
Отчёт по работе 5.5.5

Компьютерная сцинтилляционная гамма-спектрометрия

Бичина Марина, Карташов Константин Б04-005

I Анотация

Цель работы: Измерение и определение энергий и интенсивности дискретных гамма-линий от различных гамма-источников и их идентификации.

Оборудование:

- ▷ Гамма-источники: $^{22}_{11}\text{Na}$, $^{60}_{27}\text{Co}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{152}_{63}\text{Eu}$, $^{241}_{95}\text{Am}$
 - ▷ Сцинтилляционный гамма-спектрометр (сцинтиллятор, ФЭУ, предусилитель)
 - ▷ АЦП для преобразования импульсов с ФЭУ
 - ▷ Компьютер для сбора данных, их обработки и хранения
-

II Теоретическая часть

Основными процессами взаимодействия гамма-излучения с веществом являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. Каждый из этих процессов вносит свой вклад в образование наблюдаемого спектра. Образующиеся при этих процессах электроны испытывают большое количество неупругих соударений с молекулами и атомами среды. Неупругие соударения могут сопровождаться как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов среды. В промежуточных же стадиях (при переходах возбуждённых молекул или атомов в основное состояние, при рекомбинации электрических зарядов и т.п.) в веществе возникают кванты света различных длин волн, присущих данному веществу.

При **фотоэффекте** кинетическая энергия электрона $T_e = E_\gamma - I_i$, где I_i – энергия ионизации i -той оболочки атома. Фотоэффект особенно существенен для тяжёлых веществ, где он идёт с заметной вероятностью даже при высоких энергиях гамма-квантов. В лёгких веществах фотоэффект становится заметен лишь при относительно небольших энергиях гамма-квантов. Наряду с фотоэффектом, при котором вся энергия гамма-кванта передаётся атомному электрону, взаимодействие гамма-излучения со средой может приводить к его рассеянию, т.е. отклонению от первоначального направления распространения на некоторый угол.

При **эффекте Комптона** происходит упругое рассеяние фотона на свободном электроне, сопровождающееся изменением длины волны фотона (реально этот процесс происходит на слабо связанных с атомом внешних электронах). Максимальная энергия образующихся комптоновских электронов соответствует рассеянию гамма-квантов на 2π и равна:

$$E_{\max} = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{m_e c^2}{2\hbar\omega}}. \quad (1)$$

При достаточно высокой энергии гамма-кванта наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия гамма-квантов с веществом – **образование электрон-позитронных пар**. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра или протона, то энергия образующегося ядра отдачи оказывается весьма малой, так что пороговая энергия гамма-кванта, необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной энергией покоя электрона $E_0 = 2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$.

Появившийся в результате процесса образования пар электрон теряет свою энергию на ионизацию среды. Таким образом, вся энергия электрона остаётся в детекторе. Позитрон будет двигаться до тех пор, пока практически не остановится, а затем аннигилирует с электроном среды, в результате чего появятся два гамма-кванта. Т.е., кинетическая энергия позитрона также останется в детекторе. Далее возможны три варианта развития событий:

а) оба родившихся гамма-кванта не вылетают из детектора, и тогда вся энергия первичного гамма-кванта останется в детекторе, а в спектре появится пик с $E = E_\gamma$;

б) один из родившихся гамма-квантов покидает детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - E_0$, где $E_0 = m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$;

в) оба родившихся гамма-кванта покидают детектор, и в спектре появляется пик, соответствующий энергии $E = E_\gamma - 2E_0$, где $2E_0 = 2m_e c^2 = 1022 \text{ кэВ}$;

Таким образом, любой спектр, получаемый с помощью гамма-спектрометра, описывается несколькими компонентами, каждая из которых связана с определённым физическим процессом. Как описано выше, основными физическими процессами взаимодействия гамма-квантов с веществом являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар, и каждый из них вносит свой вклад в образование спектра. Помимо этих процессов, добавляются экспонента, связанная с наличием фона, пик характеристического излучения, возникающий при взаимодействии гамма-квантов с окружающим веществом, а также пик обратного рассеяния, образующийся при энергии квантов $E_\gamma \gg m_e c^2$ в результате рассеяния гамма-квантов на большие углы на материалах конструктивных элементов детектора и защиты. Положение пика обратного рассеяния определяется по формуле (E – энергия фотопика):

$$E_{\text{обр}} = \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}}. \quad (2)$$

Энергетическим разрешением спектрометра называется величина:

$$R_i = \frac{\Delta E_i}{E_i}, \quad (3)$$

т.е. отношение ширины пика полного поглощения (измеренной на полу-высоте) к регистрируемой энергии пика поглощения. Это значение $E_i \propto \overline{n_i}$ – числу частиц на выходе ФЭУ. При этом $\Delta E_i \propto \overline{\Delta n_i} = \sqrt{\overline{n_i}}$ – ширина пика пропорциональна среднеквадратичной флуктуации, которая равна корню из числа частиц. Таким образом, наша формула (3) примет вид:

$$R_i = \frac{\text{const}}{\sqrt{E_i}} \quad (4)$$

III Экспериментальная часть

i Проведение измерений и подготовка данных к обработке

При помощи гамма-спектрометра измерим спектры для каждого образца и фонового излучения с временем воздействия ~ 600 с. Так как нам известно точное время воздействия нормализуем спектры относительно 600 с, поделив полученные значения на $\tau/600$, где τ – действительное время воздействия. Это позволит нам сравнить интенсивности гамма-спектров для различных источников, а также вычесть фоновое излучение.

Учтём фоновое излучение. Для этого вычтем из каждого спектра приближённое значение фонового излучения, если при этом получаться отрицательные значения, то заменим их на ноль. Измеренный спектр фонового излучения и приближённые значения показаны на рис. 1. Приближённые значения получены при помощи сглаживающего сплайна с параметром сглаживания $\lambda = 2400$ (UnivariateSpline из scipy).

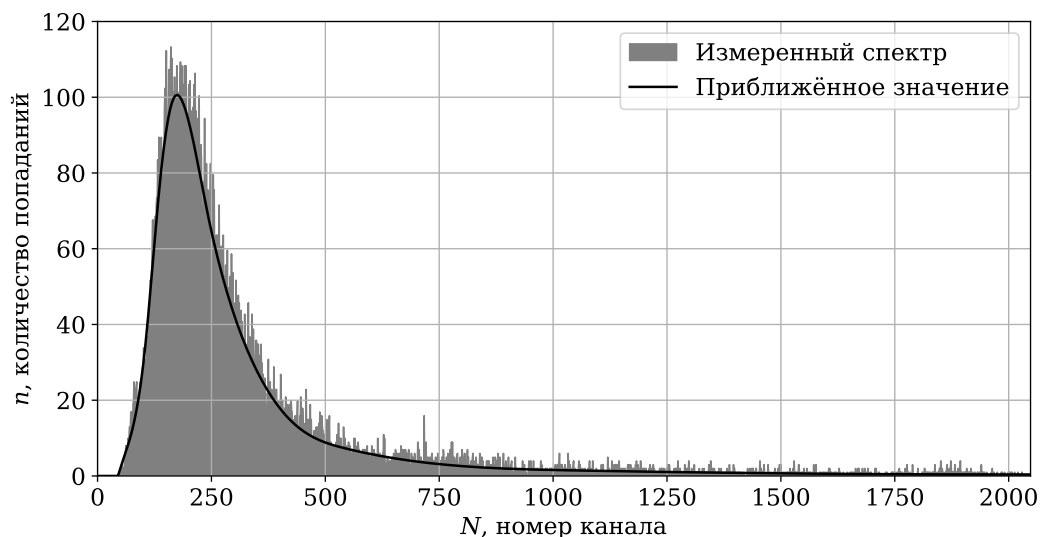


Рис. 1: Спектр фонового излучения

ii Калибровка оси

По измеренным спектрам для ^{22}Na , ^{60}Co и ^{137}Cs найдём положения известных гамма-линий и по измеренным данным построим калибровочную прямую. Для измерения положения гамма-линии будем приближать её гауссианом (curve_fit из scipy):

$$y = A \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (5)$$

Полученные значения запишем в таблицу 1. По полученным данным построим калибровочную прямую (рис. 2). Полученной значение $\mathcal{E} = 0.797 \cdot N - 32$.

Полоса	^{22}Na (1)	^{22}Na (2)	^{60}Co (1)	^{60}Co (2)	^{137}Cs
\mathcal{E} , кэВ	1274	511	1332.5	1173.2	661.7
x_0	1641	681.6	1716	1510	871.6
Δx_0	3	0.7	1	1	0.4

Таблица 1: Данные для построения калибровочной прямой

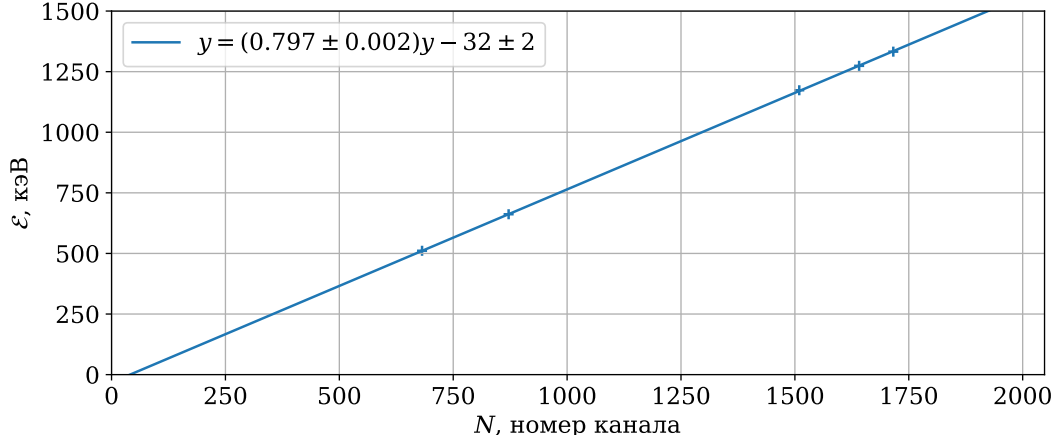


Рис. 2: График калибровочной прямой

iii Анализ спектров

Используем калибровочную прямую для построения измеренных спектров в энергетических координатах (рис. 3–7). Приближая пики гамма-линий гауссианами (5) найдём их положение и ширину на полу-высоте, примерно равной двум среднеквадратичным отклонениям 2σ (табл. 2).

Измерим энергии краёв комптоновского излучения (На рис. 3–7 обозначены буквой K). Рассчитаем теоретическое значение по формуле (1):

$$E_{\max} = K = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{m_e c^2}{2\hbar\omega}} = \frac{\mathcal{E}_\gamma}{1 + \frac{511 \text{ кэВ}}{2\mathcal{E}_\gamma}}, \quad (6)$$

построим график измеренных и рассчитанных значений (рис. 8). Видим, что значения получились очень похожими.

По данным из таблицы 2 проверим соотношение (4). Для этого построим график зависимости $R^2 = f(1/\mathcal{E})$ (рис. 10). Видим, что разброс точек достаточно большой, но при этом некая зависимость наблюдается.

Измерим энергии обратного рассеяния (На рис. 3–7 обозначены буквой B). Рассчитаем теоретическое значение по формуле (2):

$$E_{\max} = B = \frac{\mathcal{E}_\gamma}{1 + \frac{2\mathcal{E}_\gamma}{511 \text{ кэВ}}}, \quad (7)$$

также построим график измеренных и рассчитанных значений (рис. 9). Видим, что значения похожи на теоретические.

Источник	\mathcal{E} , кэВ	2σ , кэВ	R
^{241}Am	67	14	0.21
$^{152}\text{Eu}(1)$	43	16	0.37
$^{152}\text{Eu}(2)$	129	18	0.14
$^{152}\text{Eu}(3)$	245	38	0.16
$^{152}\text{Eu}(4)$	345	36	0.10
$^{152}\text{Eu}(5)$	777	88	0.11
$^{152}\text{Eu}(6)$	960	92	0.10
$^{152}\text{Eu}(7)$	1105	90	0.08
$^{152}\text{Eu}(8)$	1414	80	0.06
$^{137}\text{Cs}(0)$	32	18	0.56
$^{137}\text{Cs}(1)$	662	48	0.07
$^{60}\text{Co}(1)$	1170	78	0.07
$^{60}\text{Co}(2)$	1335	74	0.06
$^{22}\text{Na}(1)$	511	42	0.08
$^{22}\text{Na}(2)$	1275	76	0.06

Таблица 2: Пики полного поглощения на измеренных спектрах

Учтём характеристическое излучение свинца. Энергии характеристического излучения соответствующие $K\alpha_1, K\alpha_2$ и $K\beta_1$ переходам соответственно равны 75, 73, 86 кэВ. Однако на измеренных спектрах таких значений не наблюдается, из чего можно сделать вывод, что вклад характеристического излучения свинца в спектр незначителен.

IV Выводы

1. Изучили работу сцинтилляционного гамма-спектрометра, получив гамма-спектры для образцов.
2. По известным спектральным линиям откалибровали спектры по энергии.
3. Определили положения гамма-линий для остальных образцов.
4. Проверили эффект Комптона, сравнив измеренные энергии верхнего и нижнего край комптоновского рассеяния с теоретическими.
5. Проверили зависимость ширины спектральной линии от энергии линии.

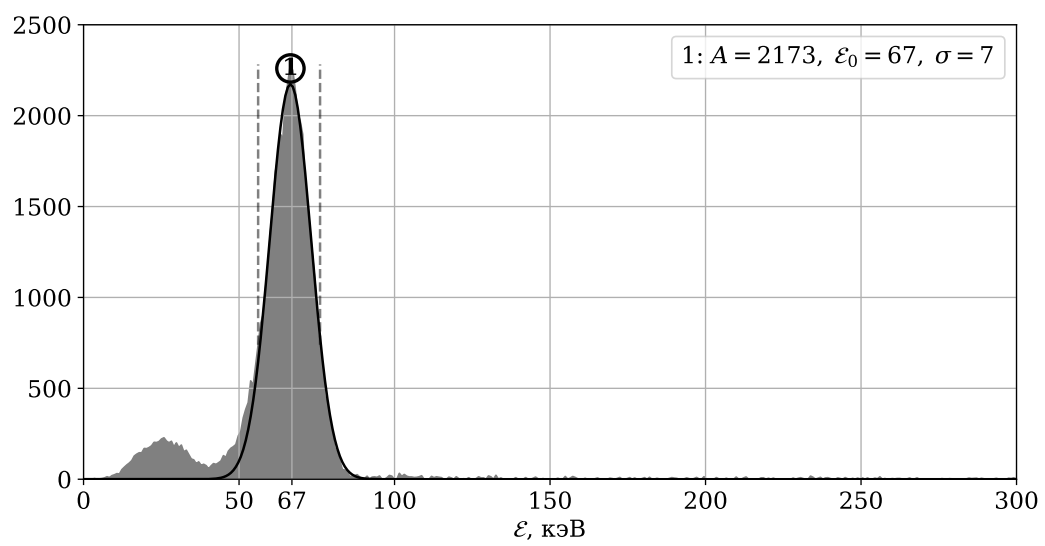


Рис. 3: Спектр $^{241}_{95}\text{Am}$

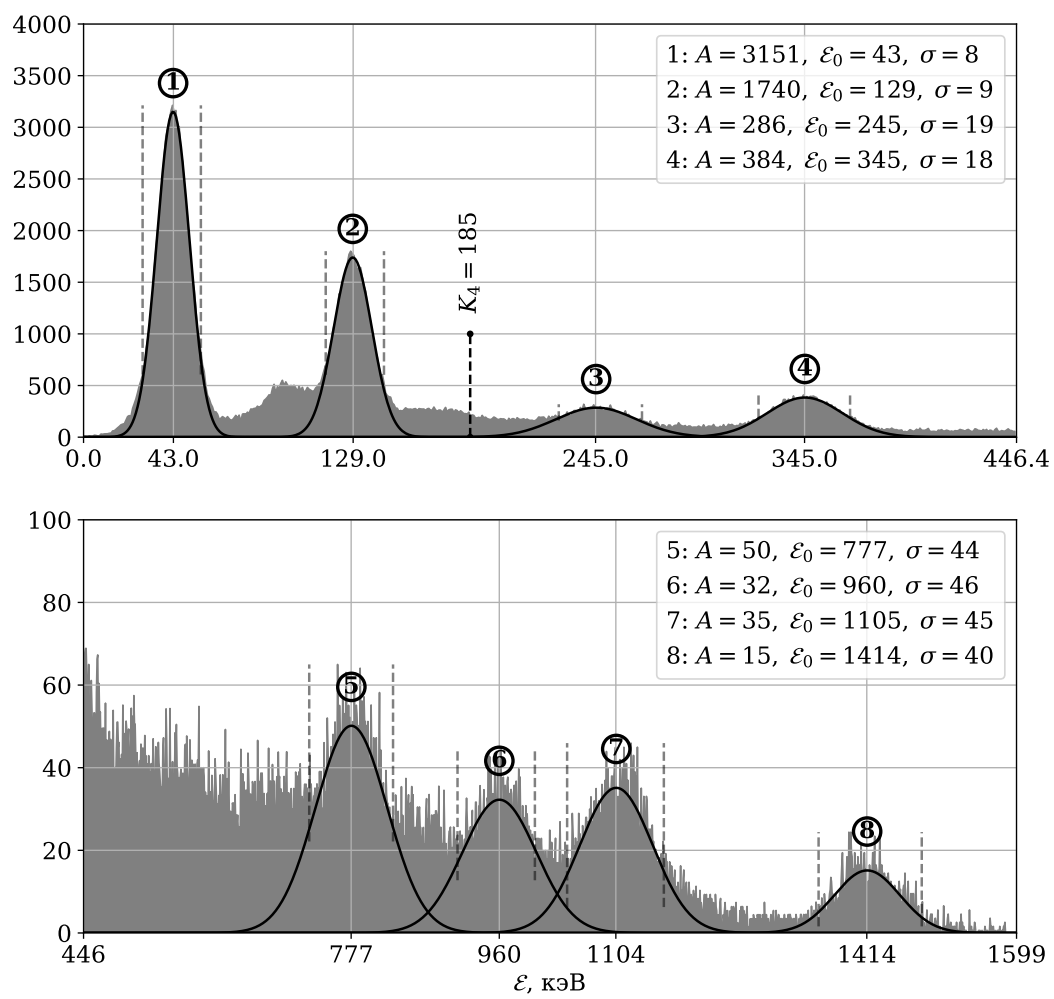


Рис. 4: Спектр $^{152}_{63}\text{Eu}$

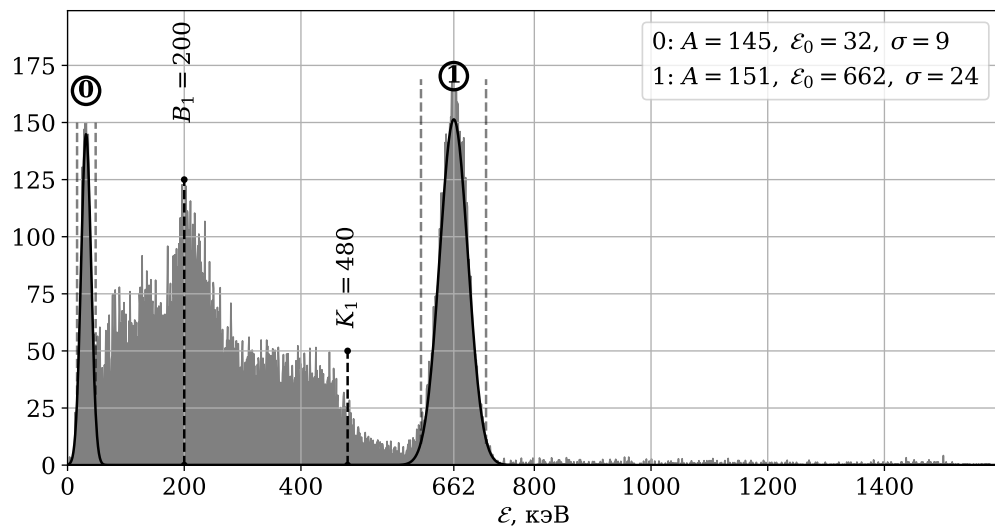


Рис. 5: Спектр $^{137}_{55}\text{Cs}$

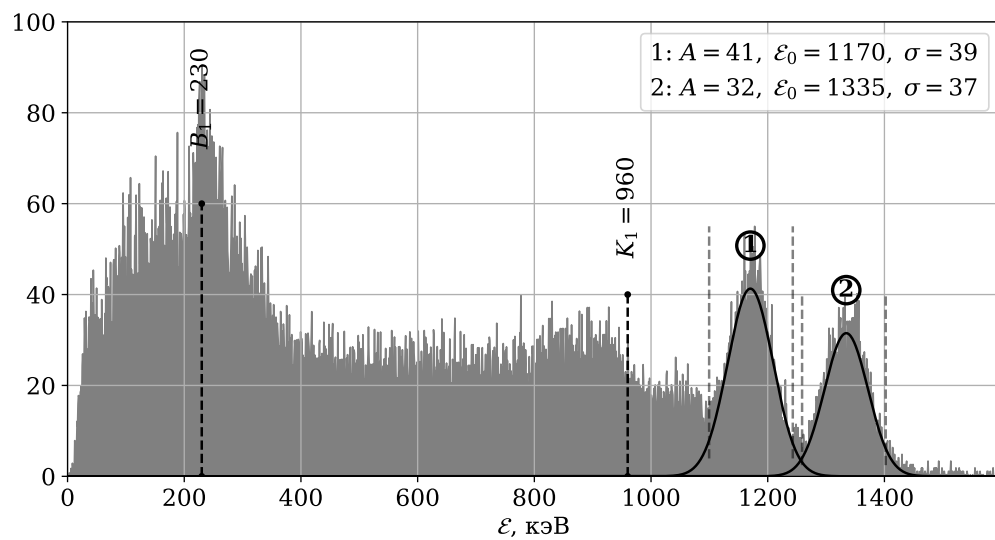


Рис. 6: Спектр $^{60}_{27}\text{Co}$

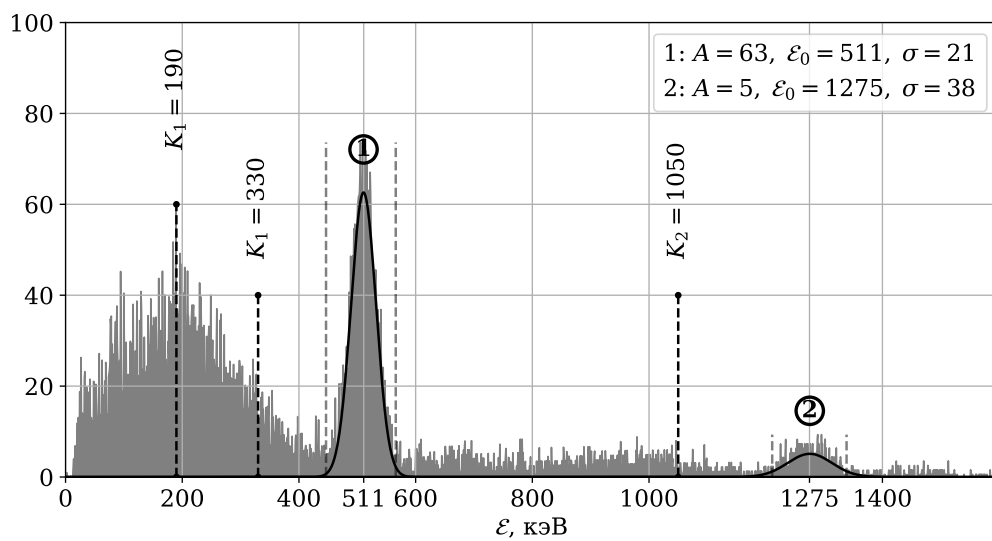


Рис. 7: Спектр $^{22}_{11}\text{Na}$

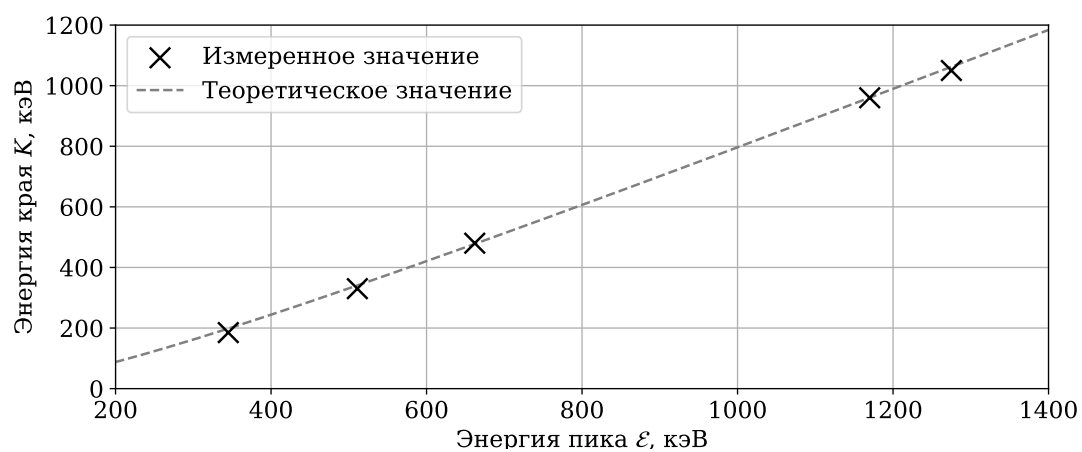


Рис. 8: График рассчитанных и измеренных значений энергий краёв комптоновского спектра

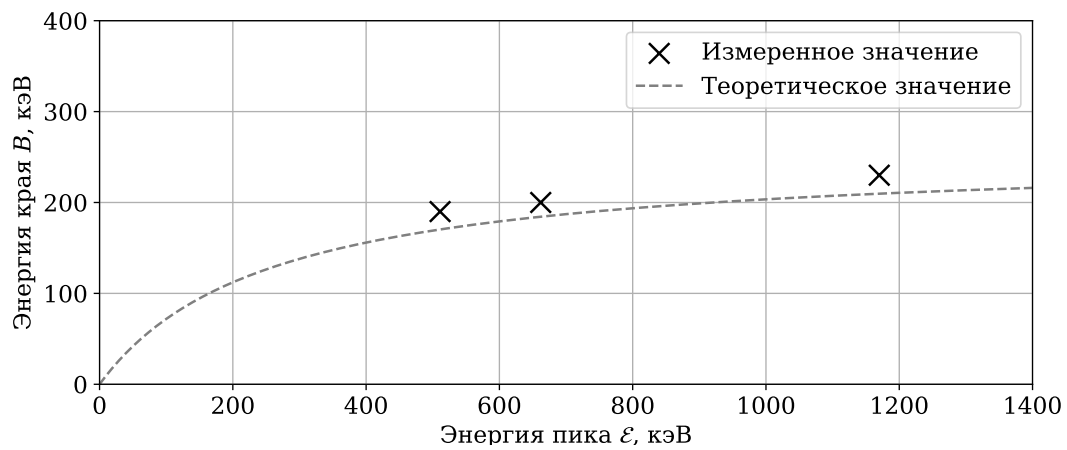


Рис. 9: График рассчитанных и измеренных значений энергий обратного рассеяния

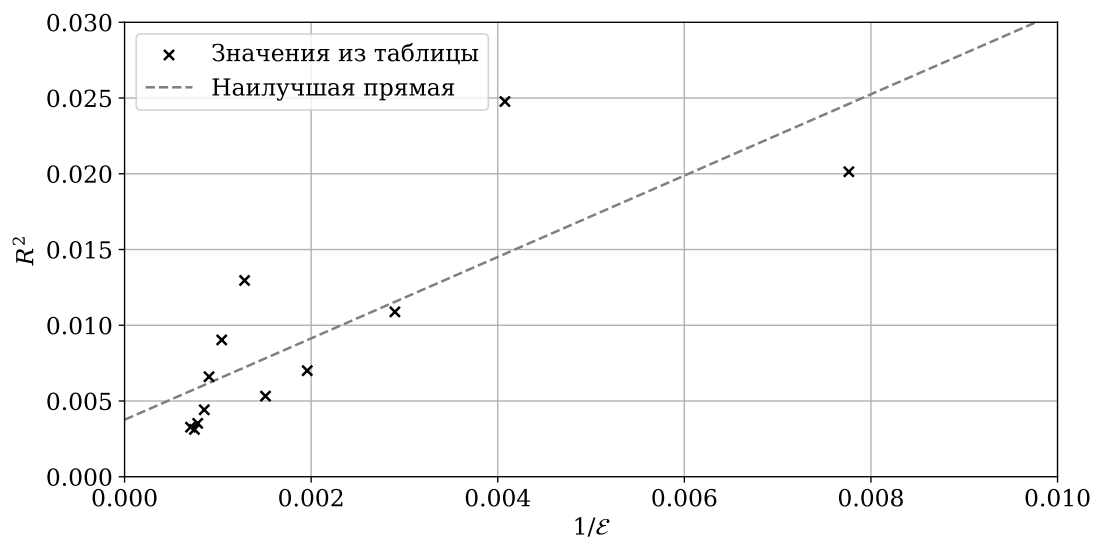


Рис. 10: График зависимости $R^2 = f(1/\varepsilon)$