

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

**Цель работы:** изучить механизмы взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом; измерить функцию пропускания и рассчитать коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения Cs-137 в алюминиевом и свинцовом поглотителях; определить энергию  $\gamma$ -излучения.

### ВВЕДЕНИЕ

При прохождении ядерного излучения через вещество его энергия передается окружающей среде, изменяя ее свойства. Механизмы взаимодействия излучения с веществом важно знать для того, чтобы уметь регистрировать излучение, а также представлять степень биологической опасности и применять эффективные меры защиты. Данная работа посвящена изучению взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом.

К  $\gamma$ -излучению относят электромагнитные волны, испускаемые при ядерных превращениях или аннигиляции частиц. В квантовой теории это излучение представляет собой поток частиц, называемых  $\gamma$ -квантами. Нижний предел энергии  $\gamma$ -квантов имеет порядок десятков килоэлектронвольт (кэВ). Естественного верхнего предела энергии нет.

*В основе поглощения  $\gamma$ -излучения веществом лежит электромагнитное взаимодействие.*

При прохождении пучка  $\gamma$ -квантов через вещество они вступают во взаимодействие с атомами и вызывают ряд явлений, при этом  $\gamma$ -квант или поглощается целиком, или теряет часть своей энергии, изменяя направление распространения. Реализация того или иного механизма взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом носит вероятностный характер и зависит как от свойств самого  $\gamma$ -излучения (его энергии), так и от свойств вещества (например, его плотности и элементного состава).

### ПРОХОЖДЕНИЕ $\gamma$ - ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Пусть на поглотитель падает монохроматический параллельный пучок  $\gamma$ -квантов. Число взаимодействий (рассеяний и поглощений) в бесконечно тонком слое вещества поглотителя  $dx$  пропорционально концентрации атомов в веществе поглотителя  $a$ , интенсивности падающего пучка  $N$ :

$$-dN = a\sigma N dx . \quad (1)$$

Полагая, что каждый акт взаимодействия приводит к выбыванию  $\gamma$ -кванта из пучка, после интегрирования в выражении (1) получаем закон ослабления  $\gamma$ -квантов в веществе поглотителя:

$$N = N_0 e^{-a\sigma x} , \quad (2)$$

где  $N$  – число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  после прохождения слоя поглотителя равного  $x$ ;  $N_0$  – число  $\gamma$ -квантов с той же энергией, падающих на поглотитель;  $\sigma$  – эффективное сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов.

Эффективное сечение играет фундаментальную роль в ядерной физике при описании ядерных взаимодействий, так как характеризует интенсивность процесса. Его величина зависит от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  и от среднего эффективного заряда вещества поглотителя  $Z$ . Сечение имеет размерность площади  $[\sigma] = L^2$ .

Произведение  $a\sigma$  называется линейным коэффициентом ослабления  $\tau$  моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов;  $[\tau] = 1/L$ .

В некоторых случаях удобнее пользоваться массовым коэффициентом ослабления  $\mu$ :

$$\mu = \tau/\rho, \quad (3)$$

где  $\rho$  – плотность вещества;  $[\rho] = M/L^3$ . Размерность коэффициента  $\mu$  равна  $[\mu] = L^2/M$ . Массовый коэффициент  $\mu$  зависит от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$ ,  $Z$  вещества поглотителя и концентрации атомов в веществе  $a$ .

Таким образом, для моноэнергетического параллельного пучка  $\gamma$ -квантов выражение (2) можно записать в виде

$$N = N_0 e^{-\mu \rho x} = N_0 e^{-\mu d} , \quad (4)$$

где массовая толщина  $d$  равняется  $\rho x$ ;  $[d] = M/L^2$ .

Необходимо отметить, что выражение (4) справедливо, если пучок  $\gamma$ -квантов моноэнергетический и нерасходящийся. Если пучок содержит  $\gamma$ -кванты различных энергий  $E_{\gamma i}$ , выражение (4) принимает вид:

$$N = \sum N_{0i} e^{-\mu_i d} ,$$

где суммирование ведется по всем энергиям, так как коэффициент ослабления зависит от энергии  $\gamma$ -квантов. Если пучок расходящийся, необходимо учесть зависимость пути  $x$ , проходимого излучением в поглотителе, от направления распространения излучения.

Подчеркнем, что в выражениях (2) и (4), описывающих уменьшение числа  $\gamma$ -квантов, величина  $N$  – это число  $\gamma$ -квантов, прошедших поглотитель толщиной  $x$  без взаимодействия. Следовательно, число провзаимодействовавших  $\gamma$ -квантов в поглотителе толщиной  $x$  равно

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\mu d}).$$

## МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Известно большое число различных взаимодействий  $\gamma$ -излучения с веществом. Практический же интерес представляют следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -кванта (фотоэффект), рассеяние  $\gamma$ -кванта на электронах (комpton-эффект) и рождение  $\gamma$ -квантом электрон-позитронных пар (эффект образования пар).

### Фотоэффект

Если энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  больше энергии связи какого-нибудь электрона оболочки атома ( $E_\gamma \gg I_i$ ), то может иметь место фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -кванта (фотоэффект). Явление фотоэффекта состоит в том, что энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  целиком поглощается атомом, а один из электронов оболочки, называемый *фотоэлектроном*, выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона  $E_e$ :

$$E_e = E_\gamma - E_{\text{яд}} - I_i. \quad (5)$$

$E_{\text{яд}}$  – энергия отдачи ядра; однако величина энергии отдачи ядра  $E_{\text{яд}}$  мала вследствие того, что масса ядра  $m_{\text{яд}}$  значительно больше массы электрона  $m_0$ :  $m_{\text{яд}} \gg m_0$ ; поэтому в выражении (5) членом  $E_{\text{яд}}$  можно пренебречь. Следовательно, при фотоэффекте электрону, выброшенному за пределы атома, передается почти вся энергия падающего  $\gamma$ -кванта, а  $\gamma$ -квант перестает существовать.  $I_i$  – ионизационный потенциал соответствующей  $i$ -оболочки атома ( $i = K, L, M \dots$ ).

Атом, потерявший электрон, оказывается в возбужденном состоянии; освободившийся уровень энергии в атоме заполняется электроном с выше расположенной оболочки. Этот процесс сопровождается либо испусканием характеристического рентгеновского излучения, либо испусканием электрона Оже.

Вероятность вылета фотоэлектронов под некоторым углом  $\varphi$  к направлению полета  $\gamma$ -кванта зависит от энергии фотоэлектронов  $E_e$ , которую им передал  $\gamma$ -квант: при малых энергиях  $E_e$  фотоэлектроны испускаются преимущественно в направлении, перпендикулярном пучку  $\gamma$ -квантов; с ростом  $E_e$  средний угол вылета фотоэлектронов  $\varphi$  уменьшается. На рис. 1 приведено угловое распределение фотоэлектронов.

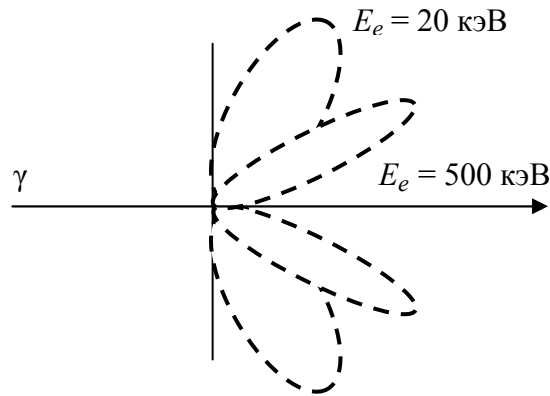


Рис. 1. Угловое распределение фотоэлектронов

При  $m_0c^2 > E_\gamma \gg I_i (i = K)$  сечение  $\sigma_\phi$  меняется по закону

$$\sigma_\phi \approx (1/E_\gamma)^{7/2},$$

а при  $E_\gamma \gg m_0c^2$  – по закону

$$\sigma_\phi \approx (1/E_\gamma).$$

При очень больших энергиях  $E_\gamma$  сечение фотоэффекта  $\sigma_\phi$  становится очень мало, так как для фотоэффекта существенна связь электрона с атомом, которому передается часть импульса фотона: чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона  $E_\gamma$ , тем менее вероятен фотоэффект. Это означает, что при высоких энергиях вклад фотоэффекта в ослабление пучка  $\gamma$ -квантов гораздо меньше, чем при более низких энергиях (см. рис. 2). Кроме того, величина сечения фотоэффекта  $\sigma_\phi$  резко зависит от среднего эффективного заряда вещества  $Z$ :

$$\sigma_\phi \sim Z^5,$$

что так же объясняется различной связанностью электронов. В легких элементах электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект особенно существенен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высо-

ких энергиях. Следовательно, для ослабления пучка  $\gamma$ -квантов необходимо использовать вещества с большим  $Z$ .

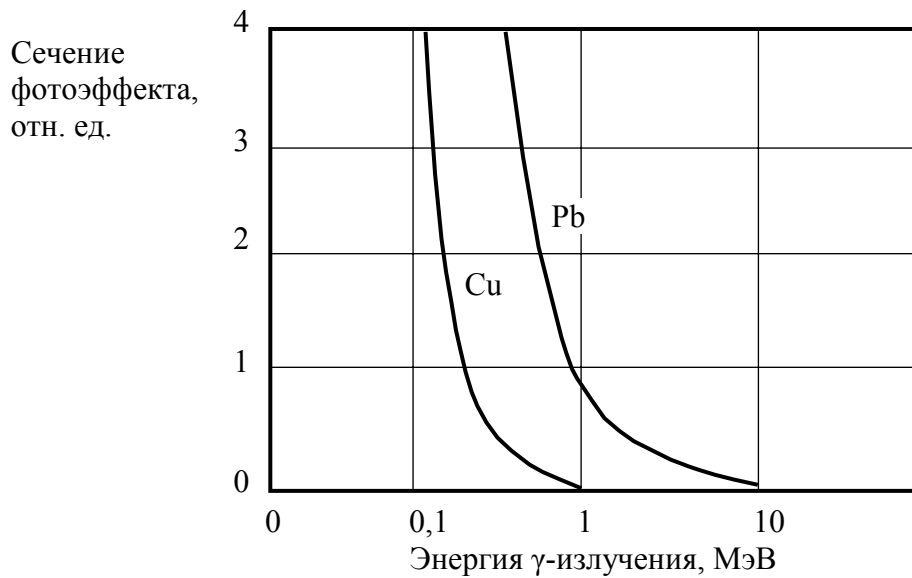


Рис. 2. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии  $\gamma$ -излучения

### Комптон-эффект

Если энергия  $\gamma$ -квантов существенно превышает энергию связи электронов в атоме, то, рассматривая рассеяние  $\gamma$ -квантов на электронах, можно считать последние свободными (или слабо связанными). Такое рассеяние  $\gamma$ -квантов называют комптоновским рассеянием или комптон-эффектом. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией  $E_\gamma$  появляется рассеянный фотон с энергией  $E_{\gamma'} < E_\gamma$ , а электрон, на котором произошло рассеяние, называемый электроном отдачи или комптон-электроном, приобретает кинетическую энергию, равную

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}.$$

Пользуясь законами сохранения энергии и импульса, можно показать, что энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma'}$  уменьшается с ростом угла рассеяния  $\theta$ . Убывание энергии рассеянного  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma'}$  с ростом угла рассеяния  $\theta$  соответствует возрастанию энергии электрона отдачи  $E_e$ :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{[1 + (1 - \cos\theta)\varepsilon]}; \quad (6)$$

$$E_e = E_\gamma \left[ \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon + (1 + \varepsilon)^2 \operatorname{tg}^2 \Psi} \right],$$

где  $\varepsilon = E_\gamma / m_0 c^2$ , а  $\Psi$  – угол вылета комптон-электрона.

Так как угол  $\theta$  рассеяния  $\gamma$ -кванта может меняться от  $0$  до  $180^\circ$ , то энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma'}$  (как видно из (6)) уменьшается от  $E_\gamma$  до  $E'_{\gamma\text{мин}}$ :

$$E'_{\gamma\text{мин}} = E_\gamma / (1 + 2\varepsilon).$$

Однако с изменением угла  $\theta$  от  $0$  до  $180^\circ$  угол вылета электрона отдачи изменяется от  $90^\circ$  до  $0$ . При этом энергия электрона отдачи  $E_e$  возрастает от  $0$  до  $E_{e\text{макс}}$ :

$$E_{e\text{макс}} = 2\varepsilon E_\gamma / (1 + 2\varepsilon).$$

На рис. 3 приведен энергетический спектр комптоновских электронов отдачи.

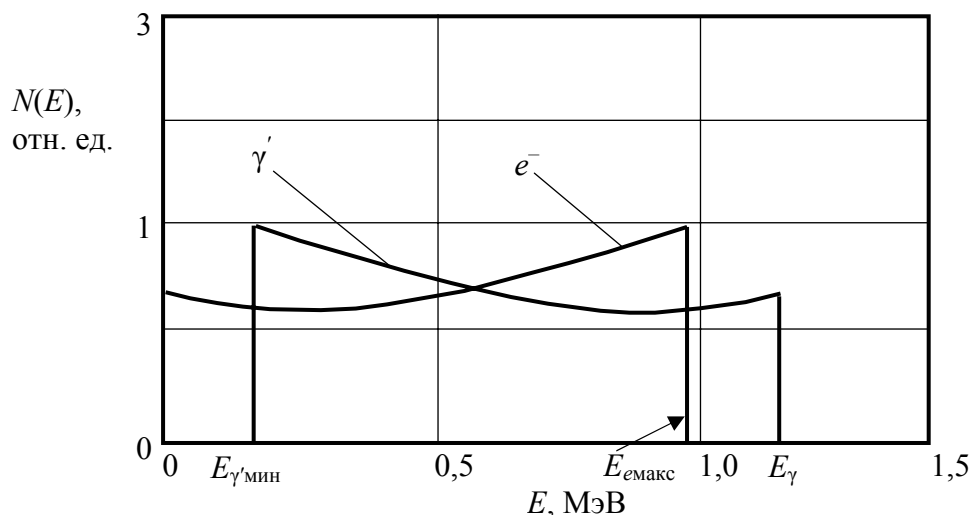


Рис. 3. Энергетический спектр комптоновских электронов отдачи

Из рис. 3 видно, что при высоких энергиях  $E_e$  распределение комптон-электронов почти равновероятно, за исключением области вблизи максимальной энергии электронов  $E_{e\text{макс}}$ . Электроны отдачи при комптон-эффекте вылетают преимущественно вдоль первоначального направления движения  $\gamma$ -квантов: чем выше энергия падающих  $\gamma$ -квантов, тем эта анизотропия сильнее.

Зависимость величины сечения рассеяния  $\sigma_k$   $\gamma$ -квантов на свободном (слабо связанном) электроне показана на рис. 4. С увеличением энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  сечение комптоновского рассеяния  $\sigma_k$  убывает по закону:

$$\sigma_k \sim Z / E_\gamma.$$

Это означает, что с увеличением  $E_\gamma$  и уменьшением  $Z$  вклад комптоновского рассеяния в ослабление пучка  $\gamma$ -квантов падает.

### Эффект образования электрон - позитронных пар

При достаточно высокой энергии  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma > E_{\text{пор}}$ ) наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом – образование электрон-позитронных пар. Из законов сохранения импульса и энергии можно показать, что процесс образования пар не может происходить в вакууме. Процесс рождения пар происходит лишь в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии. Такой частицей может быть или атомное ядро, или электрон. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра, необходимо выполнить неравенство

$$E_\gamma \geq 2m_0c^2 + E_{\text{я}}, \quad (7)$$

где  $2m_0c^2$  соответствует энергии рождения пары электрон–позитрон, а  $E_{\text{я}}$  – энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то ею можно пренебречь. Первый член, стоящий в правой части неравенства (7), принято называть порогом рождения пар  $E_{\text{пор}}$ .

Сечение образования пар  $\sigma_{\text{п}}$  в поле атомного ядра пропорционально  $Z^2$  и растет с увеличением энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$ . Выражение для сечения образования пар в поле ядра имеет достаточно сложный вид. В наиболее упрощенном аналитическом виде оно может быть представлено только для энергий  $E_\gamma$  в интервале  $5m_0c^2 < E_\gamma < 50m_0c^2$ :

$$\sigma_{\text{п}} \sim Z^2 \ln E_\gamma.$$

Итак, полное сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом является суммой трех сечений  $\sigma_{\text{ф}}$ ,  $\sigma_{\text{к}}$ ,  $\sigma_{\text{п}}$ :

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}},$$

где каждая из величин  $\sigma_{\text{ф}}$ ,  $\sigma_{\text{к}}$ ,  $\sigma_{\text{п}}$  по-разному зависит от энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  и  $Z$ . Вследствие этого в разных областях энергий  $\gamma$ -квантов и значений  $Z$  тот или иной механизм взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом может оказаться доминирующим.

Из характера зависимости сечений от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  (рис. 4) следует, что в области малых энергий ( $E_\gamma < E_1$ ) основным механизмом взаимодействия  $\gamma$ -квантов со средой является фотоэффект; в промежу-

точной области ( $E_1 < E_\gamma < E_2$ ) – эффект Комптона, а в области больших энергий ( $E_\gamma > E_2$ ) – процесс образования пар (значения  $E_1$  и  $E_2$  различны для различных сред).

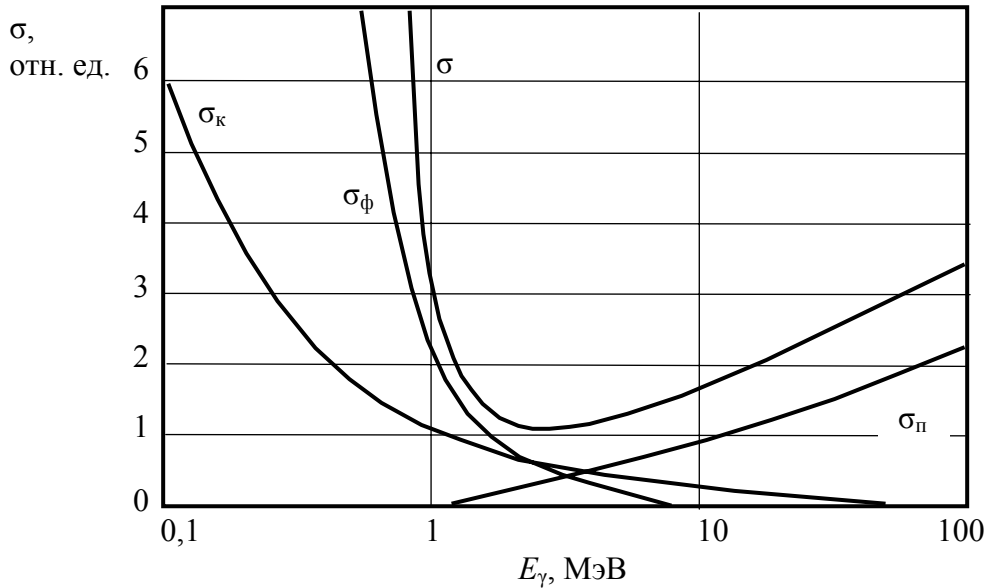


Рис. 4. Зависимость величины сечений комптон-эффекта, фотоэффекта и эффекта образования пар от энергии  $\gamma$ -квантов

Подводя итоги, можно сказать, что в результате всех трех выше рассмотренных процессов взаимодействия  $\gamma$ -кванты или поглощаются целиком, или теряют часть своей энергии; при этом потерянная ими энергия либо передается атомному электрону, или идет на образование электрон-позитронных пар. Вновь образованные заряженные частицы (в основном электроны), проходя через вещество, тоже в свою очередь вызывают ряд явлений (например, ионизация и возбуждение атомов этого вещества). Знание вышеизложенных явлений становится очень важным, когда встает вопрос о способах регистрации  $\gamma$ -квантов.

Несмотря на многообразие процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов, сечения всех этих взаимодействий сравнительно невелики, поэтому  $\gamma$ -излучение слабо поглощается веществом.

Необходимо отметить, что кроме вышеописанных трех механизмов взаимодействий  $\gamma$ -излучения с веществом существуют также ядерный фотоэффект, деление ядер и когерентное рассеяние на электронах. Эти процессы не играют заметной роли в ослаблении потока  $\gamma$ -квантов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт.



## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ

Сущность метода измерения массового коэффициента ослабления  $\gamma$ -излучения крайне проста. Если  $N_0$  – количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов за время  $t$  при  $x = 0$ , а  $N(x)$  – количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов за такой же интервал времени после их прохождения через слой вещества толщиной  $x$ , то из (4) можно получить соотношение

$$N(x)/N_0 = e^{-\mu\rho x} . \quad (8)$$

Отношение  $N(x)/N_0$  называют функцией пропускания  $B(x)$ . Из (8) получаем выражение для расчета массового коэффициента ослабления:

$$\mu = -\frac{1}{\rho x} \ln \frac{N(x)}{N_0} . \quad (9)$$

Толщина слоя, после прохождения которого количество регистрируемых  $\gamma$ -квантов уменьшается вдвое, называется слоем половинного ослабления  $x_{1/2}$ . Величина  $x_{1/2}$  связана со значением  $\mu$  следующим соотношением:

$$\mu = \ln 2 / \rho x_{1/2} .$$

Зная массовый коэффициент ослабления  $\mu$  в данном веществе, по известной зависимости  $\mu$  от  $E_\gamma$  для этого вещества можно определить энергию  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$ . Такой метод определения энергии  $\gamma$ -квантов называется методом поглощения. И хотя он не претендует на большую

точность, в некоторых случаях может быть полезен из-за простоты реализации.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### *Условия проведения эксперимента*

Для определения коэффициента ослабления используется выражение (9). При этом необходимо, чтобы исследуемый пучок  $\gamma$ -квантов был моноэнергетическим и не расходящимся. Моноэнергетическое  $\gamma$ -излучение дают немногие радиоактивные изотопы. Одним из таких изотопов является Cs-137, энергетический спектр которого имеет только одну линию с энергией  $\gamma$ -квантов 661 кэВ (рис. 5).

При достаточно большом расстоянии от точечного источника излучения до поглотителя расходимостью пучка можно пренебречь и считать пучок практически параллельным.

Формула (4) описывает изменение числа  $\gamma$ -квантов, не взаимодействовавших в поглотителе, от толщины этого поглотителя. Следовательно, для ее использования необходимо выделить только те зарегистрированные  $\gamma$ -кванты, которые не испытали взаимодействия в веществе поглотителя. В случае фотоэффекта взаимодействовавший в поглотителе  $\gamma$ -квант выбывает из пучка; в случае комптон-эффекта рассеянный на малый угол  $\gamma$ -квант может все же попасть в детектор и быть зарегистрированным. Для дискриминации таких  $\gamma$ -квантов существуют два способа.

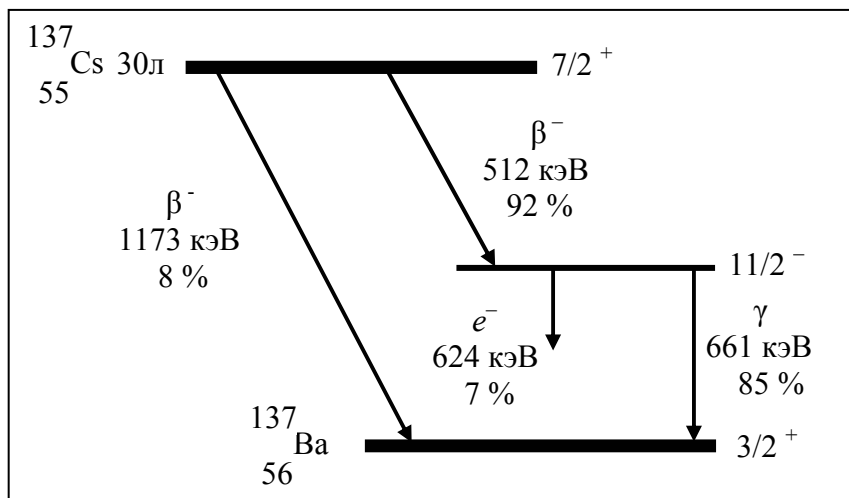


Рис. 5. Схема распада радиоактивного изотопа Cs-137

Первый способ наиболее простой: на пути пучка между поглотителем и детектором устанавливается коллиматор с узким отверстием. Рассеянный в поглотителе  $\gamma$ -квант, изменив свое первоначальное направление, не попадет в отверстие коллиматора и не будет регистрироваться детектором.

Второй способ несколько сложнее и требует устройства, которое различало бы  $\gamma$ -кванты по энергиям (энергия рассеянных  $\gamma$ -квантов меньше энергии  $\gamma$ -квантов, не испытавших взаимодействия в поглотителе). В качестве такого устройства можно использовать сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр. Амплитудный спектр импульсов с выхода сцинтилляционного детектора подробно описан в лабораторной работе по изучению сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра.

Гамма-кванты с энергией  $E_0$ , не взаимодействовавшие в поглотителе и зарегистрированные детектором за счет фотоэффекта, формируют так называемый фотопик (или пик полного поглощения), который дол-

жен иметь вид распределения Гаусса (рис. 6). Рассеянные в поглотителе  $\gamma$ -кванты и потерявшие в нем часть своей энергии ( $E < E_0$ ) тоже регистрируются детектором и вносят вклад в те каналы, которые находятся слева от максимума пика полного поглощения. Поэтому задача выделения  $\gamma$ -квантов, не провзаимодействовавших в поглотителе, сводится к выделению в амплитудном спектре пика полного поглощения, соответствующего  $\gamma$ -квантам с энергией  $E_0$ , что осуществляется с помощью спектрометра.

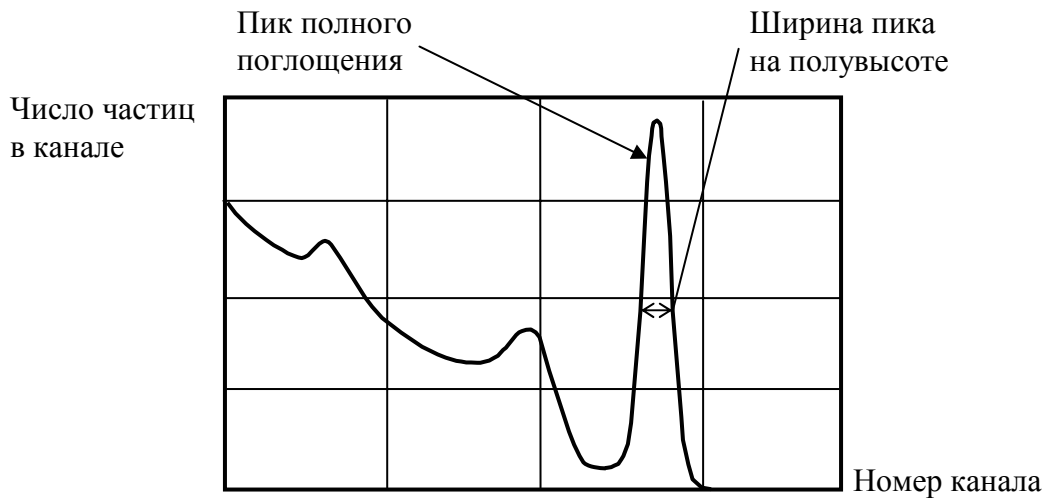


Рис. 6. Амплитудный спектр импульсов на выходе детектора

### Геометрия эксперимента

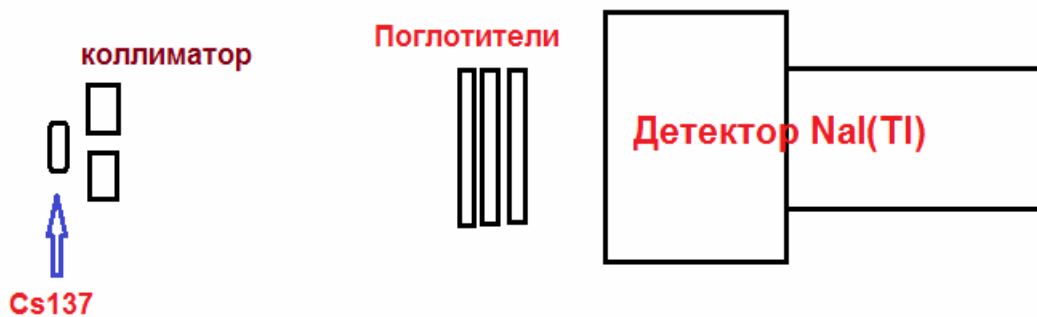


Рис.7 Геометрия эксперимента

Эксперимент. В качестве детектирующей системы используется детектор на основе кристалла NaI(Tl) фирмы ORTEC. Размеры кристалла составляют 3х3 дюйма.

Детектор на основе NaI(Tl) фирмы ORTEC Гамма-кванты, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, вызывают световую вспышку, которая преобразуется в электрический импульс посредством фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего электрода и 10 или более динодов, умножающих число электронов, падающих на каждый динод. Цепочка резисторов, обычно расположенных в виде делителя на разъеме ФЭУ, обеспечивает потенциалы на динодах и аноде. Таким образом, детектор в комплекте состоит из сцинтиллятора и ФЭУ.

Требования, предъявляемые к таким детекторам – хорошая прозрачность, возможность изготовления больших размеров, и самое главное – максимально большой выход света пропорционально энергии гамма-квантов. Несколько материалов обеспечивают такие параметры – активированный таллием йодид натрия NaI(Tl) и йодид цезия CsI(Tl), а также некоторые пластические сцинтилляторы. CsI(Tl) и пластические сцинтилляторы обладают намного лучшими временными параметрами по сравнению с NaI(Tl) и поэтому часто применяются при необходимости получения лучшего временного разрешения.

Высокий Z йода в NaI(Tl) приводит к высокой эффективности регистрации гамма-квантов.

Энергетическое разрешение кристалла NaI(Tl) диаметром 3 дюйма и длиной 3 дюйма составляет около 7% для  $^{137}\text{Cs}$  и немного ухудшается с увеличением размеров.

Временное разрешение кристалла NaI(Tl) составляет примерно 0.23 мксек. Типовой зарядово-чувствительный предусилитель переводит сигнал с ФЭУ в импульс напряжения с временем нарастания переднего фронта около 0.5 мксек. Быстрое совпадение при таких параметрах невозможно, особенно при низких энергиях.

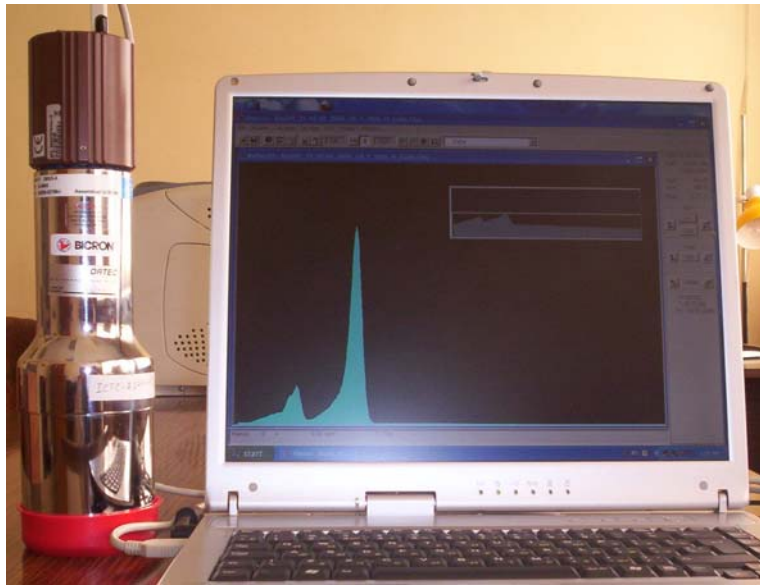


Рис. 8. Детектор на основе NaI(Tl) фирмы ORTEC

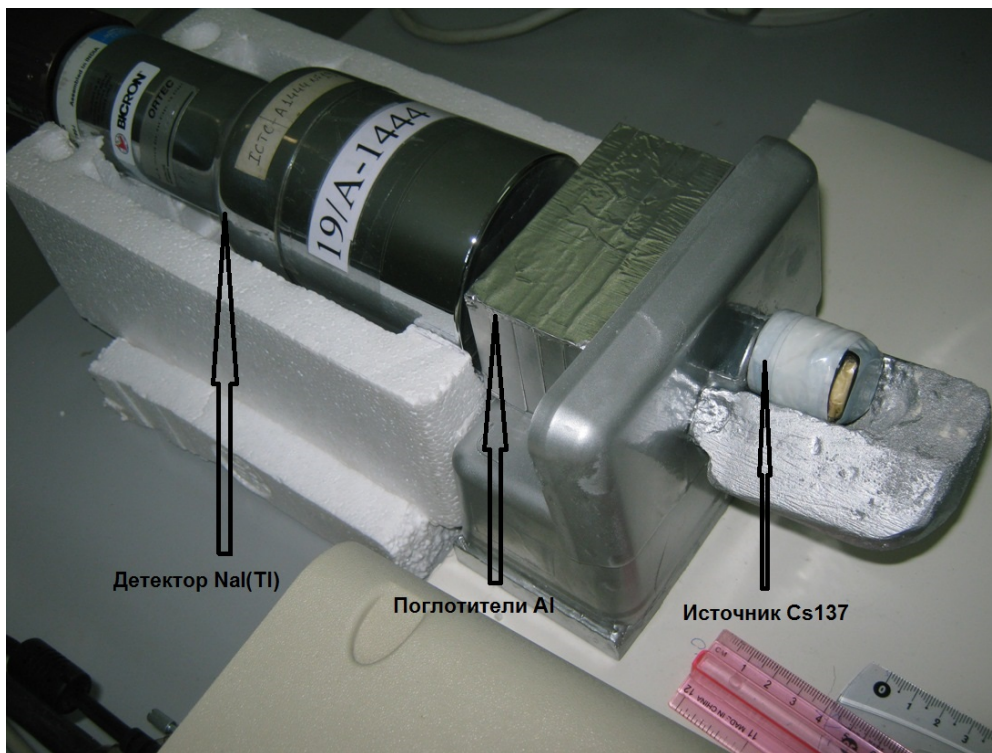


Рис. 9. Лабораторная установка с алюминиевыми поглотителями.

## Лабораторная работа

### Подключение детектора

1. Включить компьютер

2. Подключить разъем детектора к входу USB компьютера
3. Открыть программу MAESTRO
4. Убедиться, что в окне Buffer высвечивается детектор 001USER-PC22MCB130. Если другое – обратиться к руководителю.
5. Нажать “Acquire – MCB Properties”
6. High Voltage – ON
7. Установить напряжение на детекторе 590 Вольт, если не установлено.

**Калибровка детектора радиоактивными источниками  $^{241}\text{Am}$  и  $^{137}\text{Cs}$**

1. Достать из сейфа контейнер с радиоактивным источником  $^{241}\text{Am}$ , извлечь источник из контейнера.
2. Установить радиоактивный источник  $^{241}\text{Am}$  перед окном детектора.
3. Установить время набора спектра, для этого Acquire – MCB Properties – Preset – Real time – 500 секунд.
4. Начать набор спектра кнопкой “Go” – погаснет зеленая индикация “Go”, загорится красная индикация “Stop”.
5. Контролировать показатель мертвого времени набора “Dead Time” в правом верхнем окне – должен быть не более 10%.
6. По завершении набора загорится индикация “Go” .
7. На экране высвечивается энергетический спектр от радиоактивного источника  $^{241}\text{Am}$ .
8. Передвижением курсора стрелками влево-вправо установить курсор на пиковое значение спектра.
9. С нижней части экрана считать значение номера канала под названием “Marker”.
10. “Calculate – Calibration – Destroy calibration”
11. Установить значение энергии излучения от  $^{241}\text{Am}$  в окне энергии, для  $^{241}\text{Am}$  это значение составляет 59.54 КэВ.

12. Удалить  $^{241}\text{Am}$  в контейнер, спрятать в сейф.
13. Достать из сейфа контейнер с радиоактивным источником  $^{137}\text{Cs}$ , извлечь источник из контейнера.
14. Установить радиоактивный источник  $^{137}\text{Cs}$  перед окном детектора.
15. Повторить пункты 3-10 для  $^{137}\text{Cs}$ .
16. Установить значение энергии излучения от  $^{137}\text{Cs}$  в окне энергии, для  $^{137}\text{Cs}$  это значение составляет 661 КэВ.
17. ОК – завершить калибровку, выйти из окна калибровки.

### *Порядок проведения эксперимента*

#### *Измерение функции пропускания $\gamma$ -излучения в свинцовом поглотителе*

1. Набрать амплитудные спектры выходных импульсов при 5 различных толщинах  $x$  свинцового поглотителя, помещаемого между сцинтиллятором и источником. Первое измерение спектра провести в отсутствии поглотителя. Набранные спектры записать в файлы. Сохранить измеренный спектр “File – Save As”, выбрать свою директорию (для каждого студента создана своя индивидуальная директория)  
 “MyDocuments\_LabWork\_Gamma\_Students\_StudentName”  
 (StudentName=Andranik, Armine, Anush or Mher), в двух расширениях – Integer ChN и ASCII SPE, под названием Pb0(1,2,3,4,5). Пояснение: Pb0 – спектр без свинцового поглотителя, Pb1 – спектр с 1 слоем поглотителя и т.д.
2. Аналогично набрать амплитудные спектры выходных импульсов при 5 различных толщинах  $x$  алюминиевого поглотителя, помещаемого между сцинтиллятором и источником. Первое измерение спектра провести в отсутствии поглотителя. Набранные спектры записать в файлы. Сохранить измеренный спектр “File – Save As”, выбрать свою директорию (для каждого студента создана своя индивидуальная директория)  
 “My Documents\_LabWork\_Gamma\_Students\_StudentName”  
 (StudentName=Andranik, Armine, Anush or Mher), в двух расшире-

ниях – Integer ChN и ASCII SPE, под названием A10(1,2,3,4,5). Пояснение: A10 – спектр без поглотителя, A11 – спектр с 1 слоем поглотителя и т.д.

### Обработка результатов эксперимента

1. Выделить в полученных спектрах пики полного поглощения. Оценить площадь под пиками полного поглощения  $P$  (найти интегральное число частиц в пиках).

2. Вычислить функцию пропускания  $B(x)$ , равную отношению  $P(x)$  к  $P(x=0)$ .

3. На основании полученных данных построить график  $B(x)$ . Объяснить ход зависимости (пример приведен на рис. 10).

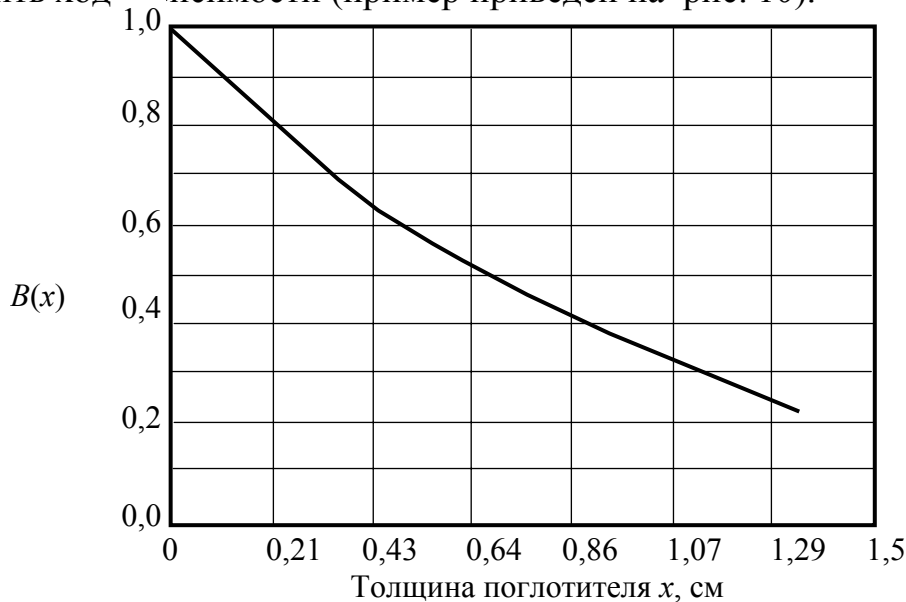


Рис. 10. Экспериментально полученная функция пропускания  $B(x)$   $\gamma$ -излучения для свинцового поглотителя

4. Полученную в эксперименте функцию пропускания  $B(x)$  аппроксимировать экспоненциальной функцией (Пример приведен на рис. 11). Найти линейный коэффициент ослабления  $\tau$   $\gamma$ -излучения Cs-137 в свинце.



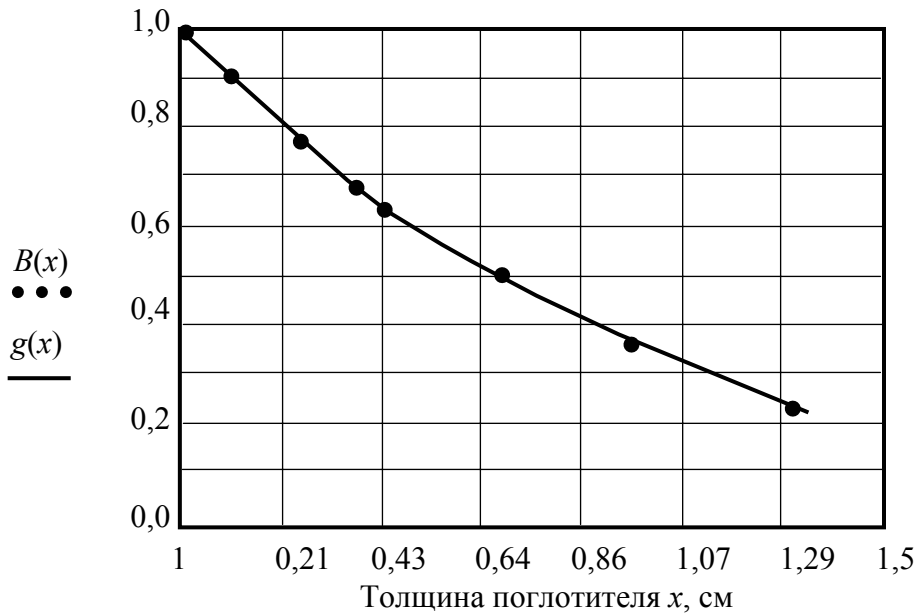


Рис. 11. Экспериментальная функция пропускания  $B(x)$  и экспоненциальная функция  $g(x) = e^{-\tau x}$

5. Зная плотность свинца ( $\rho = 11,35 \text{ г/см}^3$ ), вычислить массовый коэффициент ослабления  $\mu$ .

6. Построить экспериментальную функцию пропускания  $B(x)$  в полупологарифмическом масштабе. Аппроксимировать полученную зависимость линейной функцией  $y(x) = ax + b$ . Найти линейный коэффициент ослабления  $\tau$   $\gamma$ -излучения Cs-137 в свинце.

7. Повторить задания 1–6 для экспериментальных результатов, полученных при использовании алюминиевых поглотителей ( $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$ ).

8. Определить вклады комптоновского рассеяния и фотоэффекта в экспериментальный спектр  $\gamma$ -квантов. Выделить в амплитудном спектре, измеренном в отсутствии поглотителя, часть, которая соответствует комптоновскому рассеянию (см. рис. 6). Вычислить площадь под комптоновским распределением  $P_k$ . Величина  $P_k$  определяется числом  $\gamma$ -квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет комптон-эффекта. Площадь под пиком полного поглощения (фотопиком)  $P$ , вычисленная в пункте 1, определяется числом  $\gamma$ -квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет фотоэффекта. Так как коэффициент  $\mu$  пропорционален числу актов взаимодействия, можно написать следующее соотношение:

$$P/P_k = \mu_{\text{ф}}/\mu_{\text{к}},$$

где  $\mu_{\phi}$ ,  $\mu_{\kappa}$  – коэффициенты поглощения за счет фото- и комптон-эффектов в веществе сцинтиллятора.

Поскольку полный коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов в веществе сцинтиллятора  $\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa}$  известен и равен  $0,076 \text{ см}^2/\text{г}$ , можно отдельно найти коэффициенты  $\mu_{\phi}$  и  $\mu_{\kappa}$ .