

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФИЗТЕХ-ШКОЛА РАДИОТЕХНИКИ И КИБЕРНЕТИКИ

Измерения коэффициента ослабления потока γ -лучей в веществе и определение их энергии

Работу выполнил:
Шурыгин Антон
группа Б01-909

Долгопрудный, 2021

Содержание

1	Теоретические положения	3
1.1	Фотоэлектрическое поглощение.	3
1.2	Комптоновское рассеяние.	5
1.3	Образование пар	6
1.4	Полный коэффициент ослабления γ -лучей	7
2	Экспериментальная установка	8
3	Ход работы	10
4	Обработка результатов	11
5	Вывод	15

Цель работы: с помощью сцинтилляционной счетки измерить линейные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в свинце, железе и алюминии; по их величине определить энергию γ -квантов.

1 Теоретические положения

Гамма-лучи возникают при переходе возбужденных ядер из одного энергетического состояния в другое, более низкое. Энергия γ -квантов обычно заключена между несколькими десятками килоэлектронвольт и несколькими миллионами электрон-вольт. Гамма-кванты не несут электрического заряда, их масса равна нулю. Проходя через вещество, пучок γ -квантов постепенно ослабляется. Ослабление происходит по экспоненциальному закону, который может быть записан в двух эквивалентных нормах:

$$I = I_0 e^{-\mu l}, \quad I_0 e^{-\mu' m_1} \quad (1)$$

В этих формулах I, I_0 — интенсивности прошедшего и падающего излучений, l — длина пути, пройденного пучком γ -лучей, m_1 — масса пройденного вещества, приходящаяся на единицу площади, μ и μ' — константы, величина которых зависит от вещества, сквозь которое проходят γ -лучи. Длину пути l обычно выражают в сантиметрах, поэтому μ имеет размерность см^{-1} ; величину m_1 измеряют в г/см^2 , так что размерность μ' равна $\text{см}^2/\text{г}$. Форма записи через массу является предпочтительной, потому что μ' , в отличие от μ , не зависит от плотности среды.

Ослабление потока γ -лучей, происходящее при прохождении среды, связано с тремя эффектами: фотоэлектрическим поглощением, комптоновским рассеянием и с генерацией электрон-позитронных пар. Рассмотрим эти эффекты.

1.1 Фотоэлектрическое поглощение.

При столкновении γ -квантов с электронами внутренних атомных оболочек может происходить поглощение квантов. Энергия γ -кванта пе-

редается соответствующему электрону, а импульс делится между этим электроном и оставшимся после его вылета ионом. Свободный электрон не может поглотить γ -квант, так как при этом невозможно одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса. Наружные электроны не принимают участия в фотоэлектрическом поглощении, потому что они слабо связаны в атоме, так что их практически можно считать свободными. Вероятность dP_ϕ фотоэлектрического поглощения γ -квантов пропорциональна длине пути dl и плотности электронов в среде (в расчет должны приниматься только электроны, принадлежащие внутренним оболочкам атомов):

$$dP_\phi = \sigma_\phi n_1 dl, \quad \mu_\phi = \sigma_\phi n_1 \quad (2)$$

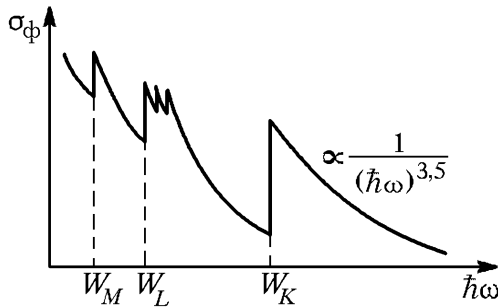


Рис. 1 Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

Здесь n_1 — плотность внутренних электронов, а σ_ϕ — поперечное сечение фотоэлектрического поглощения. Поперечное сечение характеризует вероятность фотоэффекта, рассчитанную на один электрон. Связь между μ_ϕ и σ_ϕ устанавливается из формулы (1) и в явном виде определяет зависимость μ от плотности среды.

Пусть в результате фотоэффекта энергия γ -кванта передается электрону, находящемуся на i -й оболочке атома. Обозначим через W_i энергию связи этого электрона. После вылета из атома электрон приобретает кинетическую энергию $T_i = \hbar\omega - W_i$. Освободившееся после вылета электрона место заполняется затем одним из электронов с вышележащих

оболочек. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение.

Вероятность фотоэффекта сложным образом зависит от энергии γ -лучей и от заряда ядер. Для оценок можно пользоваться формулой

$$\sigma_{\text{ф}} \propto \frac{Z^5}{(\hbar\omega)^{3,5}} \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что вероятность фотоэффекта быстро возрастает при переходе от легких элементов к тяжелым резко падает с увеличением энергии γ -квантов. На рис. ?? показана энергетическая зависимость сечения фотоэффекта. Из рисунка видно, что при энергиях γ -квантов, лежащих в области атомных энергий связи, сечение претерпевает резкие изменения: при возрастании энергии это сечение скачкообразно возрастает, когда становится возможным выбивание электронов с очередной оболочки (на рис. ?? это скачки при энергиях W_M, W_L, W_K , соответствующих энергиям связи M, L и K -электронов). В этой области сечение фотоэффекта очень велико по сравнению с сечениями других процессов. Поэтому фотоэффект является доминирующим механизмом поглощения γ -квантов при не очень высоких энергиях.

1.2 Комптоновское рассеяние.

Комптоновским рассеянием (или комптоновским эффектом) называется упругое столкновение γ -кванта с электроном. При таком столкновении γ -квант передает электрону часть своей энергии, величина которой определяется углом рассеяния. В отличие от фотоэффекта, который может идти только на сильно связанных электронах, комптоновское рассеяние происходит на свободных или слабосвязанных электронах. Роль эффекта Комптона становится существенной только тогда, когда энергия квантов становится много больше энергии связи электронов в атоме (когда достаточно падает вероятность фотоэффекта). Атомные электроны в этом случае можно считать практически свободными, что обычно и делается при теоретическом анализе.

Вероятность комптон-эффекта сложным образом зависит от энергии γ -квантов. В том случае, когда энергия γ -кванта много больше энер-

гии покоя электрона, формула сильно упрощается, и выражение для сечения комптон-эффекта приобретает вид:

$$\sigma_{\kappa} = \pi r^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega} \left(\ln \frac{2\hbar\omega}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

где $r \simeq 2,8 \cdot 10^{13}$ — классический радиус электрона, m — его масса. Из формулы (4) следует, что сечение комптон-эффекта с ростом энергии фотонов падает далеко не так резко, как сечение фотоэффекта. Сечение σ_{κ} относится к одному свободному электрону, в то время как приведенное выше сечение фотоэффекта (3) рассчитано на атом. Комптоновское рассеяние, отнесенное к атому, оказывается, естественно, в Z раз больше.

Комптоновский коэффициент линейного ослабления μ_{κ} связан с сечением σ_{κ} формулой, аналогичной (2). Под n следует в этом случае понимать плотность слабо связанных электронов, т. е. практически полную плотность электронов в веществе. Отметим в заключение, что, в отличие от фотоэффекта, эффект Комптона приводит не к поглощению γ -квантов, а к их рассеянию и уменьшению их энергии.

1.3 Образование пар

При энергиях γ -лучей, превышающих $2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$, становится возможен процесс поглощения γ -лучей, связанный с образованием электрон-позитронных пар. Рождение пар не может происходить в вакууме, оно возникает в электрическом поле ядер. Вероятность этого процесса приблизительно пропорциональна Z^2 и сложным образом зависит от энергии фотона. При энергиях больше $2mc^2$ фотоэффект даже для самых тяжелых ядер уже не играет практически никакой роли. Вероятность образования пар должна поэтому сравниваться с вероятностью комптоновского рассеяния. При энергиях, с которыми приходится иметь дело при изучении ядер, рождение пар существенно только в самых тяжелых элементах. Так, даже для свинца вероятность рождения пар сравнивается с вероятностью комптоновского эффекта только при энергии около 4,7 МэВ.

1.4 Полный коэффициент ослабления γ -лучей

Полный линейный коэффициент μ ослабления пучка γ -квантов при прохождении через вещество равен сумме коэффициентов для всех трех рассмотренных процессов. На рис. 2 изображены графики μ для различных материалов.

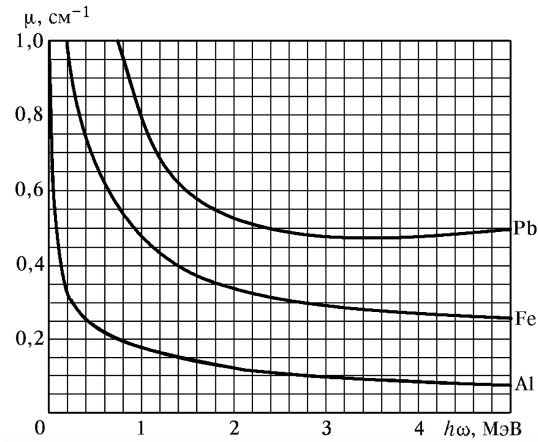


Рис. 2 Полные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в алюминии, железе и свинце

Обратимся вновь к формуле (1). Ее нетрудно получить из теоретических соображений. Рассмотрим опыты, поставленные в хорошей геометрии, т. е. в условиях, когда исследуется прохождение сквозь вещество узкого параллельного пучка γ -лучей. В этом случае не только фотоэлектрическое поглощение и генерация пар, но и комптоновское рассеяние выводит γ -кванты из пучка. Поэтому при прохождении через вещество меняется только количество, но не энергия γ -квантов в пучке, так что коэффициент μ , характеризующий поглощение γ -квантов в веществе, не зависит от длины пути. Обозначим через $-dN$ число γ -квантов, выбывших из пучка на пути dl . Это число пропорционально имеющемуся их числу N и пройденному пути dl . Имеем, следовательно,

$$-dN = \mu N dl \rightarrow N = N_0 e^{-\mu l} \quad (5)$$

те то же самое, что и формула (1). В плохой геометрии, когда рассеянные под небольшими углами γ -кванты остаются в пучке, их спектр с прохождением вещества меняется, и формула (1), вообще говоря, неприменима. Эта формула, однако, работает и в этом случае лучше, чем можно было бы ожидать. Причина хорошего согласия заключается в том, что γ -кванты с энергией 1 – 2 МэВ, потерявшие энергию из-за комптоновского рассеяния, быстро выбывают из пучка из-за резкого увеличения сечений $\sigma_{\text{ф}}$ и $\sigma_{\text{к}}$.

В данной работе коэффициент ослабления μ измеряется в хорошей геометрии. Из формулы (1) или (5) имеем

$$\mu = \frac{1}{l} \ln \frac{N_0}{N} \quad (6)$$

Для определения коэффициента ослабления нужно, таким образом, измерить толщину образца l , число падающих частиц N_0 и число частиц N , прошедших через образец.

2 Экспериментальная установка

Схема установки, используемой в работе, показана на рис. 3. Свинцовый коллиматор выделяет узкий почти параллельный пучок γ -квантов, проходящий через набор поглотителей П и регистрируемый сцинтилляционным счетчиком). Сигналы от счетчика усиливаются и регистрируются пересчетным прибором ПП. Высоковольтный выпрямитель ВВ обеспечивает питание сцинтилляционного счетчика.

При недостаточно хорошей геометрии в результаты опытов могут вкратиться существенные погрешности. В реальных установках всегда имеется конечная вероятность того, что γ -квант провзаимодействует в поглотителе несколько раз до того, как попадет в детектор. Чтобы уменьшить число таких случаев, в данной работе сцинтилляционный счетчик расположен на большом расстоянии от источника γ -квантов, а поглотители имеют небольшие размеры. Их следует устанавливать за коллиматорной щелью на некотором расстоянии друг от друга, чтобы испытывавшие

комптоновское рассеяние и выбывшие из прямого потока кванты с меньшей вероятностью могли в него вернуться.

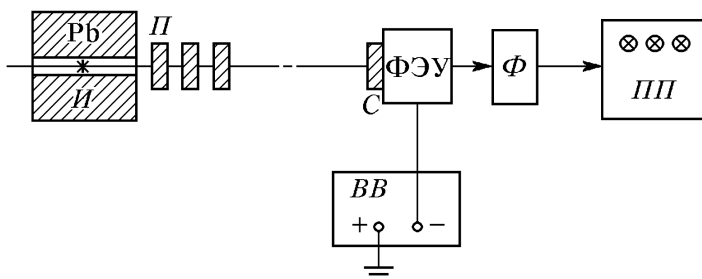


Рис. 3 Блок-схема установки, используемой для измерения коэффициентов ослабления потока γ -лучей.

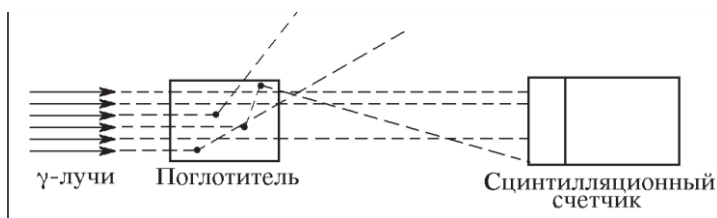


Рис. 4 Схема рассеяния γ -квантов в поглотителе.

3 Ход работы

В условиях эксперимента необходимо учитывать фон, поэтому

$$N_0 = n_0 - n_{\text{фон}}, N_i = n_i - n_{\text{фон}}. \quad (7)$$

	n	t, с	$N, \frac{\text{part}}{\text{с}}$
N_0	899735	60	14996
$n_{\text{фон}}$	690	60	12

Таблица 1 : измерения фона и числа частиц N_0 без поглотителя

d, mm	N_1	N_2	N_3	$t_1, \text{с}$	$t_2, \text{с}$	$t_3, \text{с}$
20	263952	260973	263118	30	30	30
39,9	160503	159906	160081	30,51	30,54	30,72
59,9	97798	98489	99099	30,56	30,56	30,54
80	59773	60059	62402	30,43	30,24	30,63
100,1	39806	40409	40142	30,51	30,5	30,52
120	25347	25638	25903	30,45	30,45	30,45

Таблица 2 : измерения числа частиц для алюминия

свинец						
d, mm	N_1	N_2	N_3	$t_1, \text{с}$	$t_2, \text{с}$	$t_3, \text{с}$
4,7	455151	432762	433034	60	60	60
9,4	213251	211264	213926	60	60	60
14,4	57808	60097	60509	30	30	30
19	31461	31782	32412	30	30	30
24	18439	18414	18550	30,2	30,57	30,56

Таблица 3 : измерения числа частиц для свинца

железо								
d, mm	N ₁	N ₂	N ₃	< N >	N	t ₁ , c	t ₂ , c	t ₃ , c
10	115277	113948	114488	114571	7374	15,42	15,54	15,65
20,1	54906	54438	55587	54977	3549	15,51	15,55	15,41
30,2	27951	28301	28747	28333	1819	15,45	15,56	15,71
40,3	15106	14870	15330	15102	980	15,44	15,29	15,49
50,4	8412	8315	8274	8334	537	15,54	15,41	15,6
60,4	4564	4560	4553	4559	294	15,52	15,53	15,45

Таблица 4 : измерения числа частиц для железа

4 Обработка результатов

Погрешности При повторном проведении опыта измерения количества частиц для фиксированной длины замечаем, что измеренная величина отличается не более чем на 3% от среднего значения. На самом деле среднее значение отклонения от среднего $\sim 0,5 \div 1,5$ %. Но беру с запасом верхнюю границу. Значит,

$$\frac{\sigma_N}{N} \approx \frac{\sigma_{N_0}}{N_0} = 0,03$$

$$\sigma_{\ln\left(\frac{N_0}{N}\right)} = \frac{1}{\frac{N_0}{N}} \sigma_{N_0/N} = \frac{1}{\frac{N_0}{N}} \cdot \frac{N_0}{N} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_0}}{N_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2}$$

$$\sigma_{\ln\left(\frac{N_0}{N}\right)} \approx 0,042$$

Погрешность измерения длины поглотителя - это просто погрешность штангенциркуля, т.к. каждый измерения происходи после каждого добавления нового слоя. Таким образом, $\sigma_d = 0,01$ см

Обрабаем полученные во время работы данные:

- определим среднее число частиц 3-х измерений для фиксированной длины

- определим число частиц, детектируемое за 1 секунду
- учтем рассчитанную погрешность
- построим графики для свинца, железа, алюминия

d, mm	$\langle N \rangle$	$N, \frac{\text{part}}{\text{с}}$	$\langle t \rangle, \text{с}$
20	262681	8756	8756
39,9	160163	5236	5236
59,9	98462	3223	3223
80	60745	1996	1996
100,1	40119	1315	1315
120	25629	842	842

Таблица 5 : обработанные данные для алюминия

d, mm	$\langle N \rangle$	$\frac{\text{part}}{\text{с}}$	$\langle t \rangle, \text{с}$
4,7	440316	7339	60
9,4	212814	3547	60
14,4	59471	1982	30
19	31885	1063	30
24	18468	607	30,44

Таблица 6 : обработанные данные для свинца

d, mm	$\langle N \rangle$	$\frac{\text{part}}{\text{с}}$	$\langle t \rangle, \text{с}$
10	114571	7374	15,54
20,1	54977	3549	15,49
30,2	28333	1819	15,57
40,3	15102	980	15,41
50,4	8334	537	15,52
60,4	4559	294	15,5

Таблица 7 : обработанные данные для железа

Учтем погрешность МНК:

d, cm	$\ln(N_0/N)$	σ_d, cm	$\sigma_{\ln(N_0/N)}$
2	0,54	0,01	0,042
3,99	1,05	0,01	0,042
5,99	1,54	0,01	0,042
8	2,02	0,01	0,042
10,01	2,44	0,01	0,042
12	2,89	0,01	0,042

Таблица 8 : данные для графика, алюминий

d, cm	$\ln(N_0/N)$	σ_d, cm	$\sigma_{\ln(N_0/N)}$
0,47	0,72	0,01	0,042
0,94	1,44	0,01	0,042
1,44	2,03	0,01	0,042
1,9	2,66	0,01	0,042
2,4	3,23	0,01	0,042

Таблица 9 : данные для графика, свинец

d, cm	$\ln(N_0/N)$	σ_d, cm	$\sigma_{\ln(N_0/N)}$
1	0,71	0,01	0,042
2,01	1,44	0,01	0,042
3,02	2,12	0,01	0,042
4,03	2,74	0,01	0,042
5,04	3,35	0,01	0,042
6,04	3,97	0,01	0,042

Таблица 10 : данные для графика, железо

$$\sigma_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2}{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} - \mu^2}$$

Из построенных графиков по МНК получаем, что:

Из таблицы 4 приложения V получаем соответствующую среднюю энерги γ - лучей, испускаемых источником:

образец	μ , 1/с	σ_μ , 1/с
Al	0,234	0,0038
Pb	1,29	0,0536
Fe	0,641	0,0618

Таблица 11 : результаты

- $\mu_{Al} = 0,234 \pm 0,0038 \Rightarrow E_\gamma \approx 0,4 \div 0,5$ МэВ
- $\mu_{Pb} = 1,23 \pm 0,053 \Rightarrow E_\gamma \approx 0,6$ МэВ
- $\mu_{Fe} = 0,234 \pm 0,0038 \rightarrow E_\gamma \approx 0,4 \div 0,5$ МэВ

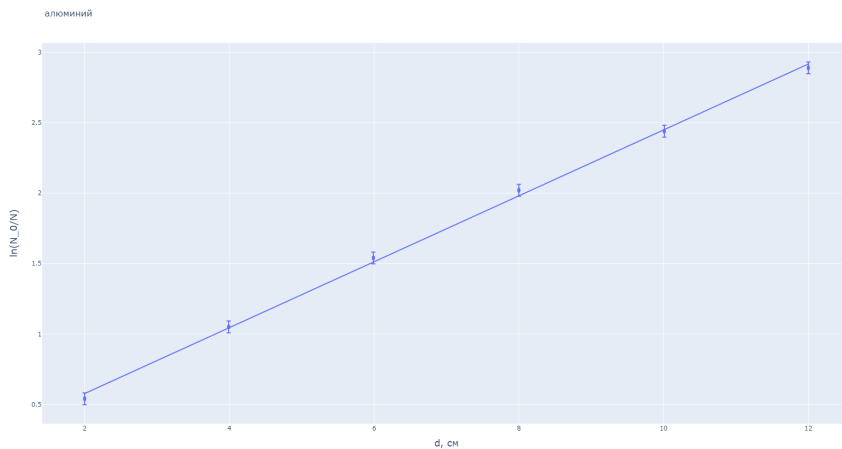


Рис. 5 : зависимость для алюминия

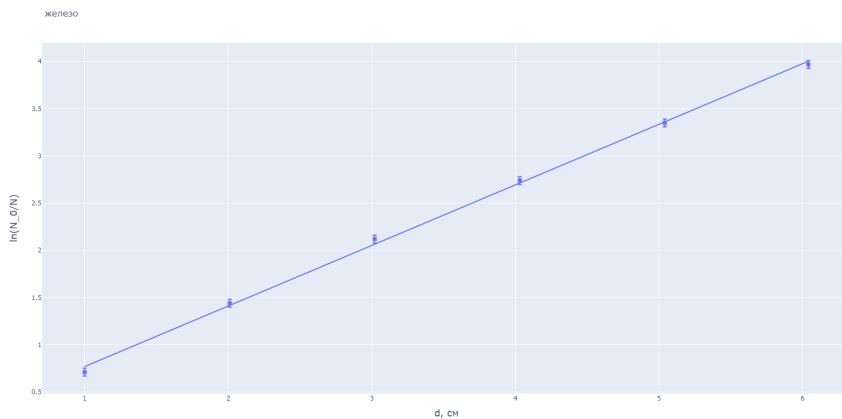


Рис. 6 : зависимость для железа

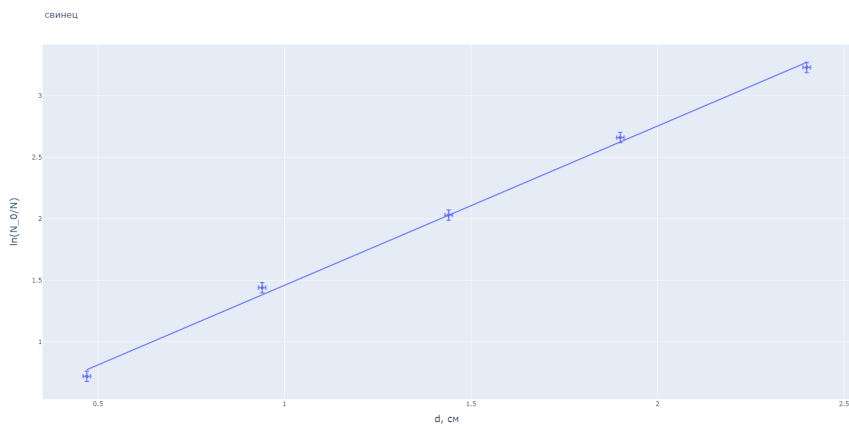


Рис. 7 : зависимость для свинца

5 Вывод

В настоящей лабораторной работе с помощью сцинтилляционного счетчика были измерены линейные коэффициенты ослабления μ потока

γ -лучей в свинце, железе, алюминии. Среднюю энергию излучения, испускаемого источником, определили по справочной таблице, приведенной в приложении лабораторного практикума по общей физике.

Приведу результаты еще раз дам небольшой анализ.

- $\mu_{Al} = 0,234 \pm 0,0038 \Rightarrow E_\gamma \approx 0,4 \div 0,5 \text{ МэВ}$
- $\mu_{Pb} = 1,23 \pm 0,053 \Rightarrow E_\gamma \approx 0,6 \text{ МэВ}$
- $\mu_{Fe} = 0,234 \pm 0,0038 \rightarrow E_\gamma \approx 0,4 \div 0,5 \text{ МэВ}$

1. значения линейных коэффициентов, а также погрешности получились адекватного порядка.
2. средняя энергия испускаемых квантов получилась для каждого вещества приблизительно порядка $\approx 0,5 \text{ МэВ}$

Учитывая два пункта, приведенных выше, можно считать, что эксперимент проведён успешно и полученные значения в пределах погрешности соответствуют реальным значениям.