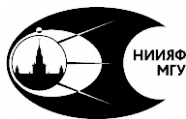




МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НИИЯФ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦИНА

Эффект Комптона

Сцинтилляционный γ -спектрометр

Лабораторная работа № 11

Двухфотонная аннигиляция позитронов

Лабораторная работа № 20

под. ред. Н.В. Колотинского

Москва

2022

УДК 539.18(076.5)
ББК 22.386.15
К61

Андреев Е.А., Богомолова Л.Д., Зверева И.М., Колотинский Н.В., Коропченко Н.В., Красильников С.С., Красильникова Н.А., Критченкова А.М., Тарасова В.В., Рубинштейн И.А.

Эффект Комптона. Сцинтилляционный γ -спектрометр и двухфотонная аннигиляция позитронов. Лабораторные работы № 11 и № 20. / под ред. Колотинского Н.В. — М.:Издательский отдел Физического факультета МГУ, 2022 — 44 с.:ил.

В учебном пособии рассматриваются задачи атомного практикума физического факультета, посвященные изучению эффекта Комптона. При выполнении данных задач студенты знакомятся с эффектом Комптона, рассматривают процессы аннигиляции позитронов, диаграммы Фейнмана, проводят сравнение атома водорода с позитронием.

Учебное пособие предназначено для студентов естественнонаучных специальностей высших учебных заведений, обучающихся по программам подготовки бакалавров, магистров и специалистов.

УДК 539.18(076.5)

ББК 22.386.15

© Коллектив авторов, 2005–2022

Оглавление

Введение	4
В1 Эффект Комптона и рэлеевское рассеяние	4
В2 Сцинтилляционный спектрометр	7
Список литературы	13
Задача № 11. Эффект Комптона. Сцинтилляционный γ-спектрометр.	14
1 Взаимодействие γ-излучения с веществом	14
1.1 Оценка сечения комптоновского рассеяния . . .	18
2 Описание экспериментальной установки	19
3 Порядок выполнения работы	23
3.1 Постановка эксперимента	23
3.2 Порядок работы с аппаратурой	26
3.3 Задание	27
Список литературы	28
Задача № 20. Эффект Комптона. Двухфотонная аннигиля- ция позитронов.	29
1 Позитрон и позитроний	29
2 Аннигиляция	32
2.1 Влияние законов сохранения на процесс двухфо- тонной аннигиляции	33
2.2 Диаграммы Фейнмана	36
3 Описание установки	39
4 Порядок выполнения работы	41
Список литературы	42
Приложение 1. Схемы распада ядер ^{22}Na и ^{44}Ti	43

Введение

В1 Эффект Комптона и рэлеевское рассеяние

Рассеяние рентгеновских и γ -лучей в веществе относится к числу явлений, в которых проявляется двойственная природа излучения. Изученное А. Комптоном [1] 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 появлением 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 (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. В1).

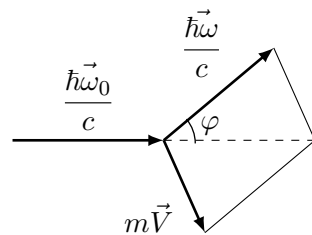


Рис. В1. Диаграмма импульсов

Исходя из данной схемы взаимодействия (рис. В1), напомним законы сохранения энергии и импульса [2]:

$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega + (mc^2 - m_0c^2) \\ p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos \varphi, \\ \vec{p}_e = m\vec{V} \end{cases} \quad (\text{B1})$$

где \hbar – постоянная Планка; m_0 – масса покоя электрона; ω_0, ω – 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:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda (1 - \cos \varphi), \quad (\text{B2})$$

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 возрасти. 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 законах 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, переходят в «возбужденное» состояние, а затем, возвращаясь 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, (следовательно, и сечение¹) 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; 4]. 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.

В2 Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации γ -квантов часто используются сцинтилляционные детекторы.

Когда гамма-квант попадает в детектор, то образуются заряженные частицы в результате трех процессов: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования электрон-позитронных пар. В сцинтилля-

¹Сечение процесса характеризует вероятность данного процесса взаимодействия (соударения) между частицами [3].

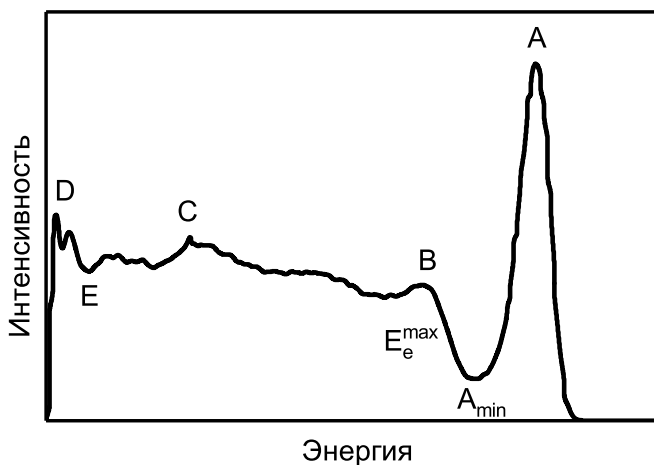


Рис. В2. Распределение импульсов γ -спектрометра со сцинтиллятором NaI от монохроматического (662 кэВ) γ -источника по энергиям. А – пик полного поглощения; В-Е – электроны отдачи; С – пик обратного рассеяния; D – пики, связанные с рентгеновским излучением защиты источника или многократным рассеянием в ней; E_e^{max} – максимальная энергия, передаваемая в результате комптоновского рассеяния.

торах при прохождении через них заряженных частиц возникают световые вспышки. Интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

На рис. В2 приведено типичное распределение импульсов по величине амплитуды, получаемое на выходе γ -спектрометра со сцинтиллятором NaI от монохроматического (662 кэВ) γ -источника.

Непрерывное распределение импульсов между точками В и Е создается электронами отдачи, возникающими при комптоновском рассеянии γ -кванта с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла (сцинтиллятора). Сравнительно резкий край спектра со стороны высоких амплитуд (энергий) обуславливается тем, что функция распределения электронов отдачи по энергиям заметно

возрастает вблизи максимальной энергии электронов отдачи, после чего падает до нуля; этот край определяется, следовательно, максимальной энергией E_e^{max} , которую может передать фотон.

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

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2} (1 - \cos \varphi)}, E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'}, \quad (B3)$$

где E_{γ} и $E_{\gamma'}$ – энергии γ -квантов до и после рассеяния, E_e – энергия фотоэлектрона, m_0c^2 – энергия покоя электрона, φ – угол рассеяния γ -кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$):

$$E_e^{max} = E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2} (1 - \cos \varphi)} = \frac{2E_{\gamma}^2}{m_0c^2 + 2E_{\gamma}}. \quad (B4)$$

Пик **C** («пик обратного рассеяния») обусловлен γ -излучением, которое подверглось комптоновскому рассеянию в материале защиты радиоактивного источника и ФЭУ под углом 180° и возвратилось в кристалл NaI с последующим полным поглощением.

В низкоэнергетической части спектра могут наблюдаться пики (например, пик **D**), связанные с рентгеновским излучением в материале защиты или многократным рассеянием в нем γ -квантов.

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

$$E_e = E_{\gamma} - E_b - E_r, \quad (B5)$$

где E_{γ} – энергия γ -кванта, E_b – энергия связи электрона и E_r – энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь. Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмисси-

ей 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 γ -кванта передается электронам

$$E_{\gamma} = \sum E_e, \quad (B6)$$

и в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой пропорциональна энергии γ -кванта. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик, называемый «фотопиком».

В детекторах большого объема часть рассеянных γ -квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного γ -кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик обычно называют «пиком полного поглощения» (пик А).

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии γ -квантов больших $2m_0c^2 = 1022$ кэВ. При этом вся энергия γ -кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглощаются в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии γ -кванта и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может проаннигилировать. При этом образуются два γ -кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных γ -квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то суммарная энергия, поглощенная в детекторе, будет $(E_{\gamma} - 511$ кэВ). Такие события вносят вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных γ -кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета $(E_{\gamma} - 1022$ кэВ).

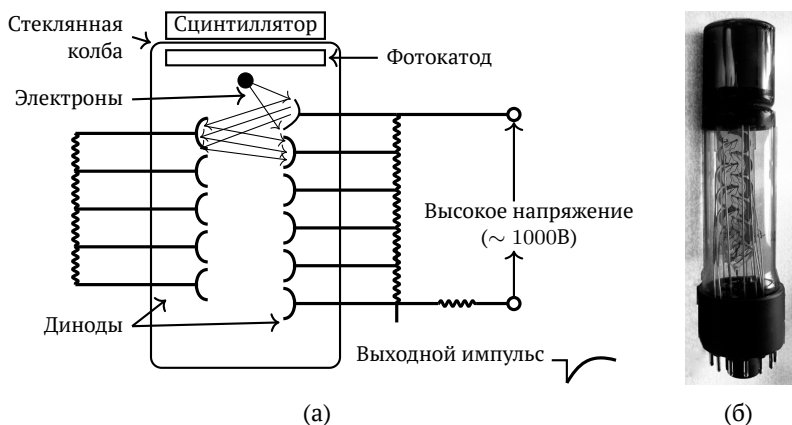


Рис. В3. (а) Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокаатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). (б) Фотография ФЭУ.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис. В3). Для регистрации γ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют процессы 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 из возбужденных состояний сцинтиллятора на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего γ -кванта в большое количество вторичных γ -квантов низких энергий – фотонов флуоресценции.

Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка γ -квантов вторичные фотоны попадают на фотокатод ФЭУ [5]. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего электрода, нескольких динодов и анода. Световые кванты, попадающие на фотокатод, выбивают фотоэлектроны. Поток фотоэлектронов с катода попадает на первый динод. Усиленный в n раз в результате вторичной электронной эмиссии, ток вторичных электронов попадает на второй динод; затем, усиленный еще в n раз, на третий динод и т.д. Конфигурация электрического поля, необходимая для того, чтобы электроны с одного динода попадали на другой, обеспечивается соответствующей формой последних, а необходимая энергия вторичных электронов – соответствующим потенциалом на динодах. С последнего, N -го динода снимается сигнал, усиленный в n^N раз, т.е. коэффициент усиления k множителя равен

$$k = Qn^N, \quad (B7)$$

где Q – численный коэффициент ~ 1 .

Этот поток электронов улавливается анодом. Сильная зависимость коэффициента усиления k фотоумножителя от ускоряющего напряжения обуславливает необходимость хорошей стабилизации его источника питания, поэтому

$$k \cong \Theta U^N, \quad (B8)$$

где $\Theta = \text{const}$, а U – ускоряющее напряжение. ФЭУ – линейный прибор: амплитуда электрического сигнала с ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки. Время пролета электронов в ФЭУ из-за разброса их начальных скоростей и различия в длинах их траекторий испытывает значительные отклонения от среднего. Импульс с ФЭУ растянут до $10^{-9} \dots 10^{-8}$ с, т.е. ФЭУ обладает конечным временем разрешения. Сцинтилляционная вспышка, попав на катод ФЭУ,

приводит к появлению на его аноде импульса тока, который может быть зарегистрирован и измерен при помощи специальной электронной аппаратуры. Число сцинтилляционных вспышек в сцинтилляторе, а следовательно, число импульсов тока в ФЭУ, пропорционально числу падающих на него γ -квантов (интенсивности потока). Таким образом, подсчитывая число импульсов с сцинтилляционного счетчика, можно определить интенсивность пучка γ -лучей. Однако сцинтилляционный счетчик можно использовать и в качестве сцинтилляционного γ -спектрометра. Действительно, поскольку амплитуда импульса тока в случае линейного режима работы ФЭУ пропорциональна интенсивности сцинтилляции, которая, в свою очередь, пропорциональна энергии γ -кванта, поглощенного в веществе синциллятора, то, анализируя с помощью специальной электронной аппаратуры амплитуду импульсов с детектора, можно получить представление об энергии γ -квантов в пучке.

Список литературы

1. *Compton A. H.* A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements // *Phys. Rev.* — 1923. — Vol. 21, issue 5. — P. 483–502. — DOI: 10.1103/PhysRev.21.483.
2. *Шпольский Э. В.* Атомная физика. Т. 1. — М. : Наука, 1974.
3. *Месси Г., Бархон Е.* Электронные и ионные столкновения / под ред. С. М. Осовец. — М. : Изд-во иностр. лит., 1958. — С. 604.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. Т. 2. — 9-е изд. — М. : Физматлит, 2020. — (Теоретическая физика). — ISBN 978-5-9221-1568-1.
5. *Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М.* Электронные умножители. — М. : Гостехиздат, 1957.

Задача № 11. Эффект Комптона. Сцинтилляционный γ -спектрометр.

1 Взаимодействие γ -излучения с веществом

При прохождении γ -лучей через вещество, наряду с рассеянием γ -квантов на свободных и связанных электронах (комpton-эффект и когерентное рассеяние, соответственно), могут происходить и другие процессы их взаимодействия с веществом. К таким процессам относятся: фотоэффект, фотоядерное поглощение, рассеяние на ядрах, образование пар электрон-позитрон в кулоновском поле ядра, электрона и других частиц [1]. Вероятность того или иного процесса сложным образом зависит от энергии γ -квантов и природы вещества. Как отмечалось в разделе В1, сечение когерентного рассеяния пропорционально Z^2 и быстро убывает с ростом энергии γ -квантов. Сечение комптоновского рассеяния, напротив, слабо зависит от Z (рассеяние на свободном электроне) и приблизительно обратно пропорционально энергии γ -лучей.

Фотоэлектроны могут быть вырваны γ -квантами из любой оболочки атома (K , L , M и т.д.), но свободный электрон не может поглотить фотон, поскольку для сохранения импульса и энергии необходимо третье тело, например, ядро.

Установлено, что наибольший вклад ($\sim 80\%$) в фотоэффект дает K -оболочка, при условии, что энергия фотонов больше энергии связи K -электронов с ядром. Сечение фотоэффекта быстро возрастает с увеличением атомного номера элемента, как $Z^4 \dots Z^5$; кроме того, оно падает с ростом энергии γ -лучей как $(\hbar\omega)^{-3}$ при $\hbar\omega < 0,2$ МэВ или как $(\hbar\omega)^{-1}$ при $\hbar\omega < 0,5$ МэВ.

Как отмечалось в разделе В2, если энергия γ -лучей $\hbar\omega > 1,02$ МэВ, то возможен процесс рождения электрон-позитронной пары. Рождение пары может происходить при взаимодействии γ -кванта либо с полем ядра, либо с полем электрона. Причем в случае $\hbar\omega < 10$ МэВ сечение образования пар в кулоновском поле электрона в 10^3 раз меньше сечения их образования в поле ядра. Сечение образования пар в поле ядра быстро растет с ростом $\hbar\omega$, а затем стремится к некоторому постоянному значению, отличающемуся для веществ с различным Z . С ростом Z сечение рождения пар в поле ядра растет как Z^2 . Порог образования пар зависит от массы частицы, в поле которой образуется пара. Так, в поле ядра порог равен 1,02 МэВ, а в поле электрона – 2 МэВ, что обусловлено законом сохранения импульса.

Заметим, что указанные выше процессы взаимодействия излучения с веществом (фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение пар) приводят к возникновению быстрых электронов.

Процессы взаимодействия γ -лучей с атомными ядрами (комптоновское рассеяние на ядре, когерентное рассеяние на ядре и др.) существенны при высоких энергиях γ -излучения (больше 10...30 МэВ).

Все приведенные процессы прохождения γ -лучей через вещество приводят к их частичному поглощению и рассеянию. Интенсивность пучка γ -квантов после прохождения слоя вещества толщиной x определяется соотношением²:

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность падающего пучка (в точке $x = 0$); n – число атомов в 1 см^3 вещества, σ – полное сечение поглощения γ -квантов,

²Отметим, что закон ослабления пучка γ -квантов справедлив для не очень больших толщин вещества, то есть для случая, когда вероятностью многократного взаимодействия можно пренебречь.

а величина

$$\mu = n\sigma \quad (2)$$

называется линейным коэффициентом поглощения.

Полное сечение поглощения γ -квантов σ можно переписать в следующем виде:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{р}} + \sigma_{\text{п}} + \sigma_{\text{фр}}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$, $\sigma_{\text{р}}$, $\sigma_{\text{п}}$, $\sigma_{\text{фр}}$ – сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, рэлеевского рассеяния, образования пар и фоторасщепления ядер, соответственно.

Поскольку каждое из слагаемых в (3), как указывалось выше, сложным образом зависит от энергии γ -лучей и природы вещества (Z), то полное сечение σ взаимодействия γ -квантов с веществом, а следовательно, и линейный коэффициент поглощения μ сложным образом зависят от природы вещества и от длин волн рентгеновских лучей. При этом относительная роль отдельных слагаемых в (3) в зависимости от энергии γ -лучей и рода вещества (Z) может сильно меняться. Так, в свинце фотоэффект является доминирующим процессом вплоть до энергий 500 кэВ, что объясняется большим значением Z свинца и сильной зависимостью от Z сечения фотоэффекта. В интервале энергий $0,5 \text{ МэВ} < \hbar\omega < 5 \text{ МэВ}$ определяющим процессом является эффект Комптона. Начиная с 5 МэВ, в свинце преобладает процесс рождения пар (его сечение $\sim Z^2$). Таким образом, с большой точностью можно положить:

$$\mu = \sigma n = \sigma_{\text{к}} n + \sigma_{\text{ф}} n + \sigma_{\text{п}} n = \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{п}}, \quad (4)$$

где $\mu_{\text{к}}$, $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{п}}$ – линейные коэффициенты поглощения для эффекта Комптона, фотоэффекта, образования пар, соответственно (рэлеевское рассеяние вносит незначительный вклад в ослабление γ -лучей

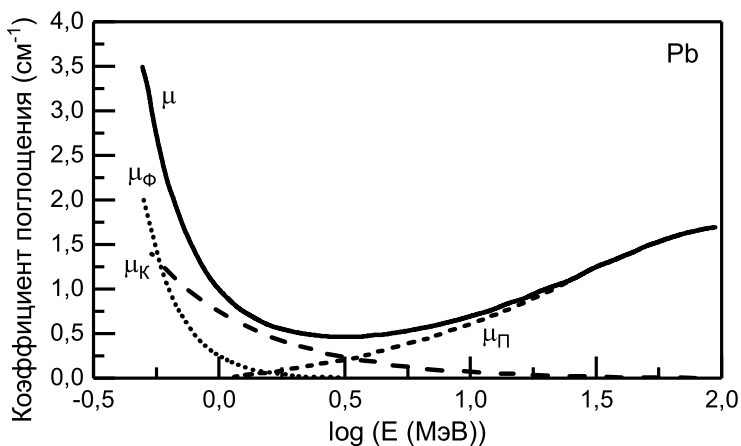


Рис. 1. Зависимость линейного коэффициента поглощения γ -лучей для свинца

в свинце). На рис. 1 приведены кривые зависимости линейных коэффициентов поглощения указанных процессов и полного коэффициента поглощения от энергии γ -лучей для свинца.

Из рисунка видно, что при малых энергиях γ -квантов $\hbar\omega$ поглощение (полное сечение) быстро уменьшается при увеличении $\hbar\omega$, так как быстро уменьшается вероятность фотоэффекта. При энергии 3...4 МэВ оно минимально, а затем при больших энергиях поглощение вновь увеличивается вследствие процесса рождения пар, который с ростом энергии квантов становится преобладающим. В области энергий 0,5...4 МэВ наиболее существенным является эффект Комптона.

Из вышеизложенного следует, что экспериментально эффект Комптона проявляется наиболее отчетливо, если использовать:

- легкие элементы в качестве рассеивателя;
- γ -лучи с энергией от нескольких сотен кэВ до 2...3 МэВ.

1.1 Оценка сечения комптоновского рассеяния

Сцинтилляционный γ -спектрометр позволяет оценить сечение процесса комптоновского рассеяния. В предлагаемом варианте опыта такая оценка носит весьма приближенный характер, обусловленный методическими трудностями. Из формул (1) и (4) следует, что при энергии γ -источника (662 кэВ) при прохождении γ -квантов через вещество (например, NaI) ослабление потока γ -квантов будет происходить в основном из-за двух процессов: фотоэффекта и комптоновского рассеяния, т.е.

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} \quad (5)$$

Величина $\mu_{\phi} = \sigma_{\phi}n$, где σ_{ϕ} – сечение процесса фотоэффекта, характеризует вероятность фотопоглощения γ -кванта в результате взаимодействия с атомами вещества (со связанными электронами); n – число атомов в 1 см³ вещества. Если мы рассматриваем сцинтиллятор толщиной L , то вероятность процесса фотопоглощения γ -кванта в сцинтилляторе W_{ϕ} равна

$$W_{\phi} = \sigma_{\phi}nL. \quad (6)$$

Это соотношение справедливо в предположении, что $\sigma_{\phi}nL \ll 1$ или $L \ll \lambda = 1/\sigma_{\phi}n$, где λ – длина пробега γ -кванта для процесса фотопоглощения.

С другой стороны, величина W_{ϕ} равна

$$W_{\phi} = \frac{I_{\phi}}{I_0}, \quad (7)$$

где I_{ϕ} количество γ -квантов, испытавших фотопоглощение в объеме сцинтиллятора, а I_0 – количество γ -квантов, падающих на сцинтил-

лятор. Приравнивая правые части (6) и (7), получим:

$$\sigma_{\Phi} = \frac{I_{\Phi}}{I_0 n L} = \frac{S_{\Phi}}{S_0 n L}, \quad (8)$$

где L – линейный размер сцинтиллятора, находящегося под пучком, совпадающим с его диаметром в случае цилиндрической формы. Определяя в эксперименте величины S_0 – площадь (интеграл) дифференциального спектра (см. рис. В2), пропорциональную I_0 (т.е. площадь под всей кривой), и S_{Φ} – площадь (интеграл) части дифференциального спектра под пиком полного поглощения, от A_{min} вправо в сторону больших энергий, пропорциональную I_{Φ} , можно, используя соотношение (8), оценить сечение фотопоглощения.

Сечение комптоновского рассеяния на атоме (молекуле) можно оценить с помощью аналогичного (8) соотношения:

$$\sigma_{\kappa} = \frac{I_{\kappa}}{I_0 n L} = \frac{S_{\kappa}}{S_0 n L}, \quad (9)$$

где S_0 – площадь (интеграл) дифференциального спектра, пропорциональная I_0 , а S_{κ} – площадь (интеграл) части дифференциального спектра от A_{min} до E , пропорциональная I_{κ} .

2 Описание экспериментальной установки

Исследование эффекта Комптона будет заключаться в проверке соотношения (В2). Поэтому эксперимент следует поставить в соответствии со схемой, изображенной на рис. В1. Для осуществления такого эксперимента необходимо иметь:

1. хорошо коллимированный источник монохроматических γ -лучей;
2. детектирующее устройство, позволяющее измерять длину волны первичного и рассеянного излучений;

3. вещество-рассеиватель, на электронах которого происходит комптоновское рассеяние.

В классической схеме опыта, осуществленного Комптоном, использовалась рентгеновская трубка с молибденовым анодом (источник), графит (рассеиватель) и рентгеновский спектрограф на основе ионизационной камеры. В настоящее время эта схема представляется достаточно громоздкой. В данной задаче для исследования эффекта Комптона применяется метод сцинтилляционного γ -спектрометра. В качестве источника γ -лучей используют радиоактивный изотоп ^{137}Cs , в качестве рассеивателя – органический кристалл стильбен, а для детектирования излучения применяется сцинтилляционный счетчик.

Блок-схема установки, предназначенной для выполнения данной работы, изображена на рис. 2.

Радиоактивный источник ^{137}Cs (1) испускает γ -лучи с энергией 662 кэВ, т.е. в оптимальном диапазоне для наблюдения эффекта

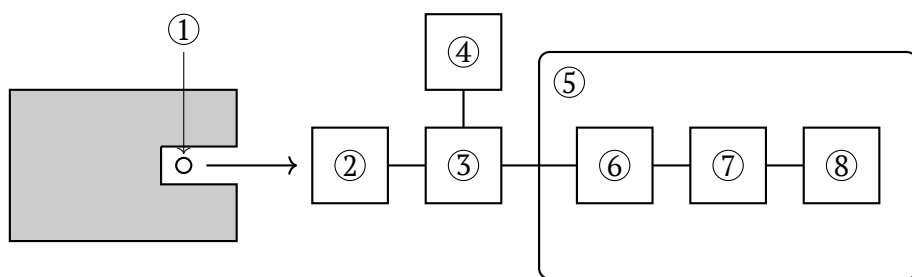


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

1 – радиоактивный источник (экранированный свинцом); 2 – рассеиватель; 3 – сцинтилляционный γ -детектор (кристаллы NaI и ФЭУ); 4 – блок питания детектора; 5 – электронное устройство, состоящее из катодного повторителя (6), амплитудного анализатора (7) (многоканальная плата) и компьютера (8).

Комптона, и рентгеновское излучение (~ 30 кэВ); оно поглощается в материале защиты источника.

Рассеиватель из стибьбена (2) – органическое вещество, состоящее из атомов углерода и водорода (малые Z). Атомы этих элементов имеют малые энергии ионизации и при энергиях фотонов $\sim 0,6 \dots 0,7$ МэВ их электроны можно рассматривать как свободные, т.е. γ -лучи будут рассеиваться главным образом на «свободных» электронах (эффект Комптона будет доминировать над когерентным рассеянием).

Сцинтилляционный γ -счетчик (3) предназначен для измерения интенсивности потока γ -квантов и исследования спектрального состава γ -излучения. Основными его элементами являются рабочее вещество – сцинтиллятор, в котором γ -кванты вызывают вспышку люминесценции, и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), преобразующий вспышку в импульс электрического тока.

При прохождении γ -квантов через вещество из-за взаимодействия их с атомами сцинтиллятора при некоторых процессах возникают быстрые электроны, ядра отдачи и т. д. Эти «вторичные» частицы, двигаясь в веществе, теряют свою энергию, расходуя ее на ионизацию и возбуждение атомов среды. Излучение возбужденных атомов может поглощаться в том же веществе. В люминесцирующих средах значительная часть его выходит из среды – излучается веществом в виде световой вспышки. Среди характеристик сцинтиллятора основными являются световой выход и время высвечивания. Световой выход – это отношение энергии световой вспышки к энергии, теряемой γ -квантом в сцинтилляторе. Для обычно применяемых сцинтилляторов он лежит в пределах $\sim 1 \dots 25\%$. Однако, этого еще недостаточно, чтобы использовать вещество в качестве сцинтиллятора. Для того, чтобы зарегистрировать вспышку све-

та, необходимо, чтобы световые кванты вышли из вещества. Отношение световой энергии, вышедшей из вещества, к энергии, потерянной в нем γ -квантами, называют техническим выходом. Технический выход зависит от прозрачности вещества, его толщины, состояния поверхности и т.д. В большинстве случаев интенсивность вспышки I с течением времени t изменяется по закону [1]:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (10)$$

где τ – время высвечивания, т.е. время, в течение которого интенсивность вспышки уменьшается в e раз.

При использовании сцинтиллятора в счетчике к нему предъявляют следующие требования:

1. световой выход должен быть достаточно велик;
2. сцинтиллятор должен быть прозрачным для света собственной люминесценции;
3. спектр люминесценции сцинтиллятора должен лежать в области высокой чувствительности фотокатода ФЭУ;
4. сцинтиллятор должен обладать малым временем высвечивания, что необходимо для создания малоинерционного счетчика.

В таблице 1 приведены значения основных характеристик различных сцинтилляторов. В данной работе применяются кристаллы NaI (иодид натрия).

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – электровакуумный прибор, описанный ранее (в разделе В2).

Как отмечалось ранее, импульсы тока на выходе ФЭУ различаются по амплитуде в зависимости от того, какая доля энергии γ -кванта, попадающего в сцинтиллятор, поглощается в нем с выделением световой вспышки. Для того, чтобы получить спектр энергий, выделен-

Сцинтиллятор	Плотность вещества	Световой выход	Время высвечивания
Стильбен $C_{14}H_{12}$	1,16 г/см ³	2,8	$(3 \dots 7) \cdot 10^{-9}$ с
NaI	3,67 г/см ³	8,0	$2,5 \cdot 10^{-7}$ с
CsI	4,51 г/см ³	3,6	$1 \cdot 10^{-6}$ с

Таблица 1: Основные характеристики сцинтилляторов

ных в веществе сцинтиллятора, необходимо, во-первых, определить спектр этих импульсов, т.е. частоту повторения импульсов данной амплитуды в зависимости от величины амплитуды и, во-вторых, установить связь между амплитудой импульсов и энергией γ -кванта. Остановимся теперь на роли и принципе действия **электронного устройства**, используемого в данном спектрометре. Эту функцию выполняет электронное устройство являющееся амплитудным дискриминатором в виде 10-разрядного АЦП, обеспечивающего разбиение спектра на 1024 канала. Емкость каждого канала 2^{16} . Таким образом, данное электронное устройство обеспечивает:

1. преобразование импульсов тока ФЭУ в импульсы напряжения, достаточные для срабатывания амплитудного анализатора;
2. автоматический отбор импульсов, принадлежащих интервалу амплитуд $V_n \dots V_{n+1}$ для каждого канала (в случае нахождения дифференциального спектра).

3 Порядок выполнения работы

3.1 Постановка эксперимента

В эксперименте предполагается следующее:

1. Получить дифференциальный спектр импульсов при прямом (без рассеивателя) попадании γ -излучения от источника на детектор. Этот спектр, как отмечалось выше, по существу воспроизводит

спектр энергий электронов-фотоэлектронов и электронов отдачи. Определить на спектре пик фотоэлектронов – пик полного поглощения. В предположении, что амплитуда импульса пропорциональна энергии γ -кванта и что пик полного поглощения соответствует энергии 662 кэВ, провести градуировку амплитуд.

2. Величина комптоновского сдвига не зависит от природы рассеивающего вещества. На дифференциальном спектре импульсов, полученном без рассеивателя, можно определить положение «пика обратного рассеяния» и, пользуясь градуировкой кэВ/В, вычислить соответствующую ему энергию. Как было отмечено выше, «пик обратного рассеяния» обусловлен комптоновским рассеянием γ -лучей в веществе защиты источника на 180° . Таким образом, энергия «пика обратного рассеяния» равна энергии γ -квантов, подвергнувшихся комптоновскому рассеянию на 180° . Вычислив соответствующие значения λ и $\Delta\lambda$, также проводят сравнение с теоретическим $\Delta\lambda_{180^\circ}$, определенным по формуле (B2). Используя формулу (B4), проверить выполнение закона сохранения энергии.

3. Если между источником и детектором поместить рассеиватель и повернуть детектор на угол к линии, соединяющей источник и рассеиватель, то на детектор будут падать γ -кванты, имеющие в соответствии с формулой (B2) меньшую энергию. Их энергию можно измерить по положению пика полного поглощения в дифференциальном спектре импульсов (с учетом градуировки амплитуд, проведенной в п. 1). Следует отметить, что интенсивность γ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние на угол φ , уменьшается с увеличением угла φ . Если при этом учесть, что относительная среднестатистическая ошибка в определении числа импульсов I пропорциональна $1/\sqrt{I}$, то для того, чтобы обеспечить хорошую точность при снятии дифференциального спектра, необходимо при малой интенсивности

потока фотонов сильно увеличить время измерений. В данной работе предлагается:

- (а) проводить измерения для углов (по указанию преподавателя)
 $\varphi = 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$;
- (б) вычислить энергию γ -квантов, рассеянных под углами, пользуясь градуировкой кэВ/В;
- (в) вычислить длину волны γ -лучей, получаемых от источника и рассеивателя под углами. Определить экспериментальную величину комптоновского смещения $\Delta\lambda$ и сравнить с теоретическим, вычисленным по формуле (B2).

4. Измерение энергии электромагнитного излучения с помощью сцинтилляционных γ -спектрометров относится к категории высокоточных. Тем не менее, это справедливо только в том случае, когда выполняются определенные условия (диафрагмы, расположение источника и детектора, защита детектора и т.д.), позволяющие уменьшить ошибки, связанные с конечными размерами пучка γ -излучения. В случае измерения энергии γ -лучей в установке, аналогичной используемой в данной задаче, ошибка складывается из:

- (а) статистической ошибки, определяемой количеством зарегистрированных событий I , и пропорциональной $1/\sqrt{I}$;
- (б) ошибки за счет чувствительности детектирующего устройства;
- (в) ошибки, связанной с геометрией опыта (установки).

Расчеты показывают, что за счет первых двух причин ошибка в определении энергии в нашей установке (условиях опыта) не превышает 10%; с учетом третьей причины при измерении энергии рассеянных, например, под углом 45° γ -квантов суммарная ошибка составляет $\sim 20\%$.

5. Оценить сечение фотоэффекта в NaI. Для этого нужно определить число γ -квантов, падающих на детектор S_0 , и число γ -квантов,

взаимодействовавших с веществом сцинтиллятора (NaI) с выделением фотоэлектронов S_{ϕ} . Подставив величины S_0 и S_{ϕ} в формулу (8), вычислить σ_{ϕ} (значение L см. в паспорте задачи). Величина S_{ϕ} представляет собой (приблизительно) площадь под «пиком полного поглощения» на дифференциальном спектре γ -квантов (полученном без рассеивателя), ограниченная двумя точками (см. рис. В2): точкой слева от «пика полного поглощения» A_{min} и окончанием спектра.

6. Оценить эффективное сечение комптоновского рассеяния в NaI. Для этого нужно определить число γ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние в веществе S_k . Эта величина приблизительно равна площади под кривой (см. рис. В2), ограниченной точкой С, соответствующим максимуму «пика обратного рассеяния», и точкой E_e^{max} . По формуле (9), зная S_0 из предыдущего пункта, можно оценить σ_k .

3.2 Порядок работы с аппаратурой

Источником γ -квантов служит ампула с радиоактивным изотопом ^{137}Cs . В рабочем положении ампула находится на уровне коллимационного отверстия, которое может быть закрыто свинцом. Кристалл стильбена располагается на подставке. Кристалл может быть убран по мере необходимости. Детектор состоит из кристалла сцинтиллятора (NaI) и ФЭУ, смонтированных вместе и закрытых защитным кожухом. В одном блоке с детектором смонтирован катодный повторитель. Работа начинается с подачи высокого напряжения от блока высоковольтного питания на ФЭУ. Для этого следует включить тумблер «сеть» и дать прибору прогреться в течение 15 мин. Затем включить тумблер «высокое напряжение» и поставить переключатель «напряжение входа» в положение «вкл». Далее с помощью кнопки

«сетью» электронного устройства подать напряжение на многоканальную плату. Включить компьютер и монитор.

Описание работы с программным обеспечением размещено на рабочем месте.

3.3 Задание

1. Получить дифференциальный спектр прямого потока γ -квантов. Для этого:

1. Убрать кристалл стильбена с подставки. *При этом необходимо исключить попадание γ -лучей на руки, для чего коллимационное отверстие должно быть закрыто свинцовой защитой!*

Поставить детектор под прямой поток γ -квантов. Затем убрать свинцовую защиту с коллимационного отверстия. После этого приступить к непосредственному снятию дифференциального спектра.

2. На дифференциальном спектре определить «пик полного поглощения», найти номер канала $V_{\text{полн}}$, соответствующий «пику полного поглощения». Пользуясь тем, что энергия γ -квантов ^{137}Cs равна $E_\gamma = \hbar\omega = 662$ кэВ, определить коэффициент пропорциональности

$$R = E_\gamma/V = (662/V). \quad (11)$$

3. Найти положение «пика обратного рассеяния» $V_{\text{обр}}$ и, с помощью вычисленного в п. 2 значения R , определить сначала значение $E_{180^\circ} = R \cdot V_{\text{обр}}$, а затем комптоновский сдвиг $\Delta\lambda_{180^\circ}$; сравнить полученный результат с теоретическим.

4. Определить энергию E_k края «комптоновского рассеяния» (точка E_e^{max} на рис. В2 – точка перегиба).

5. Используя данные пунктов 3 и 4, проверить закон сохранения энергии.

II. Оценить сечения процессов комптоновского рассеяния и фотопоглощения.

1. Из дифференциального спектра, полученного в разделе I, можно определить площади под пиком фотопоглощения и под той частью кривой, которая соответствует комптоновскому рассеянию и, соответственно, оценить сечение фотопоглощения и комптоновского рассеяния. Определить площадь под всей кривой.

2. Используя формулу (8), оценить сечение фотопоглощения в NaI.

3. По формуле (9) оценить сечение комптоновского рассеяния.

III. Получить дифференциальные спектры γ -квантов под углами $\varphi = 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$.

1. Повернуть детектор под углом φ к линии, соединяющей источник и рассеиватель. На подставку поставить рассеиватель (кристалл стибена). Установить необходимое время экспозиции (указано на установке). Получить дифференциальный спектр под углом φ (аналогично пункту I): определить положение максимума «пика полного поглощения» (V). Пользуясь коэффициентом R , определенным по формуле (11), вычислить E_φ , а также соответствующие длины волн λ_φ и комптоновское смещение $\Delta\lambda_\varphi$, соответствующее углу рассеяния φ .

2. Величины комптоновского смещения, вычисленные в п. 1, сравнить с теоретическими.

3. Построить график зависимости $1/E_\varphi$ от $(1 - \cos \varphi)$.

Список литературы

1. *Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М. : Атомиздат, 1970.

Задача № 20. Эффект Комптона. Двухфотонная аннигиляция позитронов.

Целью работы является наблюдение двухфотонной e^+e^- -аннигиляции. Экспериментальными доказательствами явления аннигиляции 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. П. Дираком релятивистского волнового уравнения³ 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 позитрон. Элек-

³ $i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc\psi = 0$ в ковариантном виде для свободной частицы

трон и позитрон имеют одинаковые значения массы, спина и противоположные по знаку заряд и магнитный момент. Экспериментально позитрон был обнаружен в 1932 г. К. 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 γ -кванты.

В 1949 г. Д. Шерер и М. 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 приведенная 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.

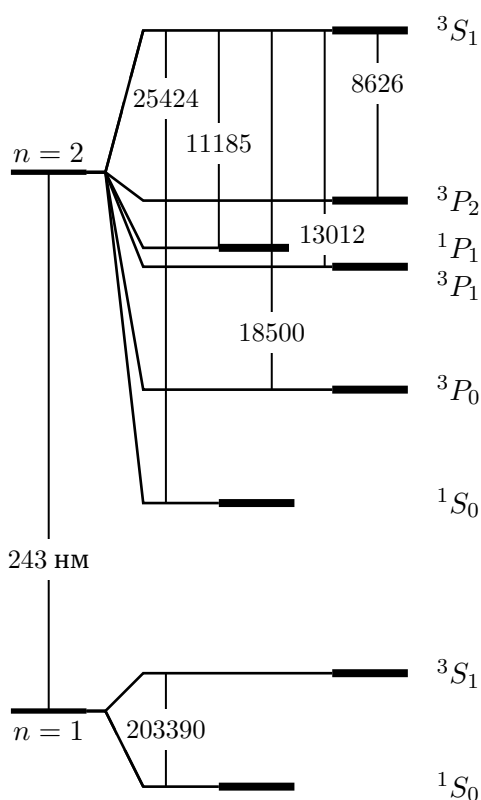


Рис. 1. Схематическая диаграмма нижних уровней Ps. Разница между субуровнями приведена в МГц. Указана длина волны Лаймана между $n = 1$ и 2 [1].

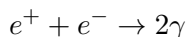
Существуют два основных состояния позитрония: триплетное (ортопозитроний) ${}^3\text{Ps}$ (o-Ps) с параллельными спинами электрона и позитрона, и синглетное (парапозитроний) ${}^1\text{Ps}$ (p-Ps), в котором спины электрона и позитрона антипараллельны. Полный момент ортопозитрония $J_{o\text{-Ps}} = 1$, причем здесь возможны три подсостояния, различающиеся магнитными квантовыми числами $m = +1, 0, -1$. Для парапозитрония $J_{p\text{-Ps}} = 0$ 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

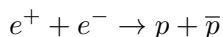
Одним из ярких свойств взаимодействия частиц и античастиц, является процесс аннигиляции.

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:



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



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. Попав 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 ско-

рости:

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2 c}{v} = \frac{7,48 \cdot 10^{-15}}{v} \text{ см}^3,$$

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_{γ_1} , E_{γ_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 $AB = AK' + K'B$. Нетрудно догадаться, что точка K' лежит на эллипсе.

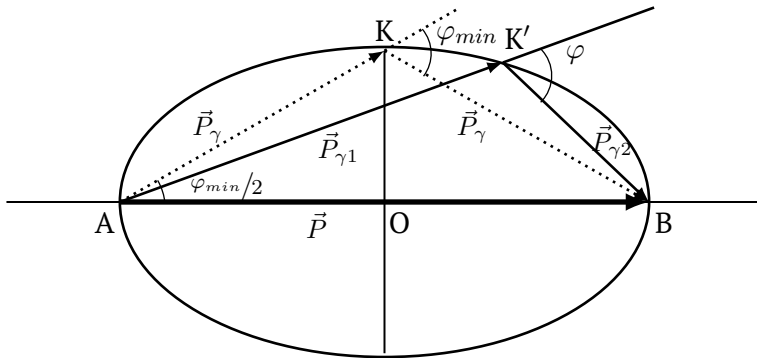


Рис. 2. Векторная диаграмма

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 $OK = P_\gamma$.

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:

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

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

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 квази-монохроматических γ -квантов высокой энергии.

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

Возможна ли аннигиляция $e^+ e^-$ с образованием трех и более 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

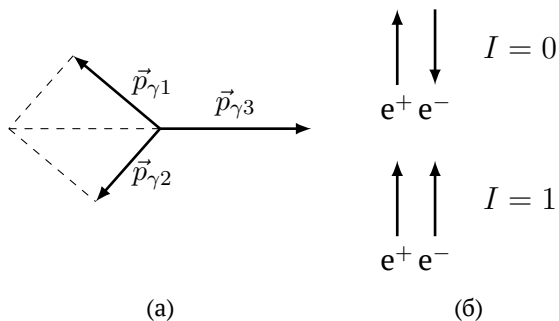


Рис. 3. (а) Векторная диаграмма импульсов в случае трехфотонной аннигиляции. (б) Возможные значения полного спина системы e^+e^- .

(рис. 3а). Спин фотона равен 1. Суммарный спин трех фотонов определяется следующим соотношением:

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

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 опи-

сания таких процессов Р. Фейнманом был разработан метод диаграммной техники [2]. 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 концы 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 позитро-

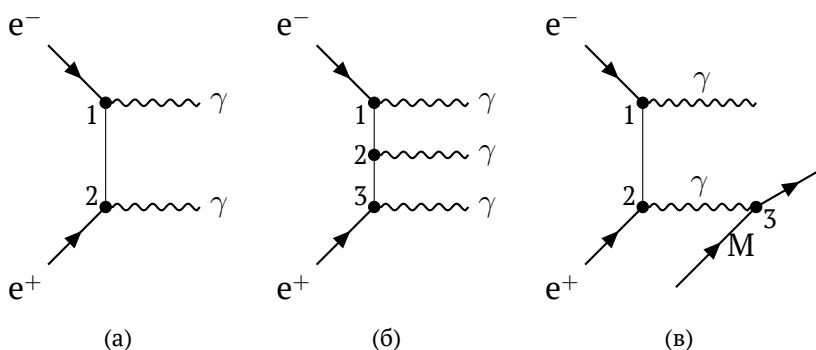


Рис. 4. Диаграммы Фейнмана для процесса аннигиляции пары e^+e^- : (а) двухфотонная аннигиляция; (б) трехфотонная аннигиляция; (в) однофотонная аннигиляция.

ном. 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. Таким образом, оно будет 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, изображенных на рис. 4, можно сказать, что сечение двухфотонной аннигиляции примерно на два порядка больше сечения трехфотонной аннигиляции:

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

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 еще 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 дополни-

тельный множитель равен по порядку α^3 , и однофотонная аннигиляция происходит реже трехфотонной.

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

3 Описание установки

Блок-схема установки приведена на рис.5 и 6. Шесть фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) со сцинтилляторами (кристаллами CsI, иодид цезия) стационарно закреплены попарно друг напротив друга по периметру цилиндрической камеры, обеспечивающей радиационную защиту.

В центре располагается источник позитронов – ^{22}Na или ^{44}Tl активностью около 50 килобеккерелей. Схемы распада ядер ^{22}Na или ^{44}Tl приведены в приложении 1. Кроме позитронов эти источники испускают и γ -кванты: 1274,6 кэВ (^{22}Na), 1157 кэВ+рентген (^{44}Tl). Источники закрыты двухмиллиметровым слоем металла (^{44}Tl – медью,

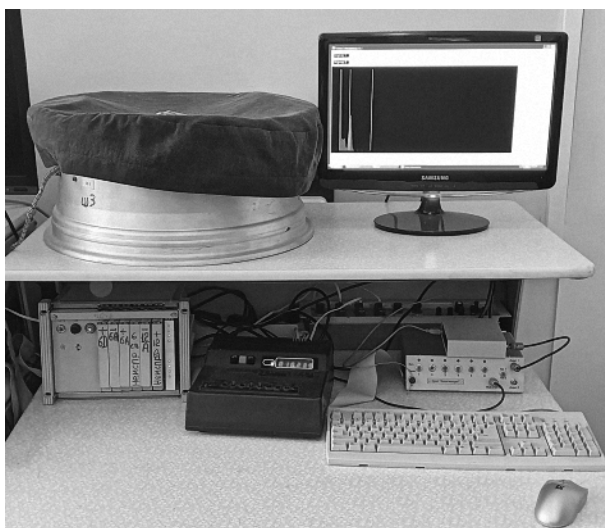


Рис. 5. Фотография установки.

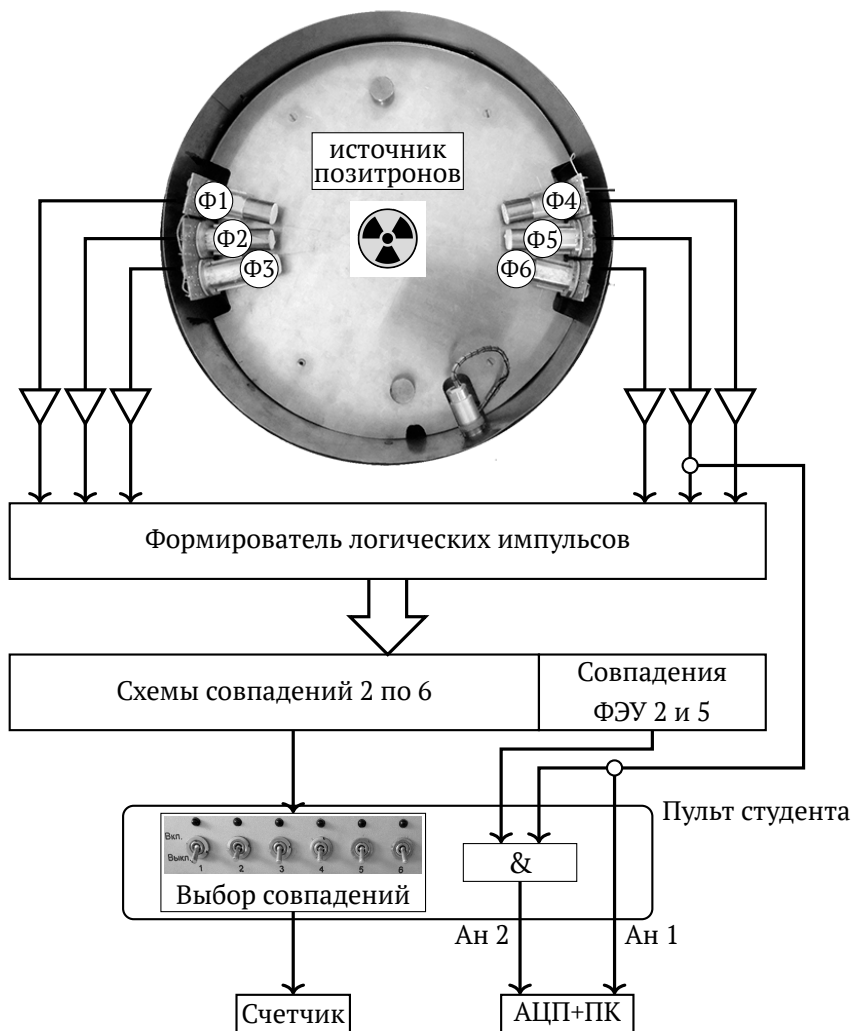


Рис. 6. Блок-схема установки: Ф1,..., Ф6 – ФЭУ № 1,...,6; ∇ – усилитель; АЦП+ПК – аналого-цифровой преобразователь и персональный компьютер.

^{22}Na – алюминием). После усиления импульсов от ФЭУ № 5 их амплитудное распределение (энергетический спектр регистрируемых фотонов) может быть получено с помощью многоканального анализатора (режим Ан 1). Спектрометры № 2 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 . В лабораторной работе используется схема совпадений с $\tau = 5$ мкс. Схемы совпадений широко применяются в различных 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 распада.

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

4 Порядок выполнения работы

1. Включите измерение спектра источника позитронов:
 - 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;

- описание работы с программным обеспечением для получения сигнала от АЦП размещено на рабочем месте.

По двум полученным фотопикам следует построить зависимость «Номер канала АЦП – энергия γ -кванта» (градуировочная кривая). Затем определите энергию края (или границы) комптоновского распределения электронов, соответствующего каждому фотопику, и сравните их с теоретическими значениями, рассчитанными по формуле (В4).

2. Аналогичным образом, после измерения спектра источника, запустите набор спектра совпадений с ФЭУ № 5 и № 2 (режим Ан 2).

3. Поскольку аналоговый и счетный выходы с ФЭУ независимы, то во время измерения спектра совпадений начинайте измерения в счетном режиме. По инструкции включите пересчетное устройство. Записывайте количество γ -квантов, попадающих на каждый ФЭУ за фиксированное время, обеспечивающее 3% статистическую точность. *В эксперименте допускается сделать два серьезных допущения:*

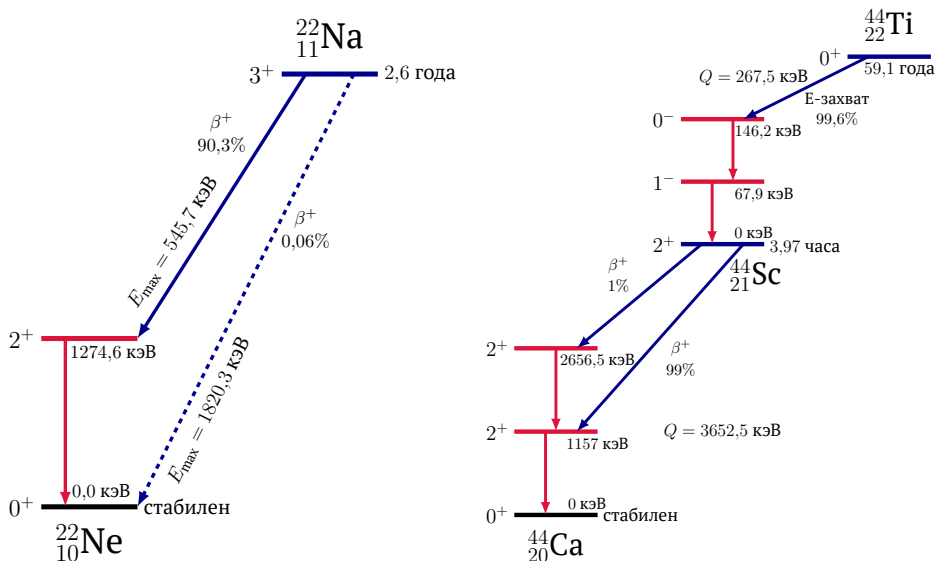
- пренебречь всеми систематическими ошибками (рассматривать распределение Пуассона, у которого дисперсия равна $\sigma^2 = \bar{N}$);
- результат единственного измерения считается оценкой среднего значения.

Эксперимент провести для всех ФЭУ. При измерениях для выбранного ФЭУ тумблер с его номером должен быть переведен в верхнее положение. Далее, используя схему совпадений, измерить количество попаданий на выбранный 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 / Cooper B. — University College London, 2017.
2. Биленький С. М. Введение в диаграммы Фейнмана и физику электрослабого взаимодействия. — Изд. стереотип. — М. : URSS, 2022. — 328 с. — ISBN 978-5-9519-3228-0.
3. Сборник лабораторных работ по ядерной физике / под ред. К. М. Мухина. — 2-ое. — М. : Атомиздат, 1979. — С. 272.

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



Учебное издание

Андреев Евгений Александрович
Богомолова Лидия Дмитриевна
Зверева Ирена Михайловна
Колотинский Николай Васильевич
Коропченко Наталия Васильевна
Красильникова Нина Акимовна
Красильников Сергей Сергеевич
Критченкова Анна Михайловна
Тарасова Валентина Васильевна
Рубинштейн Илья Александрович

ЭФФЕКТ КОМПТОНА. СЦИНТИЛЯЦИОННЫЙ
 γ -СПЕКТРОМЕТР И ДВУХФОТОННАЯ
АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ. ЛАБОРАТОРНЫЕ
РАБОТЫ № 11 И № 20.

Оригинал-макет подготовлен авторами

Корректор: *М.А. Богданова.*

Подписано в печать 02.09.2022.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. лист. 2,56. Тираж 40 экз. Заказ № 65.

Отпечатано в Отделе оперативной печати Физического
факультета МГУ