

Радиоактивность

1 Введение

В 1896 г. Антуан Беккерель, изучая излучение от атомов некоторых тяжёлых металлов, пришёл к выводу, что испускаемые ими частицы, в отличие от света, имеют свойство проникать через плотные вещества. Через 3 года, продолжая эксперименты с радиоактивными веществами, Эрнест Резерфорд поместил урановую руду в магнитное поле и установил, что первичный пучок расщепился на 3 части, один сорт частиц отклонился в сторону северного полюса магнита, второй в сторону южного, а третий прошёл без изменений. Ещё не зная природу этих излучений, Резерфорд дал им наименование по первым трём буквам греческого алфавита: α , β и γ .

В настоящее время мы значительно расширили наше представление о природе радиоактивности. Из экспериментально обнаруженных на данный момент ядер (их ~ 3000) лишь около 300 стабильны. Ошибочно считать, что окружающая нас материя строится только из них, хотя, безусловно, именно они лежат в основе структур, образующих вещество вокруг нас, так как именно такие ядра не претерпевают дальнейших изменений. Стабильность ядра не является на самом деле присущим ему свойством, это следствие того, что у ядра нет возможности превратиться в другой изотоп с выделением энергии. Если же такая возможность существует, то ядро будет стремиться к более выгодному с энергетической точки зрения состоянию, и, соответственно, будет обладать радиоактивностью - способностью ядра самопроизвольно переходить в другой

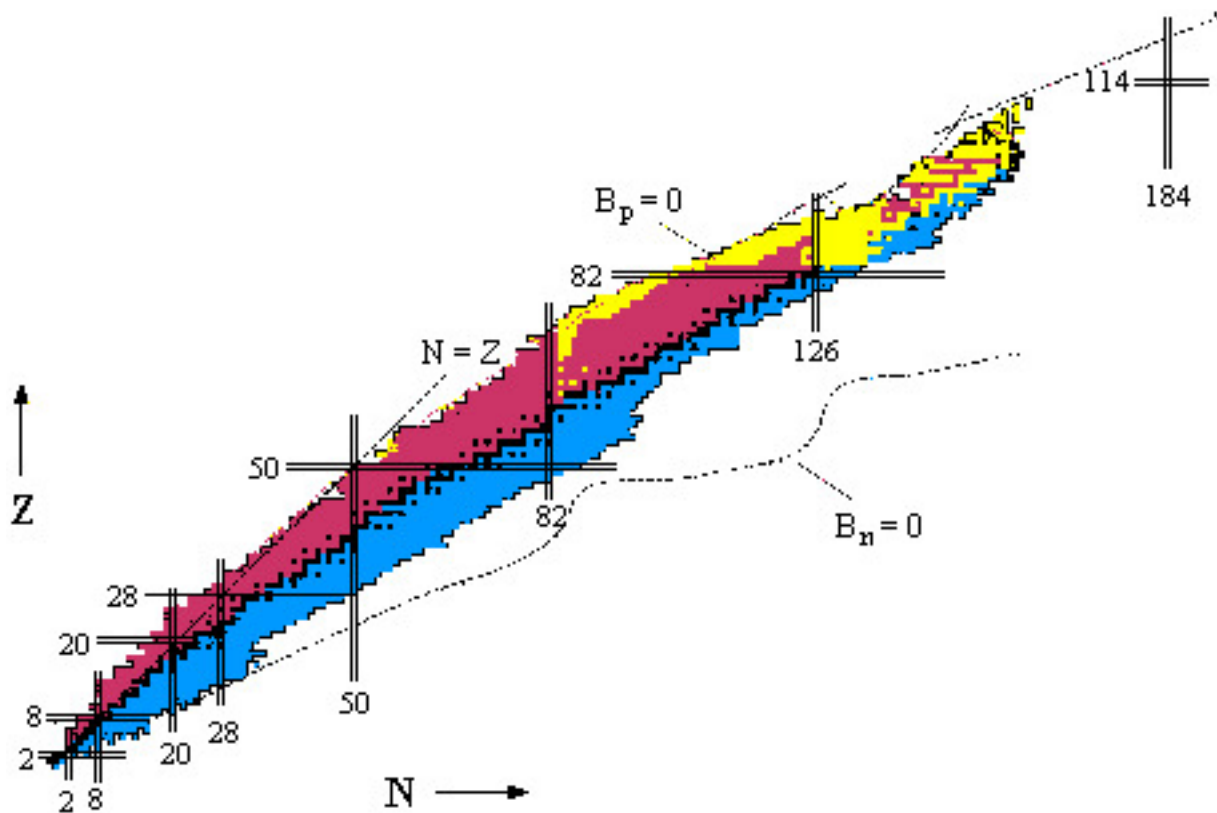


Рис. 1: Карта атомных ядер

изотоп с испусканием частиц.

Посмотрим на N-Z диаграмму атомных ядер (рис. 1) (карта в полном масштабе доступна [тут](#)). На ней изображены открытые на данный момент изотопы. По оси абсцисс отложено количество нейтронов, по оси ординат - протонов. Черным выделены стабильные ядра. Долина стабильности для легких ядер лежит на линии $N = Z$, отражая тенденцию ядер к симметрии количества протонов и нейтронов, а для средних и тяжелых ядер начинает загибаться в сторону переизбытка нейтронов. Это связано с тем, что радиус ядер становится достаточно велик, а противодействующее электромагнитному отталкиванию сильное взаимодействие действует только на малых расстояниях. Нуклоны (протоны и нейтроны) притягиваются только своими соседями короткодействующим сильным взаимодействием, а протоны отталкиваются друг от друга во всем объеме, и для уравнивания электромагнитного взаимодействия требуется большее количество незаряженных нейтронов.

Остальные же ядра – радиоактивны: красные и синие ядра - бета-радиоактивные ядра, желтым обозначена область альфа-радиоактивных ядер, также в области тяжелых ядер традиционно зеленым цветом выделяются изотопы, подверженные спонтанному делению.

На NZ-диаграмме (рис. 1) линии $B_n = 0$ и $B_p = 0$ (энергии вылета нейтрона и протона соответственно) выделяют область возможного существования ядер. В случае, если B_n или B_p равны 0, ядру не требуется энергия, чтобы из него вылетел нуклон, и такое ядро разваливается за характерное ядерное время (порядка 10^{-23} с). Соответственно, такое ядро не является связанной системой, и ядер с еще большим переизбытком нуклонов одного типа без изменения числа нуклонов другого типа не существует. Вдоль линий $B_n = 0$ и $B_p = 0$ внутри расположены ядра, для которых наблюдается нуклонная радиоактивность, т.е. самопроизвольный вылет нуклонов.

Радиоактивность, как любой квантомеханический процесс, обладает таким свойством, как вероятность. Понятие вероятности хоть и присутствует в макром мире, но всегда обуславливается некоторым нашим "незнанием". Известнейший эксперимент с подбрасыванием монетки перестает описываться вероятностными законами, как только мы проведем более аккуратные исследования: если мы при броске будем знать, к какой именно точке на поверхности монеты прикладываем импульс, учтем направление и величину этого импульса и исходя из этого смоделируем траекторию полета монетки. Проведя подобный анализ, мы сможем достоверно предсказать результат: выпадет ли монетка орлом или решкой.

Таким образом, в макром мире не случаются "истинно" вероятностные события, результат которых невозможно предсказать в результате предварительных измерений. Тем удивительнее тот факт, что ядро, обладая энергетически выгодной модой распада, может распадаться *с некоторой вероятностью*. Аналогом этого явления мог бы стать бросок предмета сверху вниз при отсутствии помех: сложно представить, что, отпустив предмет, он может упасть, а, может, и не упасть.

Этот факт, хоть изначально и был довольно тяжело воспринят науч-

ным сообществом, сейчас уже не вызывает никаких сомнений. Причины возникновения подобных квантомеханических проявлений для некоторых типов радиоактивности будут кратко обсуждаться ниже. Однако некоторые общие закономерности для поведения радиоактивных изотопов можно получить даже в простом предположении, что вероятность распада ядра постоянна для каждого изотопа.

Изменение количества ядер за промежуток времени будет отрицательно (ядра распадаются, их становится меньше), пропорционально количеству ядер в данный момент времени и для каждого изотопа будет характеризоваться своей вероятностью $\lambda = 1/\tau$ (λ – постоянная распада, τ – среднее время жизни). Количество ядер в определенный момент времени t будет равно:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau}. \quad (1)$$

Для ядер чаще используется понятие периода полураспада вместо времени жизни. Период полураспада – время, за которое количество ядер изотопа уменьшается в 2 раза. Период полураспада связан с вероятностью распада как:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2)$$

Сам по себе период полураспада не дает нам полноценной информации о количестве вылетающих частиц, хоть и характеризует свойства некоторого изотопа. Один и тот же изотоп, взятый в разных количествах, может в одном случае испускать достаточно частиц, чтобы наблюдать его радиоактивность, а в другом – создавать незначительный шум на уровне фонового. Для того, чтобы описать этот эффект, вводится такая величина, как активность A – среднее количество ядер, распадающихся в единицу времени. Ее можно вычислить, умножив вероятность распада на количество ядер в момент времени t :

$$A(t) = \lambda N(t). \quad (3)$$

Активность измеряется в кюри ($1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10}$ распадов/с) и беккерелях ($1 \text{ Бк} = 1$ распад/с).

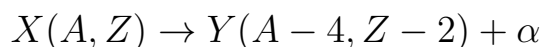
Для изучения различных типов радиоактивности необходимо подробнее остановиться на свойствах каждого из них.

2 Альфа-распад

Эрнест Резерфорд и его сотрудники экспериментально исследовали поведение радиоактивных излучений от источников урана, тория и их дочерних элементов в магнитном и электрическом полях. Наименее проникающие частицы, названные " α -лучами" (поскольку они были поглощены первыми), оказались положительно заряженными и довольно массивными по сравнению с более проникающими отрицательно заряженными " β -лучами" и наиболее проникающими нейтральными " γ -лучами". В последующих экспериментах удалось выделить и исследовать спектр α -частиц, что позволило идентифицировать эти частицы как ядра гелия. α -частицы являются наиболее ионизирующим излучением, испускаемым природными источниками, и, несмотря на их сравнительно высокую энергию, их останавливает всего лишь лист бумаги или несколько сантиметров воздуха.

Понимание этих особенностей распада позволило ранним исследователям использовать испускаемые α -частицы для исследования структуры ядер в экспериментах по рассеянию, а позже, путем реакции с бериллием, для получения нейтронов.

Альфа-распад – распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием α -частиц (ядер ${}^4\text{He}$):



В реакции альфа-распада родительское ядро распадается на два осколка без изменения типа нуклонов, что характерно для сильного взаимодействия.

Большинство α -радиоактивных изотопов расположено в области тяжелых ядер ($Z > 83$), хотя существуют редкие легкие и средние радиоактивные ядра, например, ядро ${}^8\text{Be}$. Подобная локализация обусловлена тем, что α -распад обусловлен кулоновским отталкиванием в ядре, которое растет по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A . На N - Z диаграмме (рис. 1) ядер альфа-радиоактивные ядра выделены желтым цветом.

Альфа-распад является классической задачей двух тел: родительское ядро покоится, то есть обладает только энергией покоя, и неизвестными в этой задаче являются кинетические энергии двух продуктов реакции. Эта система описывается законами сохранения энергии и импульса, поэтому задача может быть решена однозначно, и спектр альфа-распада должен быть монохроматическим (два уравнения, две неизвестных, мы можем однозначно найти энергию альфа-частицы).

Рассмотрим потенциал, в котором "живет" альфа-частица, в зависимости от расстояния до центра ядра r (рис. 2). Внутри ядра альфа-частица чувствует как сильное, так и электромагнитное взаимодействие, и ядерный потенциал в самом простом случае можно взять прямоугольным. Очевидно, что внутри ядра потенциал меньше 0, так как альфа-частице требуется энергия, чтобы вылететь из ядра и стать свободной. На границе ядра, при $r = R$, где R - радиус ядра, короткодействующее сильное взаимодействие перестает действовать (так как ядро и есть область действия сильного взаимодействия), и на альфа-частицу действует только электромагнитное взаимодействие. Потенциал электромагнитного взаимодействия является гиперболой ($V_{el} = \frac{q_1 q_2}{r}$), которая стремится к 0 при удалении альфа-частицы на бесконечность.

Поведение альфа-частицы в потенциале, в частности, возможность вылететь из ядра, будет зависеть от её энергии. При вылете частица, не изменяя своей энергии, увеличивает свое расстояние r от центра ядра до тех пор, пока не окажется свободной (рис. 3). Для классической частицы не возможен был бы вылет из ядра при энергии, меньшей высоты куло-

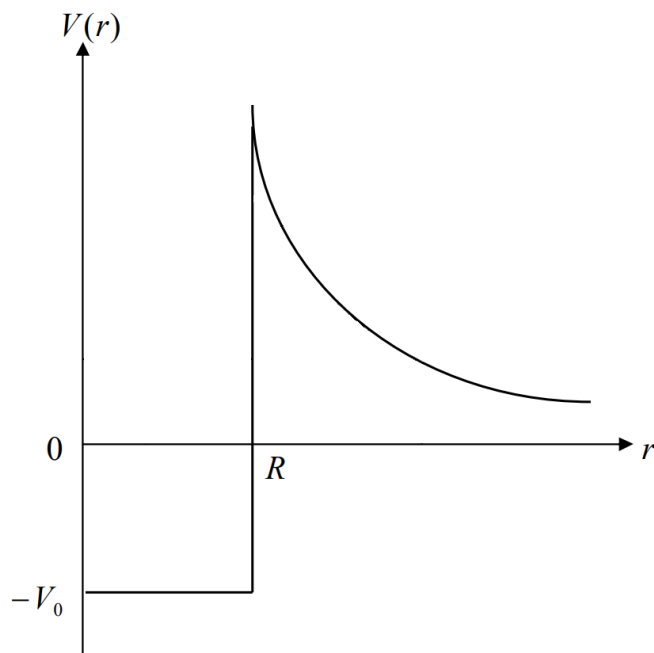


Рис. 2: Зависимость потенциальной энергии взаимодействия между альфа-частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами

новского барьера. Но квантовые частицы способны туннелировать через барьер с ненулевой вероятностью, которая зависит от ширины барьера.

При энергии альфа-частиц меньше нуля, ширина барьера, который требуется преодолеть, бесконечна, что приводит к нулевой вероятности вылета частицы из ядра. При малой, но положительной кинетической энергии альфа-частицы ширина барьера очень велика, вероятность распада настолько мала, что такие ядра считаются стабильными изотопами. С ростом кинетической энергии альфа-частицы ширина барьера начинает быстро уменьшаться, и при энергиях альфа-частицы больше 2 МэВ ядра становятся альфа-радиоактивными.

Остался лишь один случай, когда энергия альфа-частиц равна или выше высоты кулоновского барьера. В таком случае альфа-частица вылетает из ядра со 100% вероятностью, потому что подобный процесс возможен уже и в классическом случае. Это приводит к тому, что такие ядра не могут образоваться, так как распадаются за характерное время сильного взаимодействия 10^{-23} с.

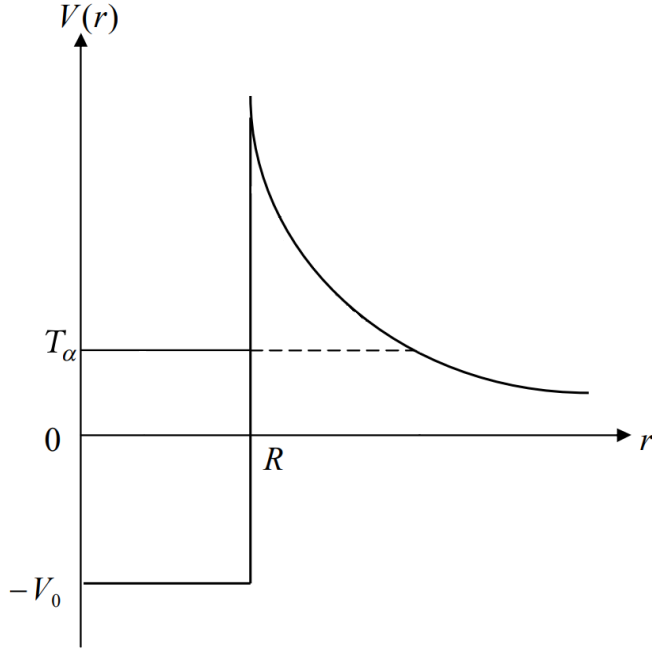


Рис. 3: Зависимость потенциальной энергии взаимодействия между альфа-частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами. Горизонтальной линией обозначен путь альфа-частицы в потенциале при вылете из ядра.

Используя даже такой несколько упрощенный потенциал, мы можем получить реалистичные оценки для вероятности альфа-распада. Зависимость энергии альфа-частицы и периода полураспада (а, значит, и вероятности распада) хорошо описывается с помощью полуэмпирического закона Гейгера-Неттола:

$$\lg T_{1/2} = A + \frac{B}{\sqrt{Q}}. \quad (4)$$

Численные константы слабо зависят от параметров ядра

$$\lg T_{1/2} = -51.37 + \frac{9.54Z^{0.6}}{\sqrt{Q}}, \quad (5)$$

где размерности $[T_{1/2}] = [\text{сек}]$, а $[Q] = [\text{МэВ}]$.

Видно, что чем больше энергия распада, тем меньше период полураспада ядра (т.е. больше вероятность распада), причем незначительное повышение Q приводит к резкому уменьшению $T_{1/2}$, что хорошо иллю-

стрировалось и моделью нашего потенциала.

3 Бета-распад

Посмотрим еще раз на карту атомных ядер. Большая часть всех ядер отмечена красным или синим цветом, большинство нестабильных ядер подвержены одному из типов бета-распада.

Бета-распад, в отличие от альфа, является внутринуклонным процессом, то есть, происходит на кварковом уровне. При бета-распаде один из нуклонов ядра меняет свой тип: нейтрон становится протоном или наоборот с вылетом лептонов (электрона и антинейтрино или позитрона и нейтрино). Это означает, что один из кварков изменил свой тип (в случае перехода, например, нейтрона в протон $d \rightarrow u$, что не могло быть достигнуто в результате простой рекомбинации кварков, так как лептоны не обладают кварковой структурой). Кварки могут изменять свой тип только в реакциях слабого взаимодействия, так что бета-распад обуславливается именно им.

Удаленные от равновесного соотношения между протонами и нейтронами ядра могут приблизиться к долине стабильности тремя способами, названными по типу лептонов в реакции:

1) β^- : $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$. Бета-минус распаду подвержены нейтроноизбыточные ядра, на карте атомных ядер изотопы с этим типом радиоактивности выделены синим. В результате бета-минус распада нейтрон внутри ядра превращается в протон, вследствие чего заряд ядра увеличивается без изменения общего числа нуклонов. Таким образом, для ядер реакция идет следующим образом: $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \tilde{\nu}_e$.

2) β^+ : $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$. Бета-плюс распаду подвержены протоноизбыточные ядра, на карте атомных ядер изотопы с этим типом радиоактивности выделены красным. В результате бета-плюс распада протон внутри ядра превращается в нейтрон, вследствие чего заряд ядра уменьшается без изменения общего числа нуклонов. Таким образом, для ядер реакция идет следующим образом: $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$. Необходимо под-

черкнуть, что бета-плюс распад возможен только для связанного в ядре протона, в отличие от бета-минус распада, возможного и для свободного нейтрона.

3) ε -захват: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$. В данной реакции ядро захватывает электрон, преимущественно с ближайшей атомной орбитали, в результате чего протон, поглощая электрон, превращается в нейтрон и нейтрино. В результате электронного захвата протон внутри ядра превращается в нейтрон, вследствие чего заряд ядра уменьшается без изменения общего числа нуклонов. Таким образом, для ядер реакция идет следующим образом: $(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$. Энергетическое условие на ε -захват слабее, чем на бета-плюс распад, так как масса электрона входит в Q_β со знаком плюс в отличие бета-плюс распада, в результате чего не требуется дополнительная энергия на его образование в ряду конечных частиц. С другой стороны, на энергетических масштабах ядерных процессов мы уже не "видим" электронные оболочки, и вероятность захвата электронов невелика. Так что конкуренция бета-плюс и ε -захвата приводит к различным результатам в зависимости от ядра. Области бета-плюс распада и ε -захвата объединены и обозначены красным цветом.

Энергии бета-распадов заключены в интервале от 18,61 кэВ при распаде трития (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) до 16,96 МэВ при ε -захвате тяжелого изотопа бора (${}^8_5\text{B} + e^- \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \nu_e$).

Бета-плюс и -минус распады являются задачами трех тел, то есть на три неизвестные (кинетические энергии дочернего ядра и двух лептонов) приходится всего два уравнения: законы сохранения энергии и импульса. Таким образом, невозможно точно определить энергии электрона и нейтрино, их распределение имеет вид, изображенный на рис. 4 (вид спектра слабо зависит от типа распада). Именно непрерывный вид спектра бета-распада и привел в свое время к предсказанию одной из фундаментальных частиц Стандартной Модели - нейтрино.

Вероятность бета-распада сильно зависит не только от энергии, но и от других характеристик ядер. Подобная зависимость приводит к тому, что зачастую более вероятными становятся распады не на основное, а

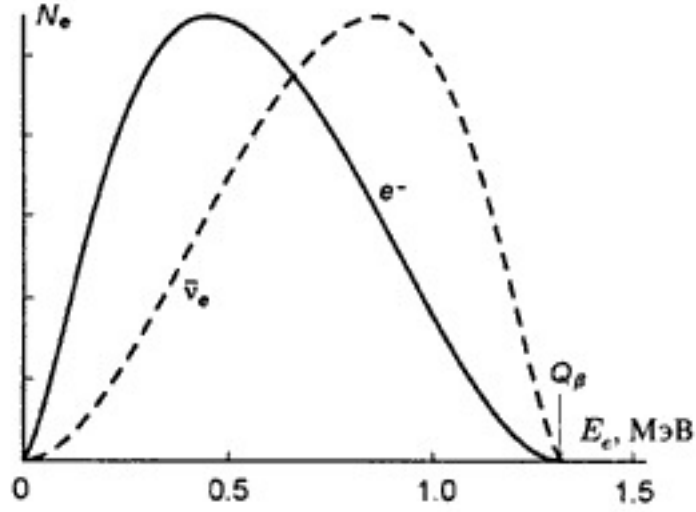


Рис. 4: Спектр энергии электронов и антинейтрино в бета-распаде. По оси абсцисс отложена энергия, по оси ординат - количество зарегистрированных лептонов

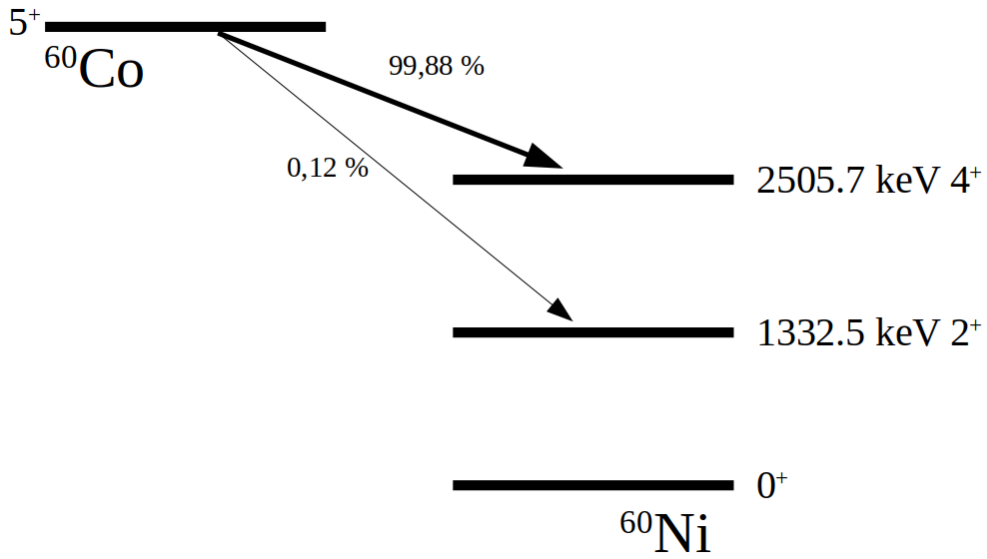


Рис. 5: Бета-распад ^{60}Co

на возбужденные состояния конечных ядер. Например, в случае бета-распада ядра ^{60}Co распад на основное состояние не наблюдается вовсе, а основным является распад на второе возбужденное состояние (рис. 5). Это приводит к тому, что бета-распад часто сопровождается последующим гамма-излучением.

4 Гамма-переходы

Как уже говорилось, в результате радиоактивных распадов рождаются ядра не только в основных состояниях, но и в возбужденных. Возбужденное ядро не может являться стабильным образованием, так как гарантированно имеет более низкое по энергии состояние. Возбужденное ядро может как испытывать последующие альфа- и бета-распады, а может перейти в основное состояние путем гамма-переходов.

Гамма-переход – переход возбужденного ядра в основное или в менее возбужденное его состояние, сопровождающееся испусканием гамма-кванта.

Гамма-переход не является самостоятельным процессом, ему всегда предшествует какой-либо распад. Поэтому нет ядер на NZ-диаграмме, подверженных гамма-переходу, ни одно ядро в основном состоянии не может излучать гамма-кванты. Тем не менее, практически любой процесс радиоактивности сопровождается вторичным гамма-излучением.

5 Взаимодействие частиц с веществом

В результате радиоактивных альфа- и бета-распадов испускаются, в основном, частицы с энергиями, характерными для масштабов атома. Это легко оценить, предположив, что мы взаимодействуем частицами с объектами, чьи характерные размеры сравнимы с длиной волны частицы-пробника. Это объясняет, например, почему мы не можем наблюдать невооруженным глазом структуру атомов или ядер: глаз улавливает фотоны видимого спектра, с длинами волн 300-800 нм, а размеры

атома уже порядка 10^{-10} м, а ядер и того меньше.

Эта связь работает не только для фотонов. Любой частице вне зависимости от ее массы можно приписать длину волны (т.н. длину волны де Бройля): $\lambda = \frac{h}{p}$. Тогда, связав энергию и импульс, для наблюдаемого диапазона энергий альфа и бета-распадов мы можем получить, что их длины много меньше 10^{-15} м, что было бы необходимо для взаимодействия с ядром, но уже достаточно велики, чтобы взаимодействовать с атомом.

Заряженные частицы при взаимодействии с атомом вызывают, в основном, ионизацию, то есть выбивают электрон из атома, превращая его в ион. Этот процесс и лежит в основе работы детекторов.

В зависимости от типа частиц при их взаимодействии с веществом наблюдаются свои характерные особенности:

- Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы, и особенно резко - перед ее остановкой в веществе.
- Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и - как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов.
- При прохождении через вещество гамма-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. В области энергий до 10 МэВ наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

- При фотоэффекте фотон поглощается атомом и высвобождается электрон. После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).
- В случае эффекта Комптона, часть энергии γ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон.
- В случае эффекта образования электрон-позитронных пар, энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции.

Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

При энергии гамма-квантов больше 10 МэВ превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа $(\gamma, \text{)}$, (γ, n) , (γ, α) .

- Нейтроны вызывают различные ядерные реакции и упруго рассеиваются на ядрах, так как нейтрон имеет нулевой электрический заряд и практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек.

6 Методика эксперимента

6.1 Определение линейного коэффициента поглощения гамма-квантов веществом

При прохождении гамма-излучения через вещество его энергия не изменяется, а интенсивность уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp(-Lx)$$

L – это линейный коэффициент поглощения, он характеризует защитные свойства материала и равен тангенсу угла наклона нисходящей прямой графика поглощения (зависимости (I_x) от толщины поглотителя) к оси X .

Источник гамма-излучения находится в свинцовом шаре, толщина стенок которого 10 см. Через вертикальный канал, коллиматор, наружу может излучаться, если снять свинцовую заглушку, узкий вертикальный пучок - только небольшая часть гамма-квантов от источника. Над источником сверху на стойке закреплен детектор излучения, это сцинтиллятор и фотоэлектронный умножитель. Импульсы электрического тока из ФЭУ, которые появляются при регистрации гамма-квантов, поступают на пересчетное устройство.

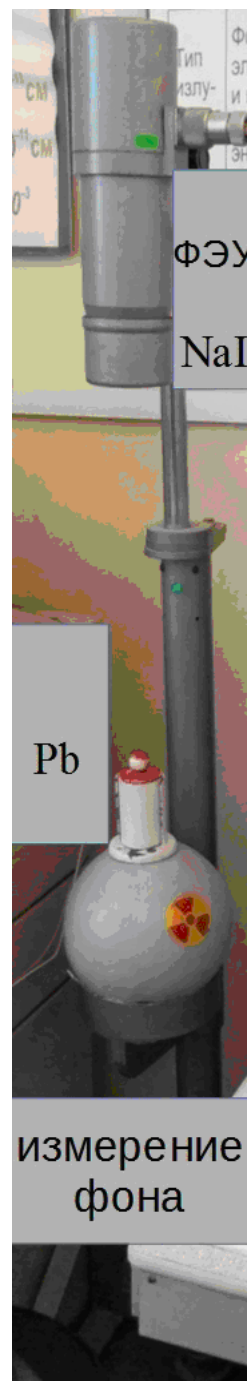




Рис. 6: Экспериментальная установка для регистрации гамма-квантов методом поглощения

6.1.1 Порядок выполнения работы:

- Получить допуск преподавателя.
- Зайти на своем рабочем месте в папку «Задачи» и запустить программу «Ех 06».
- Все измерения интенсивности далее делаются три раза, вычисляется среднее значение и вводится в программу.
- Установить на пересчетном устройстве экспозицию 30 секунд и измерить радиационный фон, когда поток излучения от источника перекрыт заглушкой.
- Снять свинцовую заглушку со свинцового блока и измерить поток максимальной интенсивности I_0
- Положить на коллиматор пластинку поглотителя и измерить интенсивность потока. Потом, увеличивая толщину поглотителя с по-

стоянным шагом, измерить постепенное уменьшение потока гамма-квантов.

- Построить график зависимости $\ln I$ от толщины поглотителя. Для этого введите в программу значение радиационного фона в соответствующее поле и слева в колонку введите координаты точек, где первое число на каждой строке - это толщина поглотителя в миллиметрах, а через пробел – интенсивность за 30 сек., нажать на слово «Обработка», после получения графика – на «Print»
- Определить по графику коэффициент линейного поглощения гамма-квантов в поглотителе, как тангенс угла наклона к оси X
- Зная линейный коэффициент поглощения в см определить из таблицы энергию гамма-излучения и вероятный источник.
- Определить длину свободного пробега гамма-квантов в поглотителе, как величину, обратную тангенсу угла наклона. Это расстояние на котором интенсивность излучения ослабляется в e раз ($e \approx 2.72$).
- Опустить детектор к источнику и определить максимальную интенсивность источника.
- Зная диаметр коллиматора и радиус свинцового блока – 100 мм, определить активность источника внутри свинцового блока в беккерелях и число гамма-квантов, выходящих с поверхности свинцового шара, ответ перевести в Бк.
- Сравнить с активностью одного банана (20 Бк)
- Свинцовый скафандр высокой защиты весит 50 кг. Оцените, во сколько раз он ослабляет гамма-излучение 0.2 МэВ, 1 МэВ, 6 МэВ? Таблица с линейными коэффициентами ослабления для гамма с энергиями от 0.1 МэВ до 10 МэВ.
Взвешивающие коэффициенты для различных органов.

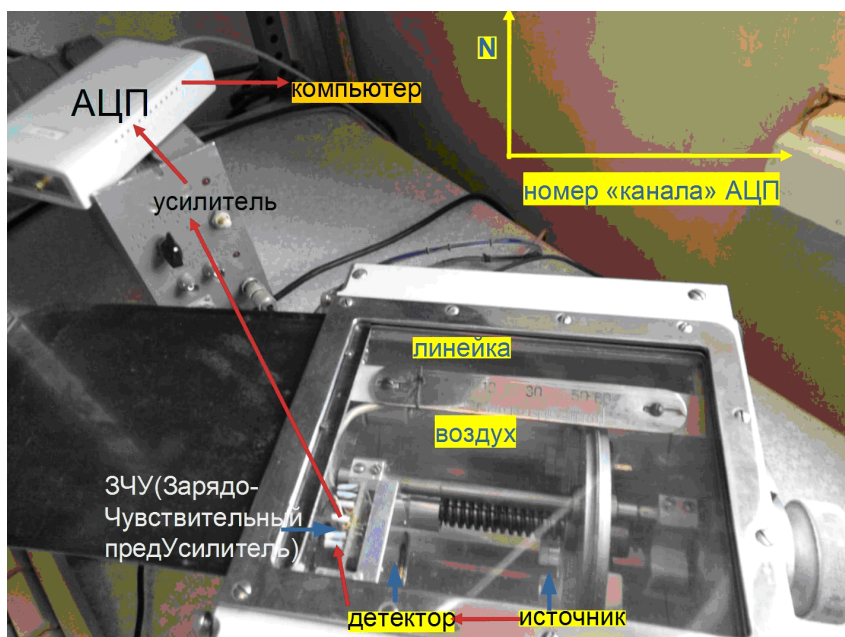


Рис. 7: Экспериментальная установка для измерения α -квантов

6.2 Прохождение альфа-частиц через воздух

Для исследования α -радиоактивности в данной работе используется полупроводниковый кремниевый детектор, который позволяет регистрировать не только факт попадания частиц, но и измерять их энергию.

6.2.1 Порядок выполнения работы

Установить источник № 1. Приблизить α -источник к детектору на минимальное расстояние, которое соответствует "0" на шкале индикатора расстояния¹. Начиная с этого положения необходимо измерить зависимость интенсивности α -линий от расстояния через 2 мм. Статистическая погрешность измерений не должна превышать 3%. Результаты представить в виде графика зависимости интенсивностей α -линий от расстояния между детектором и α -источником. Определить пробеги в воздухе для каждой группы α -частиц R_α . Построить зависимость пробега α -частиц от их энергии.

¹Нужно иметь в виду, что "0" соответствует определенному расстоянию между источником и детектором.

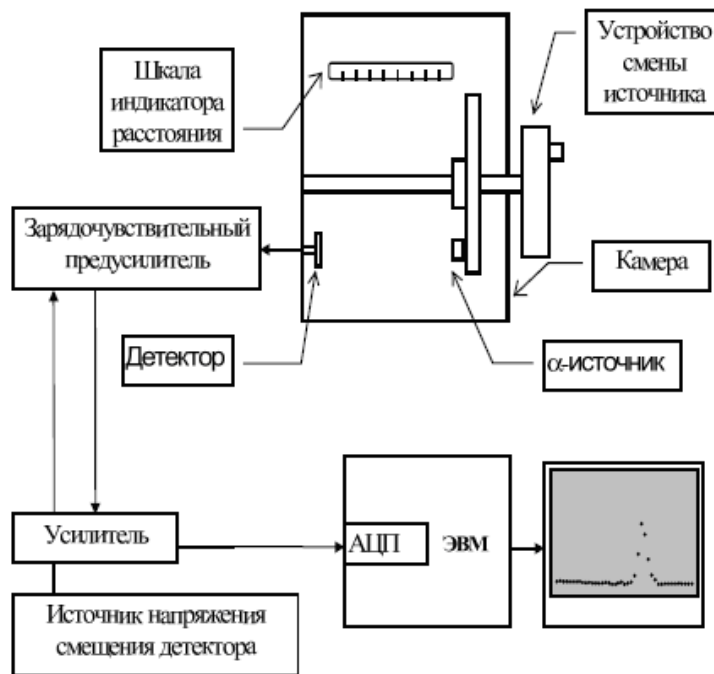


Рис. 8: Блок-схема установки, на которой выполняется работа. Установка состоит из камеры с тремя α -источниками, кремниевого детектора и регистрирующей электронной аппаратуры. В качестве детектора в установке используется полупроводниковый кремниевый детектор. Источники расположены на турели, которая имеет три фиксированных положения поворота и может перемещаться в камере относительно детектора. В режиме измерения крышка камеры должна быть закрыта.

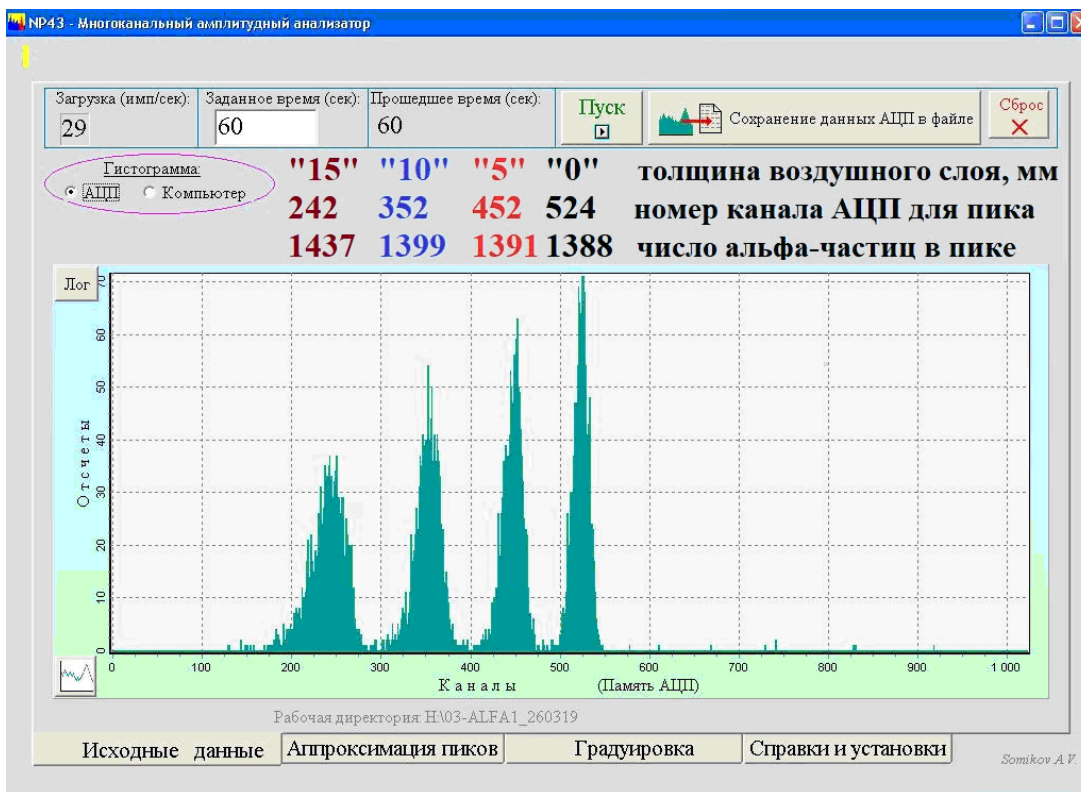


Рис. 9: Энергетический спектр альфа-излучения.

6.3 Прохождение бета-излучения через вещество

При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны часто и значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. В результате многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного, и полная длина пути электрона может в 1.5 – 4 раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения. Поэтому для электронов в качестве средней величины пробегов вводится понятие экстраполированный пробег.

Экстраполированный пробег электронов β -распада. В случае пучка электронов радиоактивного β -источника, для которого характерен непрерывный спектр, уменьшение интенсивности пучка электронов происходит как за счёт рассеяния электронов, так и из-за последовательного выбывания из пучка электронов с меньшими начальными энергиями.

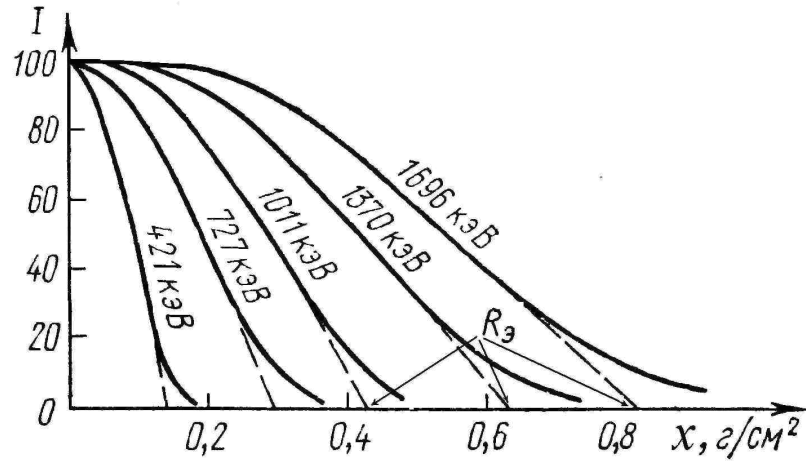


Рис. 10: Зависимость изменения интенсивности I первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка. R_β - экстраполированный пробег для моноэнергетических электронов

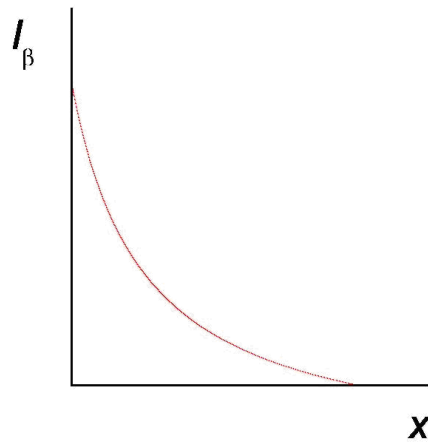


Рис. 11: Зависимость изменения числа I_β электронов, испускаемых β -источником, от пути x , пройденного ими в веществе

Экстраполированный пробег определяется в этом случае, как толщина поглотителя, при которой продолжение линейного участка зависимости логарифма полной интенсивности $I = I_\beta + I_{\text{фон}}$ от толщины поглотителя x . $\ln I(x)$ пересекает уровень фона $-I_{\text{фон}}$. Здесь удобно брать именно полную интенсивность, чтобы не усложнять практическое определение пробега из-за расходимости значения $\ln I_\beta$ при малых I_β .

Экстраполированные пробеги в г/см² электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно определить по формулам:

$$R(\text{Al}) = 0.4E^{1.4}, \text{ при } E < 0.8, \quad (6)$$

$$R(\text{Al}) = 0.54E - 0.133, \text{ при } E > 0.8. \quad (7)$$

Экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A, Z) = R(\text{Al}) \frac{(Z/A)_{\text{Al}}}{(Z/A)} \quad (8)$$

Минимальная толщина поглотителя, который задерживает (поглощает) все β -частицы с начальной энергией E_β характеризует так называемый **эффективный пробег**.

6.3.1 Порядок выполнения

Для определения экстраполированного пробега электронов β -распада методом поглощения измеряют кривую поглощения β -излучения в веществе, т.е. измеряют, пользуясь набором тонких фольг, зависимость интенсивности I электронов, прошедших через фольгу, от толщины поглотителя.

Для спектрометрии электронов в лабораторной работе используется кремниевый полупроводниковый детектор, изготовленный методом дрейфа лития, с толщиной чувствительной области около 2 мм. С помощью такого детектора можно исследовать β -спектры с максимальной энергией вплоть до 1 МэВ (пробег электронов с энергией 1 МэВ в крем-

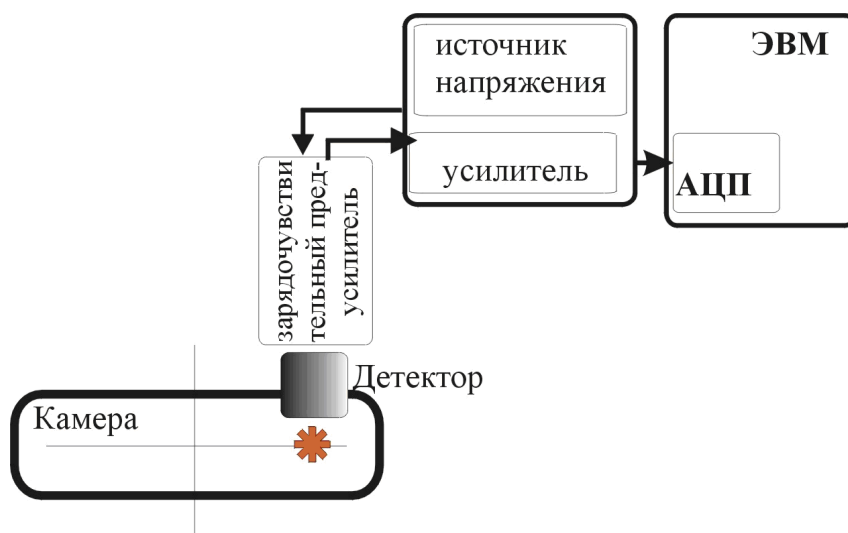


Рис. 12: Блок-схема экспериментальной установки

нии равен 1,6 мм).

Блок-схема установки изображена на рис. 12. β -источники и полупроводниковый детектор располагаются в дискообразной металлической камере. Сигналы с детектора проходят через зарядочувствительный предусилитель, усилитель и поступают на вход многоканального амплитудного анализатора импульсов. Информацию о распределении импульсов с детектора по амплитудам можно наблюдать на экране дисплея. Помещая между β -источником и детектором алюминиевые поглотители различной толщины, можно снять кривую поглощения излучения и определить максимальную энергию электронов методом поглощения. На рисунке отдельно изображена камера с детектором, β -источниками и алюминиевыми поглотителями (показан боковой разрез камеры). На вращающемся диске 4 расположены β -источники.

β - источники поочередно устанавливаются напротив детектора 1 с помощью ручки 6. На диске 3 расположены алюминиевые поглотители различной толщины. На этом же диске есть отверстие без поглотителя для измерения β -спектра. Для перемещения поглотителей используется ручка 7. На верхней крышке камеры имеются обозначения, показывающие, какой β -источник и какой поглотитель установлен против полупроводникового детектора.

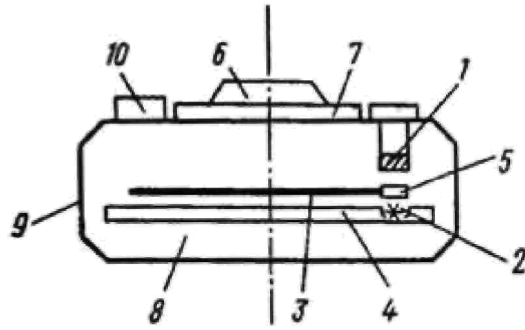


Рис. 13: 1 – полупроводниковый детектор; 2 - β -источник; 3 - диск, на котором расположены алюминиевые поглотители; 4 - диск с β -источниками; 5 - алюминиевый поглотитель; 6 - ручка смены β -источников; 7 - ручка смены поглотителей; 8 - свинцовая защита; 9 - корпус; 10 - втулка.



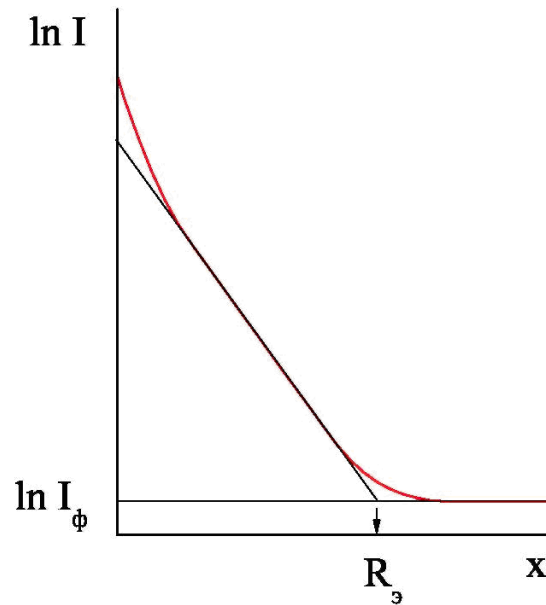


Рис. 14: Зависимость изменения логарифма интенсивности $\ln I$ пучка электронов от β -источника от толщины поглотителя x . $R_э$ – экстраполированный пробег.

Определение экстраполированного пробега

Для определения экстраполированного пробега строится график зависимости логарифма интенсивности регистрируемых электронов от толщины поглотителя - $\ln I(x)$. Значения $\ln I$ откладываются с ошибками измерений.

Экстраполированный пробег $R_э$ находится путём аппроксимации линейного участка графика $\ln I(x)$ прямой и экстраполяцией её к линии фона. При определении пробега к полученной из экстраполяции величине следует прибавить толщину стенки счётчика, а также среднюю толщину слоя плёнки, предохраняющей препарат от осыпания. За эффективный пробег электронов принимают экстраполированный пробег.