{l}_p + \Sigma_{nn} \vec{l}_n] + \frac{1}{2} g_p \Sigma_{\alpha} \vec{s}_{\alpha} + \frac{1}{2} g_n \Sigma_{\alpha} \vec{s}_{\alpha}, \quad (129)$$

$$\vec{\mathcal{M}}_{iv} = -\Sigma_{\alpha} t_z \vec{l}_{\alpha} + (g_n - g_p) \Sigma_{\alpha} t_z \vec{s}_{\alpha}. \quad (130)$$

Далее, используя операторы полного орбитального моментов протонов  $\vec{L}_p = \Sigma_{pp} \vec{l}_p$ , нейтронов  $\vec{L}_n = \Sigma_{nn} \vec{l}_n$  и полного спинового моментов нуклонов  $\vec{S} = \Sigma_{\alpha} \vec{s}_{\alpha}$ , приводим (129) и (130) к виду

$$\vec{\mathcal{M}}_{is} = \frac{1}{2} (\vec{L}_p + \vec{L}_n) + \frac{1}{2} (g_p + g_n) \vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{L}_p + \vec{L}_n) + 0,88 \vec{S}, \quad (131)$$

$$\vec{\mathcal{M}}_{iv} = \frac{1}{2} (\vec{L}_p - \vec{L}_n) + (g_n - g_p) \Sigma_{\alpha} t_z \vec{s}_{\alpha} = \frac{1}{2} (\vec{L}_p - \vec{L}_n) - 9,41 \Sigma_{\alpha} t_z \vec{s}_{\alpha}. \quad (132)$$

Полученные выражения позволяют сделать следующие заключения:

1. Изовекторное M1-возбуждение значительно вероятнее изоскалярного за счёт существенной разницы в числовых множителях (9,41 и 0,88) перед спиновыми частями соответствующих операторов (эти множители при вычислении вероятностей возводятся в квадрат).
2. Изовекторное возбуждение расщепляется на орбитальное и более вероятное спиновое, причём орбитальное  $(\vec{L}_p - \vec{L}_n)$  отвечает вращению всех протонов и всех нейтронов в противоположных направлениях (т. е. их противофазному орбитальному движению).

3. Более слабое изоскалярное M1-возбуждение также расщепляется на орбитальное и спиновое, причём орбитальное ( $\vec{L}_p + \vec{L}_n$ ) отвечает совместному вращению в одном направлении всех протонов и всех нейтронов (т. е. их синфазному орбитальному движению).

Противофазное и синфазное орбитальные ядерные M1-возбуждения в предельной коллективной картине схематически изображены на рис. 11.6. Противофазное орбитальное M1-возбуждение получило название «ножничного» (scissors mode). Очевидно из представленной коллективной картины орбитальных M1-возбуждений, что они невозможны в сферических ядрах, так как квантовая механика запрещает вращение сферически симметричного объекта.

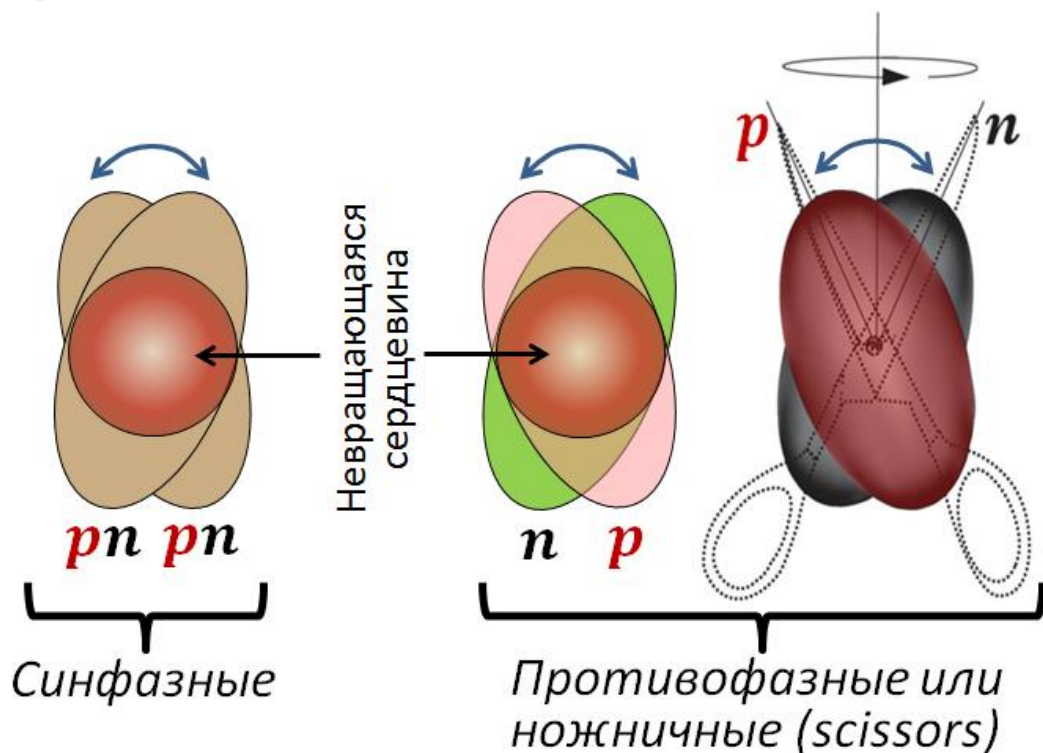


Рис. 11.6. Коллективная картина синфазных (изоскалярных) и противофазных (изовекторных) орбитальных M1-возбуждений.

Если теперь обратиться к коллективной картине спиновых (спин-флиповых) возбуждений, которая следует из вида операторов (131) и (132), то неизбежен следующий вывод: изоскалярные спин-флиповые возбуждения отвечают одинаково направленным (синфазным) переворотам спинов нейтронов и протонов ( $+\frac{1}{2} \longleftrightarrow -\frac{1}{2}$ ), в то время как изоспиновые спин-флиповые переходы – разнонаправленным (противофазным) переворотам нейтронных и протонных спинов (если  $+\frac{1}{2} \longleftrightarrow -\frac{1}{2}$ , то  $-\frac{1}{2} \longleftrightarrow +\frac{1}{2}$  и наоборот). Эта ситуация условно иллюстрируется рис. 11.7.

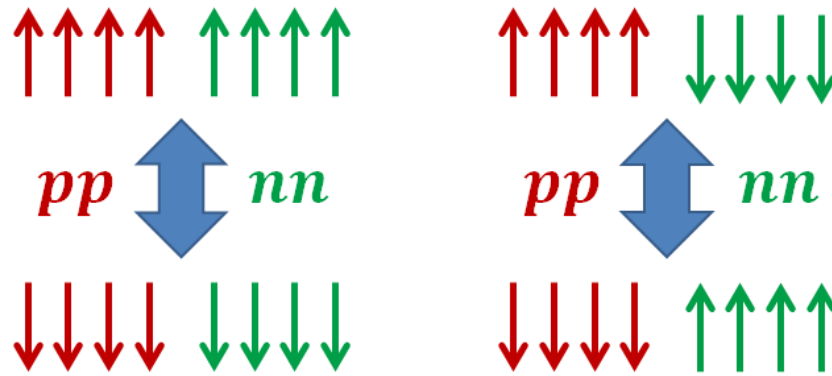


Рис. 11.7. Схематическая иллюстрация изоскалярных (слева) и изоспиновых (справа) спин-флиповых возбуждений.

Коллективный образ орбитальных и спин-флиповых ядерных  $M1$ -возбуждений, представленный иллюстрациями 11.6 и 11.7, конечно, является предельной идеализацией, поскольку  $M1$ -переход инициируется одним нуклоном. Коллективность перехода может возникнуть за счёт остаточного (частично-дырочного) взаимодействия между нуклонами, как это, например, имеет место при возбуждении гигантского дипольного ( $E1$ ) резонанса.

Отметим также следующее. Изоскалярные  $M1$ -переходы происходят без изменения изоспина, т. е. это переходы с  $\Delta T = 0$ . В изовекторных  $M1$ -переходах  $\Delta T = 0, \pm 1$ . Если переходы происходят из основного состояния самоспряжённого ( $N=Z$ ) ядра, то в изоскалярных  $M1$ -переходах возбуждаемое состояние имеет нулевой изоспин также как и основное ( $T_i = 0 \xrightarrow{M1_{is}} T_f = 0$ ). В изовекторных  $M1$ -переходах самоспряжённого ядра возбуждаемое состояние получает единичный изоспин ( $T_i = 0 \xrightarrow{M1_{iv}} T_f = 1$ ). Существенно и то, что изоскалярные и изовекторные  $M1$ -возбуждения в самоспряжённых ядрах не смешиваются, что является следствием высокой изоспиновой чистоты низколежащих ядерных возбуждений. В то же время орбитальные и спин-флиповые  $M1$ -переходы внутри каждой изоспиновой ветви связаны неразрывно, т. е. именно они смешиваются в любом ядерном состоянии.

Сопоставим ножничные возбуждения с электрическими дипольными, наиболее мощным проявлением которых является гигантский дипольный ( $E1$ ) резонанс. Этот последний резонанс является существенно коллективным возбуждением. Оба типа сравниваемых возбуждений дипольные и изовекторные (поляризационные), т. е. происходят с разделением протонной и нейтронной ядерных субстанций. Их операторы имеют сходную изоспиновую структуру:

$$\begin{aligned} & -e \sum_{\alpha} t_z \vec{r}_{\alpha} \quad \text{для } E1, \\ & - \sum_{\alpha} t_z \vec{l}_{\alpha} \quad \text{для } M1 \end{aligned} \quad (133)$$

и, как показывают теоретические расчёты, энергии сравниваемых возбуждений связаны простым приблизительным соотношением

$$E(M1) \approx \delta \cdot E(E1), \quad (134)$$

где  $\delta$  – параметр квадрупольной деформации ядра. Откуда следует, что энергии основных ножничных возбуждений должны лежать в области 2-5 МэВ. Качественное сравнение гигантского дипольного (E1) резонанса и ножничного возбуждения дано на рис. 11.8.

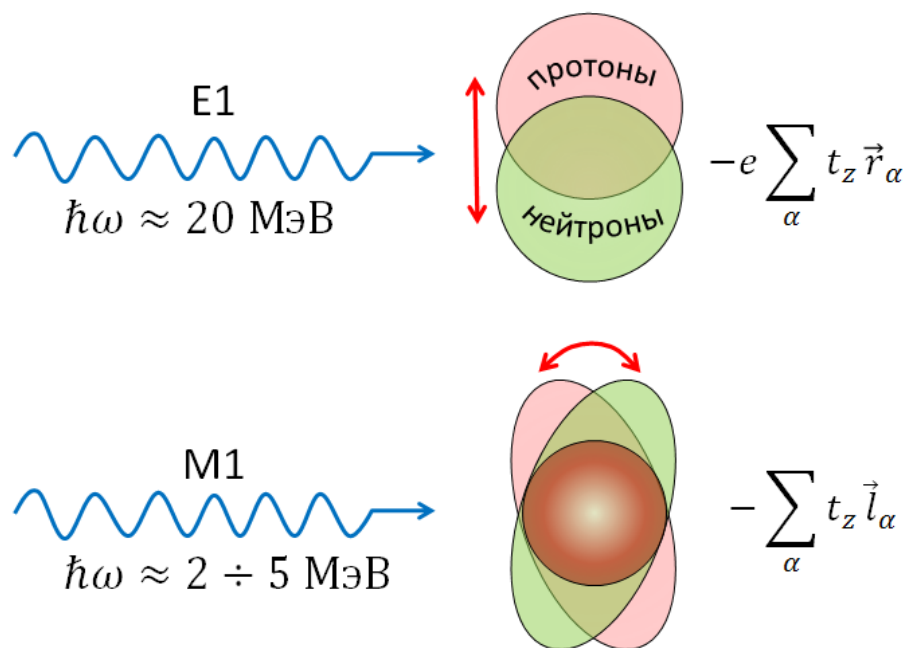


Рис. 11.8. Сопоставление гигантского дипольного (E1) резонанса и ножничного возбуждения в картине коллективных движений.

Для описания ножничной моды был использован ряд теоретических моделей, как коллективных, так и микроскопических: TRM – двухроторная модель, SRA – приближение правила сумм, RPA – приближение случайных фаз, GAD – модель гигантских угловых дипольных колебаний, ИВА – модель взаимодействующих бозонов. TRM, SRA – макроскопические модели; RPA, GAD – микроскопические (оболочечные) теории; ИВА занимает промежуточное положение между макроскопическим подходом и моделью оболочек. Так в двухроторной (TRM) модели, которая была первой использована для описания ножничных возбуждений (Lo Iudice, Palumbo, 1978 г.), нейтронная и протонная ядерные субстанции рассматриваются как жёсткие деформированные тела, совершающие вращательно-возвратные движения друг относительно друга.

Теоретические модели предсказывают следующие энергии и суммарные приведённые вероятности изовекторных орбитальных (scissors) M1-возбуждений:

$$E_{scissors}(M1_{iv}) = 2 \div 4 \text{ МэВ}, \quad (135a)$$

$$\sum B_{scissors}(M1_{iv}) = 0,3 \div 3,5 \mu_N^2. \quad (135b)$$

Вернёмся к вопросу о коллективности ножничной моды. Признаком коллективности какого либо возбуждения является концентрация вероятности (или, как часто говорят, силы – strength) этого возбуждения в малом числе состояний, расположенных в узком энергетическом интервале и энергетический сдвиг этих состояний, вызванный остаточным взаимодействием между нуклонами. Хорошо известным примером такого состояния является гигантский дипольный (E1) резонанс (ГДР), практически вся сила которого уместается у магических ядер в интервале шириной около 5 МэВ вокруг средней энергии 15-20 МэВ. На этапе своего возбуждения ГДР формируется как 1-2 входных частично-дырочных ( $1p1h$ ) состояния, вбирающих в себя почти всю силу изовекторных E1-переходов и сдвинутых остаточным взаимодействием к более высоким энергиям. На этапе распада происходит дробление этой силы по значительному числу состояний более сложной природы ( $2p2h, 3p3h, \dots$ ), что может существенно увеличить ширину гигантского (E1) резонанса. В ножничных возбуждениях эффект коллективизации проявляется лишь частично. Сила этого возбуждения концентрируется в малом числе близких по энергии состояний, но энергетический сдвиг за счёт остаточного взаимодействия не наблюдается. Поэтому принято ножничные возбуждения рассматривать как «слабые» коллективные возбуждения.

Полная сила ГДР характеризуется интегральным сечением изовекторных E1-возбуждений, которая даётся так называемым классическим электрическим дипольным правилом сумм:

$$\int \sigma_{E1}(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{m_p c} \cdot \frac{NZ}{A}, \quad (136)$$

где  $m_p$  – масса протона. Поскольку мы выражаем полную силу M1-возбуждений в терминах суммарной приведенной вероятности перехода  $\sum B(M1)$ , где сумма берётся по всем состояниям, среди которых распределяется рассматриваемый тип M1-возбуждения, то для удобства сопоставления переопределим классическое электрическое дипольное правило сумм в терминах приведенной вероятности E1-переходов, т. е.



перепишем его в виде  $\sum B(E1)$ . Не вдаваясь в несложные выкладки, запишем результат для чётно-чётного (т. е. с нулевым спином) ядра:

$$\sum B(E1) = \frac{1}{2E} \cdot \frac{e^2 \hbar^2}{m_p} \cdot \frac{NZ}{A}, \quad (137)$$

где  $E$  — энергия максимума ГДР. Численный результат выражается в единицах квадрата электрического дипольного момента (подобно тому, как соответствующий результат в случае M1-переходов выражается в квадратах магнитного дипольного момента, т. е. в  $\mu_N^2$ ). Удобно использовать единицы  $e^2 \cdot \text{Фм}^2$ . Если взять, например, ядро 1f2p-оболочки  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ , то для него  $\sum B(E1) = 12,3 e^2 \cdot \text{Фм}^2$ .

## Глава 12. Открытие и исследование изовекторных орбитальных (ножничных) M1-возбуждений

### *Открытие и исследование изовекторных орбитальных (ножничных) M1-возбуждений в тяжёлых деформированных ядрах*

Предпосылки для существования в ядрах ножничных возбуждений появились в связи с работами теоретиков Hilton (1976), Suzuki и Rowe (1977), Lo Iudice и Palumbo (1978, 1979). Двое последних выполнили первый расчёт возбуждений этого типа в рамках геометрической двухроторной модели (TRM). Ножничное возбуждение было открыто в 1983 г. в прецизионных экспериментах по неупругому рассеянию электронов тяжёлыми деформированными ядрами на линейном ускорителе электронов непрерывного действия (A. Richter с сотрудниками, Дармштадт).

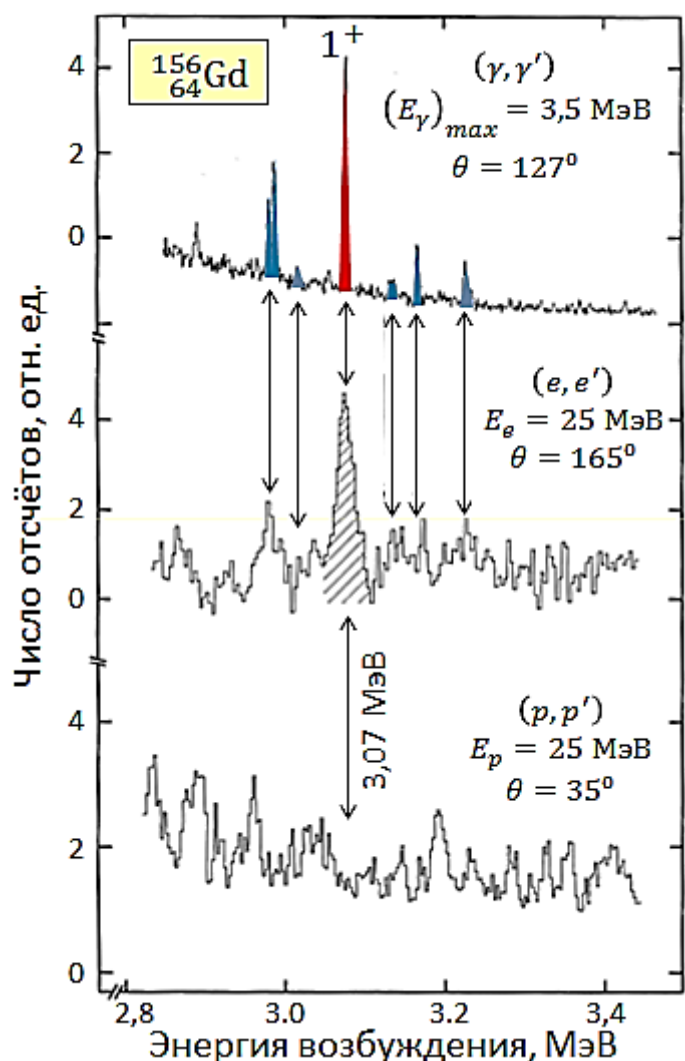


Рис.12.1. Сравнение спектров неупругого рассеяния фотонов, электронов и протонов ядром  $^{156}_{64}\text{Gd}$  в области M1-возбуждения нового типа.

На рис. 12.1. в качестве примера приведены данные для ядра  $^{156}_{64}\text{Gd}$ . На средней части рисунка показан спектр неупругого рассеяния электронов, содержащий интенсивный пик с энергией 3,07 МэВ, отвечающий возбуждению состояния  $1^+$ . Кроме того, наблюдается ещё пять более слабых пиков, также отвечающих возбуждению  $1^+$ -состояний. Эти пики со значительно лучшим разрешением наблюдаются в ЯРФ-эксперименте с использованием тормозного гамма-излучения с верхней границей 3,5 МэВ и Ge(Li)-детектора (верхний рисунок). Самый интенсивный пик в ЯРФ-спектре выделен красным цветом, менее интенсивные – синим. Все эти пики, отвечающие M1-возбуждениям, не видны в спектре неупругого рассеяния протонов (нижний рисунок). Особенно показательное отсутствие в этом спектре интенсивного пика с энергией 3,07 МэВ. Поскольку при неупругом рассеянии протонов промежуточных энергий под малыми углами возбуждение ядра преимущественно вызывается спиновой частью нуклон-нуклонного взаимодействия, а при неупругом электронном и  $(\gamma, \gamma')$ -рассеянии участвует как спиновый, так и орбитальный магнетизм, то обсуждаемые  $1^+$ -состояния ядра  $^{156}_{64}\text{Gd}$  должны быть отнесены к орбитальным M1-возбуждениям. Приведённая вероятность M1-возбуждения сильнейшего состояния 3,07 МэВ  $\approx 1,3 \mu_N^2$ . С учётом пяти более слабых M1-переходов  $\sum B(M1) \approx 2,4 \mu_N^2$ .

Расширение области энергий возбуждения в  $^{156}\text{Gd}(e, e')$ -эксперименте до 9,5 МэВ (верхняя часть рис. 12.2) не обнаруживает сколько-нибудь заметных состояний в области выше 4 МэВ, сравнимых с теми, которые наблюдаются при меньших энергиях. Аналогичная ситуация имеет место и для ядра  $^{168}\text{Er}$  (нижняя часть рис. 12.2). В то же время расчёты в рамках RPA показывают концентрацию в области 5-10 МэВ интенсивных спин-флиповых переходов. Это подтверждается и чувствительным к спин-флиповым переходам  $(p, p')$ -рассеянием под малыми углами, в котором для всех деформированных тяжёлых ядер в области 4-10 МэВ наблюдается плотный набор интенсивных  $1^+$ -состояний (рис. 12.3). Спектр M1-возбуждений в  $(p, p')$ -рассеянии на этом рисунке изображён гистограммой (следствие менее высокого энергетического разрешения экспериментов этого типа по сравнению с  $(\gamma, \gamma')$  и  $(e, e')$ ).

Таким образом, орбитальных M1-переходов в районе 4-10 МэВ практически нет. Область M1-переходов с энергиями 4-10 МэВ у тяжёлых деформированных ядер формируется спин-флиповыми переходами в отличие от области 2-4 МэВ, где доминируют орбитальные (ножничные) возбуждения.

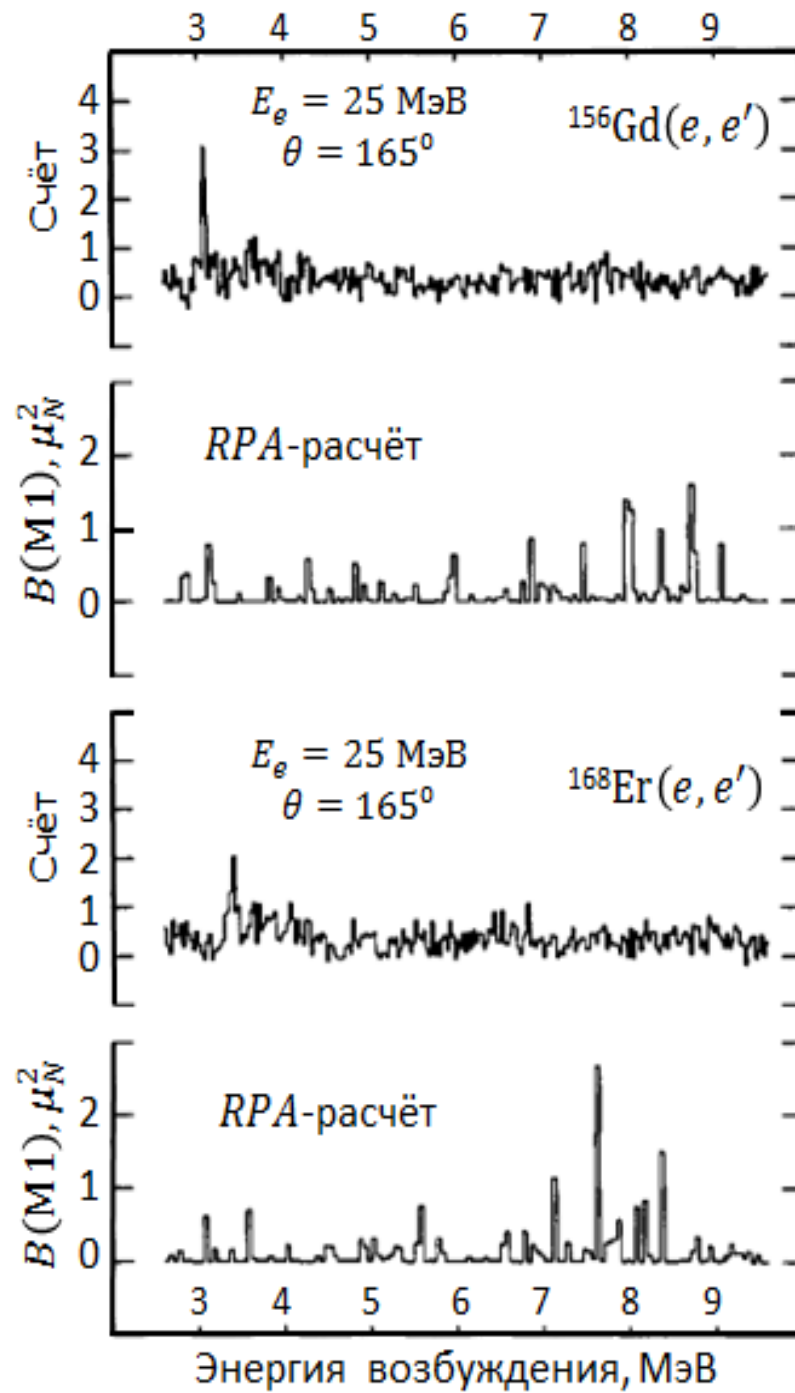


Рис. 12.2.

Спектры неупругого рассеяния электронов ядрами  $^{156}\text{Gd}$  и  $^{168}\text{Er}$  в области энергий возбуждения до 9,5 МэВ. Под каждым спектром приведены результаты расчёта в рамках RPA.

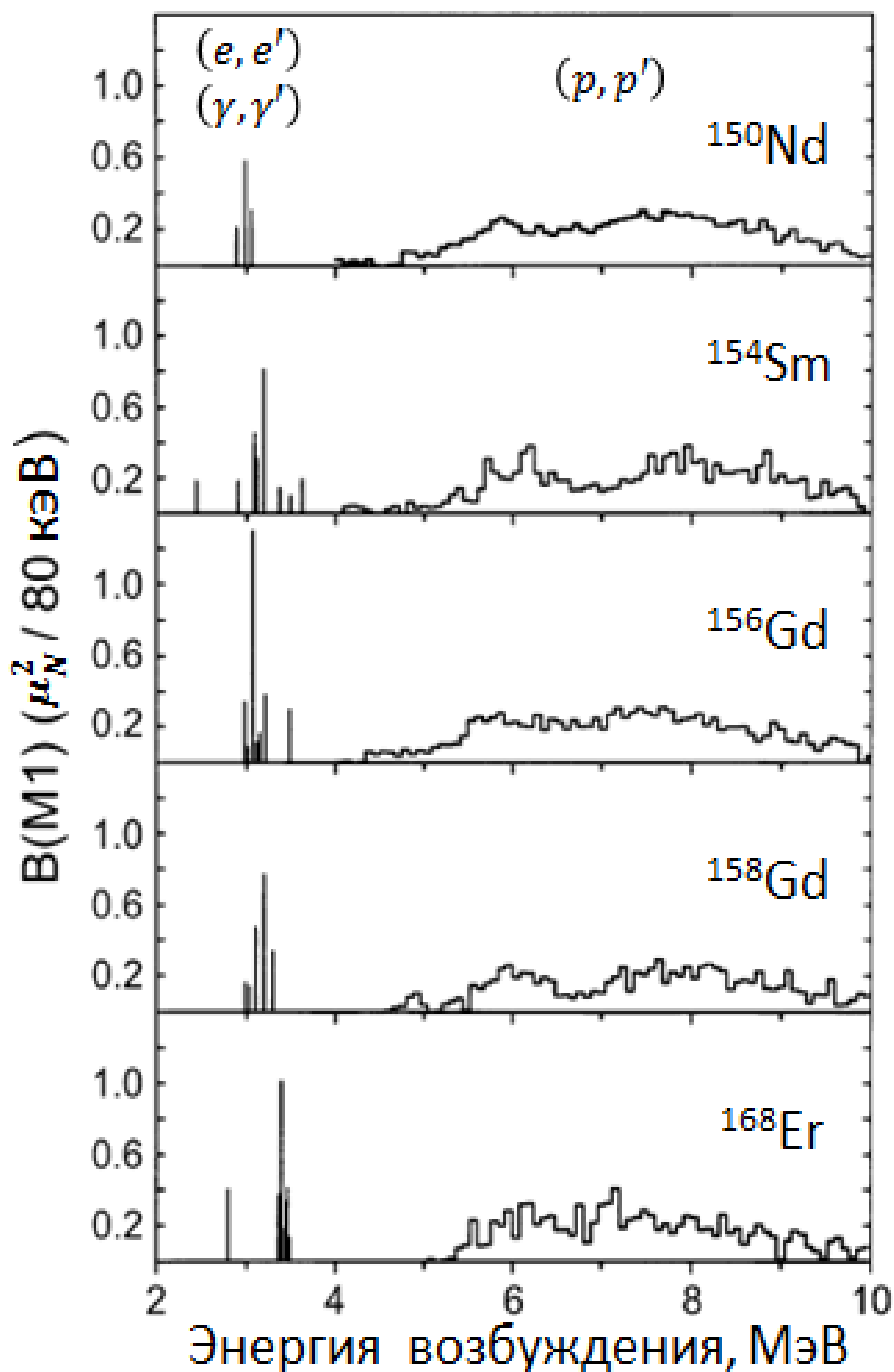


Рис. 12.3.

Экспериментальное распределение приведенной вероятности M1-переходов для нескольких тяжёлых деформированных ядер, полученное в  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(e, e')$  и  $(p, p')$ -рассеянии.

Сопоставление электромагнитного неупругого рассеяния ( $(\gamma, \gamma')$  и  $(e, e')$ ) с  $(p, p')$ -рассеянием является высокоселективным методом идентификации природы M1-перехода, т. е. принадлежности его к орбитальному или спиновому типу. В качестве примера рассмотрим рис. 12.4, на котором

сравниваются спектры возбуждения дважды магического ядра  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  с заполненной нейтронной подоболочкой  $1f_{7/2}$  в области энергий 8-12 МэВ, полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии. В рассматриваемой области наблюдается только один сильный переход с энергией 10,22 МэВ. Он отвечает нейтронному спин-флиповому переходу  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ . Характерно, что в  $(e, e')$ -рассеянии отношение сигнал/фон для обсуждаемого пика около 5. В то же время аналогичное отношение в  $(p, p')$ -рассеянии около 25, что делает данную реакцию идеальным инструментом исследования спин-флиповых возбуждений.

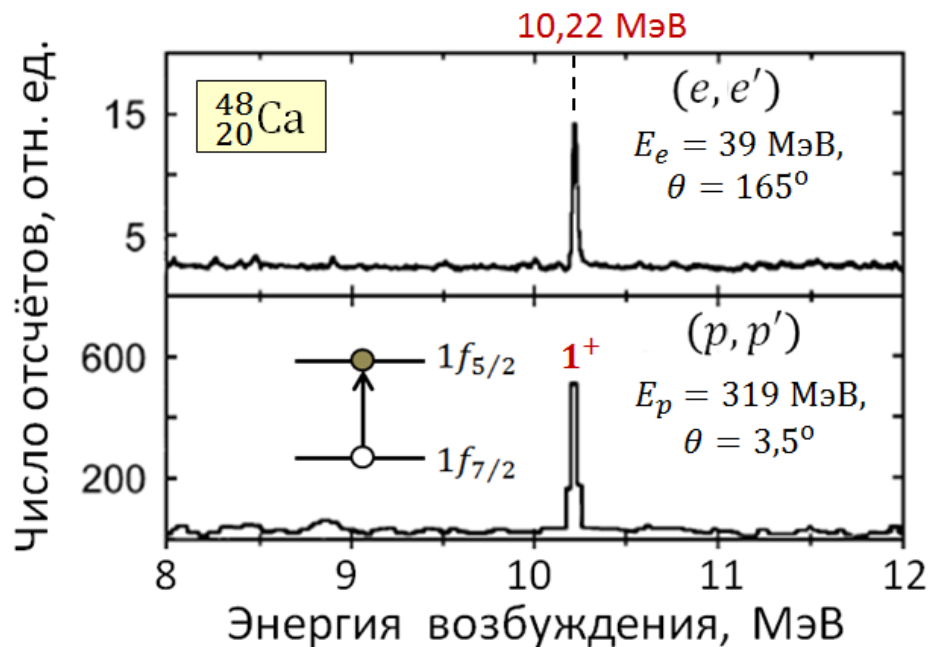


Рис. 12.4. Сравнение спектров возбуждения ядра  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  в области 8-12 МэВ, полученных в  $(e, e')$  и  $(p, p')$ -рассеянии.

Любое реальное М1-состояние ядра, вообще говоря, является смесью орбитального и спинового возбуждений. Приведенная вероятность  $B(\text{M1})$  ядерного М1-перехода формируется приведёнными вероятностями орбитального перехода  $B_l$  и спинового перехода  $B_s$  с помощью соотношения

$$B(\text{M1}) = (\sqrt{B_l} + \sqrt{B_s})^2, \quad (138)$$

которое является следствием квадратичной зависимости  $B(\text{M1})$  от матричного элемента М1-перехода (см. (37)) и суммирования вкладов орбитального и спинового магнетизмов в полном операторе М1-перехода (106). В зависимости от того с какими знаками  $\sqrt{B_l}$  и  $\sqrt{B_s}$  фигурируют (интерferируют) в выражении (138), одинаковыми или противоположными, происходит увеличение результирующего значения  $B(\text{M1})$  (конструктивная интерференция), либо её уменьшение (деструктивная интерференция).

Для тяжёлых деформированных ядер совместный анализ данных  $(\gamma, \gamma')$ -,  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -экспериментов позволил установить, что для M1-переходов в области 2-4 МэВ отношение  $B_l/B_s \approx 10$ .

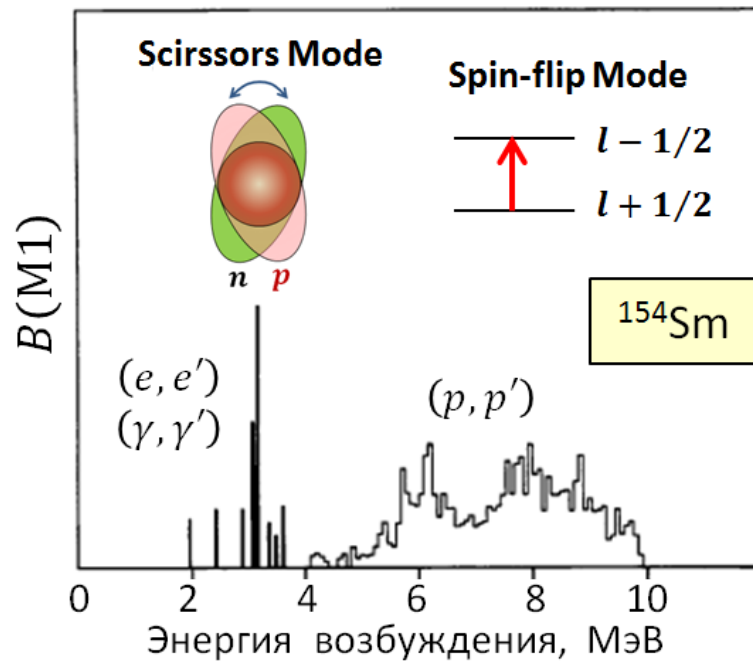


Рис. 12.5. Структура спектра M1-возбуждений тяжёлых деформированных ядер на примере  $^{154}\text{Sm}$ .

Опираясь на все вышеизложенные факты, структуру спектра M1-возбуждений тяжёлых деформированных ядер до  $\approx 10$  МэВ можно на примере  $^{154}\text{Sm}$  изобразить рисунком 12.5.

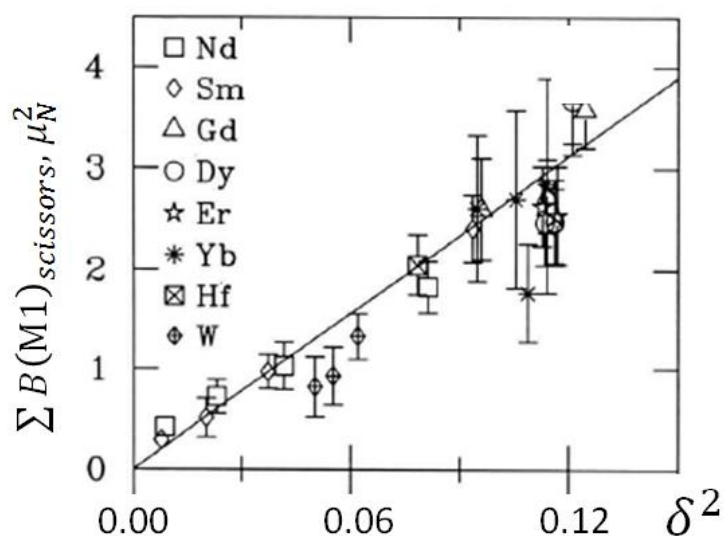


Рис. 12.6. Зависимость суммарной приведенной вероятности ножничных M1-переходов от квадрата параметра деформации тяжёлых ядер.

Как показывают экспериментальные данные для тяжёлых ядер (рис. 12.6) суммарная приведенная вероятность ножничных возбуждений пропорциональна квадрату параметра деформации ядра  $\delta^2$ . Эта пропорциональность подтверждается модельно независимым правилом сумм для орбитальных M1-возбуждений (Lo Iudice, Richter, 1993)

$$\sum B(M1)_{scissors} \approx 0,016 \cdot E_{scissors} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \delta^2 \mu_N^2. \quad (139)$$

Вместе с энергией ножничного возбуждения

$$E_{scissors} \approx 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (140)$$

предсказываемой RPA-расчётами и хорошо воспроизводящей экспериментальные данные, оба этих соотношения ((139) и (140)) позволяют быстро оценить основные характеристики ножничного возбуждения в широкой области массовых чисел  $A$  и параметров деформации  $\delta$ .

Для области  $140 < A < 200$  характерные энергии и вероятности орбитальных и спин-флиповых M1-возбуждений следующие

$$E_{scissors} \approx 3 \text{ МэВ}, \quad E_{spin-flip} = 4 - 10 \text{ МэВ}. \quad (141)$$

$$\sum B(M1)_{scissors} = 0,5 - 3,5 \mu_N^2, \quad \sum B(M1)_{spin-flip} = 10 - 11 \mu_N^2. \quad (142)$$

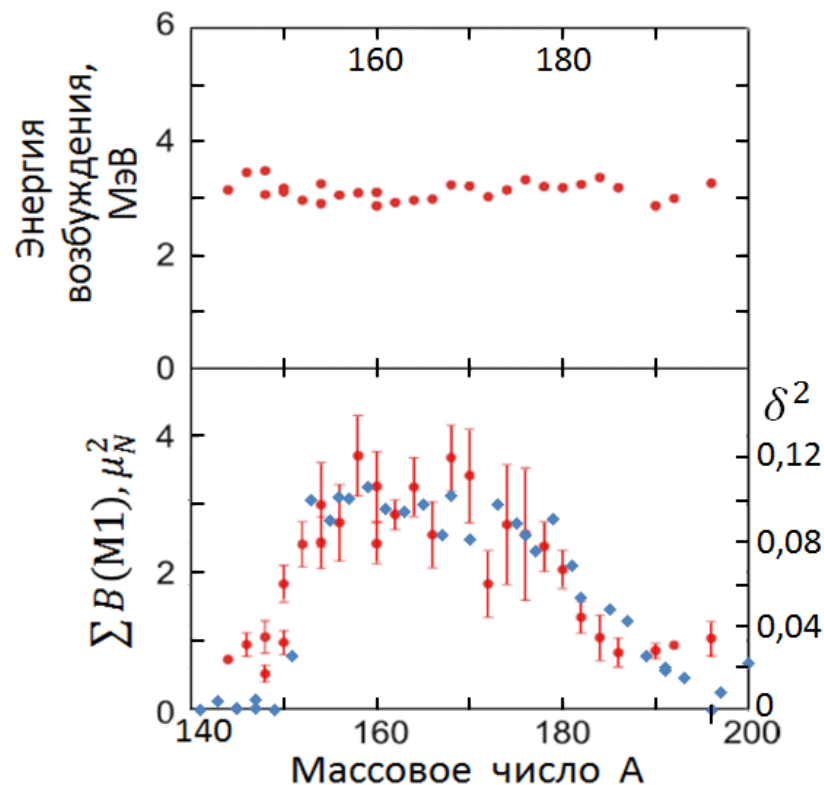


Рис. 12.7. Экспериментальные характеристики ножничного возбуждения тяжёлых ядер. Синие точки на нижнем рисунке – экспериментальные величины  $\delta^2$ .



Сводка экспериментальных данных по энергиям и вероятностям ножничных возбуждений тяжелых ядер приведена на рис. 12.7. Сравнение  $\sum B(M1)_{scissors}$  с величинами  $\delta^2$  на нижней части этого рисунка подтверждает их приближённую пропорциональность, предсказываемую соотношением (139).

Структура спектра низколежащих M1-возбуждений, изображённая на рис. 12.3 и 12.5 для тяжёлых деформированных ядер, таких как  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{156}\text{Gd}$ , воспроизводится и для ядер с другими массовыми числами. Тенденция в изменении энергий орбитальных и спин-флиповых M1-возбуждений при переходе от более тяжёлых ядер к более лёгким демонстрируется рис. 12.8.

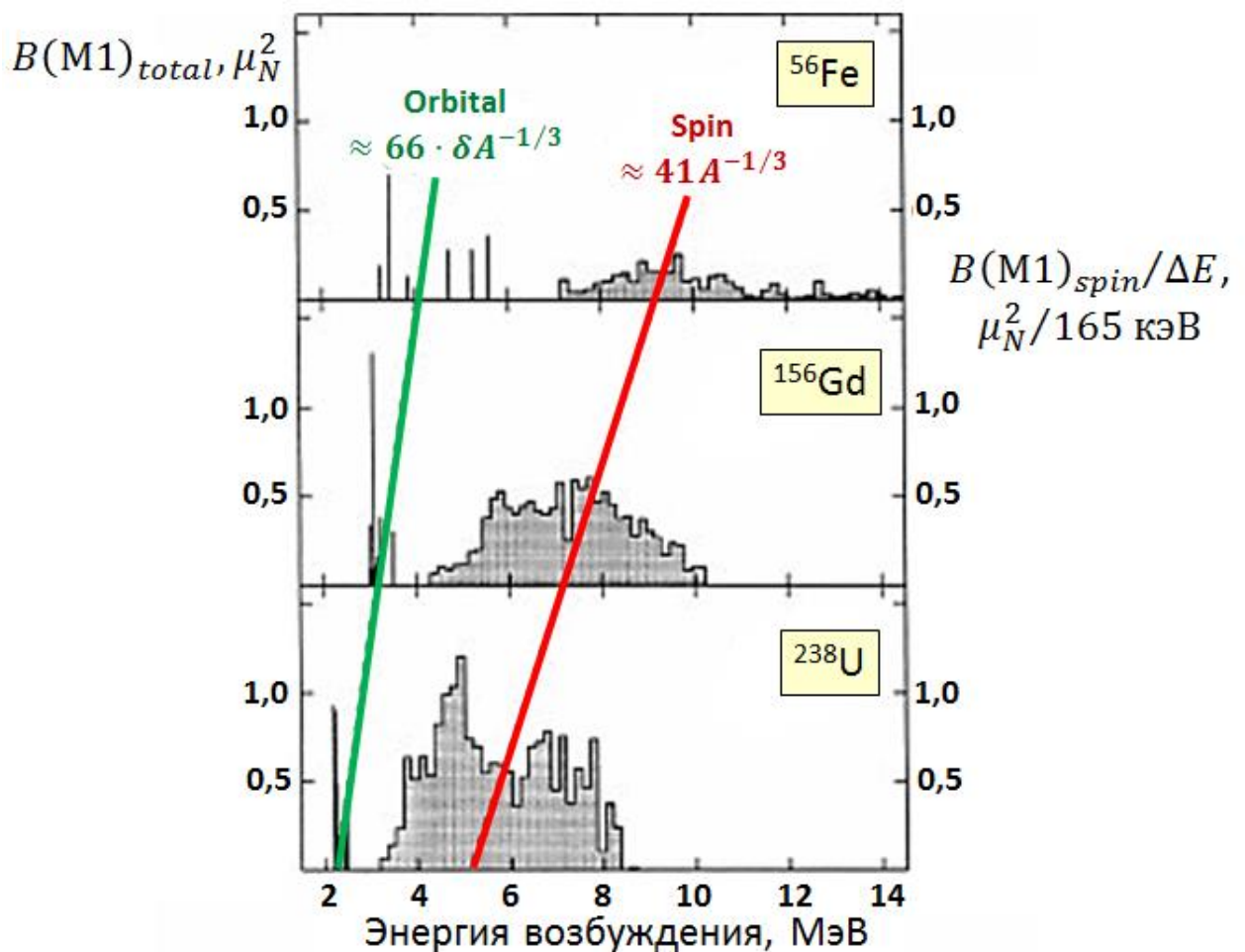


Рис. 12.8. Спектры орбитальных и спиновых M1-возбуждений в ядрах различной массы.

### ***Ножничные возбуждения ядер 1f2p-оболочки***

Обратимся к чётно-чётным ядрам 1f2p-оболочки, таким как  $^{46}_{22}\text{Ti}$ ,  $^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  $^{50}_{24}\text{Cr}$ ,  $^{56}_{26}\text{Fe}$ , для которых  $\delta \approx 0,2 - 0,3$ . Используя соотношения (139) и (140), получаем для этих ядер

$$E_{scissors}^{1f2p} = 3 - 6 \text{ МэВ}, \quad \sum B(M1)_{scissors}^{1f2p} \approx 0,4 - 1,0 \mu_N^2. \quad (143)$$

У перечисленных ядер в области ниже 6 МэВ действительно наблюдаются М1-возбуждения. Для ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  в этой области в ЯРФ-спектре (НИИЯФ МГУ, 1995) выделяются три  $1^+$ -возбуждения: два довольно сильных с энергиями 3,739 и 5,640 МэВ и менее интенсивное с энергией 4,311 МэВ (см. рис. 12.9). Их суммарная приведенная вероятность  $\sum B(M1) \approx 1,1 \mu_N^2$ . Для ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  в ЯРФ-эксперименте, выполненном также в НИИЯФ МГУ, наблюдается сильное  $1^+$ -возбуждение с энергией 3,449 МэВ и  $B(M1) = 0,65 \pm 0,08 \mu_N^2$  (рис. 8.1).

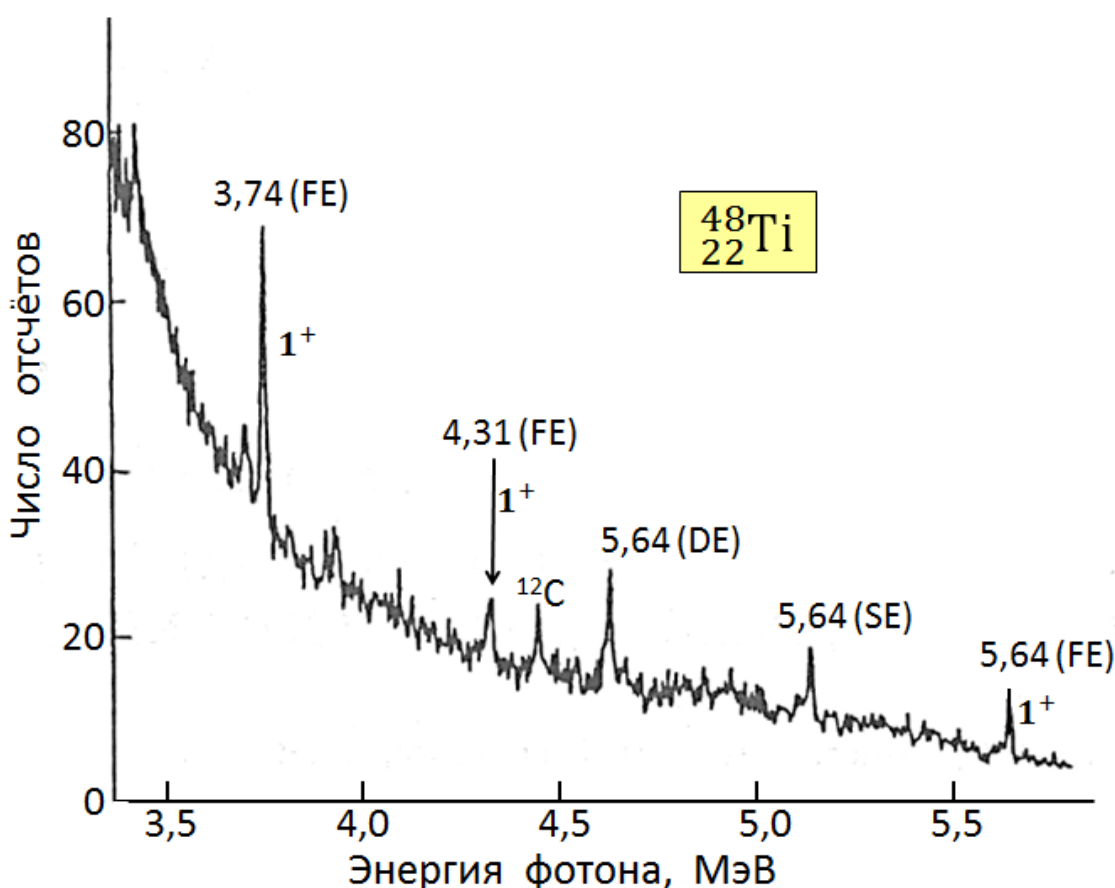


Рис. 12.9. Спектр неупруго рассеянных фотонов ядром  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ , полученный в ЯРФ-эксперименте (НИИЯФ МГУ, 1995).

В  $(e, e')$ -экспериментах у ядер  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  и  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$  также в области 4-5 МэВ проявляются заметные  $1^+$ -состояния. Так для ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  в  $(e, e')$ -эксперименте (Дармштадт, 1990) выделяется  $1^+$ -состояние с энергией 4,32 МэВ и  $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$  (нижняя часть рис. 12.10). Это состояние проявляется и в спектре  $(p, p')$ -рассеяния (верхняя часть рис. 12.10), что указывает на присутствие в этом состоянии примеси спин-флипового возбуждения.

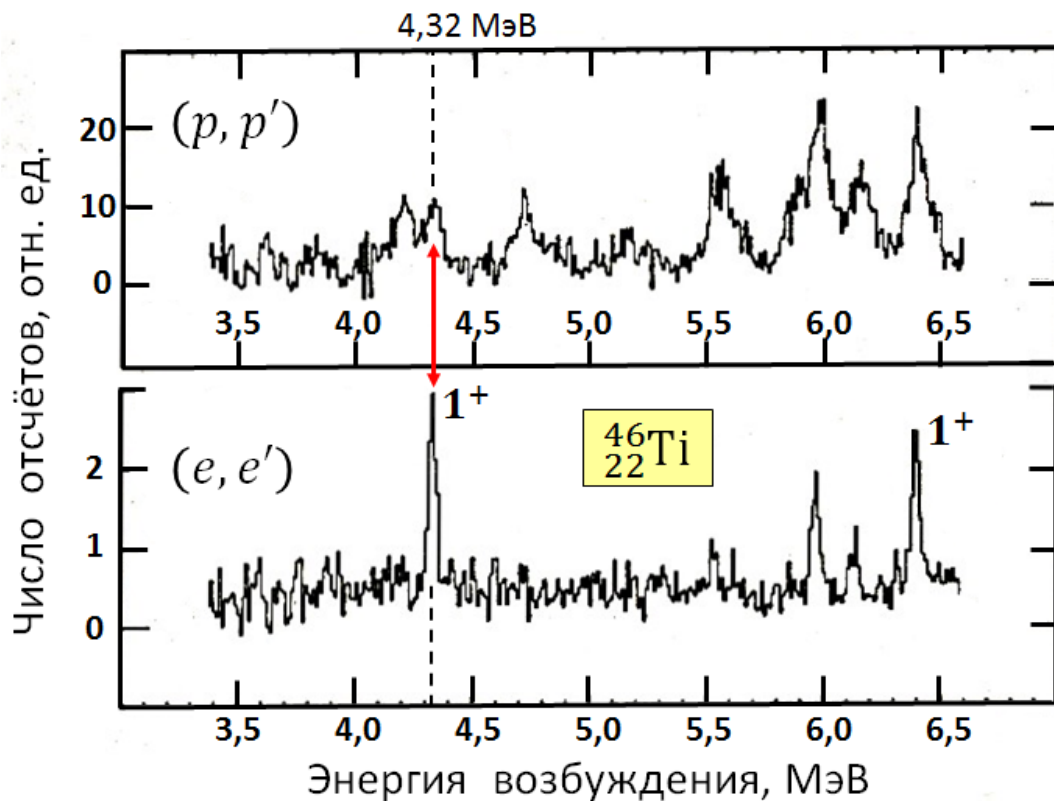


Рис. 12.10. Спектры возбуждения ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ , полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии (Дармштадт, Орсэ, 1990).

$$E_p = 200 \text{ МэВ}, \theta_{p'} = 5^\circ; E_e = 40 \text{ МэВ}, \theta_{e'} = 165^\circ.$$

Совместный анализ  $(p, p')$ - и  $(e, e')$ -спектров, приведённых на рис. 12.10, позволяет разделить в состоянии 4,32 МэВ вклады орбитального и спинового магнетизма. Из  $(p, p')$ -спектра для этого состояния получено  $B_s = 0,12 \mu_N^2$ . Откуда с учетом того, что  $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$  из соотношения (138) получается  $B_l = 0,43 \mu_N^2$ , что не противоречит оценке (143). В данном случае имеет место конструктивная интерференция орбитального и спинового магнетизма.

Данные  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -экспериментов для  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$  (Дармштадт, Орсэ, 1990) приведены на рис. 12.11. В спектре  $(p, p')$ -рассеяния видны два  $1^+$ -состояния – с энергиями 3,63 и 4,70 МэВ. Для первого из них  $B_l = 0,13 \mu_N^2$ . Второе состояние (4,70 МэВ) отсутствует в  $(e, e')$ -спектре, что свидетельствует о такой деструктивной интерференции орбитального и спинового магнетизма, при которой их вклады в этом спектре равны и погашают друг друга. Поскольку для обсуждаемого состояния  $B_s = 0,31 \mu_N^2$ , то для него и  $B_l = 0,31 \mu_N^2$ . Суммируя величины  $B_l$  для обоих состояний (3,63 и 4,70 МэВ), получаем  $\sum B(M1) = 0,44 \mu_N^2$ , что также не противоречит оценке (143).

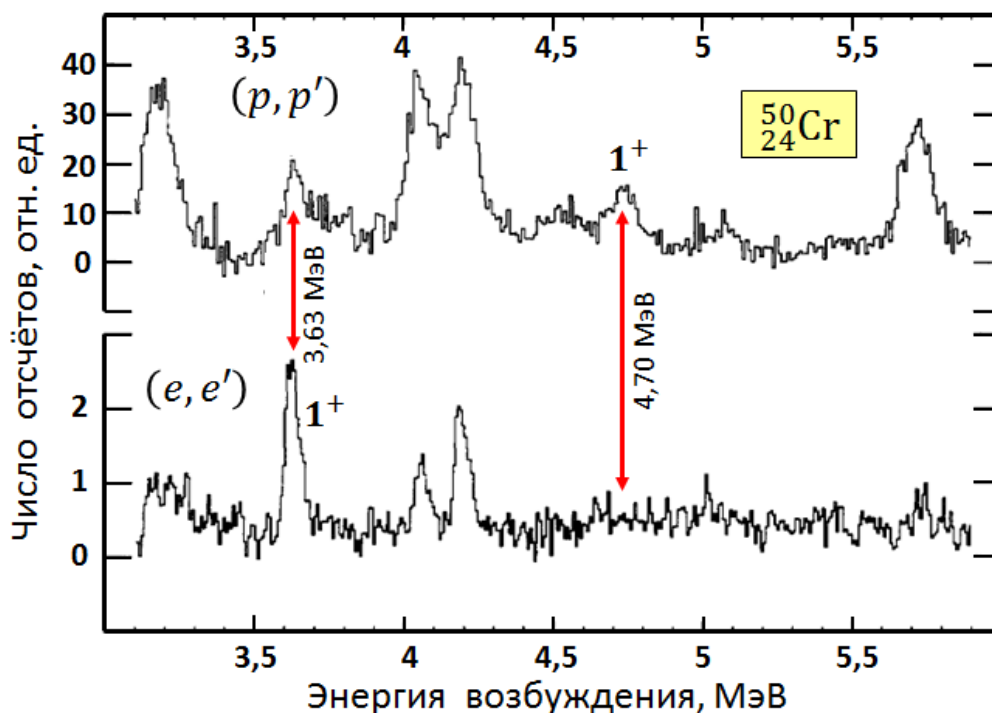


Рис. 12.11. Спектры возбуждения ядра  $^{50}_{24}\text{Cr}$ , полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии (Дармштадт, Орсэ, 1990).  $E_p = 200$  МэВ,  $\theta_{p'} = 5^\circ$ ;  $E_e = 40$  МэВ,  $\theta_{e'} = 165^\circ$ .

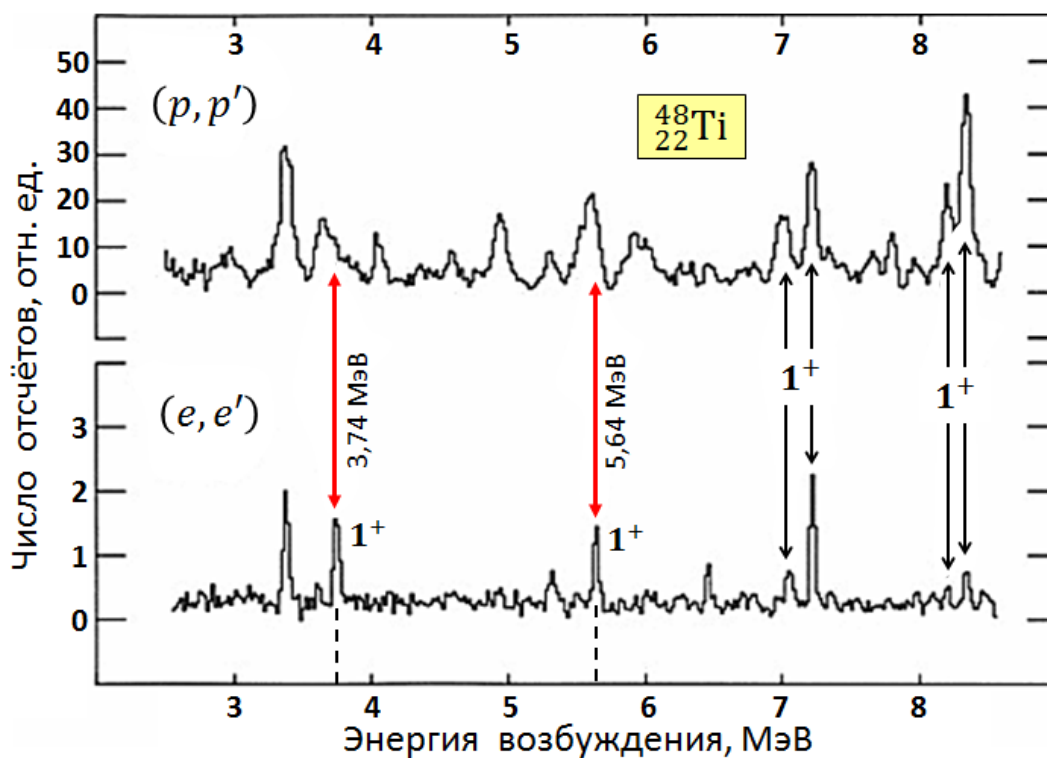


Рис. 12.12. Спектры возбуждения ядра  $^{48}_{22}\text{Ti}$ , полученные в  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянии (Дармштадт, Орсэ, 1990).  $E_p = 200$  МэВ,  $\theta_{p'} = 5^\circ$ ;  $E_e = 40$  МэВ,  $\theta_{e'} = 165^\circ$ .

На рис. 12.12 сравниваются спектры  $(p, p')$ - и  $(e, e')$ -рассеяния для ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ . Как и в случае  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  два сильнейших  $1^+$ -состояния (3,74 и 5,64 МэВ) проявляются в обоих спектрах, что свидетельствует о смешивании в этих состояниях орбитального и спинового возбуждений. Теоретические оценки показывают, что примесь спиновых возбуждений в М1-переходах средних и легких ядер высока. Типичные величины  $B_I/B_S = 0,4 - 1,0$ . Это существенно отличает низколежащие М1-переходы легких и средних ядер от аналогичных переходов тяжёлых деформированных ядер, где доминирует орбитальный магнетизм ( $B_I/B_S \approx 10$ ).

Отметим, что в ЯРФ-спектре ещё одного чётно-чётного ядра  $1f2p$ -оболочки –  ${}^{58}_{28}\text{Ni}$  нет сколько-нибудь заметных магнитных дипольных возбуждений по крайней мере до энергии 6 МэВ, что можно объяснить большей сферичностью этого магического по протонам ядра по сравнению с ядрами  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{50}_{24}\text{Cr}$ ,  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ .

Изучение низколежащих М1-возбуждений открывает возможность обнаружить неаксиальные ядра (деформированные ядра, не обладающие аксиальной симметрией). В этом плане показателен пример двух изотопов титана –  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  и  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ . Напомним, что у  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  имеется одно сильное  $1^+$ -состояние с энергией 4,32 МэВ и  $B(\text{M1}) \approx 1 \mu_N^2$ . В то же время у изотопа  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  – два сильных  $1^+$ -состояния, причем для каждого из них  $B(\text{M1}) \approx 0,5 \mu_N^2$ . Таким образом, сила М1-возбуждения, сосредоточенная у ядра  ${}^{46}_{22}\text{Ti}$  в одном состоянии, делится у ядра  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  почти поровну между двумя состояниями. Наиболее естественное объяснение этого – неаксиальность  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ , что увеличивает число ножничных мод до трёх (появляется возможность ножничных колебаний вокруг трёх ядерных осей). Две из них, возможно и наблюдаются у  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ .

### Заключение

Эксперименты по ядерной резонансной флуоресценции, вместе с  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянием, позволили внести ясность в структуру низколежащих (до 10-12 МэВ) дипольных ядерных возбуждений, инициируемых фотонами (рис. 12.13). Оказалось, что этот спектр формируют М1-возбуждения орбитального и спинового типа, причём орбитальные возбуждения имеют изовекторный (ножничный) характер и расположены в самой нижней части энергетической шкалы (в основном до 5 МэВ). У легких и средних ядер они смешаны со спиновыми (спин-флиповыми) возбуждениями, главная часть которых сдвинута к более высоким энергиям, концентрируясь в области 5-10 МэВ. У тяжелых ядер ножничные

возбуждения имеют незначительную примесь спиновых переходов. Спиновые переходы, как и орбитальные (ножничные), являются в основном изовекторными, отвечающими противофазным движениям протонов и нейтронов. При переходе к ещё более высоким энергиям (выше 10 МэВ) начинают доминировать электрические дипольные возбуждения изовекторного типа – гигантский дипольный резонанс.

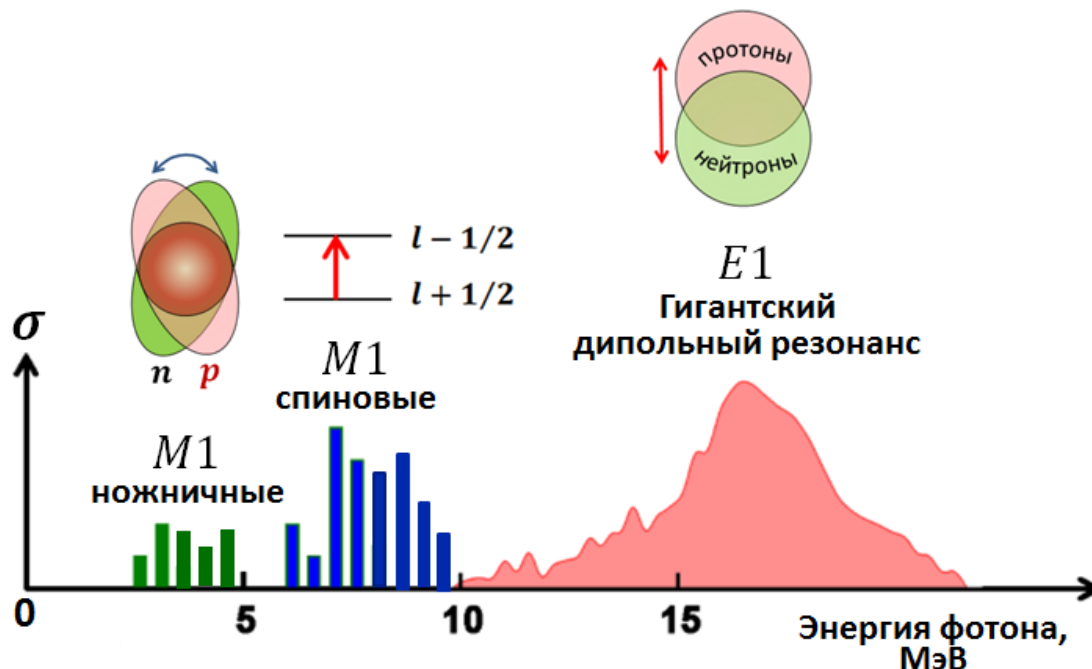


Рис. 12.13. Структура спектра дипольных возбуждений атомных ядер

Важная роль, принадлежащая ЯРФ-экспериментам в выяснении природы низколежащего спектра ядерных возбуждений, связана, прежде всего, с их высоким энергетическим разрешением. Кроме того ЯРФ-эксперименты способны дать полную информацию о возбуждаемом ядерном уровне – его спине и чётности, вероятности возбуждения и способах распада этого возбуждения.

## Литература

1. F.R. Metzger, *Progr. Nucl. Phys.*, 7, 53 (1959).
2. L.W. Fagg, S.S. Hanna, *Rev. Mod. Phys.*, 31, 711 (1959).
3. И. Айзенберг, В. Грайнер, *Механизмы возбуждения ядра*. Москва, Атомиздат, 1973.
4. И. Айзенберг, В. Грайнер, *Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления*. Москва, Атомиздат, 1975.
5. N. Lo Iudice, F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.*, 41, 1532 (1978).
6. D. Bohle, A. Richter, W. Seffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Sholten, *Phys. Lett.*, B. 137, 27 (1984).
7. U.E.P. Berg, U. Kneissl, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 37, 33 (1987).
8. W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, *Phys. Rev. Lett.*, 65, 2515 (1990).
9. A. Richter, *Electron scattering and elementary excitations. Symposium in Honor of Akito Arima*. Santa Fe, New Mexico, May 1-5, 1990.
10. A. Richter, *Nucl. Phys.*, A507, 99c (1990).
11. C. Rangacharyulu, A. Richter, H.J. Wörtche, W. Ziegler, R.F. Casten, *Phys. Rev.*, C43, R949 (1991).
12. U. Kneissl, *Progr. Part. Nucl. Phys.*, 28, 331 (1992).
13. N. Lo Iudice, A. Richter, *Phys. Lett. B* 304, 193 (1993).
14. A.S. Alimov, A.S. Chepurnov, O.V. Chubarov, D.I. Ermakov, D.V. Galaktionov, I.V. Gribov, B.S. Ishkhanov, I.M. Piskarev, A.G. Rzhанov, I.V. Surma, A.V. Shumakov, V.I. Shvedunov, A.V. Tiunov, V.A. Ushkanov. *MOSCOW CW RACE-TRACK MICROTRON*, Preprint INP MSU-93, Moscow 1993.
15. A.S. Alimov, A.S. Chepurnov, O.V. Chubarov, I.V. Gribov, B.S. Ishkhanov, I.M. Piskarev, A.G. Rzhанov, M.A. Sotnikov, I.V. Surma, A.V. Shumakov, V.I. Shvedunov, A.V. Tiunov, V.A. Ushkanov, *Nucl. Instr. Meth.*, A326, 391 (1993).
16. А.С. АЛИМОВ, И.В. Грибов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.М. Пискарев, А.С. Чепурнов, О.В. Чубаров, В.И. Шведун, Е.В. Широков, А.В. Шумаков, *Вестник Московского университета, серия физика, астрономия*, 34, 33 (1993).
17. K. Govaert, W. Mondelaers, E. Jacobs, D. De Frenne, K. Persyn, S. Pommé, M.-L. Yoneama, S. Lindenstruth, K. Huber, A. Jung, B. Starck, R. Stock, W. Wesselborg, R.-D. Heil, U. Kneissl, H.H. Pitz, *Nucl. Instr. Meth.*, A337, 265 (1994).

18. B. Schlitt, U. Maier, H. Friedrichs, S. Alberts, I. Bauske, P. von Brentano, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H.H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Instr. Meth., A337, 416 (1994).
19. B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, A.Yu. Ugaste, V.I. Shvedunov, E.V. Shirokov, Physics of Atomic Nuclei, 57, 2041 (1994).
20. И.М. Капитонов, Е.В. Широков, Изв. АН СССР, серия физическая, 59, № 11, 159 (1995).
21. Е.В. Широков. Ядерная резонансная флуоресценция на непрерывном пучке электронов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. НИИЯФ МГУ, 1996.
22. R.-D. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R. Fischer, N. Huxel, T. Klemme, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, V.Yu. Ponamarev, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, Phys. Lett. B 390, 49 (1997).
23. B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, A.Yu. Shirokov, B.A. Yur'ev, L.I. Govor, A.M. Demidov, Physics of Atomic Nuclei, 61, 515 (1998).
24. B.K. Chatterjee, S.C. Roy, Department of Physics, Bose Institute, Calcutta, 700 009, India, 1998.
25. Achievements with the EUROBALL spectrometer. Scientific and Technical Activity Report 1997-2003. W. Korten and S. Lunardi, on behalf of the Euroball Coordination Committee. October, 2003.
26. K. Heyde, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, Rev. Mod. Phys., 82, 2365 (2010).



Учебное издание

*КАПИТОНОВ Игорь Михайлович*

**ЯДЕРНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ**

Подписано в печать 26.02.2018 г.

Объем 7,9 п.л. Тираж 50 экз.

Заказ №82/2016

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991 Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Отпечатано в Отделе оперативной печати  
физического факультета МГУ