

Лабораторная работа №6

Определение эффективного сечения взаимодействия γ -квантов с веществом методом поглощения

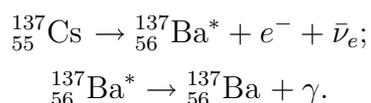
Целью работы является изучение физики взаимодействий γ -квантов с веществом и определение эффективного сечения взаимодействия γ -квантов с различными веществами.

1. Введение
2. Экспериментальная установка
3. Порядок выполнения лабораторной работы
4. Сцинтилляционный детектор
5. Эффективные сечения взаимодействия
6. Взаимодействие γ -квантов с веществом
7. Определение эффективного сечения взаимодействия γ -квантов методом поглощения
8. Диаграммы Фейнмана — метод описания процессов в микромире
9. Контрольные вопросы и задачи

1. Введение

Гамма-кванты с энергиями от нескольких кэВ до нескольких МэВ рождаются и поглощаются во множестве различных процессов. В переходах возбужденных ядер в состояния с меньшей энергией излучаются γ -кванты. Атомные ядра могут оказаться в возбужденных состояниях как в результате ядерных реакций, так и при α - и β -распадах. На данном принципе построены γ -источники, которые представляют собой α - или β -излучатели, распадающиеся на различные возбуждённые состояния. Кванты от таких источников имеют строго определённые энергии (монохроматические γ -кванты)

В качестве источников гамма-излучения выбирают, как правило, такие радиоактивные препараты, которые дают моноэнергетические γ -кванты. Таким источником, например, является препарат ^{137}Cs , схема распада которого показана на рис. 1. Ядро ^{137}Cs является нестабильным по отношению к β^- -распаду и с периодом полураспада 30 лет превращается в стабильный изотоп ^{137}Ba с испусканием электрона и электронного антинейтрино. При этом 92% β -переходов идет не в основное, а в первое возбужденное состояние ядра бария:



Переход из возбужденного состояния ядра бария в основное состояние происходит путем излучения γ -кванта с энергией 0.66 МэВ.

Другим источником γ -квантов может быть тормозное излучение электронов. При этом излучаются γ -кванты различных энергий вплоть до граничной энергии генерирующей излучение частицы.

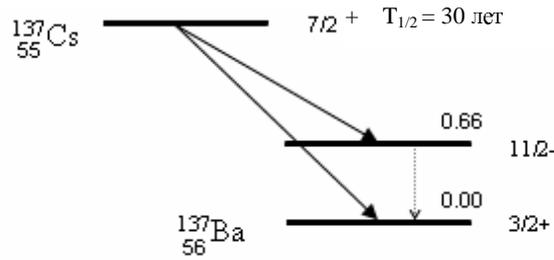


Рис. 1: Схема распада радиоактивного изотопа ^{137}Cs .

При прохождении γ -излучения через вещество, в результате их взаимодействия с атомами и ядрами вещества, происходит ослабление интенсивности пучка γ -квантов. Для γ -квантов с энергией примерно до 10 МэВ основными факторами ослабления пучков является взаимодействие с атомными электронами. К числу основных механизмов взаимодействия γ -квантов с веществом относятся:

- *фотозффект*, при котором из атома выбивается электрон, а γ -квант поглощается;
- *эффект Комптона* — рассеяние γ -квантов на свободном электроне, под «свободным» подразумевается электрон, энергия связи которого много меньше энергии первичного γ -кванта. При эффекте Комптона в конечном состоянии наблюдается электрон и вторичный фотон с более низкой энергией.
- *эффект образования пар* — наблюдается при энергии фотонов выше 1 МэВ'а (более точно — 1.022 МэВ, т.е. 2 массы покоя электрона).

Взаимодействие фотонов с ядром при данных энергиях пренебрежимо мало из-за низкой вероятности этого процесса. В физике микромира характеристиками вероятностей процессов взаимодействия являются дифференциальное и полное *эффективные сечения реакций*.

Определение эффективного сечения взаимодействия гамма-квантов с веществом проводится путем измерения кривой ослабления интенсивности первичного γ -излучения (9). В лабораторной работе рекомендуется провести измерения для двух или более материалов, например, свинца, алюминия и меди.

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка лабораторной работы состоит из источника γ -квантов, заключенного в свинцовый блок, сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) и фотоэлектронного умножителя, высоковольтного выпрямителя со стабилизатором напряжения и пересчетного прибора.

Свинцовый блок (рис. 2), к который помещен источник гамма-излучения, имеет длинное и узкое отверстие — коллиматор, с помощью которого из полного телесного угла, в котором излучаются γ -кванты, вырезается столь малый телесный угол, что выходящий пучок частиц можно приближенно считать параллельным. Свинцовый блок также служит цели защиты от излучения. Металлические пластины поглотителя помещаются на наибольшем возможном расстоянии от детектора гамма-излучения (т. н. «условия хорошей геометрии»). В данной установке их располагают сверху свинцового блока на пути



Рис. 2: 1 — Источник γ -квантов; 2 — свинцовый коллиматор; 3 — поглотители; 4 — кристалл NaI(Tl); 5 — ФЭУ; 6 — блок питания и пересчетная установка.

пучка γ -квантов. Необходимость располагать пластины материала поглотителя возможно дальше от детектора вызвана тем фактом, что одним из процессов ослабления пучка гамма-излучения является неупругое рассеяние квантов на электронах вещества. При этом процессе возникают вторичные γ -кванты, от попадания которых в детектор следует по возможности избавиться, т.к. их регистрация вместе с квантами первичного пучка приводит к систематической ошибке в определении эффективного сечения. При достаточно толстых поглотителях возникает вероятность рождения и попадания в детектор γ -квантов третьего поколения, возникающих при комптоновском рассеянии вторичных квантов. Поэтому измерение интенсивности γ -излучения рекомендуется проводить в пределах примерно трехкратного его ослабления.

3. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Измерить радиоактивный фон (число отсчетов в единицу времени) в условиях, когда поток излучения из источника перекрыт свинцовой заглушкой.
2. Измерить число отсчетов в единицу времени от гамма-источника без поглотителя и с двумя наборами пластин поглотителей со статистической точностью не менее 3%. Следует напомнить, что распределение случайных дискретных величин, т.е. в данном случае — число зафиксированных γ -квантов, подчиняется закону распределения Пуассона, для которого дисперсия σ^2 случайной величины N

$$\sigma^2(N) = \bar{N}.$$

Провести на менее трех серий измерений для каждого набора поглотителей.

3. Рассчитать эффективное сечение для различных поглотителей. Для этого построить графики $\ln I(x)$ с учетом статистических ошибок измерений и ошибок измерений в определении толщин поглотителей. По графикам определить значение $\tau = \sigma N$ и, рассчитав число атомов в единице объема поглотителя, определить эффективное сечение для двух веществ (Pb, Al). Оценить разброс в определении тангенса угла наклона графиков $\ln I(x)$ к оси абсцисс. Представить величины измеренных эффективных сечений в барнах и см^2 с указанием ошибки измерений.
4. Сравнить полученные величины сечений с теоретическими ожидаемыми величинами.

4. Сцинтилляционный детектор

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя. Для регистрации γ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия γ -квантов с веществом сцинтиллятора. При прохождении заряженных вторичных частиц через вещество сцинтиллятора их энергия тратится на возбуждение и ионизацию его вещества. Переходы с возбужденных состояний на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего γ -кванта в большое количество вторичных γ -квантов низких энергий — фотонов флюоресценции.

На рис. 3 показана схема устройства сцинтилляционного детектора.

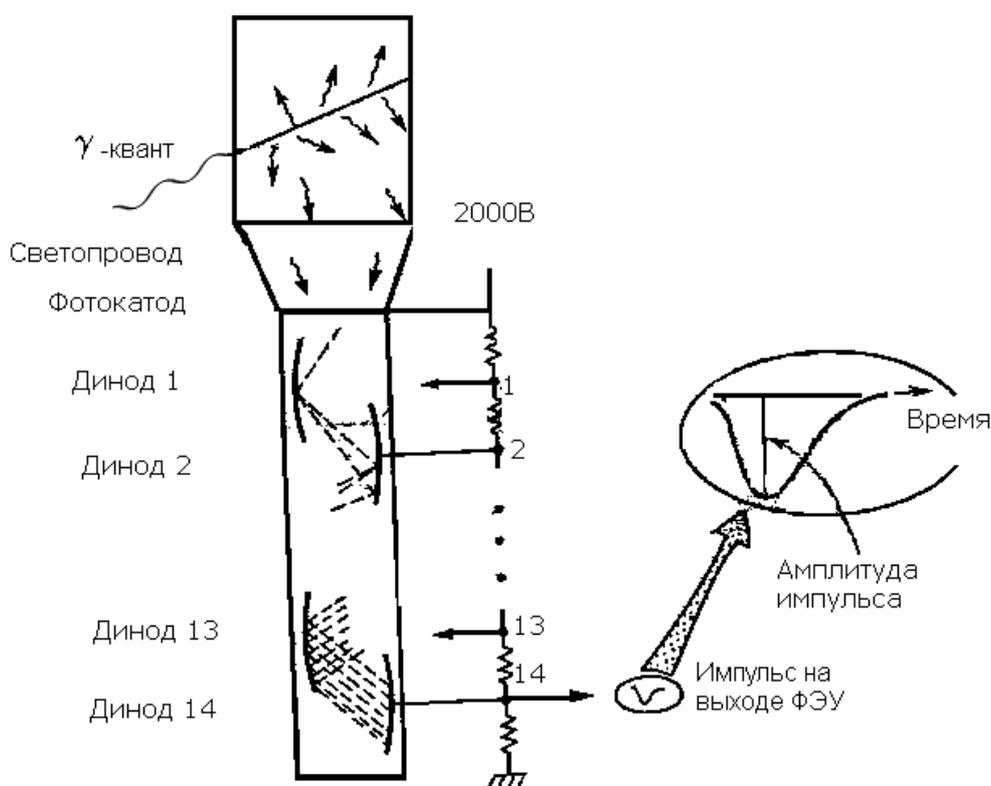


Рис. 3: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокаатод ФЭУ.

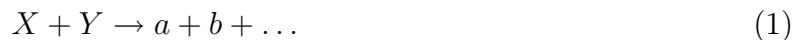
Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка γ -квантов вторичные фотоны попадают через светопровод на фотокаатод. Фотокаатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан высокий вакуум, необходимый для свободного движения электронов. Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокатоде с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокаатод–диоды (электроды). В результате вторичной электронной эмиссии на диодах электроны выбивают из них вторичные электроны, образуя нарастающую от диода к диоду электронную лавину. Форма диодов подобрана для эффективного ускорения и фокусировки вторичных электронов. Величина коэффициента вторичной электронной эмиссии диодов находится в пределах от 2 до 5 в зависимости от материала поверхности диодов и энергии электронов, задаваемой делителем

напряжения. Между динодами поддерживается разности потенциалов 100–150 В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно от 10 до 14 динодов, достигает величин порядка 10^6 – 10^9 . Амплитуда импульса напряжения, создаваемого на нагрузке последнего динода (анода) ФЭУ, обычно составляет несколько десятых вольта и при определенных условиях пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

5. Эффективные сечения взаимодействий

В физике микромира характеристиками вероятностей процессов взаимодействия являются дифференциальное и полное *эффективные сечения реакций*.

Рассмотрим поток частиц X , падающих на мишень и вступающих в процесс взаимодействия с частицами Y мишени:



Результатом реакции (1) может явиться как появление первичных частиц X , Y с другими кинематическими характеристиками, так и возникновение новых частиц (a, b, \dots).

Дифференциальное эффективное сечение реакции $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ в системе покоя мишени определяется соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{\frac{dN}{d\Omega}(\Theta)}{I \cdot n}. \quad (2)$$

Здесь $\frac{dN}{d\Omega}(\Theta)$ — число частиц, вылетевших под углом Θ в единицу времени (в секунду). I — величина потока частиц X , падающих на мишень Y , $n = S \cdot l \cdot \rho$, где n — число частиц мишени, находящихся в пучке, l — толщина мишени, ρ — плотность вещества мишени, S — площадь мишени в пучке падающего потока частиц I .

Поскольку размерность числа частиц, рассеянных в единицу времени в единицу телесного угла — $[c^{-1} \text{стерад}^{-1}]$, размерность потока частиц — $[I] = [c \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}]$, а число частиц в мишени — безразмерная величина, получаем для размерности дифференциального сечения

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = [c \text{м}^2 / \text{стерад}]. \quad (3)$$

Полное (или интегральное) эффективное сечение реакции имеет размерность $c \text{м}^2$ и является интегралом от (2) по углу рассеяния Θ .

Поскольку эффективные сечения процессов микромира в единицах $c \text{м}^2$ представляют собой очень малые величины, вводится внесистемная единица — барн (бн), и ее производные — миллибарн (мбн) и микробарн ($\mu\text{бн}$).

$1 \text{бн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ $1 \text{мбн} = 1 \text{mb} = 10^{-3} \text{ бн}$ $1 \mu\text{бн} = 1 \mu\text{b} = 10^{-6} \text{ бн}$

6. Взаимодействие γ -квантов с веществом

На рис. 4 показано полное эффективное сечение взаимодействия с веществом фотонов с энергиями от 10 эВ до 100 ГэВ ($1 \text{ГэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$) для двух поглощающих материалов —

углерода ($Z = 6$) и свинца ($Z = 82$). Выделены вклады различных физических процессов в полное сечение.

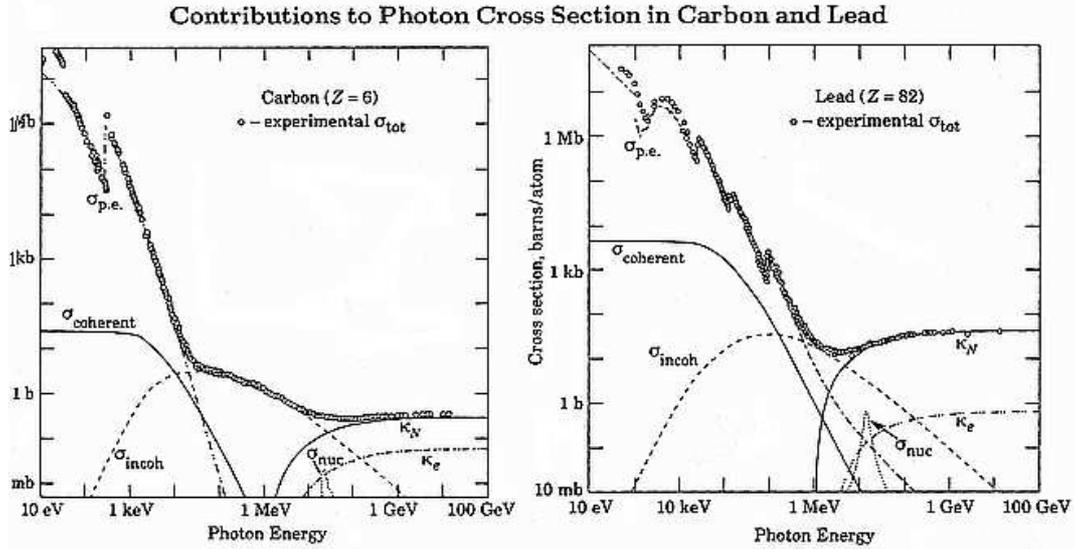


Рис. 4: Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ($Z = 6$) и свинцом ($Z = 82$) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ.

Как уже было сказано, в области энергий γ -квантов, излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния, т. е. при E от 10 кэВ до примерно 10 МэВ наиболее существенны три процесса взаимодействия фотонов с веществом: фотоэффект, комптоновское (некогерентное) рассеяние, и образование пар электрон-позитрон.

Суммарное эффективное сечение в этой области энергий является суммой эффективных сечений отдельных процессов, участвующих в ослаблении первичного потока:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}. \quad (4)$$

Эффективное сечение каждого из процессов, рассчитанное на один атом поглотителя, является функцией как энергии гамма-излучения, так и атомного номера Z вещества поглотителя.

Фотоэффект. Если энергия γ -кванта больше энергии связи какого-либо электрона оболочки атома, происходит фотоэффект.

Это явление состоит в том, что фотон целиком поглощается атомом, а один из электронов атомной оболочки выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона E_e :

$$E_e = E_{\gamma} - I_i - E_n,$$

где I_i — ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон; E_n — энергия отдачи ядра, E_{γ} — энергия γ -кванта. Величина энергии отдачи ядра обычно мала, поэтому членом E_n можно пренебречь. Тогда энергия фотоэлектрона определится соотношением $E_e = E_{\gamma} - I_i$, где $i = K, L, M, \dots$ — индекс электронной оболочки. Хорошо видные на рис. 4 «зубцы» в кривой эффективного сечения являются следствием скачков сечения фотоэффекта при росте энергии фотона выше различных ионизационных

потенциалов электронных оболочек атома. Эффективное сечение фотоэффекта является суммой эффективных сечений фотоэффекта на отдельных электронных оболочках атома. Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может происходить на свободном электроне, т. к. законы сохранения импульса и энергии в случае фотоэффекта на свободном электроне оказываются несовместимыми.

Поскольку поглощение γ -кванта свободной частицей невозможно, фотоэффект происходит с наибольшей вероятностью (около 80%) на электронах атомной оболочки, наиболее сильно связанной с ядром атома, т.е. на К-оболочке.

Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера Z вещества поглотителя сильное: $\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$. Фотоэффект является главным процессом, ответственным за поглощение γ -квантов в области малых энергий квантов. В области энергий $E_{\gamma} < 0.5$ МэВ величина эффективного сечения фотоэффекта очень резко спадает с ростом энергии γ -квантов: $\sigma_{\text{ф}} \sim 1/E^{7/2}$.

Комптон-эффект или некогерентное рассеяние γ -квантов на свободных электронах. Рассеяние называется некогерентным, если разность фаз первичной и рассеянной волны изменяется со временем. Очевидно, что рассеяние, сопровождающееся изменением энергии γ -кванта, является некогерентным.

Электрон можно считать свободным, если энергия γ -квантов во много раз превышает энергию связи электрона. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_{γ} появляется рассеянный фотон с энергией $E'_{\gamma} < E_{\gamma}$, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию $E_e = E_{\gamma} - E'_{\gamma}$. На рис. 5 показана схема рассеяния γ -квантов на электроне.

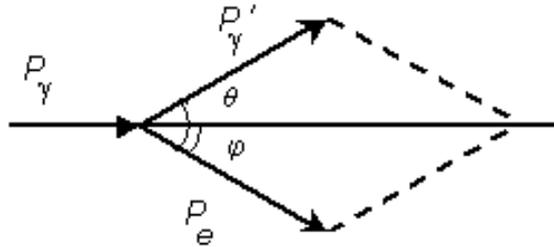


Рис. 5: Схема рассеяния γ -квантов на свободном электроне: P_{γ} и P'_{γ} — импульсы первичного и рассеянного γ -квантов, P_e — импульс электрона.

Пользуясь законами сохранения импульса и энергии можно записать

$$\begin{aligned} \vec{P}_{\gamma} &= \vec{P}'_{\gamma} + \vec{P}_e, \\ m_e c^2 + E_{\gamma} &= E'_{\gamma} + E_e, \end{aligned} \quad (5)$$

где $m_e c^2 = 0,51$ МэВ — энергия покоя электрона, E_e — полная энергия электрона, E_{γ} и E'_{γ} энергии падающего и рассеянного γ -квантов. Можно показать, что изменение длины волны γ -квантов при комптоновском рассеянии равно

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta), \quad (6)$$

где λ и λ' — длина волны первичного и рассеянного γ -кванта; $\lambda_0 = h/m_e c$ — универсальная постоянная, называемая комптоновской длиной волны электрона; θ — угол между направлением импульса падающего P_{γ} и рассеянного P'_{γ} γ -квантов.

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом рассеяния γ -кванта θ . Кинетическая энергия электрона определяется соотношением

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \theta/2}}. \quad (7)$$

Эффективное сечение рассеяния γ -кванта на электроне не зависит от характеристик вещества поглотителя. Эффективное сечение этого же процесса, *рассчитанное на один атом*, является линейной функцией атомного номера (или числа электронов в атоме) Z .

Сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии γ -кванта: $\sigma_k \sim 1/E$.

При комптоновском рассеянии γ -квантов, возникших в результате переходов атомных ядер из возбужденных состояний в основное и низшие возбужденные, энергии γ -квантов, как правило, много больше как энергии связи электронов в атоме, так и кинетических энергий этих электронов. Поэтому в формулах (5)–(7) первичный электрон считался покоящимся. Некогерентное рассеяние γ -кванта приводит в этом случае к передаче части энергии кванта электрону и появлению γ -кванта с меньшей энергией (и большей длиной волны). Однако этот же процесс некогерентного рассеяния используется в современной физике для получения моноэнергетических пучков γ -квантов высоких энергий. С этой целью поток фотонов от лазера рассеивают на большие углы на пучке ускоренных электронов высокой энергии, выведенных из ускорителя. (Такой источник γ -квантов высокой энергии и плотности называется laser-electron-gamma-source (LEGS). В работающем в настоящее время источнике LEGS лазерное излучение с длиной волны $351.1 \text{ м}\mu$ ($\sim 0.6 \text{ эВ}$) в результате рассеяния на электронах, ускоренных до энергий 3 ГэВ , превращается в поток γ -квантов с энергиями 400 МэВ).

Образование пары электрон–позитрон. Можно показать из законов сохранения импульса и энергии, что процесс образования пар не может происходить в вакууме. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии. Поэтому в изображенной на рис. 10 диаграмме Фейнмана одна из линий γ -квантов соответствует кулоновскому полю частицы. Такой частицей может быть атомное ядро или электрон. Принципиально возможно также образование пар в поле другого кванта. Однако вероятность такого процесса настолько мала, что практически его никто не наблюдал.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + E_n,$$

где первый член соответствует энергии покоя пары (электрон и позитрон), а второй — энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то энергия, определяемая первым членом, является порогом рождения пар. ($2m_e c^2 \cong 1.022 \text{ МэВ}$). Одиночный квант любой энергии не может превратиться в пару, т.к. при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. В основном образование пар происходит в кулоновском поле ядер атомов и эффективное сечение этого процесса (k_n на рис. 4) пропорционально квадрату заряда ядра Z^2 .

Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона имеет сравнительно малую вероятность (k_e на рис. 4).

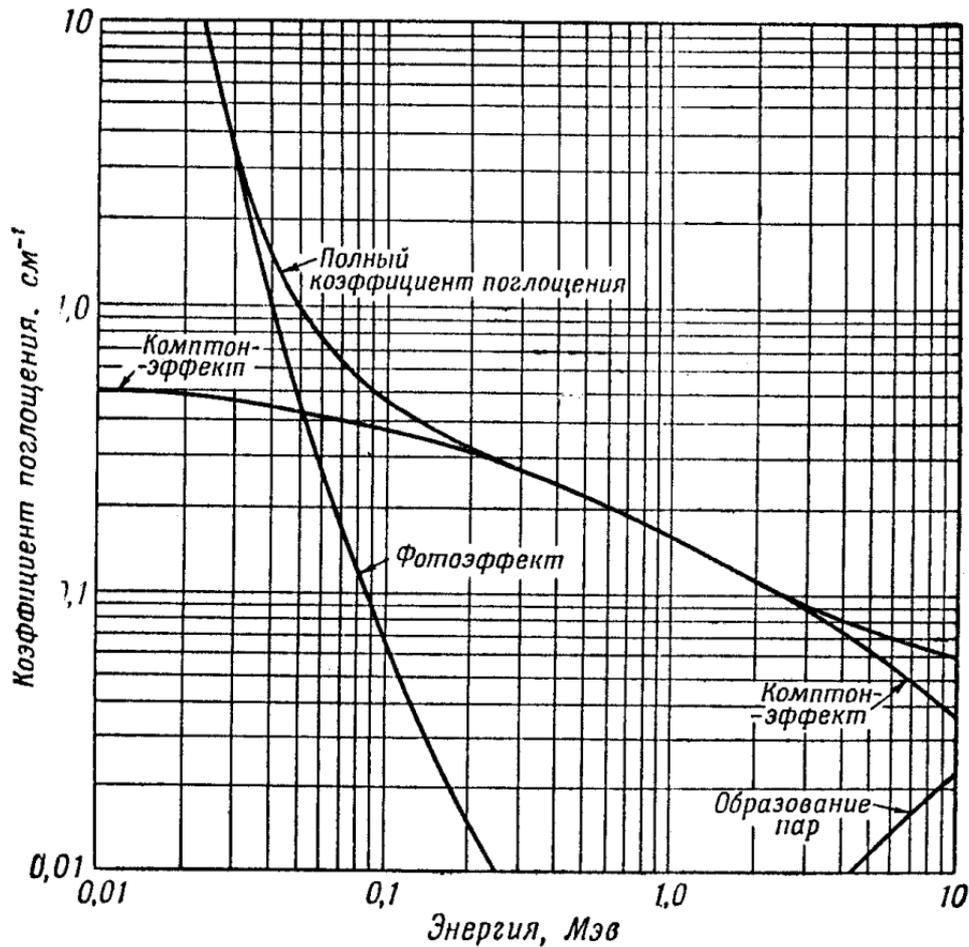


Рис. 6: Зависимость линейного коэффициента поглощения в алюминии от энергии фотонов.

На рис. 6 и 7 показаны зависимости линейного коэффициента поглощения $\tau = \sigma N$ в алюминии и свинце от энергии фотонов.

Используя графики для разных веществ, аналогичные изображенным на рис. 4, 6, 7, можно приближенно определить границы областей энергии γ -квантов и значений Z , в которых наибольшее значение имеет тот или иной механизм взаимодействия γ -излучения с веществом.

Комптон-эффект играет основную роль в ослаблении интенсивности γ -излучения в алюминии при $60 \text{ кэВ} < E_\gamma < 15 \text{ МэВ}$ и в свинце при $0,7 \text{ МэВ} < E_\gamma < 5 \text{ МэВ}$.

Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при $E_\gamma < 50 \text{ кэВ}$ и в свинце при $E_\gamma < 0,5 \text{ МэВ}$. Образование пар доминирует над этими двумя процессами при больших энергиях γ -квантов: в алюминии при $E_\gamma > 15 \text{ МэВ}$ и в свинце при $E_\gamma > 6 \text{ МэВ}$.

Перечисленные выше механизмы взаимодействия γ -квантов с веществом не затрагивали внутренней структуры атомных ядер.

При больших энергиях гамма-квантов ($E > 10 \text{ МэВ}$) увеличивается вероятность процесса взаимодействия фотона с ядрами вещества с возбуждением отдельных ядерных состояний. Если энергия кванта больше энергии связи нуклона в ядре, поглощение γ -кванта высокой энергии будет сопровождаться вылетом нуклона из ядра. При энергиях γ -квантов около 20–25 МэВ для легких ядер ($A < 40$) и 13–15 МэВ для тяжелых ядер в

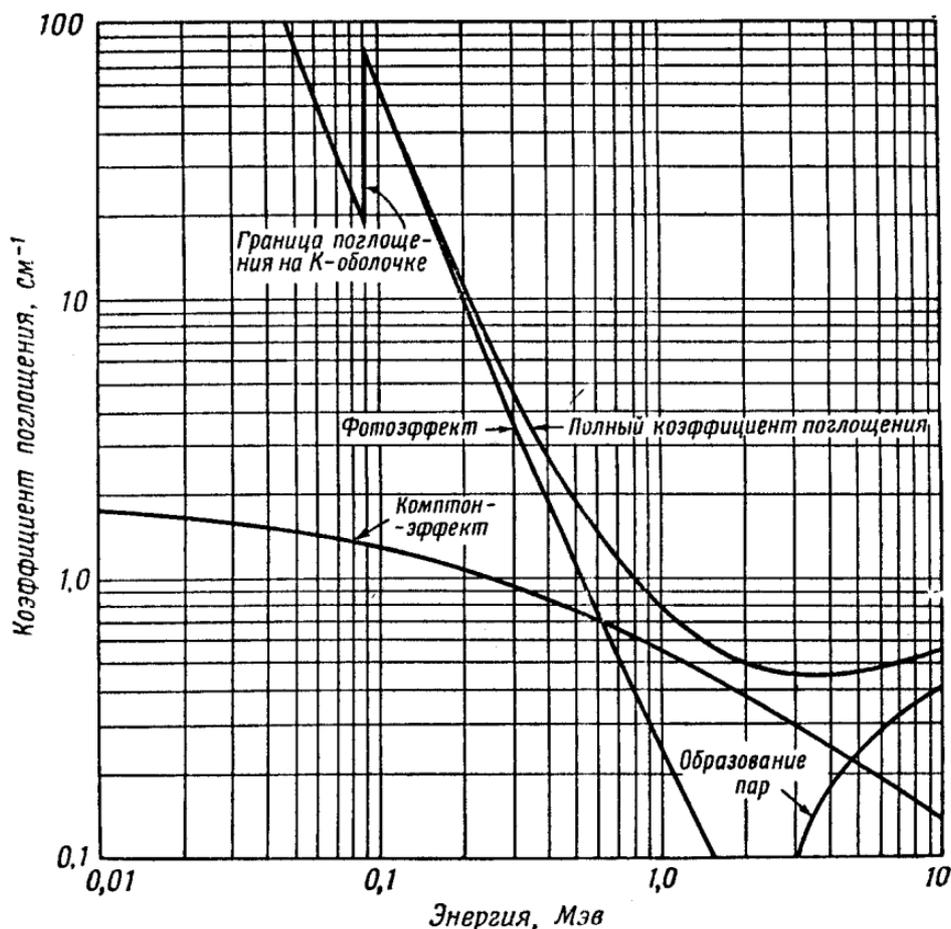


Рис. 7: Зависимость линейного коэффициента поглощения в свинце от энергии фотонов.

эффективном сечении ядерного фотопоглощения наблюдается максимум, который называется *гигантским дипольным резонансом* ($\sigma_{\text{гис}}$ на графиках рис. 4).

7. Определение эффективного сечения взаимодействия γ -квантов методом поглощения

Закон ослабления интенсивности потока гамма-квантов в веществе. Закон ослабления параллельного пучка γ -квантов в слое x вещества с N атомами в единице объема легко получить из определения эффективного сечения σ в дифференциальной форме. Число провзаимодействовавших с веществом γ -квантов равно числу квантов dI , выбывших из первичного пучка I при взаимодействии с поглотителем, содержащим Ndx атомов:

$$-dI = I\sigma Ndx. \tag{8}$$

При интегрировании дифференциального уравнения (8) предполагается, что все γ -кванты первичного потока проходят одну и ту же толщину поглотителя (поток параллелен) и что величина эффективного сечения не меняется при прохождении вещества.

Тогда из (8) получим экспоненциальный закон ослабления интенсивности первичного пучка γ -квантов:

$$I(x) = I(0) \exp(-\sigma N x). \quad (9)$$

Здесь σ — полное эффективное сечение взаимодействия гамма-квантов с веществом поглотителя, равное сумме эффективных сечений всех физических процессов, ответственных за взаимодействие фотона с веществом при данной энергии,

$$N = N_A \rho / A,$$

где $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль — число Авогадро, A — массовое число, ρ — плотность вещества поглотителя), x — толщина поглотителя в единицах длины (см).

Если излучение состоит из γ -квантов различных энергий, имеющих, соответственно, различные эффективные сечения взаимодействия с поглотителем, суммарная интенсивность излучения после прохождения толщины x вещества составляет

$$I(x) = \sum_i I_i(0) \exp(-\sigma_i N x) \quad (10)$$

Для защиты от воздействия γ -излучения используют различные материалы, ослабляющие поток γ -квантов.

Защитные свойства материала характеризует *линейный коэффициент поглощения* τ . Линейный коэффициент ослабления τ связан с эффективным сечением ослабления гамма-излучения соотношением:

$$\tau = \sigma N$$

Часто способность материалов ослаблять поток γ -излучения охарактеризуют также *массовым коэффициентом поглощения* μ :

$$\mu = \tau / \rho,$$

где ρ — плотность вещества поглотителя.

Важно отметить, что как линейный, так и массовый коэффициенты поглощения зависят не только от механизма взаимодействия γ -кванта с атомом вещества, но и от макроскопических характеристик вещества поглотителя, в первую очередь от его плотности ρ .

В отличие от этих характеристик эффективное сечение, рассчитанное на один атом, не зависит от агрегатного состояния вещества поглотителя, и является функцией только энергии излучения, атомного номера Z и типа процесса взаимодействия.

8. Диаграммы Фейнмана — метод описания процессов в микромире

В квантовой теории используется удобный метод описания и расчета процессов взаимодействия частиц — *диаграммы Фейнмана*.

В диаграммах Фейнмана физическому процессу сопоставляется его графическая схема. Каждой участвующей в процессе взаимодействия частице соответствует линия. Обычно линии фермионов — тонкие прямые линии. Линии бозонов изображают либо волнистыми, либо штриховыми прямыми.

Диаграмма Фейнмана задает алгоритм вычисления амплитуды вероятности процесса. Каждому элементу диаграммы соответствуют определенные множители в расчете амплитуды вероятности. Линии, один из концов которых свободен, соответствуют свободным частицам. В расчете амплитуды вероятности этим линиям отвечают волновые функции частиц. Квадрат модуля амплитуды вероятности определяет вероятность процесса.

Взаимодействие частиц на диаграмме изображается вершиной (или узлом), в котором сходятся две фермионных и одна бозонная линии. Каждой вершине в амплитуде вероятности процесса соответствует константа связи. В случае электромагнитных процессов константой связи является

$$\sqrt{\alpha_e} = \frac{e}{\sqrt{\hbar c}}. \quad (11)$$

Квадрат константы связи называется константой электромагнитного взаимодействия.

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (12)$$

Частицы, изображенные линиями, начинающимися и кончающимися в вершинах — это т.н. *виртуальные частицы*. Линиям виртуальных частиц в расчете диаграмм Фейнмана сопоставляются функции распространения этих частиц, называемые *пропагаторами*. Именно виртуальные частицы ответственны за реализацию взаимодействия частиц. Для процессов взаимодействия, которые осуществляются путем рождения и поглощения виртуальных частиц, характерно, что в течение интервала времени взаимодействия Δt имеет место отклонение ΔE энергии виртуальной частицы от ее точного значения, соответствующего закону сохранения, причем

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar \quad (13)$$

Это соотношение неопределенности Гейзенберга для энергии и времени.

Для виртуальных частиц $E^2 \neq p^2 c^2 + m^2 c^4$.

Про виртуальные частицы говорят, что они не находятся на массовой поверхности.

Следует подчеркнуть, что в целом для всего процесса взаимодействия законы сохранения выполняются точно, в частности, полная энергия частиц до взаимодействия равна полной энергии частиц после взаимодействия.

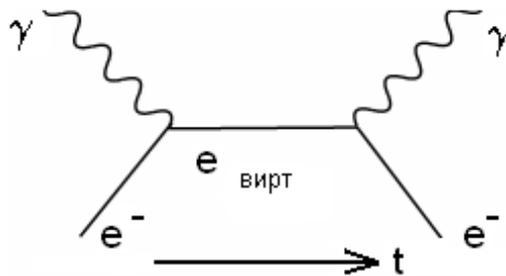


Рис. 8: Диаграммы Фейнмана рассеяния фотона на электроне

На рис. 8 изображена диаграмма Фейнмана рассеяния фотона на электроне. Вектор времени направлен слева направо. Виртуальной частицей является электрон. Диаграммы Фейнмана обладают замечательными свойствами симметрии, отражающими связь процессов: если на рис. 8 направить вектор времени снизу вверх (или, сохраняя направление

вектора времени, повернуть ее на 90°), диаграмма будет изображать двухфотонную аннигиляцию электрона и позитрона $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ (рис. 9). Противоположное вращение диаграммы Фейнмана приводит к графическому изображению процесса рождения пары при взаимодействии фотонов (рис. 10).

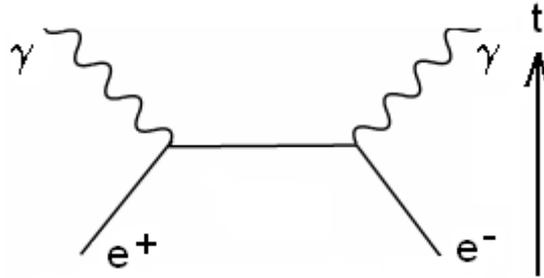


Рис. 9: Диаграммы Фейнмана двухфотонной аннигиляции.

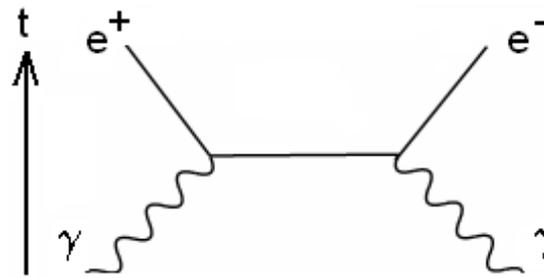


Рис. 10: Диаграммы Фейнмана рождения e^+e^- пары.

Диаграммы Фейнмана являются не только иллюстрацией реакций с частицами, но и позволяют — даже без проведения точного расчета — сделать некоторые оценки соотношения вероятностей различных процессов. Например, с их помощью легко доказать доминирующую роль низших по числу вершин (или количеству виртуальных частиц) диаграмм в электромагнитных взаимодействиях.

Рассмотрим в качестве примера рассеяние электрона на электроне.

На рисунке 11 показана диаграмма этого процесса, которая может быть представлена как сумма диаграмм Фейнмана с различным количеством вершин.

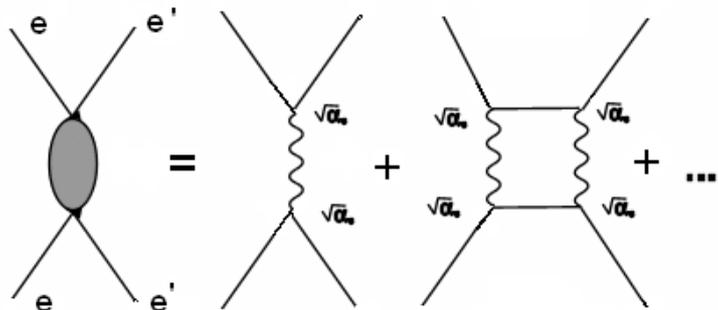


Рис. 11: Диаграмма Фейнмана процесса рассеяния электрона на электроне.

Поскольку взаимодействие электромагнитное, каждой вершине соответствует величина константы связи

$$\sqrt{\alpha_e} = \frac{e}{\sqrt{\hbar c}} \quad (14)$$

Первая из диаграмм Фейнмана, дающая вклад в процесс рассеяния электрона на электроне, имеет две вершины, ее вклад в амплитуду вероятности процесса (матричный элемент процесса M) пропорционален квадрату константы (14): $M \sim \alpha_e$.

Вероятность σ процесса (эффективное сечение) пропорциональна квадрату матричного элемента $\sigma \sim M^2$. Поэтому вклад первой из диаграмм в правой части рис. 11 в вероятность рассеяния пропорционален величине $\alpha^2 \cong (1/137)^2$. Вклады диаграмм более высокого порядка, т.е. с большим числом вершин, много меньше вклада этой первой диаграммы. Например, вторая из диаграмм Фейнмана в правой части рис. 11 дает вклад в вероятность процесса рассеяния электрона на электроне, пропорциональный $\alpha^4 \cong (1/137)^4$.

Следует отметить, что «константы взаимодействия» не постоянны: они зависят от энергии взаимодействия. Однако в области энергий взаимодействия $E < 1$ ГэВ этим эффектом можно пренебречь.

9. Контрольные вопросы и задачи

1. Показать, используя законы сохранения энергии и импульса, невозможность поглощения γ -кванта свободным электроном.
2. Эффективное сечение комптон-эффекта на атоме алюминия равно 2,73 барн при энергии γ -кванта 1 МэВ. Определить для γ -квантов с энергией $E = 1$ МэВ сечения комптон-эффекта на атомах железа и свинца. Представить результат расчета в единицах бн (барнах) и в см^2 .
3. При энергии γ -квантов $E_\gamma = 4$ МэВ эффективное сечение образования пар γ -квантом в поле ядра железа равно 0.55 бн. Оценить эффективные сечения образования пар в алюминии и свинце при той же энергии гамма-излучения.
4. При каком угле комптоновского рассеяния γ -кванта на покоящемся электроне электрон получает максимальную кинетическую энергию? Найти в этих условиях угол вылета рассеянного γ -кванта по отношению к направлению первичного γ -кванта.
5. Показать невозможность образования пары электрон-позитрон гамма-квантом в вакууме, т.е. при отсутствии взаимодействия с другим квантом.
6. Минимальное значение эффективного сечения ослабления потока γ -квантов в свинце составляет около 14 бн. Оценить толщину свинца, необходимую для ослабления первичного пучка γ -квантов в 10, 100 и 1000 раз.
7. Получив в качестве результата работы значение эффективного сечения взаимодействия γ -квантов со свинцом и с алюминием, проанализируйте, какие процессы взаимодействия вносят основной вклад в сечение для каждого поглотителя.