



Дополнительная методичка по лабораторной работе №3

Общий ядерный практикум Физического факультета МГУ

Дата выпуска: 11 ноября 2024

Авторы: три пятикурсника-энтузиаста

Содержание:

Комментарий авторов

Немного теории

- про вероятностный подход к распадам, закон радиоактивного распада
- определение бета-распада
- про законы сохранения
- почему происходит распад?
- про график спектра в общем
- про спектры
- общие слова про взаимодействия, времена, ядра

Установка и эксперимент

- общий вид установки
- работа АЦП
- краткое описание упражнений

Сложная теория

- взаимодействие излучения с веществом
- про альфа
- про электроны
- про гамма
- степени запрета
- график Ферми-Кюри

Контакты авторов

Комментарий авторов

Данная методичка не претендует на роль основной для данной задачи (по крайней мере пока). Её цель - устранить недопонимания, которые могут возникнуть при прочтении исходной. Количество страниц может отпугнуть некоторых читателей, но для базового понимания достаточно прочитать **12 первых страниц**. Далее идет глава “Сложная теория”. Эта часть написана для тех, кто хочет не только понять, что он делает на практикуме, но и вникнуть в теоретическую суть практической работы.

Здесь будут кратко освещены следующие темы:

- базовая теория бета-распада
- как работает установка: роль многоканального АЦП и что мы видим на графике
- зачем же нужна функция Ферми-Кюри, от чего зависит вероятность бета-распада и прочие замысловатые штуки

Также добавлен экспериментальный материал про взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. В дальнейшем его планируется добавить в основную часть методички.

Немного теории

Общие слова про радиоактивность

Для начала кратко опишем ситуацию в целом. У нас задача на один из типов радиоактивности. А что это такое? Радиоактивность — это свойство атомных ядер **самопроизвольно** изменять свое строение и испускать при этом некоторые частицы. Свойство испускать некоторые частицы приводит нас к понятию радиоактивного распада.

Примеры радиоактивных распадов: альфа-распад, бета-распад, гамма-распад¹, спонтанное деление, испускание кластеров и т.д.

Самопроизвольность означает, что процесс перестройки структуры ядра начинается в случайный момент времени и не зависит от внешних факторов. Мы сталкиваемся с вероятностным явлением, которое можно описать статистическими законами. Для того, чтобы проследить какие-то закономерности, мы должны пронаблюдать за большой группой ядер. Если вспомнить эргодическую гипотезу (которую вы обсуждали на курсе молекулярной физики), то чисто в теории мы можем пронаблюдать за распадом одного ядра много раз и прийти к таким же закономерностям, но тогда нам придется научиться каждый раз возвращать ядро в исходное состояние после распада. Понятно, что наблюдать за группой ядер намного проще :) Следует усвоить такой факт: про то, когда начнет распадаться одно конкретное ядро, мы ничего сказать не можем. Принципиально. Оно когда захочет, тогда и распадётся, не стоит лезть в его личную жизнь.

Теперь немного формул. Пускай у нас есть кучка ядер в количестве N штук. Очевидно, что количество распадов dN за малый промежуток времени dt будет пропорционально количеству ядер в кучке N . Тогда мы можем записать следующее соотношение, где λ - пока просто коэффициент пропорциональности:

$$dN = -\lambda N dt$$

¹ Поскольку ядро остается с тем же массовым числом A и зарядом Z , то это явление некорректно называть распадом. Это изомерный переход. Можете рассказать об этом Евгению Вадимовичу на экзамене и порадовать его своими глубокими познаниями.

Знак минус говорит нам о том, что количество исходных ядер в кучке уменьшается на величину dN за время dt .

Далее проинтегрируем выражение $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$ и получим хорошо знакомый закон радиоактивного распада:

$N = N_0 e^{-\lambda t}$, где N_0 — начальное количество радиоактивных атомов.

Из этого выражения видно, что λ - коэффициент, который характеризует вероятность распада. Если положить $t = \frac{1}{\lambda}$, то в этот момент времени количество исходных ядер уменьшится в e раз. Коэффициент λ называется постоянной распада, а $\tau = \frac{1}{\lambda}$ - средним временем жизни ядра.

Еще из полезных определений у нас есть период полураспада — время, за которое от исходного числа ядер остается ровно половина:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow t = T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

и активность элемента, которая служит характеристикой ядер в случае большого периода полураспада:

$A = \lambda N$ – малая вероятность распада умножается на большое количество частиц и получаем адекватное среднее количество распадов в секунду.

Про бета-распад

Теперь чуть ближе к нашей задаче. Бета-распад — явление в физике частиц и ядер, при котором может случиться (а может и нет - у нас процесс вероятностный) следующее:

1) нейтрон (который может находится как в ядре, так и быть свободным) превращается (да, именно превращается, как если бы монетка в вашей руке превратилась в парочку монет меньшего достоинства - просто невероятно) в три частицы - протон, электрон и электронное антинейтрино. Такой процесс называют **бета-минус** распадом, потому что его результатом является образование электрона.

2) протон (только тот, который находится в ядре) может превратиться в нейтрон, позитрон (имеем **бета-плюс** распад) и электронное нейтрино.

3) протон (а вот здесь он уже может быть как в ядре, так и свободным), может захватить электрон (обычно тот, который вращается вокруг ядра в составе уже целого атома), и образовать пару нейтрон и электронное нейтрино. Это так называемый **Е-захват**.

В целом, бета-распад описывает превращение одного нуклона в другой с участием лептонов (самое время посмотреть в Википедии, что это за классы частиц. Также советую почитать про барионы, фермионы, адроны, бозоны, мезоны).

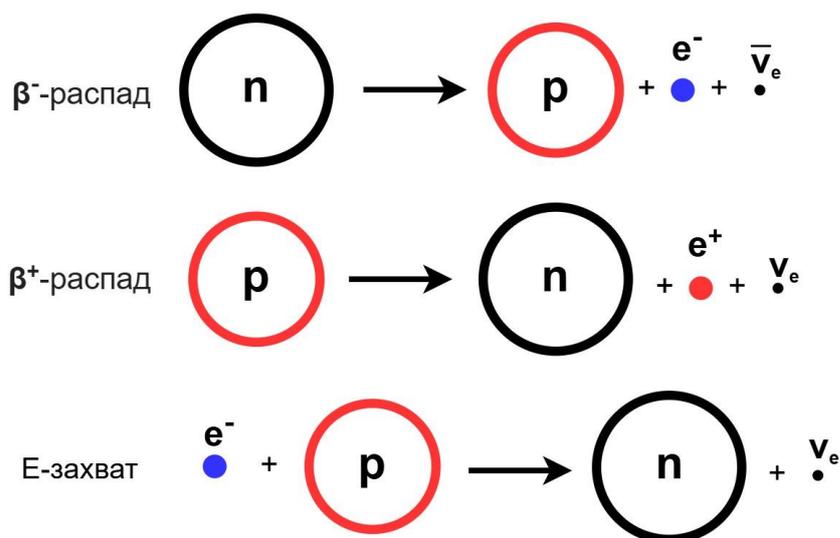


Рисунок 1. Схемы бета-распадов

Почему именно такие частицы образуются в результате распада? Ответить на этот вопрос нам помогут законы сохранения. Рассмотрим их на примере бета-. Следствием сохранения барионного заряда является появление протона. Появление электрона обусловлено законом сохранения электрического заряда. Почему появляется именно электрон я не знаю (скорее всего просто из-за малой массы), но уж если он появился, то закон сохранения лептонного заряда предписывает появление и античастицы с отрицательным лептонным зарядом - антинейтрино. Ситуация с бета+ и E-захватом аналогична, рассмотрите её самостоятельно.

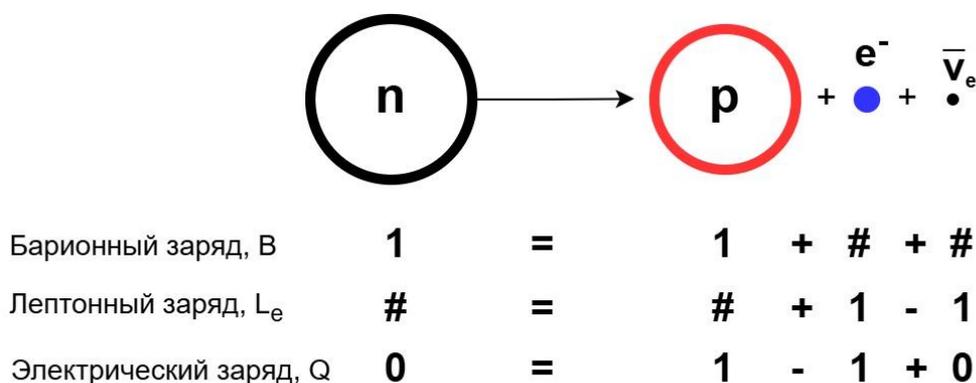


Рисунок 2. Законы сохранения в бета-распаде

Возникает вопрос: какая сила заставляет частицы исчезать и после себя оставлять новые? Если кратко - то частицам так выгодно. Почему выгодно распасться свободному нейтрону? Потому что его масса (939.565 МэВ) больше, чем суммарная масса протона (938.272 МэВ), электрона (0.511 МэВ) и нейтрино (верхняя оценка массы² - $2,863 \pm 0.6$ eV). После распада у нас остаётся лишняя энергия в системе центра масс порядка 0.7 МэВ, которая превращается в кинетическую энергию частиц. Понятно, что протон намного массивнее получившейся пары лептонов, поэтому его кинетическая энергия (энергия отдачи) мала (можно расписать соотношения из ЗСЭ и ЗСИ) и зачастую ей пренебрегают, говоря, что почти вся энергия распада передалась паре электрон+антинейтрино.

² По состоянию на весну 2024 года. [Статья](#) в Nature про массу нейтрино.

Почему протон может распадаться только находясь в ядре? На самом деле ответ не совсем очевиден: в ядре протон вынужден “общаться” с остальными нуклонами и это взаимодействие с соседями может привести к тому, что ядру в целом будет удобнее превратить один протон в нейтрон, испустив позитрон и нейтрино.

Постарайтесь сами ответить на вопрос, почему возможен процесс E-захвата для свободного протона. И последнее интересное соотношение - те ядра, которые подвержены бета+, без проблем могут испытывать и E-захват, а вот обратное не всегда верно. Объясните это, опираясь на массы частиц.

Надо сказать, что для того, чтобы получить распад свободной частицы (нейтрона или протона в E-захвате), необходимо выполнение неординарных условий (как минимум само наличие свободной частицы к моменту распада), поэтому мы оставим реакции со свободными частицами и будем рассматривать бета-распад только тех частиц, которые находятся в ядре. От этого процесс не переходит в разряд внутриядерных, он остаётся **внутринуклонным**, хоть превращение нуклона теперь и происходит в ядре (можете сравнить это с альфа-распадом).

Как мы уже поняли, в процессе бета-минус распада нейтрон в ядре превращается в протон, заряд ядра увеличивается на единицу и практически вся энергия уносится лептонной парой вследствие непомерно большой массы ядра. В бета-плюс распаде происходит аналогичное превращение протона в нейтрон, заряд ядра уменьшается на единицу, лептонная пара уносит почти всю энергию. В процессе E-захвата протон в ядре подхватывает электрон с ближайшей электронной оболочки (про атомные электронные оболочки посмотрите на вики; самая близкая — K-оболочка, потом L, M, N...), превращается в нейтрон, заряд ядра понижается на единицу и из ядра вылетает только нейтрино. Схемы распадов показаны ниже. Здесь Z - это число протонов в ядре, A - общее число нуклонов (протоны + нейтроны).

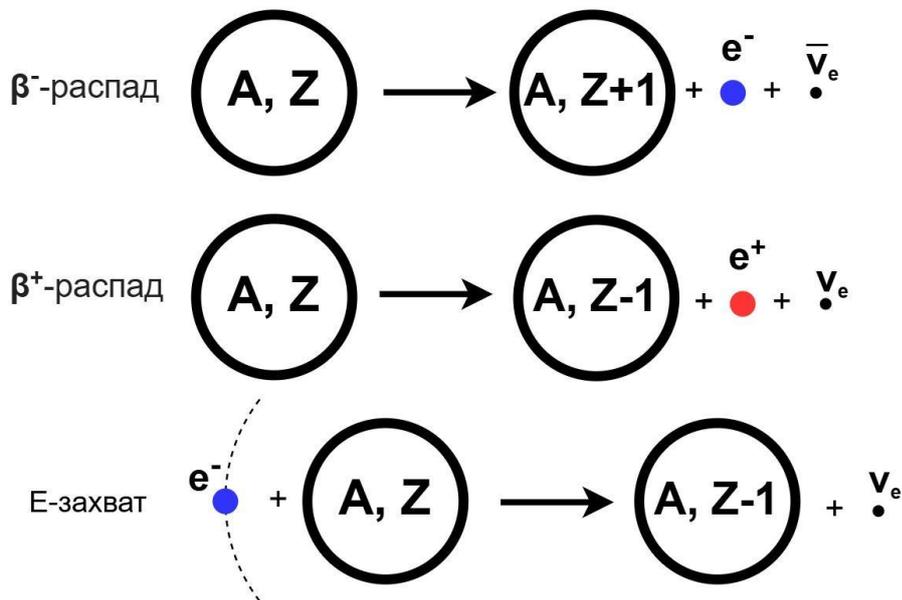


Рисунок 3. Схемы распадов в случае ядра

Теперь немного порисуем. Возможно, вам знаком тип графика, приведённый ниже, но всё-таки стоит сказать несколько слов о нём.

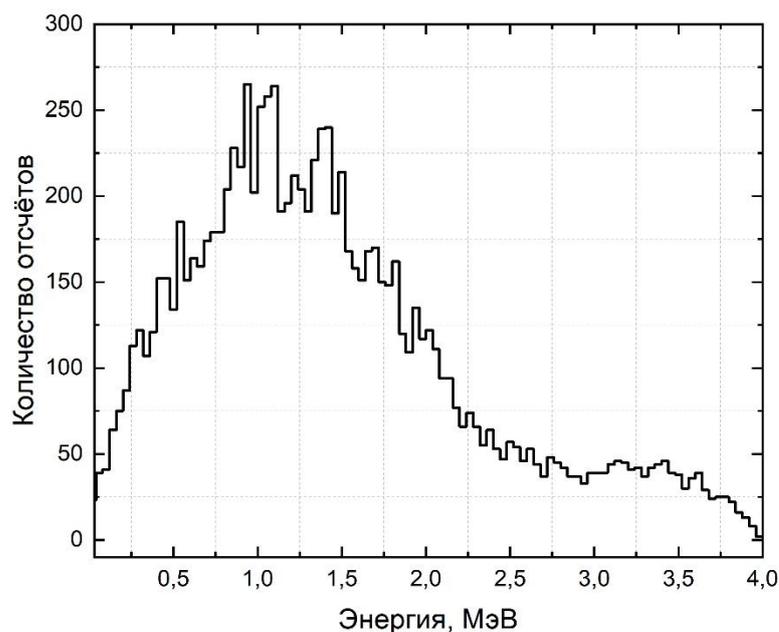


Рисунок 4. Произвольный спектр. По оси абсцисс - энергия зарегистрированных частиц. По оси ординат - их количество после 2 минут регистрации.

Спектр — это график, на оси абсцисс - энергия пойманной частицы, на оси ординат - количество пойманных частиц к некоторому моменту времени; соответственно произвольная точка на этом графике будет обозначать, что частиц с такой-то энергией (по оси X) было поймано такое-то количество (по оси Y) к такому-то моменту времени. В нашей задаче мы будем получать похожий график, который будет обновляться в реальном времени в процессе регистрации. Главным отличием будет смысл оси абсцисс - вместо энергии мы будем видеть только номера каналов АЦП, но об этом позже.

И вот теперь несколько слов про кинематику, а именно про распределение энергии по вылетающим частицам. Ситуация с E-захватом довольно простая — каждый раз ядро выбрасывает нейтрино с определённой энергией, и, если у нас будет способ для регистрации этих неуловимых частиц, то на спектре мы увидим тонкий пик - каждая частица будет вылетать с одинаковой энергией, которую мы будем регистрировать.

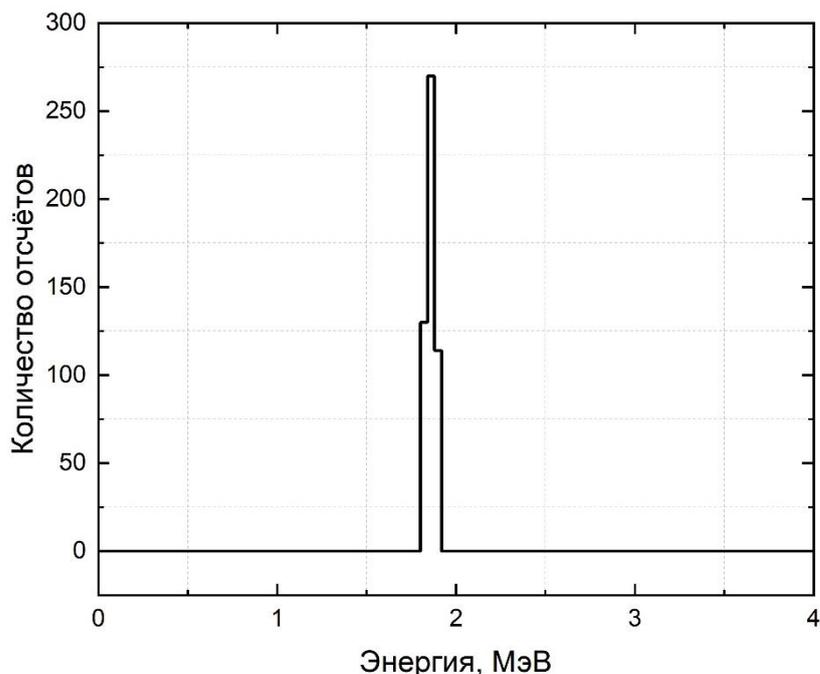


Рисунок 5. Спектр нейтрино для E-захвата. Обратите внимание на ненулевую толщину пика. Почему ненулевая? Дело в конечном разрешении детектора. Кроме того, есть естественная ширина линии, обусловленная принципом неопределённости, но она сильно меньше разрешения детектора.

Нейтрино - очень сложные в регистрации частицы. Нам они не по зубам, поэтому отложим E-захват в сторону и посмотрим, что у нас происходит в бета-. А здесь ситуация немного иная - в таком распаде из ядра вылетают не только антинейтрино, но и электроны. Для последних современная наука придумала N+1 метод регистрации, поэтому в нашей задаче мы будем наблюдать именно эти частицы с помощью полупроводникового детектора.

Вернёмся к кинематике. Важный момент: во время распада энергия распределяется между лептонами случайным образом, поэтому, регистрируя электроны, мы каждый раз наблюдаем их с разной энергией. Ещё раз: энергия случайным образом распределяется в паре электрон-антинейтрино, так что в одном распаде возможно, что 20% энергии распада забирает электрон, 80% - антинейтрино, а в следующем распаде - 45% электрон и 55% антинейтрино и т.д. Таким образом энергия электрона может находиться в диапазоне от нуля (считаем, что всю энергию унесло нейтрино, которое мы не зарегистрировали) и до некоторой максимальной энергии (нейтрино осталось неподвижным в ЛСК), которую мы называем энергией бета-распада. Поэтому спектр бета-, составленный по пойманным электронам (а именно этот спектр вы будете получать в задаче), имеет непрерывный характер (для бета+ ситуация аналогична). Непрерывный характер спектра означает, что в диапазоне энергий от нуля до энергии бета-распада мы будем наблюдать для каждого значения энергии некоторое количество частиц.

Хороший вопрос, над которым стоит задуматься: а как выглядел бы график, если в бета+ мы бы стали ловить нейтрино?

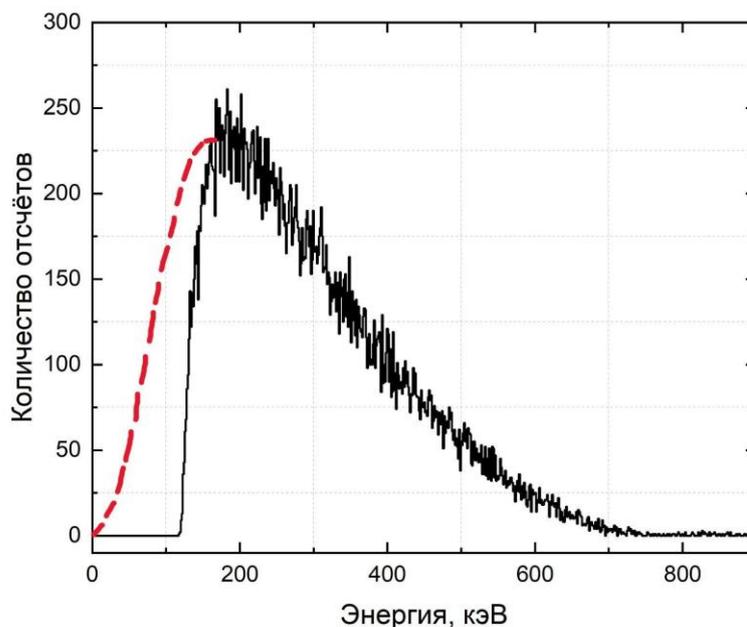


Рисунок 6. Пример графика для бета-распада. Красным пунктиром показан ход графика в случае, если бы мы могли избавиться от низкоэнергетического фона. А так график просто плавно обрезан до энергий в приблизительно 200 кэВ.

Посмотрев на график спектра бета-распада, можно прийти к непростому вопросу: почему он имеет именно такую форму? Ведь если распределение энергий по лептонам происходит случайным образом, то логично было бы предположить, что у нас со статистической точностью образуется одинаковое количество электронов для любых значений энергии от нуля до максимальной. Поэтому наш график должен был бы представлять из себя ступеньку, начинающуюся в нуле и обрывающуюся при максимальной энергии бета-распада.

На самом деле форма графика, которая наблюдается в эксперименте, объясняется квантово-механической теорией с использованием теории возмущений. Слова непонятны, и объяснять их мы не будем. Стоит запомнить только главное: из квантовой теории следует, что в большей части распадов энергия между лептонами будет распределяться примерно поровну, а ситуации, когда один из лептонов будет уносить всю энергию распада, будут довольно редки.

Стоит сказать, что бета-распад происходит в результате только слабого взаимодействия (а ещё у нас есть сильное, α /м и гравитационное). Слабое взаимодействие обуславливает широкий временной диапазон этих реакций: периоды полураспада через бета-минус изменяются от 1.8 мс для ^{215}Po до $5.6 \cdot 10^{19}$ лет для ^{48}Ca . Чем обусловлена такая ширина диапазона, попробуем рассмотреть ниже в заметке про степени запрета. Энергии бета-распада (тот самый правый край графика спектра) лежат в диапазоне от 2.46 КэВ (^{187}Re) до 27.3 МэВ (^{19}V) и зависят от ядра, в котором происходит распад. В каких ядрах какой тип реакций будет идти? Логично предположить, что протон-избыточные ядра будут испытывать бета+ и E-захват, чтобы сбросить излишек протонов; нейтрон-избыточные ядра будут подвержены бета-, чтобы избавиться от излишка нейтронов. Однако у разных ядер имеется свой набор способов стать ближе к долине стабильности на [NZ-диаграмме](#), и бета-распад может быть не самым ходовым.

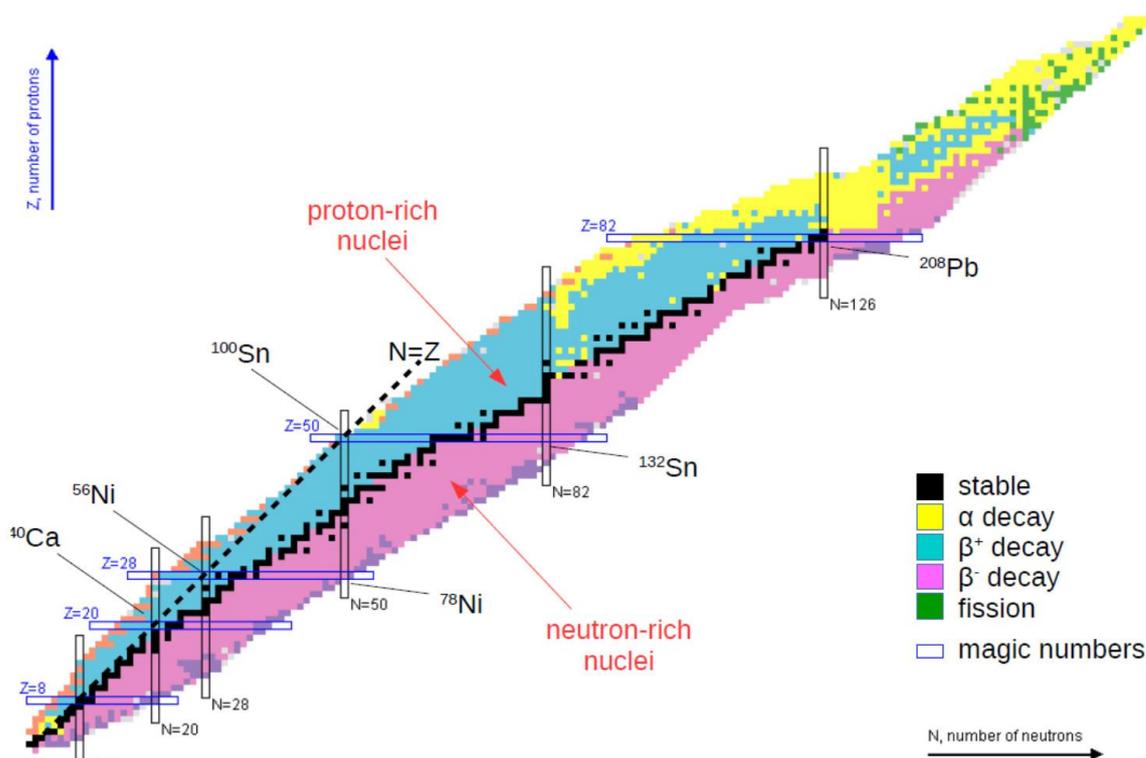


Рисунок 7. NZ-диаграмма

Как видно из NZ-диаграммы, большинство ядер ниже долины стабильности испытывают бета-. Ядра выше долины стабильности испытывают бета+.

Установка и эксперимент

Вам предлагается выполнить три упражнения, но, прежде чем приступить к ним, давайте взглянем на установку.

КАРТИНКА УСТАНОВКИ (появится в ближайшем обновлении)

Основная часть — это цилиндрическая коробка, в которой имеются два параллельных соосных диска. На нижнем диске располагаются радиоактивные источники, на верхнем - алюминиевые поглотители различной толщины. В определённом месте над дисками располагается полупроводниковый детектор, к которому подключён АЦП, связанный с компьютером. На самом деле между детектором и АЦП стоят ещё два мало интересных, но важных прибора: предусилитель и основной усилитель сигнала. Полупроводниковый детектор позволяет регистрировать ионизирующие частицы, поэтому с помощью него мы будем ловить электроны от бета-распада. На самом деле детектор регистрирует много чего - начиная от атмосферных мюонов и заканчивая гамма-квантами от самих источников, но все это мы будем считать вредным фоном, от которого никак не избавиться (хороший вопрос - а как вообще избавляются от фона и что вообще может фонить?).

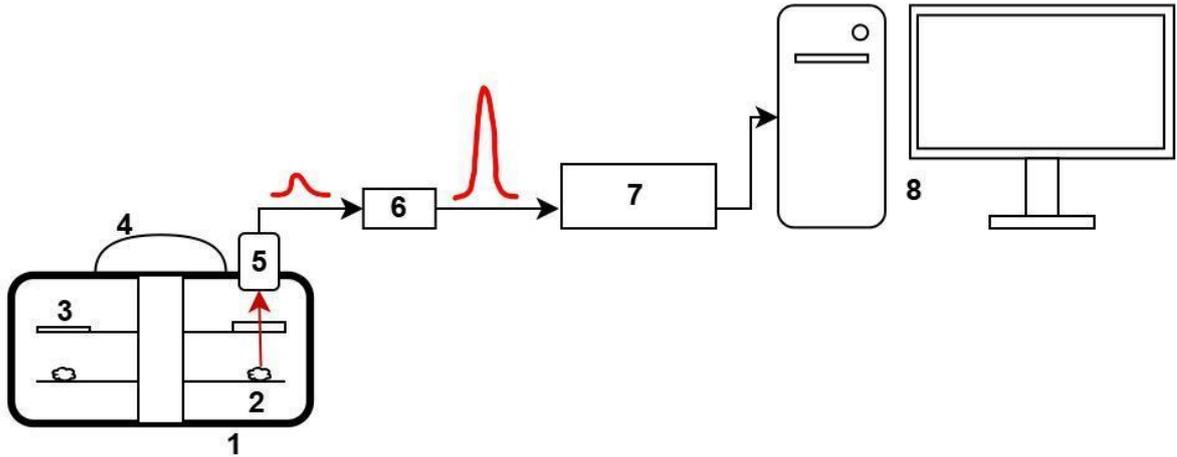


Рисунок 8. Схема установки. 1 - корпус коробки 2 - диск с источниками 3 - диск с поглотителями 4 - ручка выставления дисков 5 - полупроводниковый детектор 6 - усилитель 7 - АЦП 8 - компьютер

И вот теперь самое важное. В исходной методичке довольно неплохо расписаны устройство и работа полупроводникового детектора, поэтому нет смысла повторяться здесь. Единственное, что нужно усвоить — что при попадании на детектор ионизирующей частицы в нем генерируется электрический сигнал, мощность которого пропорциональна энергии прилетевшей частицы. А что происходит дальше с этим сигналом методичка поясняет довольно скудно. А происходит вот что. Дальше этот электрический сигнал, проходя через усилители, передается по проводам на АЦП (аналогово-цифровой преобразователь). Что делает этот преобразователь? В целом АЦП предназначены для конвертации "непрерывных", "плавных", "размазанных" (т.е. аналоговых) электрических сигналов в дискретный набор значений, понятный компьютеру. Как мы знаем, компьютер может оперировать только конечным набором значений, поэтому нижняя шкала на графике спектра делится на множество интервалов. Допустим, у нас есть сигнал от детектора (вернее от усилителя) с напряжением 2,1 Вольт. Получая этот сигнал, АЦП сравнивает его со своей внутренней дискретной шкалой и говорит компьютеру: ко мне пришёл сигнал, величину которого я могу оценить как 37 из 100. Компьютер говорит: "Ок" и обновляет график спектра: колонку, отвечающую за значение 37, он увеличивает на 1 значение. Затем с детектора на АЦП приходит сигнал величиной 3,5 Вольт. АЦП говорит компьютеру: "Ко мне пришёл сигнал, который я оценил как 73 из 100, увеличь колонку со значением 73 на единицу". И компьютер увеличивает колонку, график обновляется. Необходимо понимать, что такой алгоритм выполняется очень быстро, скорость счета и обновления графика составляет десятки раз в секунду, что позволяет набирать достаточную статистику за относительно небольшое время. Также для АЦП есть ограничения на принимаемый сигнал с детектора - сигнал не может быть очень слабым и очень сильным. Для таких сигналов у АЦП просто нет шкалы (он не может передать компьютеру значения $-6/100$ и $121/100$). Однако не волнуйтесь, всё что надо для выполнения упражнений вы сможете увидеть на графиках.

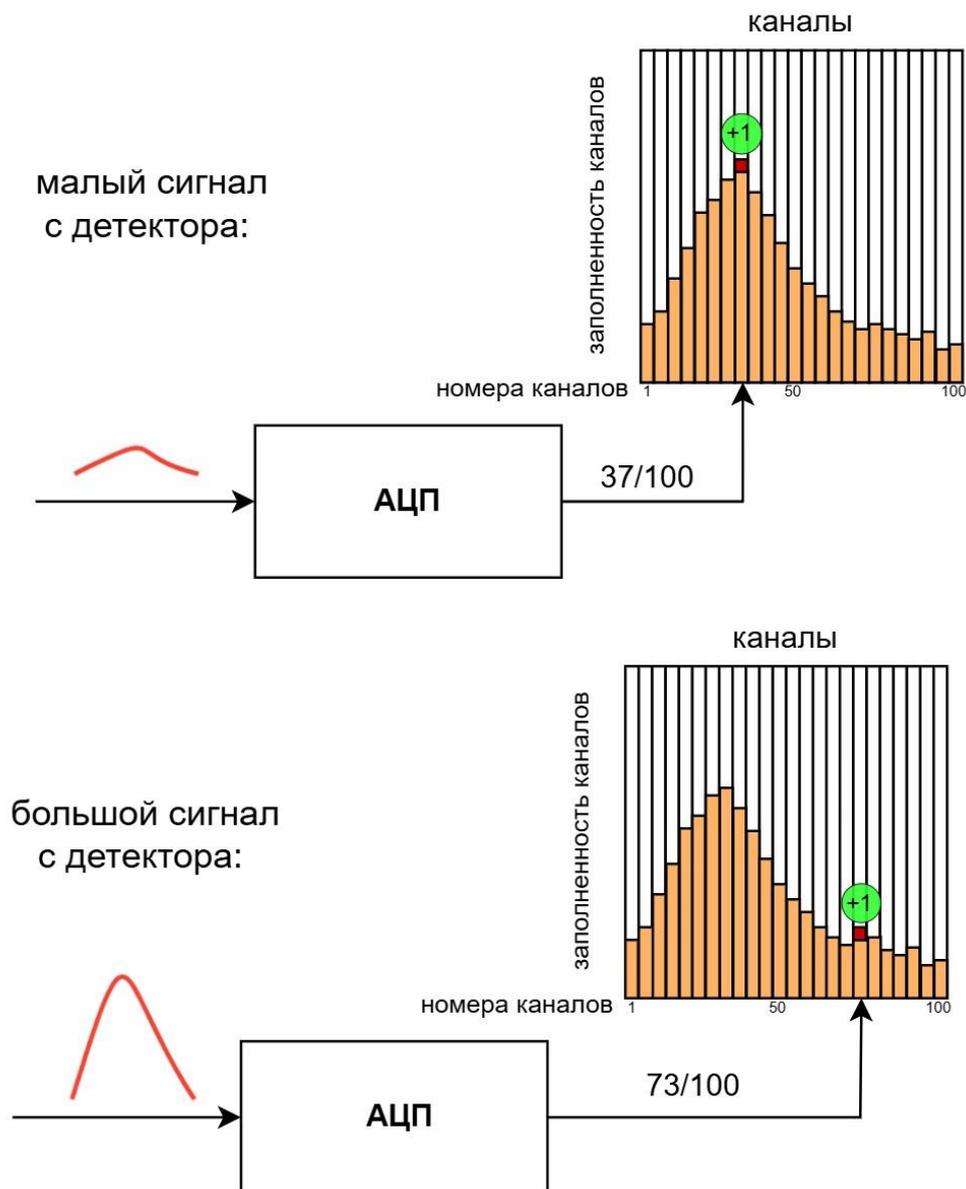


Рисунок 9. Механизм работы АЦП

И **первым упражнением**, как уже догадались внимательные читатели, будет калибровка тех значений, которые АЦП передаёт компьютеру. После неё мы сможем сказать, что, к примеру, дискретный сигнал с АЦП $37/100$ соответствует энергии 0.4 МэВ, а сигнал $73/100$ - 0.9 МэВ. Если говорить точнее, то в силу дискретизации сигнала значение $73/100$ будет соответствовать некоторому диапазону энергии - 0.9 ± 0.02 МэВ. Чем мельче дискретная шкала АЦП, чем больше в ней колонок, тем меньший диапазон энергии приходится на одну колонку. Вместо "колонок" принято использовать слово "канал". Так вот, в нашем АЦП 1024 канала, что позволяет видеть довольно подробный спектр.

Так как же проводить калибровку? Для этого мы используем такие источники, которые излучают частицы с уже известной нам энергией. У нас это будут изотопы ядер Ва и Рb, которые из метастабильного состояния способны излучать конверсионные электроны (крайне советую самостоятельно разобраться с метастабильными состояниями ядер и процессом внутренней конверсии).

Конверсионные электроны вылетают с некоторыми постоянными значениями энергиями. Скажем, пусть у наших электронов будут энергии E_1 и E_2 ($E_1 < E_2$). После того, как мы

зарегистрируем достаточно конверсионных электронов, на спектре мы увидим два характерных пика. Тогда мы скажем, что левый пик мы будем считать соответствующим энергии E_1 , а правый - E_2 . Таким образом мы свяжем номер канала с соответствующей ему энергией. По двум полученным парам канал-энергия мы сможем, исходя из предположения, что номер канала растёт линейно с ростом связанной с ним энергии, получить калибровку для нашей установки, т.е. связать каждый номер канала с соответствующей энергией зарегистрированной частицы (правильнее говорить с диапазоном энергии, мы же помним про 0.9 ± 0.02 МэВ, что тоже самое, что и $[0.898; 0.902]$ МэВ). После калибровки хорошим тоном будет оценить разрешающую способность нашей установки - предложите методику оценки самостоятельно, исходя из того, что мы на спектре наблюдаем пики конечной ширины, а конверсионные электроны обладают дискретным значением энергии.

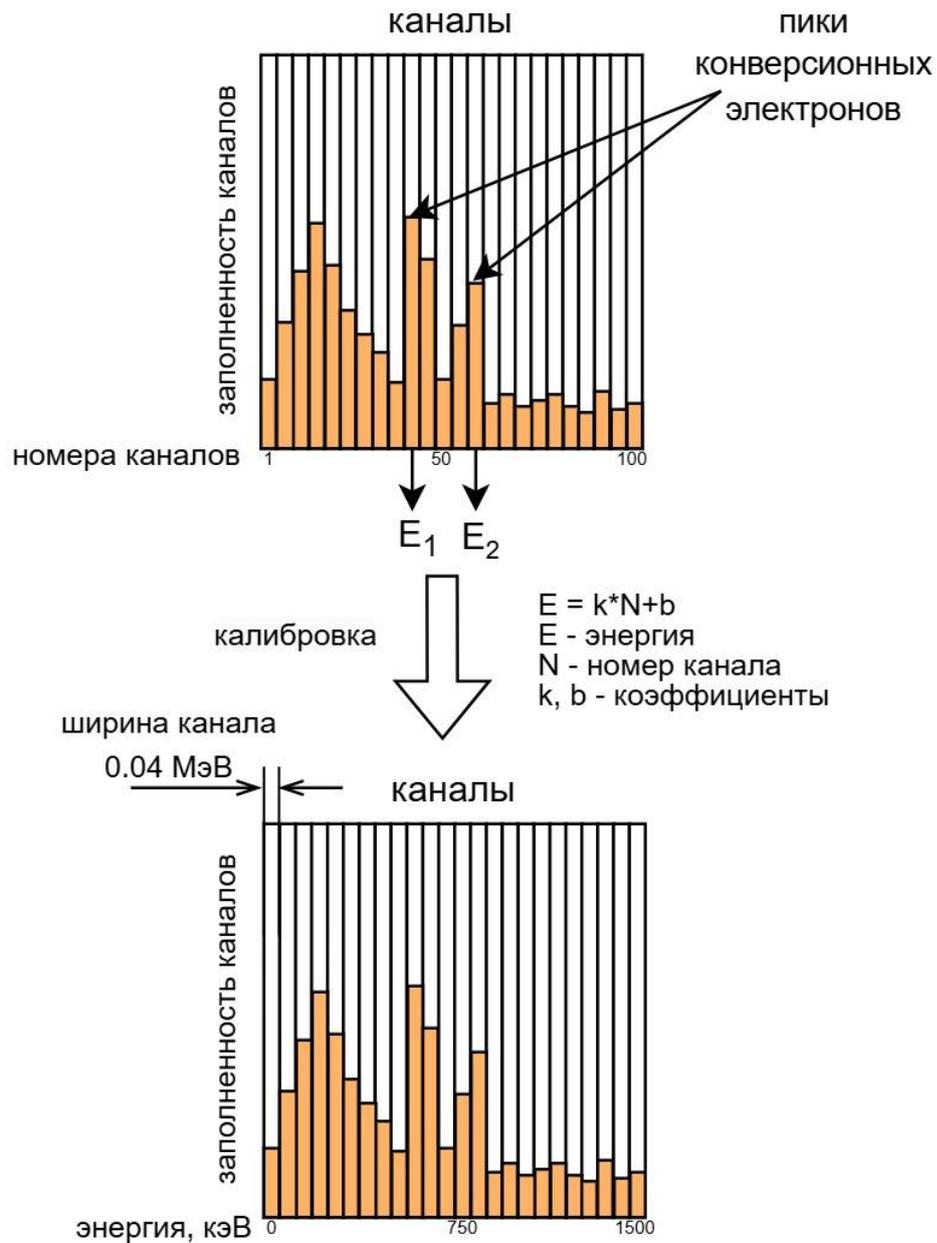


Рисунок 10. Схема калибровки

Во **втором упражнении** необходимо получить спектры бета-распада для ядер ^{85}Kr и ^{204}Tl и по ним построить графики Ферми-Кюри (для чего он нужен мы расписали чуть ниже). Построение графиков происходит в полуавтоматическом процессе, бояться больших формул не следует. Все тонкости построения графика Ферми-Кюри вы найдете в инструкции к установке.

В **третьем упражнении** необходимо установить зависимость интенсивности регистрации электронов бета-распада от толщины поглотителя, который будет располагаться между источником и детектором. Понятно, что часть электронов будет задерживаться в алюминии, из-за чего интенсивность регистрации будет падать с ростом толщины поглотителя. Всю необходимую информацию по выполнению упражнения содержит исходная методичка.

Сложная теория

Про взаимодействие излучения с веществом

Каким образом наш детектор регистрирует заряженные частицы и как в третьем упражнении уменьшается поток электронов при прохождении через алюминий? На эти вопросы постараемся дать ответ ниже.

Начнем, как всегда, с общих моментов. У нас есть излучение и вещество, в которое это излучение прилетает. **Под излучением** будем понимать поток альфа, бета или гамма (в принципе ничто не мешает рассматривать потоки тяжелых ядер или их осколков). **Под веществом** понимаем атомы, которые каким-то образом связаны между собой и образуют жидкую, газообразную или твердую среду. У атомов среды мы выделяем ядра и электронные оболочки. Ввиду размера ядра относительно всего атома, интенсивность взаимодействия ядра с излучением будет на несколько порядков ниже (на самом деле вероятность процесса зависит от энергий) чем интенсивность взаимодействия излучения с электронными оболочками атома. Это не говорит нам о том, что ядро можно выкинуть из рассмотрения, но надо просто иметь в виду этот факт в дальнейших рассуждениях.

Итак, имеем среду и излучение. Как они могут взаимодействовать между собой? Сразу скажем, что все реакции, описанные здесь, протекают за счет электромагнитного взаимодействия. Можно выделить два основных типа реакций: **упругое столкновение**, в результате которого не изменяется внутреннее состояние взаимодействующих объектов; **неупругое столкновение**, которое как раз приводит к внутренней перестройке и изменению кинетической энергии взаимодействующих объектов.

Примером упругого столкновения является рассеяние электронов и альфа-частиц на ядрах в силу их кулоновского взаимодействия. В целом упругие столкновения не очень интересны и составляют небольшую долю от всех взаимодействий.

Более интересным феноменом является неупругое рассеяние. Оно встречается намного чаще, поэтому будем в основном разбираться с ним. Примером неупругого взаимодействия может служить выбивание орбитального электрона при столкновении с альфа-частицей.

С классификацией процессов разобрались, теперь вопрос: а что мы хотим получить от нашего взаимодействия? **Ионизирующим** наше излучения называется не просто так. От него мы будем ждать ионизацию атомов среды – образование ионов и свободных электронов из нейтральных атомов. На фундаментальном уровне это возможно благодаря тому, что заряженные частицы и фотоны могут вступать в реакции посредством электромагнитного взаимодействия.

Основная часть нашего детектора — это полупроводник, к которому через электроды приложено высокое запирающее напряжение. Под действием ионизирующего излучения в объеме полупроводника возникают пары ион+свободный электрон. Так как атомы в полупроводнике связаны в кристаллическую решетку, то образование иона равносильно появлению дырки. Под действием приложенного напряжения все дырки и электроны собираются на электродах за довольно быстрое время (десятки наносекунд) и далее полученный сигнал идет на обработку.

Для понимания масштабов можно оценить количество ионизованных атомов при прохождении одной альфа-частицы с энергией 1 МэВ. Положим, что энергия связи атомного электрона с атомом будет у нас порядка 100 эВ (характерные энергии связи – от 115 кэВ для электрона К-оболочки урана до 5.1 эВ для валентного электрона натрия). В предположении, что альфа-частица потратит всю кинетическую энергию на отрыв электронов от своих атомов, мы получаем количество пар ион+электрон в 10 000 единиц - довольно много, не так ли? У кремниевых детекторов средняя энергия образования пары электрон-дырка составляет 3.8 эВ. В таком случае наша альфа-частица сможет ионизировать уже порядка 260 000 атомов.

Теперь скажем пару слов о том, как именно происходит взаимодействие. По порядку пройдемся по альфа-, бета- и гамма-излучению.

Про альфа

С альфа-частицами (ядрами гелия ${}^4_2\text{He}$) все довольно просто - у нас это довольно крупная частица, которой приятно сбивать электроны с атомных оболочек – этим она занимается практически всё свое время, пока движется в веществе. Такой процесс ионизации очевидно неупругий, его результатом является разлёт бедных орбитальных электронов во все стороны, а вот траектория массивной альфа-частицы почти не меняется. Тем атомным электронам, которым повезёт чуть больше, альфа-частица может передать небольшую порцию энергии, что приведет к переходу электрона на более высокую орбиталь — атом возбуждётся. Это возбуждение снимется через какое-то время, когда электрон рухнет на свою родную оболочку, испустив при этом фотон рентгеновского диапазона.

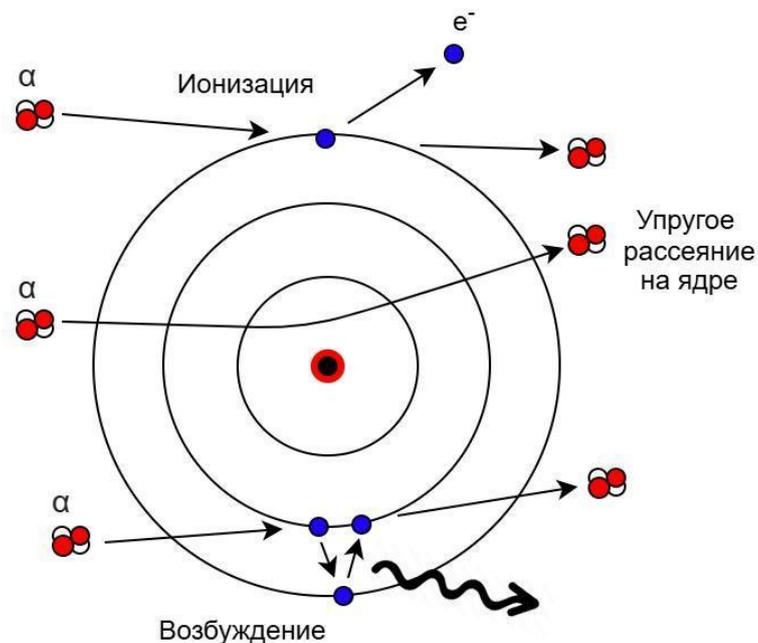


Рисунок 11. Основные процессы взаимодействия альфа-частицы с атомом

Довольно интересный факт, который присущ всем заряженным частицам, движущимся в веществе: чем **меньше** у частицы остается кинетической энергии, тем **быстрее** частица будет отдавать её среде. Особенно хорошо это заметно для тяжелых частиц, таких как протоны, дейтроны, альфа-частицы. Этот факт ведёт к образованию так называемого пика Брэгга, когда в конце своего пути альфа-частица отдает довольно много оставшейся энергии на ионизацию на сравнительно малом участке траектории.

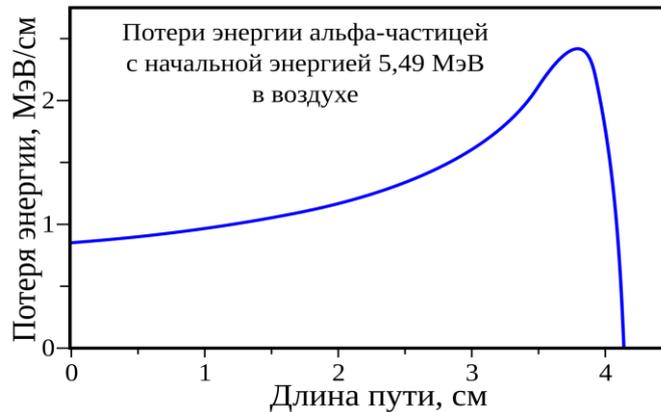


Рисунок 12. Пик Брэгга после 3 см пробега альфа-частицы

Про бета

Для бета-излучения (т.е. для электронов) всё немного сложнее. Ввиду своей малой массы электроны при каждом столкновении (неважно, упругом или нет) довольно сильно изменяют направление своего движения. А как говорит классическая электродинамика, в таком случае заряженная частица будет излучать **тормозное электромагнитное излучение** (фотоны в рентгеновском диапазоне). Причем интенсивность этого излучения пропорциональна квадрату ускорения частицы в момент изменения траектории. Именно этот факт приводит к тому, что на больших энергиях (больше 100 МэВ) электроны большую часть своей кинетической энергии будут терять как раз за счет тормозного излучения. Такие потери называются **радиационными**. Стоит отметить, что при испускании тормозного фотона электрон может передать ему значительную часть своей кинетической энергии, что приведет к довольно быстрому замедлению электрона.

На низких энергиях все довольно похоже на альфа: упругие столкновения достаточно редки (но в основном именно они служат причиной изменения траектории и, следовательно, тормозного излучения); неупругое взаимодействие с электронами атомов сводится к их вырыванию (обычная ионизация) или чаще просто к возбуждению атомов, которое они потом сбрасывают с излучением рентгена.

Полезно будет сравнить прохождение электронов и альфа-частиц в веществе. Для начала очевидные сходства: обе частицы вызывают ионизацию среды, причем механизмы ионизации практически идентичны. По мере прохождения сквозь вещество частицы тратят запасы своей кинетической энергии на взаимодействие с атомами во время неупругих столкновений. Понятно, что чем больше начальный запас энергии частицы, тем больший пробег в веществе у нее будет получаться.

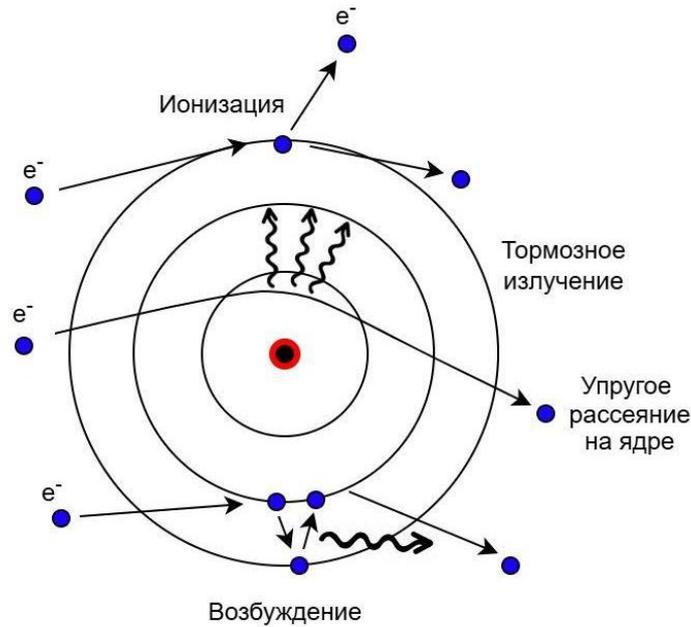


Рисунок 13. Взаимодействие электронов с атомом

Примем на веру некоторые общие зависимости, которые будут полезны. Во-первых, чем **больше** заряд у ионизирующей частицы, тем **быстрее** она теряет свою энергию на ионизацию. Во-вторых, чем **больше** масса частицы, тем **быстрее** она теряет свою энергию на ионизацию. Складывая эти два фактора, получаем, что пробег альфа-частицы в веществе будет во много раз меньше, чем пробег электрона той же энергии (масса альфа-частицы больше массы электрона примерно в 7500 раз, заряд по модулю больше в два раза). Характерная длина пробега в твердом веществе для альфа-частицы, появившейся в результате альфа-распада (энергии 1-10 МэВ), будет составлять тысячные доли миллиметра. Так, пробег в алюминии для альфа-частицы с энергией 5 МэВ будет составлять 23 мкм. Для электронов в аналогичных условиях пробег будет составлять порядка нескольких миллиметров (в алюминии около 9 мм при энергии 5 МэВ). Такое различие говорит нам о том, что альфа-частица намного эффективнее ионизирует среду и её запаса кинетической энергии не хватает на проделывание большого пути в веществе.

За счет большей массы альфа-частицы её траектория более прямолинейна, чем траектория легкого электрона. Это позволяет альфа-частице практически не тратить энергию на тормозное излучение, тогда как у электрона радиационные потери сильно возрастают с ростом его кинетической энергии.

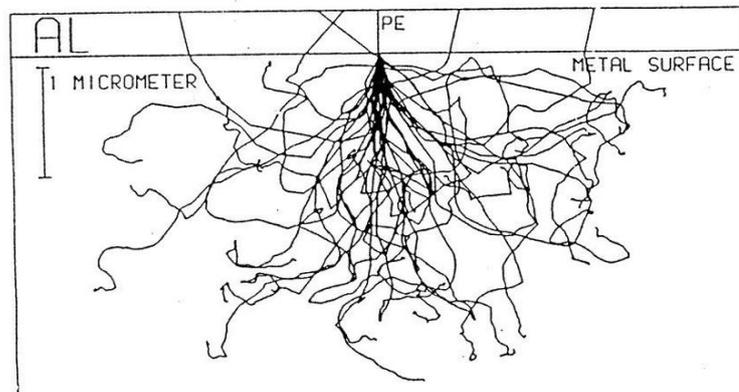


Рисунок 14. Рассчитанные методом Монте-Карло траектории движения в алюминии электронов с энергией 20 кэВ

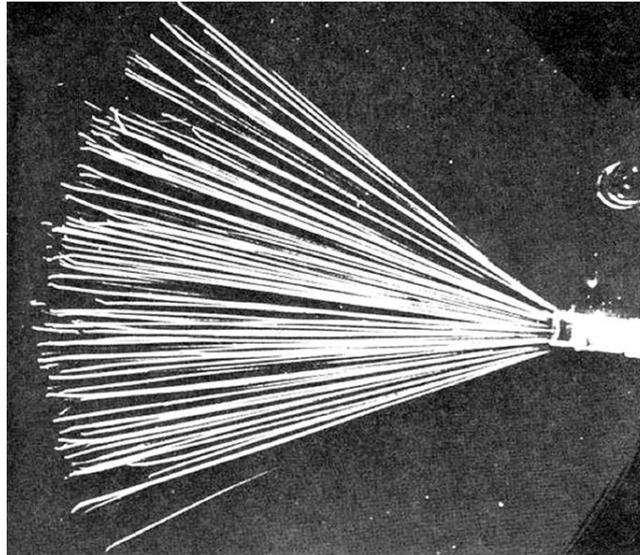


Рисунок 15. Прямолинейные треки альфа-частиц в камере Вильсона

Про гамма

Для гамма-квантов (фотонов с энергией условно больше 10 кэВ) всё ещё чуть сложнее.

Отличительной чертой взаимодействия гамма-квантов с веществом является тот факт, что они не могут терять энергию постепенно, как это делают электроны и альфа-частицы. Вместо этого они могут либо взаимодействовать с атомами вещества, либо проходить через вещество без взаимодействия. Первое приводит к появлению вторичных частиц, которые вызывают ионизацию; второе приводит к тому, что пучок гамма-квантов при прохождении через вещество не теряет свою энергию, а лишь уменьшает свою интенсивность. С увеличением толщины слоя вещества, через который проходит пучок, вероятность того, что гамма-квант будет поглощен или рассеян, возрастает. При этом оставшиеся гамма-кванты имеют ту же энергию, что и в начале их пути. Без доказательств скажем, что интенсивность пучка гамма-излучения ослабляется экспоненциально по мере прохождения через вещество.

Каким именно образом гамма-квант может взаимодействовать с веществом?

Во-первых, гамма-квант может встретиться с атомным электроном. Столкновение фотона с электроном может привести к различным эффектам, а именно: рэлеевское рассеяние, эффект Комптона и фотоэффект. То, какой эффект будет по итогу наблюдаться, зависит от того, с какой энергией прилетел к нам гамма-квант и как сильно электрон был связан с атомом.

Во-вторых, гамма-квант может превратиться в пару электрон-позитрон. Для этого фотон должен пролететь достаточно близко к атомному электрону или ядру. Для рождения пары фотону необходимо обладать достаточной энергией (как минимум 1,02 МэВ - масса позитрона и электрона).

В-третьих, фотон может провзаимодействовать с ядром атома. Ядро поглотит фотон, перейдет в возбужденное состояние и потом каким-то образом от него избавится.

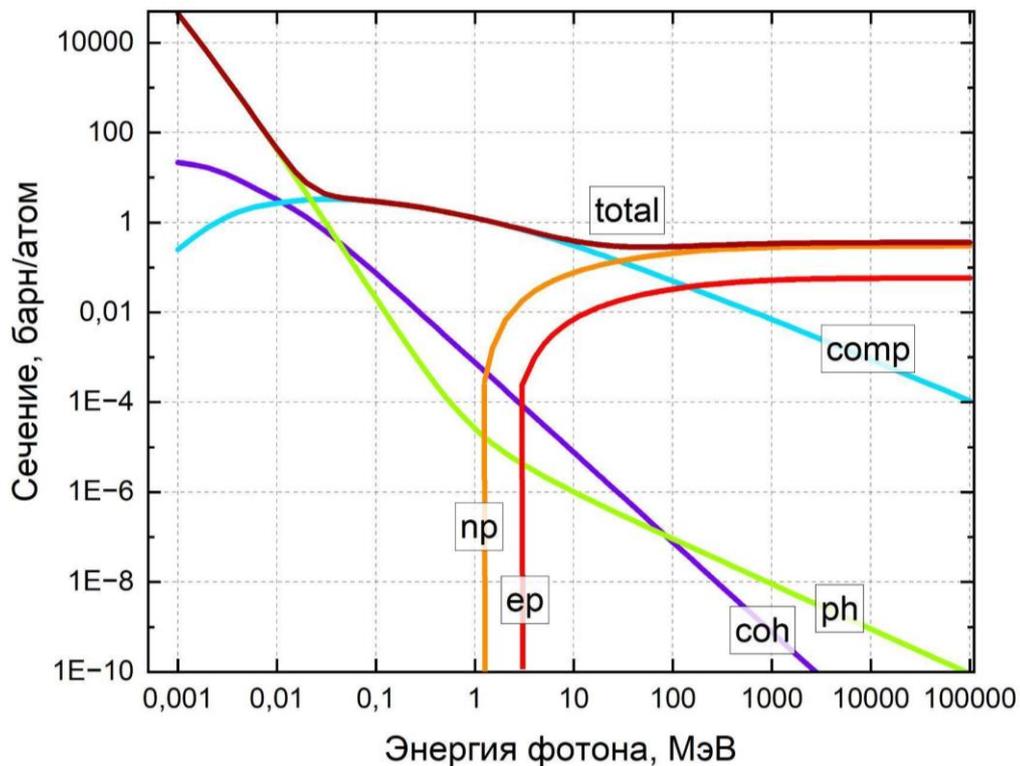


Рисунок 16. Зависимость сечения каждого процесса от энергии фотона на атоме углерода. Total - суммарное сечение, comp - эффект Комптона, ph - фотоэффект, coh - когерентное (рэлеевское) рассеяние, ep - образование пар в поле электрона, np - образование пар в поле ядра

Рассмотрим каждый тип реакции подробнее, а затем попытаемся обобщить прочитанное и составить целостную картину явления.

Фотоэффект - явление, при котором гамма-квант полностью поглощается атомным электроном. При этом электрон покидает атом (происходит ионизация) с солидным запасом энергии, что позволяет ему дальше ионизировать атомы.

Особенностью фотоэффекта является то, что он происходит по большей части с электронами К-оболочки (около 80%). Из законов сохранения следует, что свободный электрон не может участвовать в фотоэффекте. Для того чтобы такая реакция была возможной, необходимо наличие третьего тела, коим может являться наше ядро. Оно будет забирать энергию отдачи. Поэтому близкое присутствие ядра позволяет электрону К-оболочки полностью поглотить фотон и отправиться на дальнейшие подвиги по ионизации.

Однако фотоэффект имеет еще одно интересное следствие. После вылета фотоэлектрона (дадим ему номер 1) на К-оболочке образуется свободное место (вакансия). Для электронной оболочки атома такое состояние не выгодно, поэтому один из электронов (он будет с номером 2) с более высокой орбитали спускается на К-оболочку, чтобы закрыть вакансию. При этом избыток энергии, появившийся у атома в результате такого перехода, удаляется из него несколькими конкурирующими способами. Первый вам уже наверняка знаком, это испускание электроном (номер 2) реального рентгеновского фотона. Второй же заключается в том, что электрон (номер 2) испускает не реальный, а виртуальный фотон и с его помощью передает энергию другому электрону (а это уже номер 3), который располагается на внешних оболочках. Переданная энергия будет равна разности начального и конечного энергетического уровня электрона (номер 2), который заполнил вакансию. Тогда электрон (номер 3), поглотивший виртуальный фотон, может вылететь из атома. Таким образом атом

окажется двукратно ионизованным. Вылетевший электрон (номер 3) называется Оже-электроном, а сам эффект - эффектом Оже.

Эффект Оже более вероятен для легких атомов. У них энергетические уровни расположены ближе друг к другу, поэтому передача энергии от одного электрона (номер 2) другому (номер 3) посредством обмена виртуальным фотоном будет более эффективна, чем в тяжелых атомах, где энергетические уровни расположены дальше друг от друга. Для тяжелых атомов будет более вероятным испускание реального рентгеновского фотона.

Интересно, что после вылета Оже-электрона на его месте остается вакансия. Это позволяет Оже-эффекту повториться вновь, но с меньшими энергиями. Такой каскад эффектов помогает исследовать атомы методами Оже-спектроскопии.

Надо сказать, что эффект Оже может наблюдаться не только как следствие фотоэффекта. Испускание Оже-электрона может происходить и тогда, когда вакансия на внутренней оболочке образовалась по другим причинам. К примеру, это может быть E-захват, ионизация заряженной частицей, внутренняя конверсия.

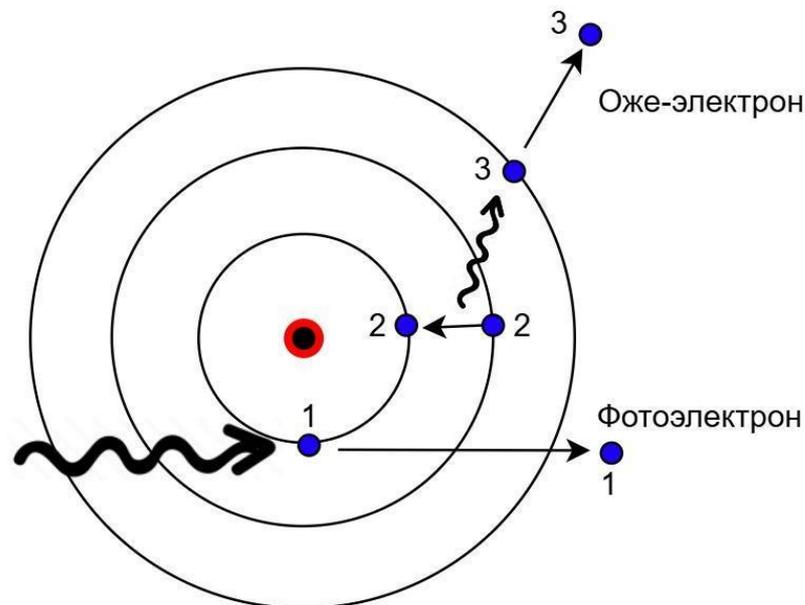


Рисунок 17. Схематичное изображение фотоэффекта

Когерентное рассеяние (оно же рэлеевское) гамма-кванта на электроне отражает свое название - при нем не происходит ни ионизации, ни возбуждения атомов, гамма-квант рассеивается упруго. Это означает, что длина волны фотона и его энергия в результате взаимодействия не изменяется. Для такого рассеяния нужно, чтобы электрон был хорошо связан с ядром. Это во много раз увеличивает эффективную массу электрона и процесс можно рассматривать как рассеяние фотона на атоме в целом.

Комптон-эффект в общем случае определяется как упругое рассеяние гамма-квантов на заряженных частицах. В таком процессе фотон сталкивается с электроном (будем рассматривать только их) и передает ему часть своей энергии.

В большинстве случаев под комптон-эффектом понимаются столкновения гамма-квантов со свободными электронами либо с атомными электронами, которые плохо связаны со своим атомом, что позволяет рассматривать их как условно свободные. Численно последнее выражается тем, что энергия гамма-кванта должна быть намного больше энергии связи электрона с ядром. В результате такого рассеяния фотон теряет свою

энергию (длина его волны увеличивается), а электрон, на котором происходило рассеяние, приобретает кинетическую энергию. Этой энергии может хватить, чтобы электрон покинул атом и произвел дальнейшую ионизацию вещества.

В этом смысле комптоновское рассеяние на свободных или условно свободных электронах можно рассматривать как промежуточный процесс между фотоэффектом и рэлеевским рассеянием (на связанных электронах): в первом гамма-квант полностью передает свою энергию электрону, во втором гамма-квант ничего электрону не передает. Возможна также и обратная ситуация, когда высокоэнергетичный электрон будет сталкиваться с рентгеновским фотоном и передавать ему часть своей энергии – это будет называться обратным комптон-эффектом.

Процессы образования из гамма-кванта **электрон-позитронных пар** могут происходить только в поле какой-либо частицы. Поэтому в веществе наблюдается рождение пар в поле ядра и в поле атомного электрона. В таком процессе энергия гамма-кванта уходит на создание электрона и позитрона, их кинетическую энергию, а также на энергию отдачи той частицы, в чьем поле происходило образование пары.

Позитрон, также как и электрон, способен производить ионизацию среды. С уменьшением его кинетической энергии вероятность аннигиляции позитрона с электронами вещества увеличивается. Когда позитрон почти остановился, происходит его аннигиляция с электроном. Чаще всего при этом рождаются два гамма-кванта, каждый из которых несёт энергию, равную массе электрона. Дальше эти фотоны могут либо вылететь из детектора, либо остаться в нем и передать свою энергию веществу уже известными нам способами.

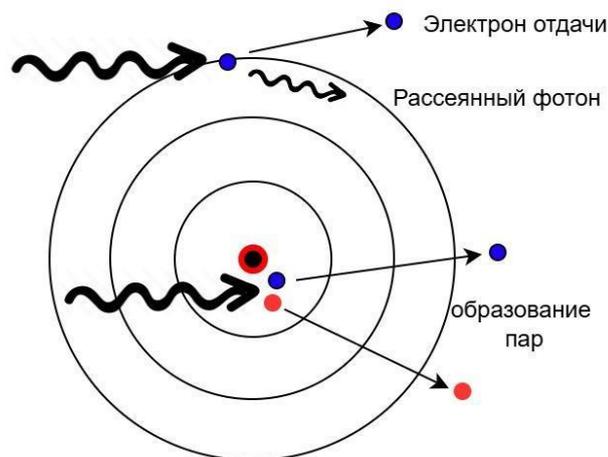


Рисунок 18. Комптон-эффект и рождение позитрон-электронной пары в поле ядра

При энергиях больше 10 МэВ гамма-кванты могут начать активно **реагировать с атомным ядром**. В результате поглощения гамма-кванта ядро переходит в возбужденное состояние. Возбуждение ядра может сниматься переизлучением гамма-кванта, процессом внутренней конверсии, отделением нуклона, фрагментацией ядра и т.д.

И теперь попробует понять, как наши процессы отражаются на детекторе.

Как мы понимаем, фотоэффект позволяет передать всю энергию гамма-кванта сразу одному электрону, и, если электрон останется в детекторе, то он произведет ровно столько пар дырка-электрон, сколько в него было заложено энергии фотоном. Поэтому при прохождении через детектор моноэнергетического пучка гамма-квантов на спектре мы будем наблюдать довольно четкий пик от ионизации среды посредством электронов, который будет соответствовать энергии гамма-квантов.

В случае комптон-эффекта энергия гамма-кванта передается электрону произвольным образом. Если переданной энергии хватает на то, чтобы электрон вылетел из атома, то после взаимодействия этот электрон продолжит ионизацию вещества. Ослабленный гамма-квант может опять прореагировать со средой всеми известными нам способами. Получается в некотором смысле рекурсия, в результате которой мы с большой вероятностью сможем утверждать, что вся энергия исходного гамма-кванта тем или иным способом будет потрачена на ионизацию среды. Поэтому на детекторе для комптон-эффекта мы видим непрерывный спектр, который имеет резкую границу справа. Граница комптон-эффекта лежит на 150-200 КэВ левее, чем пик фотоэффекта для гамма-квантов той же энергии.

Процесс образования электрон-позитронных пар по своему отклику в детекторе похож на фотоэффект. У нас образуются две частицы, которые сразу ионизируют среду в соответствии с тем количеством энергии, сколько было у гамма-кванта. Однако из-за того, что замедлившийся позитрон аннигилирует с электроном в два гамма-кванта, часть энергии может потеряться, если гамма-кванты покинут вещество детектора. Поэтому в процессах, где возможно образование пар, пик от рождения пар совпадает с фотопиком, и где-то на фоне комптона мы будем наблюдать еще два пика, которые будут соответствовать ситуации, когда детектор покинул без взаимодействия либо один гамма-квант, либо два сразу.

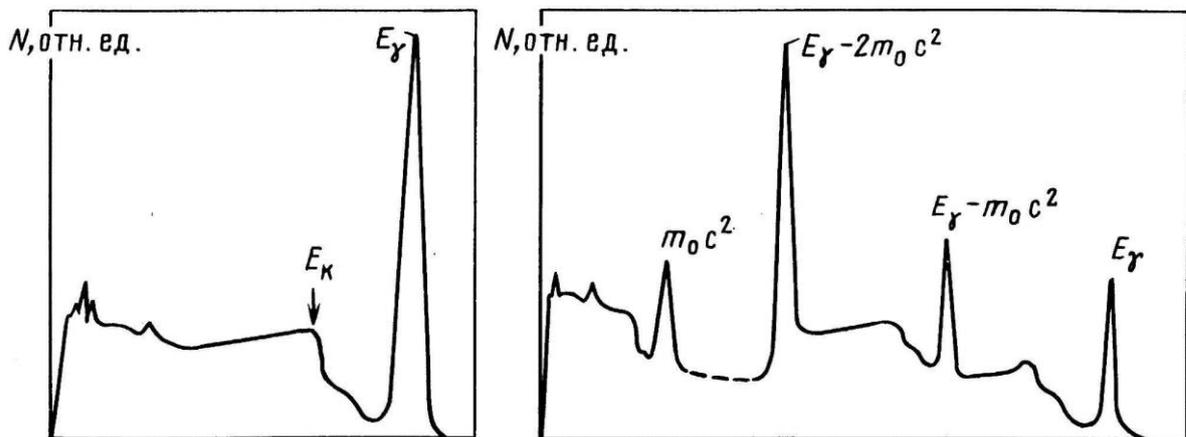


Рисунок 19. Слева - регистрация фотопика и плато от эффекта Комптона в случае гамма-квантов низких энергий. Справа – картинка для гамма-квантов с энергиями от 1.022 МэВ, когда становится возможным процесс рождения пар.

Внутренняя конверсия

Если ядро оказалось в возбужденном состоянии (а это значит, что его нуклоны обладают дополнительным запасом энергии по сравнению с основным состоянием), то оно не против избавиться от избытка энергии и перейти в основное. Зачастую ядро переходит в основное состояние посредством испускания гамма-кванта. Однако существуют такие ситуации, когда ядро в силу некоторых запретов очень неохотно теряет энергию путем излучения гамма-кванта. Для того, чтобы обойти эти запреты, ядро действует довольно хитрым образом. Оно испускает виртуальный гамма-квант. Этот виртуальный гамма-квант поглощается орбитальным электроном, который находится ближе всего к ядру (обычно это электроны К и L оболочек).

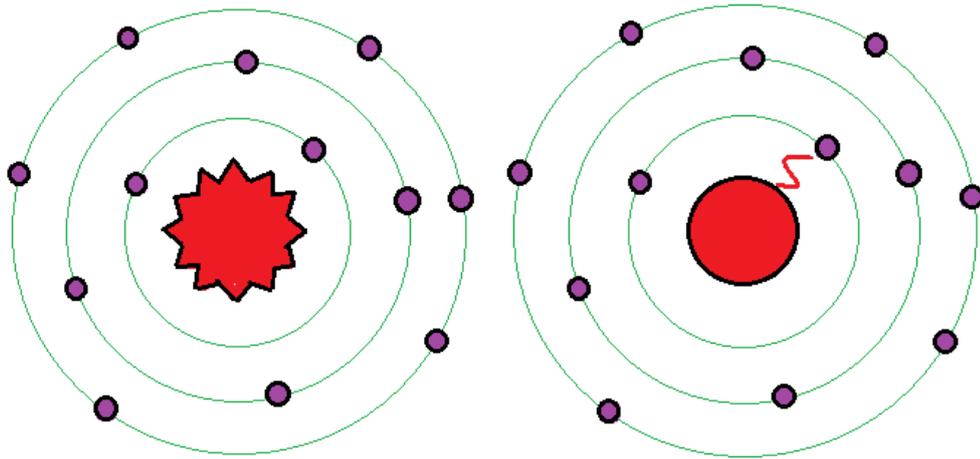


Рисунок 20. Испускание возбужденным ядром виртуального фотона

В результате электрон, поглотивший виртуальный фотон, покидает атом, оставляя после себя вакансию. Таким образом ядро избавилось от возбуждения и перешло в основное состояние, передав энергию возбуждения атомному электрону, – этот процесс мы назовем **внутренней конверсией**. А электрон, вылетевший из атома после поглощения виртуального гамма-кванта, – конверсионным электроном.

На вакансию, которая образовалась после вылета из атома конверсионного электрона, спускается электрон с более высокой орбитали. Такой переход вызывает излучение рентгеновского фотона или вылет Оже-электрона. При этом новая вакансия, появившаяся на уровне выше, также должна быть заполнена. Этот процесс может повториться несколько раз, в результате чего возникает каскад Оже-электронов или рентгеновских фотонов.

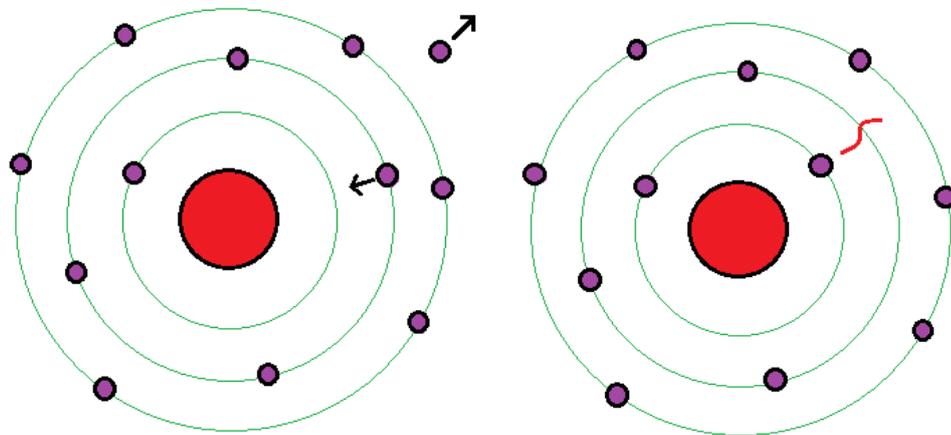
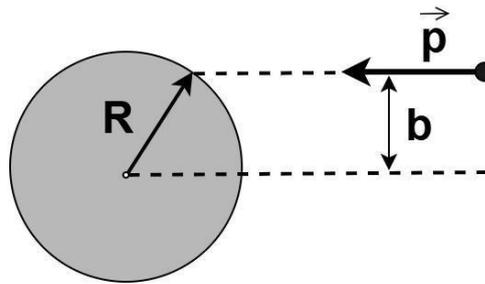


Рисунок 21. Испускание конверсионного электрона и заполнение вакансии электроном с более высокой орбитали

Разрешенные и запрещенные β -переходы

Давайте рассмотрим простую механическую задачу, в которой на ядро радиусом R налетает частица с импульсом p . Также введем прицельный параметр b . Классический момент импульса pb приравняем к модулю орбитального момента $\hbar\sqrt{l(l+1)}$, где l - орбитальное квантовое число.



$$pb = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

Чтобы частица столкнулась с ядром, надо задать прицельный параметр меньше радиуса ядра. Иначе частица пролетит мимо.

$$b = \hbar \frac{\sqrt{l(l+1)}}{p} < R$$

Для релятивистского случая лучше заменить импульс на кинетическую энергию T . Умножим числитель и знаменатель на скорость света c и получим:

$$\hbar c \frac{\sqrt{l(l+1)}}{T} < R$$

Теперь подставим числа в получившееся уравнение. Радиусы даже самых тяжелых ядер меньше 10 Фм. Положив радиус равным 10 Фм, а энергию β -распада - 20 МэВ, получим:

$$200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \cdot \frac{\sqrt{l(l+1)}}{20 \text{ МэВ}} < 10 \text{ Фм}$$

Видно, что орбитальный момент l в квазиклассическом рассмотрении может быть только нулевой, а переходы с $l \neq 0$ не могут существовать. Однако квантовые свойства частиц приводят к тому, что такие переходы происходят, хотя и очень-очень подавлены. Поэтому переходы с $l = 0$ называются разрешенными. Они разрешены в квазиклассическом случае. А переходы с $l \neq 0$ запрещены и могут быть только в квантовом случае. Также запрещенные переходы имеют степени запрета. Степень запрета равна орбитальному квантовому числу l . То есть:

$l = 0$ - самые вероятные (разрешенные)

$l = 1$ - менее вероятные (запрещенные, 1 степень запрета)

$l = 2$ - еще менее вероятные (запрещенные, 2 степень запрета) и т.д.

Теперь скажем, что под моментом l мы на самом деле понимали суммарный орбитальный момент лептонной пары, который она уносит после бета-распада.

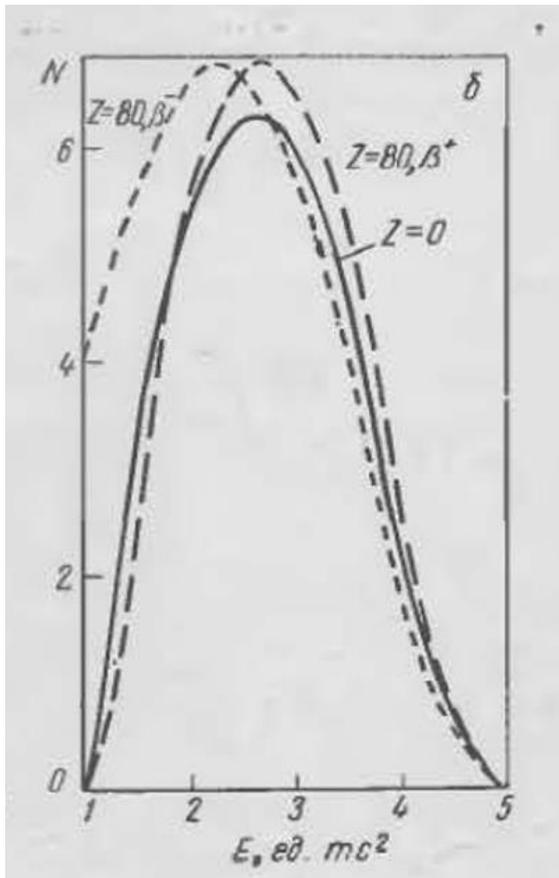
О том, насколько менее вероятны распады с $l \neq 0$ по сравнению с $l = 0$, нам может рассказать следующая формула:

$$\frac{w_l}{w_0} \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l},$$

R - радиус ядра, $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$ - приведённая длина волны лептонной пары, w_0 - вероятность разрешенного перехода, w_l - вероятность перехода степени запрета l . Видно, что с ростом степени запрета вероятность распада падает. Такая сильная зависимость

вероятности бета-распада от момента лептонной пары называется **центробежным барьером**. Именно за счет центробежного барьера у нас имеется такой сильный разброс по временам полураспада атомных ядер.

Теперь разберемся в вопросе, как влияет кулоновское взаимодействие электрона с ядром. Можно предположить, что по аналогии с альфа-распадом кулоновский барьер будет играть большую роль. Мол, ядро будет притягивать электрон и не давать ему вылететь. Но такое объяснение не совсем корректно и это показывает картинка ниже.



На ней показан спектр электронов в бета+ и бета- процессах в зависимости от заряда конечного ядра. Как мы видим, заряд ядра только искажает спектр, но никак не искажает его. Искажение происходит из-за того, что электроны притягиваются к ядру и чуть замедляются, а позитроны, наоборот, отталкиваются и ускоряются. Особенно хорошо заметно искажение при низких энергиях электрона/позитрона.

Почему же заряд ядра не влияет на вероятность бета-распада? Дело в том, что из-за малой массы электрон имеет малый импульс. Из соотношения неопределенности Гейзенберга

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

получаем большую неопределенность по координате. Другими словами - волновая функция электрона настолько сильно размазана в пространстве вокруг ядра, что в силу своих размеров просто не замечает его. Поэтому кулоновский барьер в бета-распаде несущественен.

Рисунок 22. Зависимость спектра от заряда ядра

При β -распаде спин ядра меняется на величину ΔJ , равную векторной сумме спинов электрона и антинейтрино и их суммарного орбитального момента L :

$$\Delta J = L + S_e + S_\nu$$

Бета-распады также делятся на переходы типа Ферми, при которых спины вылетающих лептонов антипараллельны, и переходы типа Гамова-Теллера, при которых спины вылетающих лептонов параллельны.

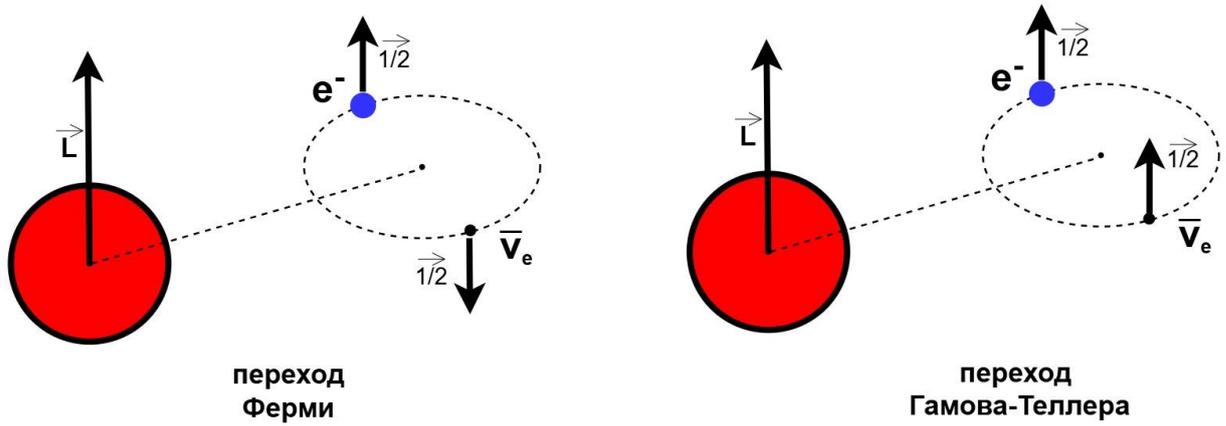
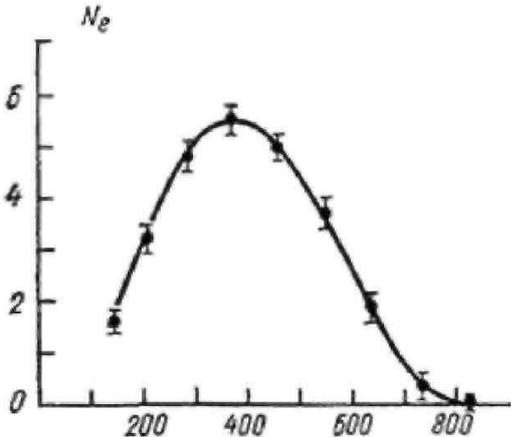


Рисунок 23. Условные схемы переходов Ферми и Гамова-Теллера. Указан суммарный орбитальный момент лептонной пары L и спины частиц.

Про график Ферми-Кюри

Во втором упражнении предлагается исследовать верхнюю границу спектра бета-электронов методом непосредственного анализа этого самого спектра. И для этого вводится с виду очень страшная конструкция под названием “функция Ферми-Кюри”. На самом деле это просто математический приём для “спрямления” спектра, такой же как, например, переход в логарифмическую шкалу. Смотрите:



Измеренный нами график бета-спектра имеет такую форму. Видно, что линейный участок графика, который мы будем использовать для аппроксимации прямой линией и экстраполяции в ноль, расположен ближе к концу спектра, в высокоэнергетической его части. В связи с тем, что эффективность регистрации детектора падает с ростом энергии регистрируемых частиц, точки в этой области измерены с наименьшей статистической точностью. Поэтому для увеличения точности метода хотелось бы что-то сделать с формой спектра, чтобы задействовать и другие точки, соответствующие меньшим энергиям. Именно здесь на сцену выходит функция Ферми-Кюри. Что это такое и откуда она берётся?

Итак, у нас есть формула для бета-спектра (до этого у нас был его график (картинка выше), а теперь мы достали из рукава и явный вид функции, которой можно его задать):

$$N_e(E_e) = \frac{G^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} |M_{if}|^2 p_e(E_e + m_e c^2) (E_\beta - E_e)^2 F(E_e, Z)$$

Выглядит устрашающе на первый взгляд, на второй и все последующие тоже. В основной методичке даётся частичный вывод, при желании можно поискать в интернете более подробный. Но вас никто и никогда не попросит на допуске или сдаче это строго вывести, потому что здесь нужна квантовомеханическая теория возмущений (и, соответственно, знание квантов). Поэтому предлагаю просто принять на веру, что после всех математических и физических изысканий формула для бета-спектра будет иметь в точности такой вид с учётом кулоновской поправки $F(E_e, Z)$ (для разных атомов она разная, в методичке приведена таблица).

А теперь применим магию математики. Воспользуемся уже полученным до нас знанием, что удобно будет ввести следующую замену:

$$Y \equiv \frac{|M_{if}|G}{\sqrt{2\pi^3\hbar^7 c^6}}(E_\beta - E_e)$$

Подставим эту замену в формулу для бета-спектра, получим:

$$N_e(E_e) = Y^2 c p_e (E_e + m_e c^2) F(E_e, Z)$$

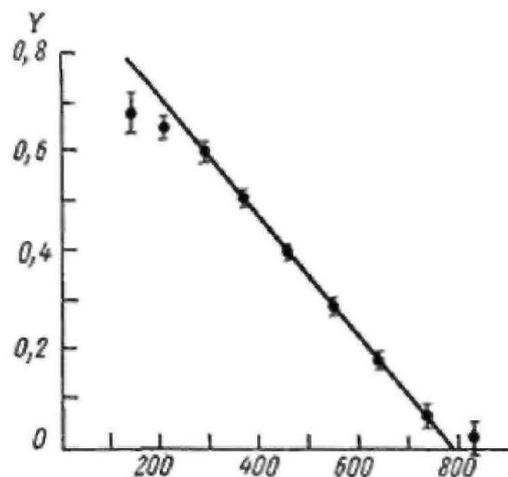
Теперь выразим отсюда Y :

$$Y^2 = \frac{N_e(E_e)}{c p_e (E_e + m_e c^2) F(E_e, Z)}$$

И в итоге получаем новую функцию:

$$Y(E_e, E_\beta) = \sqrt{\frac{N_e(E_e)}{c p_e (E_e + m_e c^2) F(E_e, Z)}}$$

Её мы и будем называть функцией Ферми-Кюри. Зачем она нам нужна? Оказывается, что если теперь посчитать её значения для каждой точки исходного спектра, то получится график такого вида:



Это и есть график Ферми-Кюри. Как видим, произошло “спрямление” спектра, что позволяет нам теперь использовать для аппроксимации прямой линией не только точки из конца спектра, но и точки из середины, которые как раз измерены с наибольшей статистической точностью. Теперь остаётся только провести через них прямую линию и экстраполировать её в ноль, чтобы получить верхнюю границу бета-спектра. Вот и всё, не так уж и страшно, если не лезть в вывод исходной формулы.

Контакты авторов

Мы понимаем, что наша методичка далека от идеала, поэтому с радостью примем любые замечания и предложения по её улучшению. На самом деле нам бы **очень хотелось** получить от вас, студентов второго курса, **обратную связь**, и даже если методичка вам очень понравилась и у вас нет к ней замечаний (что маловероятно, но все-таки), то хороший отзыв только порадует её авторов и подтолкнет их к дальнейшим проработкам и улучшениям методических материалов.

Контакты для связи: [телеграмм](#), [вконтакте](#) и почта aleksandrkoneyev21@gmail.com