

Задача №20. Эффект Комптона. Двухфотонная аннигиляция позитронов.

Введение

Целью работы является наблюдение двухфотонной e^+e^- -аннигиляции. Экспериментальными доказательствами этого являются:

- наличие в γ -спектре линии с энергией 0,511 МэВ;
- совпадение по времени моментов регистрации двух фотонов с энергиями 0,511 МэВ;
- максимум числа совпадений при разлете фотонов в противоположные стороны.

Последнее доказывает, что аннигилируют преимущественно остановившиеся позитроны.

1. Позитрон и позитроний

Существование античастиц следовало из полученного в 1928 г. Дираком релятивистского волнового уравнения¹ для электронов и других частиц, имеющих спин $1/2$. Уравнение Дирака имеет четыре независимых решения, соответствующих четырем состояниям. Два из них относятся к электрону с положительной энергией $\sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p^2}$ в двух спиновых состояниях ($s = 1/2, s_z = 1/2$ и $s = 1/2, s_z = -1/2$). Два других описывают электрон с отрицательной энергией $-\sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p^2}$ и также имеют два спиновых состояния. Позднее Дирак показал, что электрон в состоянии с отрицательной энергией можно отождествить с положительно заряженным электроном – антиэлектроном – частицей, которая является античастицей по отношению к электрону. Эта частица получила название пози-

¹ $i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc\psi = 0$ в ковариантном виде для свободной частицы

трон. Электрон и позитрон имеют одинаковые значения массы, спина и противоположные по знаку заряд и магнитный момент. Экспериментально позитрон был обнаружен в 1932 г. Андерсоном в опытах по наблюдению следов космических частиц в камере Вильсона.

Позитрон взаимодействует с другими частицами с помощью электромагнитного и слабого взаимодействий. Электромагнитное взаимодействие характеризуется постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, в то время как слабое взаимодействие характеризуется эффективной безразмерной константой связи, равной по порядку 10^{-14} . В среде позитрон теряет, подобно электрону, энергию на ионизацию, останавливается, и, встречая электрон, аннигилирует, превращаясь, вероятнее всего, в гамма-кванты.

В 1949 г. Ширер и Дейч, изучая аннигиляцию позитронов в газах, заметили, что скорость распада не пропорциональна давлению, как ожидалось в случае свободных позитронов, и кривая распада состоит из нескольких компонент. Этот факт объяснили тем, что часть позитронов аннигилирует из связанного состояния, и поэтому условия аннигиляции мало зависят от плотности газа. Такая связанная система, как показали опыты, состоит из электрона и позитрона. В дальнейшем она была названа позитронием и ей присвоили символ Ps.

Позитроний – это атом водорода, в котором протон замещается позитроном, является наилегчайшим атомом. Поскольку приведённая масса системы позитрон + электрон вдвое меньше, чем для атома водорода, то энергия связи позитрония $E_{Ps} = -6,8$ эВ. Тонкая и сверхтонкая структура позитрония сложнее водородной, т.к. магнитный момент позитрония больше, чем магнитный момент протона.

Существуют два основных состояния позитрония: триплетное, или ортопозитроний 3Ps (o-Ps) с параллельными спинами электрона и позитрона, и синглетное, или парапозитроний 1Ps (p-Ps), в котором спины электрона и позитрона антипараллельны. Полный момент ортопозитрония $J_{o-Ps} = 1$,

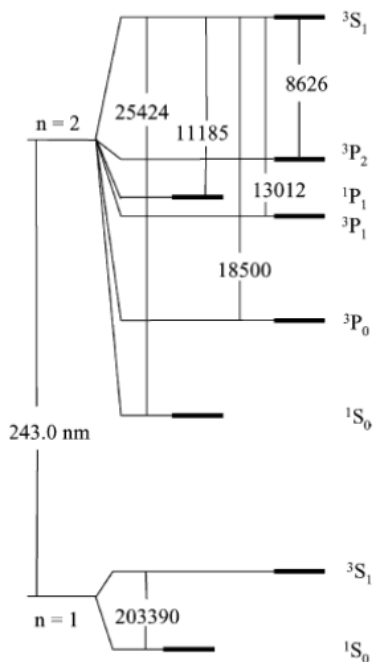


Рис. 1. Схематическая диаграмма нижних уровней Ps. Разница между субуровнями приведена в МГц. Указана длина волны Лаймана между $n = 1$ и 2 [1].

причем здесь возможны три подсостояния, различающиеся магнитными квантовыми числами $m = +1, 0, -1$. Для парaposитрония $J_{p-ps} = 0$ и $m = 0$. Поэтому статистический вес триплетного состояния втрое больше, чем для синглетного, и при образовании позитрония в 75% случаев возникает орто- и в 25% – парасостояние.

2. Аннигиляция

Одним из ярких свойств взаимодействия частиц и античастиц, является процесс аннигиляции.

Аннигиляция – это процесс, в котором частица и соответствующая ей античастица превращаются в кванты электромагнитного поля или в другие частицы – кванты физических полей другой природы.

Характер продуктов аннигиляции и соотношение вероятностей различных каналов аннигиляции определяются типом взаимодействия и правилами отбора, вытекающими из закона сохранения. Например, при соударении электрона и позитрона они оба могут исчезнуть, образовав два фотона:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

При достаточно высокой энергии электрон-позитронная пара может превратиться в совокупность тяжелых частиц – адронов, например, возможен процесс образования пары протон-антипротон:

$$e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$$

Для того чтобы была возможна аннигиляция пары e^+e^- с образованием протона и антипротона, полная суммарная энергии пары электрон-позитрон в системе центра масс должна быть больше, чем суммарная масса протона и антипротона, т. е. больше $(2 \cdot 940)$ МэВ. Попадая в вещество, позитрон испытывает большое количество столкновений с атомами вещества и быстро теряет энергию на их ионизацию. Сечение двухфотонной аннигиляции для свободного электрона и позитрона, движущихся с относительной скоростью $v < c$, вычисленное Дираком, описывается следующей зависимостью от скорости:

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2 c}{v} = \frac{7,48 \cdot 10^{-15}}{v} \text{ см}^2,$$

где r_0 – классический радиус электрона, а скорость v выражена в см/с. Таким образом, сечение аннигиляции быстро падает с увеличением скорости сталкивающихся частиц. Поэтому в подавляющем большинстве случаев аннигиляция происходит после того, как позитрон потерял всю свою энергию на ионизацию, т. е. при $v \approx 0$. Следовательно, относительный

момент аннигилирующей пары $I = 0$, и e^+e^- будут аннигилировать в S-состоянии.

Рассмотрим, как влияют законы сохранения на процесс двухфотонной аннигиляции остановившегося позитрона.

2.1. Влияние законов сохранения на процесс двухфотонной аннигиляции

Из закона сохранения энергии следует:

$$T_e + m_e c^2 + m_e c^2 = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2},$$

где m_e – масса позитрона и электрона ($m_e c^2 = 0,511$ МэВ), T_e – кинетическая энергия позитрона, $E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$ – энергии фотонов. Из закона сохранения импульса следует:

$$\vec{P} = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2}.$$

Если скорость позитрона равна 0, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} 2m_e c^2 &= E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \\ 0 &= \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2} \end{cases}.$$

Видно, что выполнение соотношений приводит к тому, что рождающиеся в двухфотонной аннигиляции γ -кванты имеют одинаковые энергии $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = m_e c^2$ и разлетаются в противоположных направлениях.

В том случае, когда **аннигилирует движущийся позитрон** ($v \neq 0$), угол разлета фотонов и распределение энергии между фотонами зависят от скорости позитрона. На рис. 2 изображена векторная диаграмма импульсов для случая аннигиляции позитрона с кинетической энергией T и импульсом P со свободным электроном. Закон сохранения импульсов

$\vec{P} = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2}$ изображается в виде $AB + AK + KB$. Нетрудно догадаться, что точка К лежит на эллипсе.

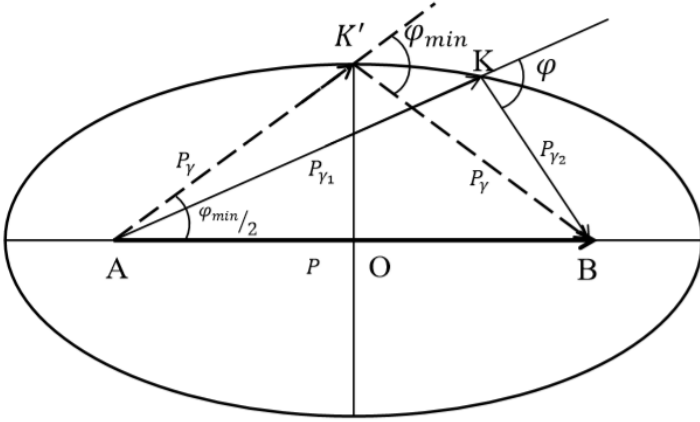


Рис. 2. Векторная диаграмма

Как видно из диаграммы, угол разлета фотонов изменяется от 180° до φ_{min} , а минимальный угол разлета фотонов φ_{min} соответствует симметричному разлету (точка K'). Малая полуось OK эллипса соответствует импульсу фотонов в системе центра масс $OK = P_\gamma$. А большая полуось OA соответствует величине $OA = \frac{P_\gamma}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, β – безразмерная скорость системы центра масс: $\beta = \frac{Pc}{T + 2m_e c^2} = \sqrt{\frac{T}{T + 2m_e c^2}}$.

Закон сохранения энергии имеет вид $T + 2m_e c^2 = 2E_\gamma$. Используя релятивистский инвариант $E^2 = P^2 c^2 + m^2 c^4$ получим:

$$OK = P_\gamma = m_e c^2 \sqrt{1 + \frac{E}{2m_e c^2}}.$$

Так как $\sqrt{1 - \beta^2} = \sqrt{\frac{2m_e c^2}{E + 2m_e c^2}}$, то $AK = \frac{E + 2m_e c^2}{2c}$. Тогда можно определить минимальный угол разлета фотонов:

$$\sin \frac{\varphi_{min}}{2} = \frac{OK}{AK} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{E}{m_e c^2}}}.$$

Из этого же соотношения можно по наименьшему из наблюдаемых углов разлета квантов оценить максимальную энергию аннигилирующего позитрона.

При больших энергиях E аннигилирующих позитронов ($E \gg m_e c^2$) фотоны испускаются преимущественно вперед и назад относительно направления движения позитронов. Фотон, летящий вперед уносит почти всю энергию позитрона, на долю же фотона, летящего назад, остается энергия, примерно равная половине энергии покоя электрона, т. е. $\frac{m_e c^2}{2}$. На этом основан метод получения квазимонохроматических γ -квантов высокой энергии.

Аннигиляция с испусканием одного гамма-кванта требует обязательного присутствия третьего тела – ядра или электрона – воспринимающего импульс отдачи.

Возможна ли аннигиляция e^+e^- с образованием 3, 4, 5, ... фотонов? Из закона сохранения энергии, импульса и момента количества движения следует положительный ответ. Рассмотрим, например, случай трехфотонной аннигиляции. Закон сохранения энергии не запрещает трехфотонную аннигиляцию. Импульсы трех фотонов всегда можно направить так, что суммарный импульс будет равен 0 (рис. 3а). Спин фотона равен 1. Суммарный спин трех фотонов определяется следующим соотношением:

$$\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{I}_3,$$

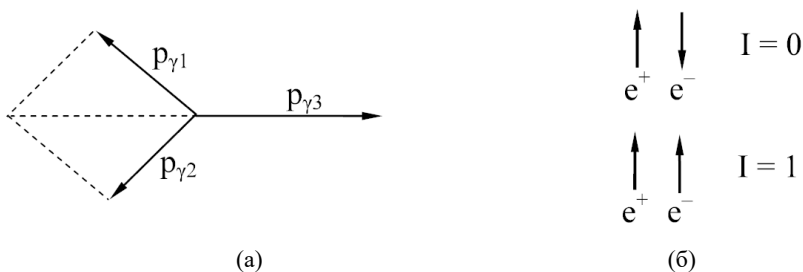


Рис. 3. (а) Векторная диаграмма импульсов в случае трёхфотонной аннигиляции. (б) Возможные значения полного спина системы e^+e^- .

что также в сумме может дать $I = 0$. Таким образом, видно, что законы сохранения энергии, импульса и момента количества движения разрешают трехфотонную аннигиляцию.

Аналогично можно показать, что возможна аннигиляция с образованием большого числа фотонов. На специфику процесса аннигиляции пары e^+e^- существенную роль будет оказывать полный спин системы e^+e^- . Возможны два значения полного спина этой системы: $I = 0$ — спины электрона и позитрона антипараллельны; $I = 1$ — параллельны (рис. 3б).

2.2. Диаграммы Фейнмана

Процесс аннигиляции e^+e^- пары с образованием γ -квантов происходит в результате электромагнитного взаимодействия. Для описания таких процессов Фейнманом был разработан метод диаграммной техники. Он позволяет изображать графически и рассчитывать сечения различных процессов. Так, например, процесс аннигиляции пары e^+e^- изображается диаграммами, показанными на рис. 4. Рис. 4а изображает процесс двухфотонной аннигиляции. На рис. 4б изображен процесс испускания трех фотонов. На рисунке ось времени направлена слева направо. Каждой частице на диаграмме соответствует определенная линия. Сплошные линии описывают электрон и позитрон, волнистые — фотоны. Свободные кон-

цы линий соответствуют невзаимодействующим частицам в начальном и конечном состояниях. Взаимодействие частиц на диаграммах описывается вершинами (точки 1, 2, 3 на рис. 4) и рассматривается как испускание и поглощение различных виртуальных частиц. Виртуальным частицам соответствуют внутренние линии, соединяющие вершины. На диаграмме рис. 4а в точке 1 электрон превратился в фотон и виртуальную частицу, которая затем в точке 2 поглощается позитроном. Вершине сопоставляется константа связи, характеризующая интенсивность взаимодействия. Так, в случае электромагнитных взаимодействий константа $\sqrt{\alpha} = \sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}}$. Амплитуда процесса пропорциональна константе связи в степени равной числу вершин диаграмме Фейнмана. Диаграмме с N вершинами будет соответствовать амплитуда A , пропорциональная $(\sqrt{\alpha})^N$. Эффективное сечение процесса определяется квадратом амплитуды. Оно будет, таким образом, пропорционально α^N так как для электромагнитного взаимодействия $\alpha \ll 1$, то наибольший вклад дают диаграммы с минимальным числом вершин. Даже не проводя расчетов, можно оценить соотношение вероятностей различных процессов. Так, например, для процессов, изоб-

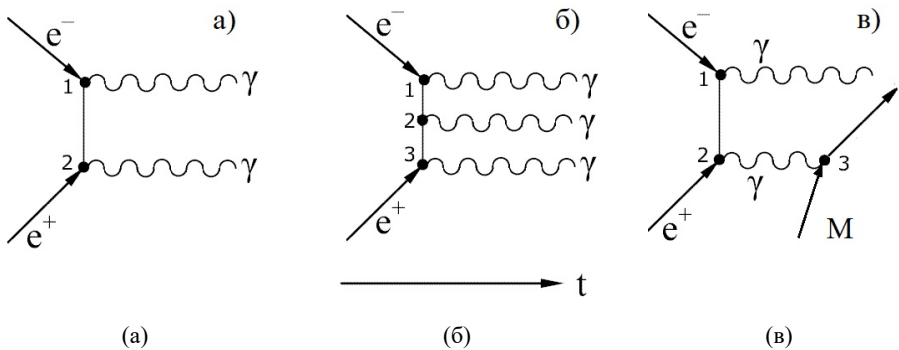


Рис. 4. : Диаграммы Фейнмана для процесса аннигиляции пары e^+e^- : (а) двухфотонная аннигиляция; (б) трехфотонная аннигиляция; (в) од-нофотонная аннигиляция.

раженных на рис. 4, можно сказать, что сечение двухфотонной аннигиляции примерно на два порядка больше сечения трёхфотонной аннигиляции:

$$\frac{\sigma(2\gamma)}{\sigma(3\gamma)} \approx \frac{A^2(2\gamma)}{A^2(3\gamma)} \approx \frac{\left[(\sqrt{\alpha})^2\right]^2}{\left[(\sqrt{\alpha})^3\right]^2} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{137}.$$

Таким образом, для электромагнитных процессов каждая дополнительная вершина соответствует подавлению процесса примерно на 2 порядка.

Поэтому трехфотонная аннигиляция должна происходить гораздо реже, чем двухфотонная. Эксперименты показывают, что из каждой тысячи аннигилирующих позитронов, лишь единицы аннигилируют в три фотона. В случае однофотонной аннигиляции появляется ещё дополнительный множитель порядка $[(\hbar/m_e c) 3\rho]$, где ρ – концентрация атомов, обеспечивающих восприятие импульса отдачи, а $\hbar/m_e c = \lambda_e$ – комптоновская длина волны электрона. Этот дополнительный множитель равен по порядку α^3 , и однофотонная аннигиляция происходит реже трёхфотонной.

Характерное время жизни позитронов в веществе $\sim 10^{-10}$ с.

3. Эффект Комптона. Сцинтилляционный счётчик

3.1. Эффект Комптона и релеевское рассеяние

Рассеяние рентгеновских и γ -лучей в веществе относится к числу явлений, в которых проявляется двойственная природа излучения. Изученное американским ученым Комптоном появление смещенной компоненты в спектре рассеяния рентгеновского излучения легко объясняется в предположении, что излучение имеет чисто корпускулярную, квантовую природу, т.е., представляет собой поток фотонов, обладающих энергией $\hbar\omega_0$ и количеством движения $\vec{p}_0 = \hbar\vec{\omega}_0/c$. В этом случае эффект Комптона - - рассеяние рентгеновских лучей на свободных электронах вещества с появле-

нием компоненты излучения, смещенной относительно длины волны первичного излучения в сторону увеличения, интерпретируется как результат абсолютно упругого соударения двух частиц – электрона и фотона, обладающих определенными энергией и импульсом.

Рассмотрим более подробно элементарную теорию эффекта Комптона. Положим, что электрон до соударения покоился (т.е. начальный импульс электрона равен нулю, а фотона – $\hbar\omega_0/c$). Тогда в результате соударения электрон приобрел импульс \vec{p}_e , а фотон рассеивается на некоторый угол φ по отношению к первоначальному направлению движения и его импульс становится равным $\vec{p} = \hbar\vec{\omega}/c$ (см. рис. 5).

Исходя из данной схемы взаимодействия (рис.5), напомним законы сохранения энергии и импульса [2]:

$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega + (mc^2 - m_0c^2) \\ p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos \varphi \\ \vec{p}_e = m\vec{V} \end{cases},$$

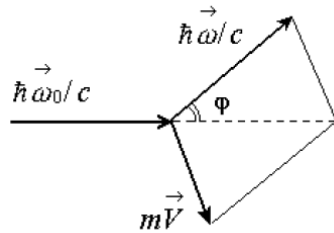


Рис. 5. Диаграмма импульсов

где \hbar – постоянная Планка; ω, ω_0 – частоты падающего и рассеянного квантов соответственно; \vec{V} – скорость рассеянного электрона. Из данной системы можно получить, что изменение длины волны рассеянного кванта связано с углом рассеяния φ следующим соотношением:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_\Lambda (1 - \cos \varphi),$$

где λ_0, λ – длины волн фотона до и после рассеяния соответственно, а величина $\Lambda = \frac{h}{m_0c} = 0,0242 \text{ \AA}$ называется комптоновской длиной волны электрона. Из формулы для $\Delta\lambda$ следует, что комптоновское смещение не

зависит от длины волны первичного излучения. Результаты эксперимента Комптона оказались в прекрасном согласии с приведенной формулой, хотя при ее выводе и не учитывалось наличие связи электрона в атоме. Кажущееся несоответствие нетрудно понять, если вспомнить, что энергия связи наружных электронов в легких атомах измеряется десятками электронвольт, в то время как энергия рентгеновских квантов в опытах Комптона составляла десятки килоэлектронвольт. Естественно, что энергия связи в этих опытах не могла существенным образом изменить рассматриваемую здесь схему взаимодействия. Формулу для комптоновского смещения можно обобщить на случай движущегося электрона. При этом оказывается, что $\Delta\lambda$ зависит от начальной скорости электрона, причем при рассеянии на электроне, движущемся навстречу кванту с достаточно высокой энергией, энергия рассеянного кванта может даже возрастать. Заметим, что комптоновское рассеяние может происходить не только на электроне, но и на любой частице, способной взаимодействовать с электромагнитным излучением.

При этом все формулы, основанные на законе сохранения, остаются справедливыми (с заменой m_0 на массу покоя рассматриваемой частицы).

Из рассмотрения эффекта Комптона не следует, что в рассеянном излучении не присутствует несмещенная линия. Это объясняется допущением, что рассеяние происходит только на свободных электронах. Возникновение несмещенной компоненты в спектре рассеянного излучения связано с тем, что при взаимодействии коротковолнового электромагнитного излучения с веществом возможны различные процессы, отличные по своей природе от комптоновского рассеяния. Основной причиной появления несмещенной компоненты можно считать когерентное (рэлеевское) рассеяние на связанных электронах. Такое рассеяние можно рассматривать как процесс, при котором атомы вещества вначале поглощают падающие рентгеновские кванты и переходят в «возбужденное» состояние, затем, возвра-

щаяся в первоначальное состояние, излучают фотоны. При этом изменение количества движения воспринимается атомом в целом, так как электроны внутренних оболочек прочно связаны с атомами. Поскольку масса атома велика, то квант практически не передает ему своего количества движения, т.е. рассеянный фотон имеет ту же энергию и то же количество движения, что и падающий. Таким образом, процесс когерентного рассеяния можно рассматривать как процесс упругого столкновения рентгеновского кванта с тяжелым атомом в целом.

По мере роста атомного номера рассеивателя, интенсивность, (а следовательно, и сечение) когерентного рассеяния растет как Z^2 . При рассеянии γ -лучей средних и больших энергий сечение когерентного рассеяния мало, однако при очень малых энергиях рентгеновского излучения когерентное рассеяние может быть определяющим процессом взаимодействия излучения с веществом [3]. В отличие от когерентного рассеяния зависимость интенсивности комптоновского рассеяния от Z слабая. Сечение комптоновского рассеяния на атоме пропорционально его порядковому номеру и уменьшается как $(\hbar\omega)^{-1}$ (при $\hbar\omega \gg m_0c^2$) с ростом энергии рентгеновских лучей.

Качественно объяснить описанную выше зависимость интенсивности смещенной и несмещенной компонент от природы вещества можно следующим образом: чем меньше Z элемента, тем больше доля слабосвязанных электронов, которые можно рассматривать как свободные, т.е. тем больше интенсивность смещенной компоненты, обусловленной комптоновским рассеянием на свободных электронах, и, наоборот, чем больше порядковый номер элемента, тем меньше доля слабосвязанных электронов и тем больше интенсивность несмещенной компоненты, обусловленной когерентным (рэлеевским) рассеянием.

3.2. Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации γ -квантов часто используются сцинтилляционные детекторы.

Когда гамма-квант попадает в детектор, в результате трех процессов: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования электрон-позитронных пар образуются заряженные частицы. В сцинтилляторах при прохождении через них заряженных частиц возникают световые вспышки. Интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

В результате **фотоэффекта** выбитый из атома электрон приобретает энергию

$$E_e = E_\gamma - E_b - E_r,$$

где E_γ — энергия гамма-кванта, E_b — энергия связи электрона и E_r — энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь. Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмиссией оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение в свою очередь вызывает фотоэффект. Образующиеся в результате всех этих процессов электроны возникают практически одновременно, они чаще всего поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Таким образом, практически вся энергия гамма-кванта передается электронам,

$$E_\gamma = \sum E_e$$

и в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой пропорциональна энергии γ -кванта. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик — **фотопик**.

В результате **комптоновского рассеяния** электронам передается только часть энергии:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2} (1 - \cos \theta)}, E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'},$$

где E_{γ} и $E_{\gamma'}$ – энергии гамма-квантов до и после рассеяния, E_e – энергия фотоэлектрона, mc^2 – энергия покоя электрона, θ – угол рассеяния гамма кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$):

$$E_e^{max} = E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2} (1 - \cos \theta)} = \frac{2E_{\gamma}}{mc^2 + 2E_{\gamma}}.$$

В детекторах большого объема часть рассеянных гамма-квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного гамма-кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик обычно называют **пиком полного поглощения**. На рис. 6 показан экспериментальный спектр ^{137}Cs и его теоретическая «идеализация». Размытие пика полного поглощения и края комптоновского распределения связана с энергетическим разрешением системы.

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии гамма квантов больших $2mc^2 = 1022$ кэВ. При этом вся энергия гамма-кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглотятся в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии гамма-кванта и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может проаннигилировать. При этом образуются два гамма кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных гамма-квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то суммарная энергия поглощенная в детекторе бу-

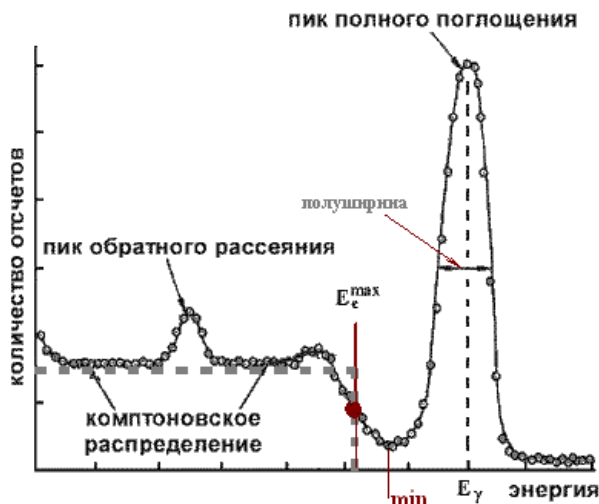


Рис. 6. Сравнение теоретического распределения энергии электронов (пунктиром) и экспериментального спектра в детекторе NaI(Tl) в случае, когда γ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

дет $E_\gamma - 511$ кэВ. Такие события будут вносить вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных гамма-кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета ($E_\gamma - 1022$ кэВ).

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис. 7). Для регистрации γ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия γ -квантов с веществом сцинтиллятора. Результатом всех трех основных процессов взаимодействия γ -квантов с веществом (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар) является передача энергии γ -кванта вторичным частицам - электронам и позитронам. При прохождении заряженных вторичных частиц через вещество их энергия тратится на возбуждение и ионизацию среды. Переходы с возбужденных состояний сцинтиллятора на более

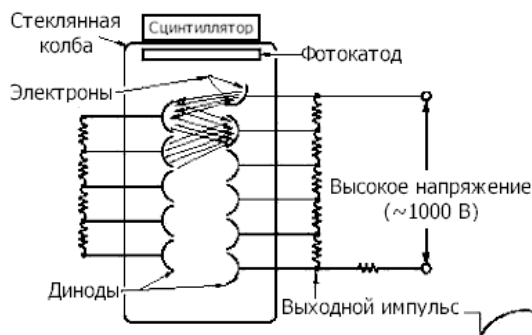


Рис. 7. Схема устройства сцинтиляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод ФЭУ.

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 флуоресценции.

Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка γ -квантов вторичные фотоны попадают на фотокатод. Фотокатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан вакуум, необходимый для свободного движения электронов. Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокатод - 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. Между диодами поддерживается разности потенциалов $100 \dots 150$ В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно от 10 до 14 диодов, достигает величин порядка $10^6 \dots 10^9$. Амплитуда импульса напряжения, создаваемого на нагрузке последнего диода (анода) ФЭУ, обычно состав-

ляет несколько десятых вольт и пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

4. Описание установки

Блок-схема установки (см. рис. 8) приведена на рис. 9. Шесть фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) со сцинтилляторами (кристаллами CsI) стационарно закреплены попарно друг напротив друга по периметру цилиндрической камеры, обеспечивающей радиационную защиту.

В центре располагается источник позитронов – ^{22}Na или ^{44}Ti активностью около 50 килогеккерелей. Схемы распада ядер ^{22}Na или ^{44}Ti приведены в приложении 1. Кроме позитронов эти источники испускают и гамма-кванты: 1374,6 кэВ (^{22}Na), 1157 кэВ+рентген (^{44}Ti). Источники закрыты двухмиллиметровым слоем металла (^{44}Ti – медью, ^{22}Na – алюминием). После усиления импульсов от ФЭУ №5 их амплитудное распределение (энергетический спектр регистрируемых фотонов) может быть получен с помощью многоканального анализатора (режим Ан 1). Спектрометры №2

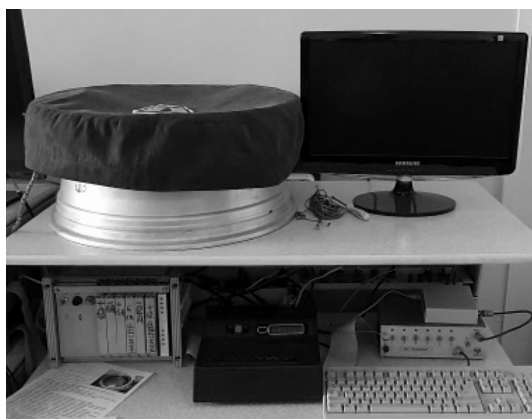


Рис. 8. Фотография установки.



Рис. 9. Блок-схема установки.

и №5 могут работать в режиме совпадений по времени моментов регистрации аннигиляционных фотонов (режим Ан 2). Для этого сигналы от усилителей после предварительной амплитудной дискриминации, выделяющей тот участок γ -спектра, который отвечает аннигиляционной линии 0,511 МэВ, поступают на вход схемы совпадений.

Схема совпадений – электронное устройство, выдающее на выходе сигнал лишь в том случае, когда на ее входы поступают сигналы с интервалом, не превышающим разрешающее время τ схемы совпадений. В лабораторной работе используется схема совпадений с $\tau = 5$ мкс. Схемы совпадений широко применяются в современных экспериментах. Совпадение по времени моментов регистрации двух или более частиц является доказательством того, что они образовались в одном и том же процессе ядерной реакции или распаде.

Сигналы с камеры поступают на два блока, на которых можно независимо выполнять лабораторную работу. К каждому студенческому блоку управления подключён счётчик для работы в счётном режиме и АЦП для оцифровки аналогового сигнала (регистрации спектров).

5. Порядок выполнения работы

1. Поскольку радиоактивный источник малоинтенсивный, с разрешения сотрудника лаборатории *до допуска* включите измерение спектра источника позитронов. Для этого:
 - включите блок питания под камерой – он питает ФЭУ и два блока управления двух установок;
 - на своем блоке управления убедитесь, что переключатель стоит в положении Ан 1;
 - по инструкции на установке запустите программу работы с АЦП.

По двум полученным фотопикам и соответствующим им границам комптоновского распределения электронов следует построить зависимость номер канала АЦП - энергия гамма-кванта (градуировочная прямая).

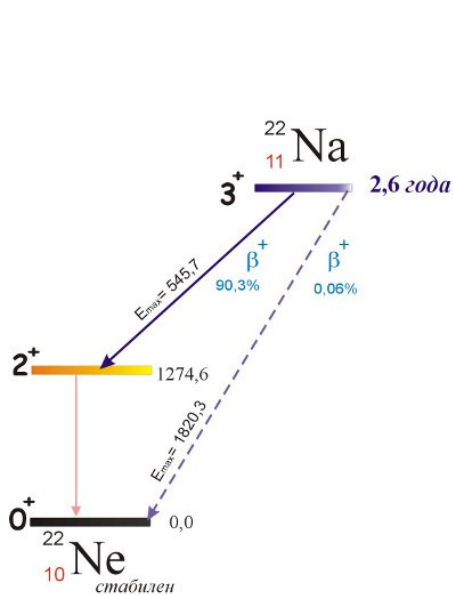
2. После допуска аналогично запустите набор спектра совпадений с ФЭУ №5 и №2 (режим Ан 2).
3. Поскольку аналоговый и счетный выходы с ФЭУ независимы, во время измерения спектра совпадений начинайте измерения в счетном режиме. По инструкции включите пересчетное устройство. Записывайте количество гамма-квантов, попадающих на каждый ФЭУ за фиксированное время, обеспечивающее 3% статистическую точность. *В эксперименте допускается сделать два серьезных допущения:*
 - пренебречь всеми систематическими ошибками (считайте, что вы имеете дело с «чистым Пуассоном», у которого дисперсия равна среднему);
 - результат единственного измерения считается оценкой среднего значения

Эксперимент провести для всех ФЭУ. При измерениях для данного ФЭУ тумблер с его номером должен быть переведен в верхнее положение. Далее, используя схему совпадений, измерить количество попаданий на выбранный Вами ФЭУ попарно со всеми остальными. Для этого следует переводить в верхнее положение два (не более!) тумблера с номерами измеряемых ФЭУ. Это измерение потребует большего времени (точность 10 ... 20%).

Список литературы

- [1] *Cooper B.* Laser excitation of positronium produced by various materials at a range of temperatures : Thesis for the degree of Doctor of Philosophy / B. Cooper ; University College London. — 2017.
- [2] *Шпольский Э.В.* Атомная физика. — М. : Наука, 1974. — Т. 1.
- [3] *Месси Г.С.У., Бархон Е.Г.С.* Электронные и ионные столкновения / Под ред. С. М. Осовец. — М. : Изд-во иностр. лит., 1958. — С. 604.

Приложение 1. Схемы распада ядер ^{22}Na и ^{44}Ti



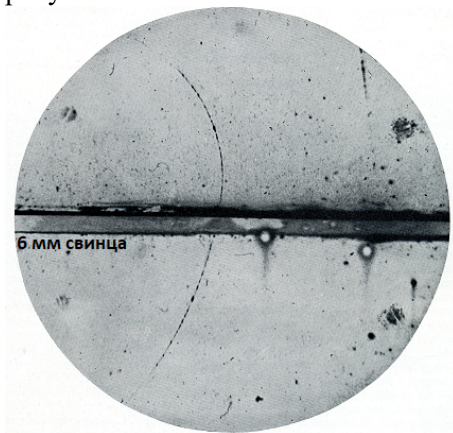
(a)



(б)

Приложение 2. Контрольные вопросы и задачи

1. Что такое античастицы и чем они отличаются от частиц? Перечислите основные характеристики частиц и античастиц. Какие характеристики частиц и античастиц совпадают и какие различаются?
2. Одним из первых в 1920-ые годы поместил камеру Вильсона в магнитное поле для измерения импульсов комптоновских электронов Скобельцын Д.В. (будущий академик и директор НИИЯФ МГУ). У него были фотографии с треками, где частицы отклонялись в магнитном поле в противоположную электронам сторону. Он трактовал их, как треки электронов, залетевших в камеру с другой стороны. Как изменил постановку эксперимента Андерсен, чтобы доказать, что частицы, оставляющие иной трек залетают с той же стороны, что и электроны? Фотография трека позитрона из статьи Андерсена “The Positive electron” из Physical Review (март 1933) приведена на рисунке.



3. Оцените, насколько удачна предложенная аналогия эффекта аннигиляции: «Чтобы понять, что такое частицы и античастицы по Дираку, представьте себе ровное поле. Если взять лопату и вырыть в нем ямку, в поле появятся два объекта – собственно ямка и кучка грунта

рядом с ней. Теперь представим, что кучка грунта — это обычная частица, а ямка, или “отсутствие кучки грунта”, — античастица. Засыпьте ямку ранее извлеченным из нее грунтом — и не останется ни ямки, ни кучки».

4. В 1936 г. К. Андерсоном и С. Недермейером в космических лучах была обнаружена ещё одна пара частица-античастица $\mu^- \mu^+$ — отрицательно и положительно заряженные мюоны. Мюоны по своим свойствам очень похожи на электрон и позитрон, однако имеют гораздо большую массу (105,7 МэВ) и нестабильны ($\approx 2,2$ мкс). Связанная система из положительно заряженного мюона и электрона названа мюонием. Оцените такие характеристики мюония, как размер атома, энергия ионизации и время жизни.
5. Из законов сохранения энергии и импульса докажите невозможность однофотонной аннигиляции позитрона с любой кинетической энергией на свободном электроне.
6. отличаются связанные системы e^+e^- ортопозитроний и парапозитроний?
7. За счет каких процессов регистрируются гамма-кванты в сцинтилляционном детекторе?
8. Что такое схема совпадений? Предложите эксперименты, в которых необходимо использовать схему совпадений.
9. Что такое разрешающая способность детектора?
10. Какие методы регистрации гамма-квантов вам известны?
11. Как регистрировать гамма-кванты с энергией несколько ГэВ?
12. Какой период полураспада имеет изотоп $^{22}_{11}\text{Na}$? Как он распадается?
13. Что такое β^+ и β^- распады?
14. Что такое слабые взаимодействия?
15. Что такое период полураспада?
16. Чем определяются спины и четности ядерных состояний?