

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ АЭРОКОСМИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Лабораторная работа 1.2
Исследование эффекта Комптона

Рогозин Владимир
Группа Б03-106

Цель работы: с помощью сцинтилляционного спектрометра исследовать энергетический спектр γ -квантов, рассеянных на графите. Определить энергию рассеянных γ -квантов в зависимости от угла рассеяния, а также энергию покоя частиц, на которых происходит комптоновское рассеяние.

1 Теоретические сведения

Рассеяние γ -лучей в веществе относится к числу явлений, в которых особенно ясно проявляется двойственная природа излучения. Волновая теория, хорошо объясняющая рассеяние длинноволнового излучения, испытывает трудности при описании рассеяния рентгеновских и γ -лучей. Эта теория, в частности, не может объяснить, почему в составе рассеянного излучения, измеренного Комптоном, кроме исходной волны с частотой ω_0 появляется дополнительная длинноволновая компонента, отсутствующая в спектре первичного излучения.

Появление этой компоненты легко объяснимо, если считать, что γ -излучение представляет собой поток квантов (фотонов), имеющих энергию $\hbar\omega$ и импульс $p = \hbar\omega/c$. Эффект Комптона – увеличение длины волны рассеянного излучения по сравнению с падающим – интерпретируется как результат упругого соударения двух частиц: γ -кванта (фотона) и свободного электрона.

Рассмотрим элементарную теорию эффекта Комптона. Пусть электрон до соударения покоился, а γ -квант имел начальную энергию $\hbar\omega_0$ и импульс $\hbar\omega_0/c$. После соударения электрон приобретает энергию γmc^2 и импульс γmv , где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, а γ -квант рассеивается на некоторый угол θ по отношению к первоначальному направлению движения. Энергия и импульс γ -кванта становятся соответственно равными $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_1/c$.

Запишем для рассматриваемого процесса законы сохранения энергии и импульса:

$$mc^2 + \hbar\omega_0 = \gamma mc^2 + \hbar\omega_1, \quad (1)$$

$$\hbar\omega_0/c = \gamma mv \cos \varphi + \hbar\omega_1/c \cos \theta, \quad (2)$$

$$\gamma mv \sin \varphi = \hbar\omega_1/c \sin \theta. \quad (3)$$

Решая совместно эти уравнения, нетрудно получить, что изменение длины волны рассеянного излучения равно

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta) = \Lambda_K(1 - \cos \theta), \quad (4)$$

где λ_0 и λ_1 – длины волн γ -кванта до и после рассеяния, а величина Λ_K называется комптоновской длиной волны электрона. Из формулы (4) следует, что комптоновское смещение не зависит ни от длины волны первичного излучения, ни от рода вещества, в котором наблюдается рассеяние. В приведенном выводе электрон в атоме считается свободным. Для γ -квантов с энергией в несколько десятков, а тем более сотен килоэлектрон-вольт, связь электронов в атоме, действительно, мало существенна, так как энергия их связи в легких атомах не превосходит нескольких килоэлектрон-вольт, а для большинства электронов еще меньше.

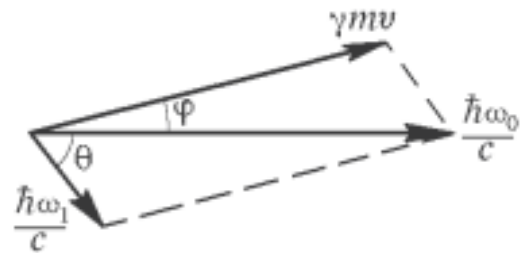


Рис. 1: Векторная диаграмма рассеяния γ -кванта на электроне

При рассеянии на связанных электронах изменение импульса кванта воспринимается атомом в целом. Поскольку масса атома очень велика, передача импульса не сопровождается сколь-нибудь заметной передачей энергии, и наблюдается несмещенная (по энергии) компонента в спектре рассеянного излучения. Таким образом, рассеяние γ -квантов на связанных электронах можно рассматривать как упругое столкновение квантов с атомами. В классике такое рассеяние называется рэлеевским и рассматривается как процесс, при котором связанные электроны атома приходят в резонансное колебание под действием падающего излучения, а затем сами излучают фотоны той же частоты. При рассеянии квантов не очень высокой энергии ($1 \div 10$ кэВ) часть электронов ведет себя, как свободные, а часть – как связанные. Оба типа рассеяния при этом наблюдаются одновременно.

При увеличении атомного номера Z рассеивателя сечение рэлеевского рассеяния растет как Z^2 , тогда как сечение комптоновского рассеяния на атоме пропорционально Z . Это происходит по следующей причине. При комптоновском рассеянии каждый электрон атома ведет себя независимо от других, поскольку рассеяние в этом случае происходит на каком-либо одном из атомных электронов. При рэлеевском рассеянии фотоны излучаются всеми (или почти всеми) электронами атомной оболочки, колеблющимися синфазно. Их излучение когерентно, так что складываются амплитуды, а не интенсивности излученных волн электронов. Сечения комптоновского и рэлеевского рассеяний по-разному зависят и от энергии фотонов. С увеличением энергии сечение рэлеевского рассеяния уменьшается очень быстро, а сечение комптоновского рассеяния – незначительно.

Кроме рассеяния γ -кванты испытывают в среде поглощение, вызываемое фотоэффектом и рождением электронпозитронных пар. Процесс рождения пар пороговый, он возможен лишь при энергии γ -квантов больше $2mc^2 = 1,02$ МэВ и в рассматриваемом энергетическом диапазоне не происходит. При фотоэффекте из атома выбивается электрон, а квант поглощается. Импульс кванта делится между вылетевшим электроном и атомом, а его энергия частично передается электрону, а частично тратится на возбуждение атома. Атом практически мгновенно (за время порядка 10^{-8} с) возвращается в нормальное состояние. Его энергия возбуждения либо излучается в виде мягкого фотона, либо передается какому-нибудь другому электрону, который покидает атом. И в том, и в другом случае энергия возбуждения обычно поглощается соседними атомами рассеивателя.

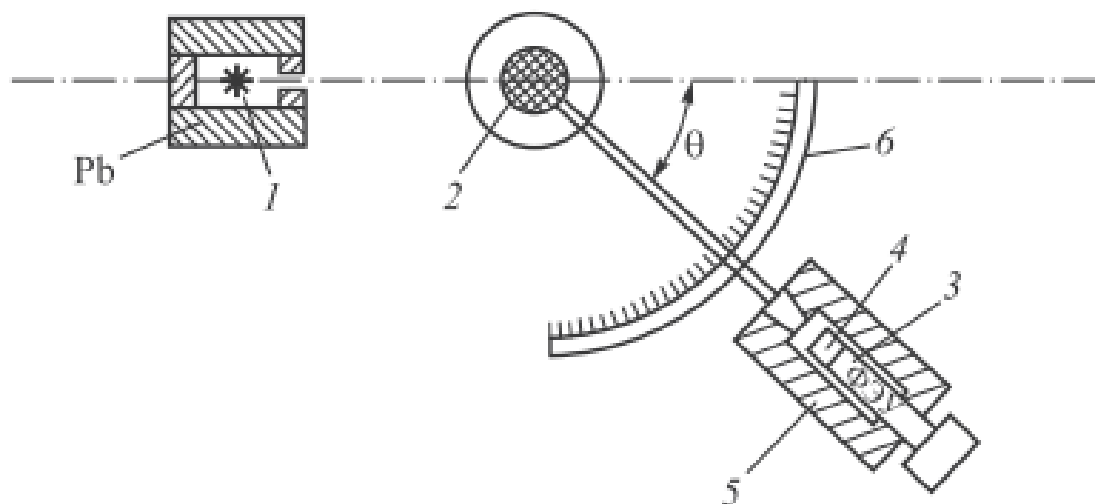
Основной целью данной работы является проверка соотношения (4). После перехода от длин волн к энергиям γ -квантов, соотношение принимает вид

$$\frac{1}{\varepsilon(\theta)} - \frac{1}{\varepsilon_0} = 1 - \cos \theta. \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon_0 = E_0/(mc^2)$ – выраженная в единицах mc^2 энергия γ -квантов, падающих на рассеиватель, $\varepsilon(\theta)$ – выраженная в тех же единицах энергия квантов, испытавших комптоновское рассеяние на угол θ , m – масса электрона.

2 Экспериментальная установка

Блок-схема установки изображена на рис. 2. Источником излучения 1 служит ^{137}Cs , испускающий γ -лучи с энергией 662 кэВ. Он помещен в толстостенный свинцовый контейнер с коллиматором. Сформированный коллиматором узкий пучок γ -квантов попадает на графитовую мишень 2 (цилиндр диаметром 40 мм и высотой 100 мм).

Рис. 2: Блок-схема установки по изучению рассеяния γ -квантов

Кванты, испытавшие комптоновское рассеяние в мишени, регистрируются сцинтилляционным счетчиком. Счетчик состоит из фотоэлектронного умножителя 3 (ФЭУ) и сцинтиллятора 4. Сцинтиллятором служит кристалл NaI(Tl) цилиндрической формы диаметром 40 мм и высотой 40 мм, его выходное окно находится в оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ. Сигналы, возникающие на аноде ФЭУ, подаются на ЭВМ для амплитудного анализа. Кристалл и ФЭУ расположены в светонепроницаемом блоке, укрепленном на горизонтальной штанге. Штанга вместе с этим блоком может вращаться относительно мишени, угол поворота отсчитывается по лимбу 6.

Головная часть сцинтилляционного блока закрыта свинцовым коллиматором 5, который формирует входной пучок и защищает детектор от постороннего излучения. Основной вклад в это излучение вносят γ -кванты, проходящие из источника 1 через 6-сантиметровые стенки защитного контейнера. Этот фон особенно заметен при исследовании комптоновского рассеяния на большие углы ($\approx 120^\circ$), когда расстояние между детектором и источником уменьшается.

На рис. 3 представлена функциональная блок-схема измерительного комплекса, который состоит из ФЭУ, питаемого от высоковольтного выпрямителя ВСВ, обеспечивающего работу ФЭУ в спектрометрическом режиме, усилителя-анализатора УА, являющегося входным интерфейсом ЭВМ, управляемой с клавиатуры КЛ. В ходе проведения эксперимента информация отражается на экране дисплея Д, окончательные результаты в виде таблиц и графиков могут быть выведены на принтер ПР.

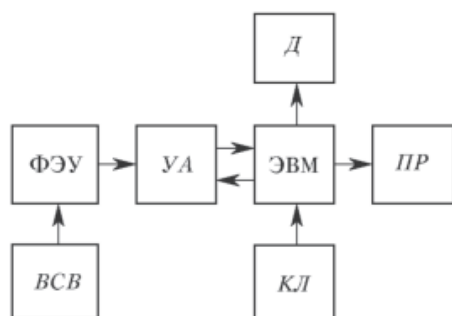


Рис. 3: Блок-схема измерительного комплекса

При работе ФЭУ в спектрометрическом режиме величина выходного электрического импульса, снимаемого с анода ФЭУ, пропорциональна энергии регистрируемого γ -кванта. Световая вспышка в сцинтилляторе вызывается не самими γ -квантами, а образующимися в кристалле под действием γ -квантов электронами. Процесс преобразования энергии γ -кванта в определенное число фотонов на выходе сцинтиллятора состоит из трех стадий: рождение быстрых электронов, возбуждение атомов и молекул сцинтиллятора этими электронами и излучение световых фотонов возбуж-

денными атомами и молекулами. Существуют три механизма взаимодействия γ -квантов с веществом: комптоновское рассеяние, фотоэффект и рождение электрон-позитронных пар (в нашем случае этот механизм не реализуется, так как энергия γ -квантов не превосходит порог рождения пар 1,02 МэВ). Во всех этих случаях в веществе появляется быстрый электрон, который за счет кулоновского взаимодействия эффективно возбуждает на своем пути атомы и молекулы. Число возбужденных центров пропорционально энергии электрона.

Только при фотоэффекте γ -квант целиком поглощается атомом, а один из электронов внутренней оболочки – чаще всего К-оболочки – выбрасывается за пределы атома, унося всю переданную γ -квантом энергию и теряя ее затем в кристалле. В результате амплитуда световых вспышек оказывается пропорциональной полной энергии первичных γ -квантов. Комптоновское рассеяние γ -квантов в кристалле происходит на слабосвязанных электронах. При этом электрону передается только часть энергии γ -кванта, а оставшаяся часть уносится рассеянным γ -квантом.

Таким образом, под действием монохроматического излучения на выходе ФЭУ возникает распределение электрических импульсов, показанное на рис. 4. В амплитудном распределении импульсов имеется так называемый фотопик, возникающий в результате фотоэффекта, и обязанное комптоновскому рассеянию сплошное распределение. Нас будет интересовать положение (номер канала) вершины этого пика в зависимости от угла поворота детектора. Ширина фотопика является аппаратурной, а не истинной, и зависит от характеристик конкретного кристалла и фотоумножителя, используемых в данной работе. Для определения энергии γ -квантов нужно исследовать кривую распределения энергетических потерь в кристалле, т. е. распределение по амплитуде электрических импульсов на выходе ФЭУ. Такое распределение измеряется в данной работе с помощью компьютера, работающего в режиме амплитудного анализатора.

При регистрации γ -квантов под углом 0° в спектре излучения присутствуют только γ -кванты первичной энергии (662 кэВ). При увеличении угла регистрируется рассеянное излучение, сдвинутое в соответствии с формулой (4) в область меньших энергий. Следует подчеркнуть, что при достаточно большой энергии γ -квантов ($E_\gamma \geq mc^2$), как это имеет место в нашем случае, вероятность рэлеевского рассеяния очень мала и в наблюдаемом спектре рассеяния отсутствует несмещенная линия. При дальнейшем увеличении угла фотопик все дальше отходит от положения фотопика, соответствующего первичному излучению, и все сильнее размывается.

Слева от фотопика после большого провала начинается непрерывный спектр комптоновских электронов. Этот фон сохраняется при любом угле рассеяния и мешает определению фотопика рассеянных γ -квантов.

Регистрация поступающих после ФЭУ импульсов происходит следующим образом. Усилитель-анализатор УА каждому приходящему на его вход импульсу ставит в соответствие с его амплитудой число i от 0 до 1023, а затем ЭВМ прибавляет единицу в i -ю ячейку памяти. Таким образом, в памяти компьютера происходит накопление числа пришедших импульсов в соответствии с их амплитудой. На каждое преобразование затрачивается около 20 мкс, в течение этого времени система «не чувствует» приходящие от ФЭУ импульсы – это мертвое время счетной аппаратуры. Таким образом, за одну секунду может быть зафиксировано не более 50 тысяч

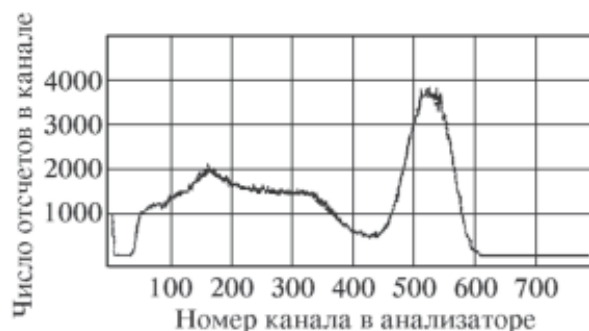


Рис. 4: Амплитудное распределение импульсов, возникающих под действием монохроматических γ -квантов в сцинтилляторе NaI(Tl)

импульсов. При помощи специальной программы содержание всех 1024 ячеек памяти периодически выводится на экран дисплея в виде гистограммы, по оси абсцисс которой откладывается амплитуда анализируемого импульса, а по оси ординат – число импульсов заданной амплитуды. Точность определения положения фотопика составляет примерно 1%.

3 Обработка данных

3.1 Проверка функционирования установки

1. Включим измерительные устройства и компьютер, запустим программу и войдём в режим измерения спектра. Проверим функционирование установки в этом режиме: при увеличении угла отклонения фотопик должен смещаться влево, в сторону меньших энергий.
2. Подберём напряжение так, чтобы при нулевом угле $\theta = 0^\circ$ фотопик был смещен на экране максимально вправо. Дальнейшие измерения были проведены при напряжении $V = 1,2$ В.

3.2 Измерение зависимости положения фотопика от угла рассеяния

1. Снимем зависимость номера канала фотопика от значения угла θ отклонения счётчика от положения $\theta = 0^\circ$, погрешность определения угла составляет $\sigma_\theta = 1^\circ$. Систематическая погрешность определения номера канала N составляет 1%. Результаты измерений приведены в таблице ниже.

Таблица 1: Данные положения фотопика при различных углах

$\theta, ^\circ$	Номер канала фотопика	Погрешность номера канала
0	920	—
10	912	—
20	812	790 – 840
30	760	740 – 790
40	691	648 – 735
50	583	545 – 615
60	533	500 – 570
70	478	450 – 505
80	425	—
90	389	—
100	357	—
110	329	—
120	304	—

2. По данным из таблице построим график зависимости $1/N$ от $(1 - \cos \theta)$, где N – номер канала фотопика.

3.3 Определение энергии покоя рассеивающей частицы

1. Двумя способами, определим энергию покоя частицы (электрона), на которой происходит комптоновское рассеяние первичных γ -квантов. Для этого перепишем соотношение (5) в

виде:

$$\frac{1}{N(\theta)} - \frac{1}{N(0)} = A \cdot (1 - \cos \theta), \quad (6)$$

где A – коэффициент пропорциональности между $\varepsilon(\theta)$ и $N(\theta)$. Энергия покоя частицы найдётся с помощью

$$mc^2 = E(0) \frac{E(90)}{E(0) - E(90)} = E_\gamma \frac{N(90)}{N(0) - N(90)}, \quad (7)$$

здесь $E_\gamma = E(0)$ – энергия электронов, рассеянных вперед, – просто равна энергии γ -лучей, испускаемых источником и равна $E_\gamma = 662$ кэВ. Результаты расчётов представлены ниже.

Погрешность рассчитывалась по формуле

$$\sigma_{E_0}^2 = \frac{E_\gamma^2}{(N_0 - N_{90})^4} \cdot (N_{90}^2 \sigma_{N_0}^2 + N_0^2 \sigma_{N_{90}}^2),$$

где $N_0 = N(0)$ и $N_{90} = N(90)$.

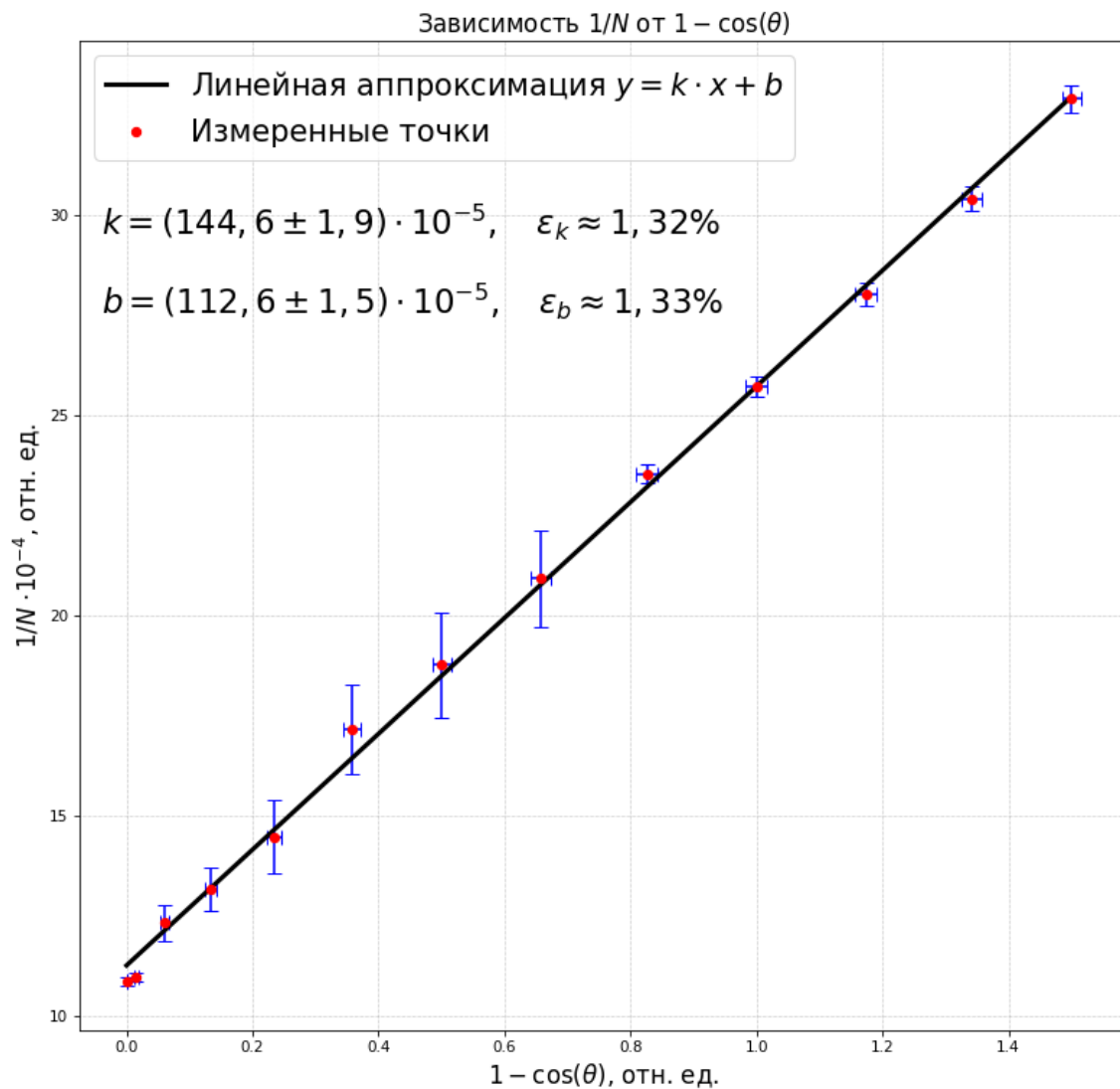
Таблица 2: Результаты вычислений массы покоя

	Результат по измерениям	Результат по аппроксимации	Истинное значение
$E_0 = mc^2$, кэВ	$485,0 \pm 11,9$	515,2	511
ε_{E_0} , %	2,45	–	–

4 Вывод

В данной работе исследовалось явление рассеяния фотонов на свободных электронах. В результате удалось:

- снять зависимость энергии рассеянных фотонов от угла наблюдения. По этим данным, с помощью построенного графика, удалось проверить кооректность основной в данной работе формулы (5). Точки с хорошей точностью легли на прямую.
- двумя способами определить энергию покоя электрона: с помощью значений, полученных экспериментально, и значений, полученных из аппроксимации экспериментальных данных. В первом случае отклонение от табличного значения получилось порядка 7%, во втором случае отклонение составило менее 1%.



$$k = (144,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-5}, \quad \varepsilon_k \approx 1,32\%,$$

$$b = (112,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}, \quad \varepsilon_b \approx 1,33\%.$$

Погрешности величины по осям X , Y вычислялась с использованием соотношения

$$u = f(x) \Rightarrow \sigma_u = \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right| \sigma_x.$$

Погрешность величины по оси Y состоит из систематической и случайной частей и вычисляется по формуле

$$\sigma_y^2 = \sigma_{\text{сист.}}^2 + \sigma_{\text{случ.}}^2.$$

Систематическая погрешность определения номера канала N составляет 1%.