

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики

Лабораторная работа № 5.1
(Общая физика: квантовая физика)

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

Работу выполнил:
Иванов Кирилл, 625 группа

г. Долгопрудный
2018 год

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

1. Теоретическое введение

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 передается 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 $dP_{\text{ф}}$ фотоэлектрического поглощения γ -квантов пропорциональна длине пути dl и плотности электронов в среде (в расчет должны приниматься только электроны, принадлежащие внутренним оболочкам атомов):

$$dP_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} n_1 dl, \quad \mu_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} n_1 \quad (2)$$

Здесь n_1 — плотность внутренних электронов, а $\sigma_{\text{ф}}$ — поперечное сечение фотоэлектрического поглощения. Поперечное сечение характеризует вероятность фотоэффекта, рассчитанную на один электрон. Связь между $\mu_{\text{ф}}$ и $\sigma_{\text{ф}}$ устанавливается из формулы (1) и в явном виде определяет зависимости 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

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

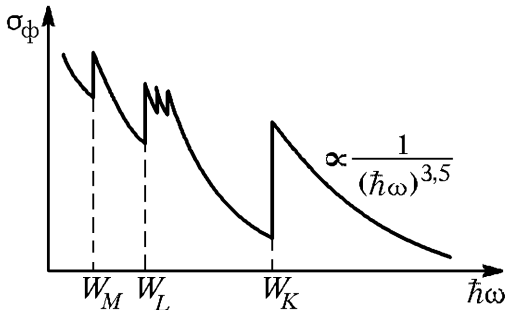


Рис. 1: Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

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. 1 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. 1 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 Комptonовское рассеяние.

Комптон-рассеянием (или комптон-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, комптон-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 энергии покоя электрона, формула сильно упрощается, и выражение для сечения комптон-эффекта приобретает вид:

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

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 $\sigma_{\text{к}}$ 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_k связан с сечением σ_k 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.

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,

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

т.е. 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 σ_f и σ_k .

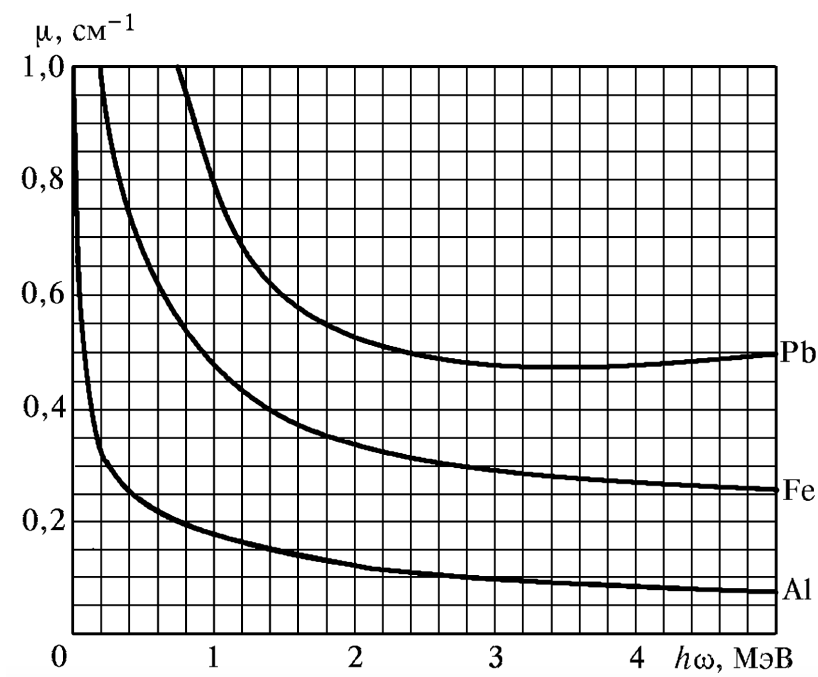


Рис. 2: Полные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в алюминии, железе и свинце

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

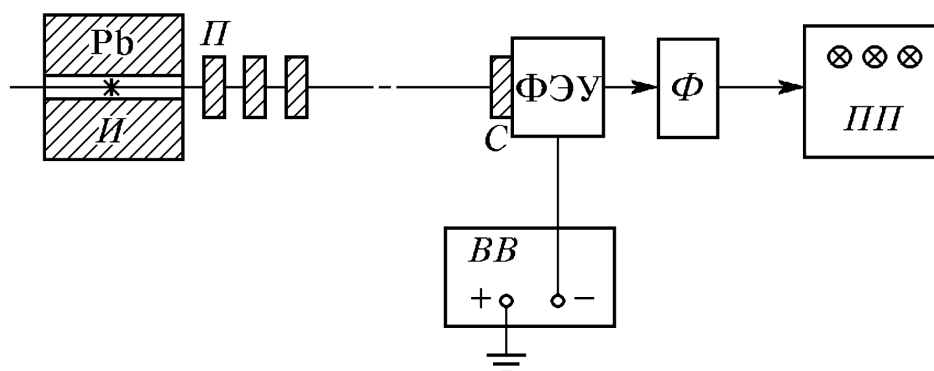


Рис. 3: Блок-схема установки, используемой для измерения коэффициентов ослабления потока γ -лучей: И — источник γ -лучей; Pb — свинцовый контейнер с коллиматорным каналом; П — набор поглотителей; С — сцинтиллятор (кристалл $NaI(Tl)$); Ф — формирователь-выпрямитель

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

3. Выполнение работы

Примечание: в работе через N' обозначается число частиц за какое-то время t (безразмерная величина), $N = \frac{N'}{t}$ — число частиц за секунду [с^{-1}]. Погрешность этих величин считается как

$$\sigma_N = N \cdot \frac{\sqrt{N'}}{N'} = \frac{\sqrt{N'}}{t}$$

Включив установку, для начала перекроем коллиматорный канал толстой свинцовой пробкой и в течении 10 минут измерим фон. Получаем $N'_{\text{ф}} = 14939$ частиц, т.е. $N_{\text{ф}} = 24,9 \pm 0,2 \text{ с}^{-1}$.

Теперь измерим число частиц без поглотителя: за 20 секунд счетчик показывает $N'_0 = 244487$ частиц, т.е. $N_0 = 12199 \pm 25 \text{ с}^{-1}$ (с учетом вычета фона).

Теперь проведем 4 серии измерений, закрывая коллиматорный канал поглотителями из свинца, железа, алюминия и пробки (древесины) разной толщины. Результаты занесем в таблицы 2-5.

При измерении длины поглотителя мы измеряли каждый «кусочек» с помощью штангенциркуля и прибавляли длину «кусочка» к уже имеющейся длине поглотителя. Таким образом, погрешность измерения длины l мы оцениваем как

$$\sigma_{l_i} = \sqrt{\sum_{j=1}^i \sigma_{l_j}^2} = \sqrt{i} \sigma_{\text{ш}}$$

Где $\sigma_{l_j} = \sigma_{\text{ш}} = 0,2 \text{ мм}$ — погрешность измерения каждого «кусочка».

Из формулы (6) выведем удобную для фитирования полученных данных линейной функцией формулу

$$\ln N = \ln N_0 - \mu l$$

Построим для каждого образца график вида $y = b - ax$, результаты фита сведём в таблицу 1.

С помощью коэффициентов из таблицы 1 и графика рис. 2 определим энергию γ -квантов:

- У свинца $\mu \approx 0,969 \text{ см}^{-1} \Rightarrow E \simeq 0,78 \text{ МэВ}$. Табличное значение для энергии 0,8 МэВ — $0,982 \text{ см}^{-1}$.
- У железа $\mu \approx 0,528 \text{ см}^{-1} \Rightarrow E \simeq 0,81 \text{ МэВ}$. Табличное значение для энергии 0,8 МэВ — $0,526 \text{ см}^{-1}$.
- У алюминия $\mu \approx 0,205 \text{ см}^{-1} \Rightarrow E \simeq 0,66 \text{ МэВ}$. Табличное значение для энергии 0,8 МэВ — $0,184 \text{ см}^{-1}$, для энергии 0,6 МэВ — $0,210 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, средняя энергия γ -квантов равна 0,75 МэВ.

Таблица 1: Результаты фита $y = b - ax$

Образец	$b = \ln N_0$	$a = \mu, \text{ см}^{-1}$	χ^2_ν
Свинец	$9,25 \pm 0,02$	$0,969 \pm 0,014$	0,7
Железо	$9,29 \pm 0,02$	$0,528 \pm 0,006$	1,5
Алюминий	$9,38 \pm 0,04$	$0,205 \pm 0,005$	24
Пробка	$9,39 \pm 0,03$	$0,0095 \pm 0,0004$	3,6

4. Вывод

В этой работе мы изучили ослабление потоков γ -квантов в четырех различных веществах: свинце, железе, алюминии и пробке (древесине) и экспериментальным путем опередили коэффициенты ослабления (таблица 1).

С помощью этих коэффициентов мы определили энергию γ -квантов — примерно 0,75 МэВ.

Радиационная безопасность

В ходе выполнения данной работы нами также были проведены небольшие измерения по радиационной безопасности в лаборатории.

Проведём измерения уровня радиации в нескольких местах лаборатории вдали от радиоактивных источников; измеренный уровень радиации составляет 0,15 мкЗв/ч и 0,18 мкЗв/ч.

Измеренный уровень радиации на рабочем месте — 0,12 мкЗв/ч.

Измеренная интенсивность излучения вблизи свинцовой защиты радиоактивного источника — 0,22 мкЗв/ч. При измерении интенсивности излучения напротив коллиматора вблизи выходящего пучка дозиметр зашкаливает.

В работе использовался источник γ -излучения, поэтому эквивалентная доза совпадает с поглощённой.

Полученная за время работы в лаборатории доза облучения: $0,11 \text{ мкЗв/ч} \cdot 3 \text{ ч} = 0,36 \text{ мкЗв}$.
 Предельно допустимая эффективная доза составляет 5 мЗв за год и 1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет. Следовательно, полученная за время работы в лаборатории доза облучения значительно меньше предельно допустимой.

Графики и таблицы

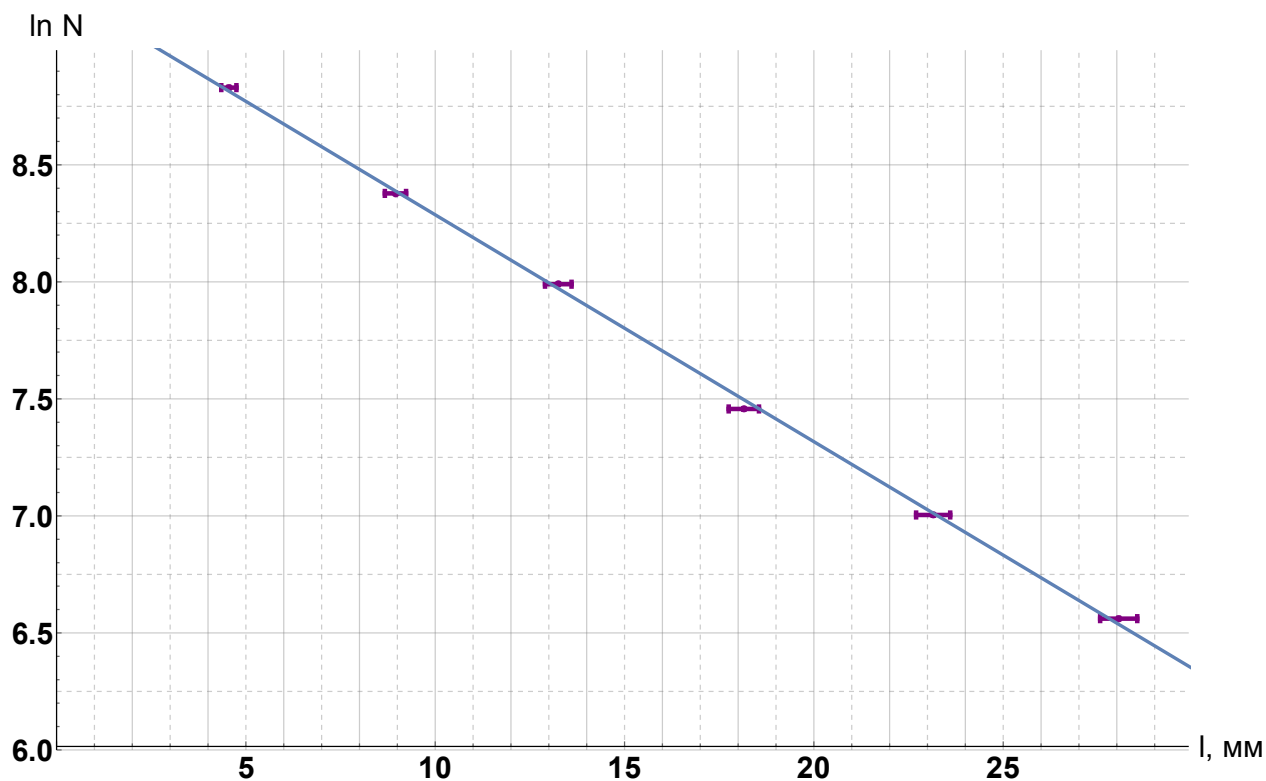
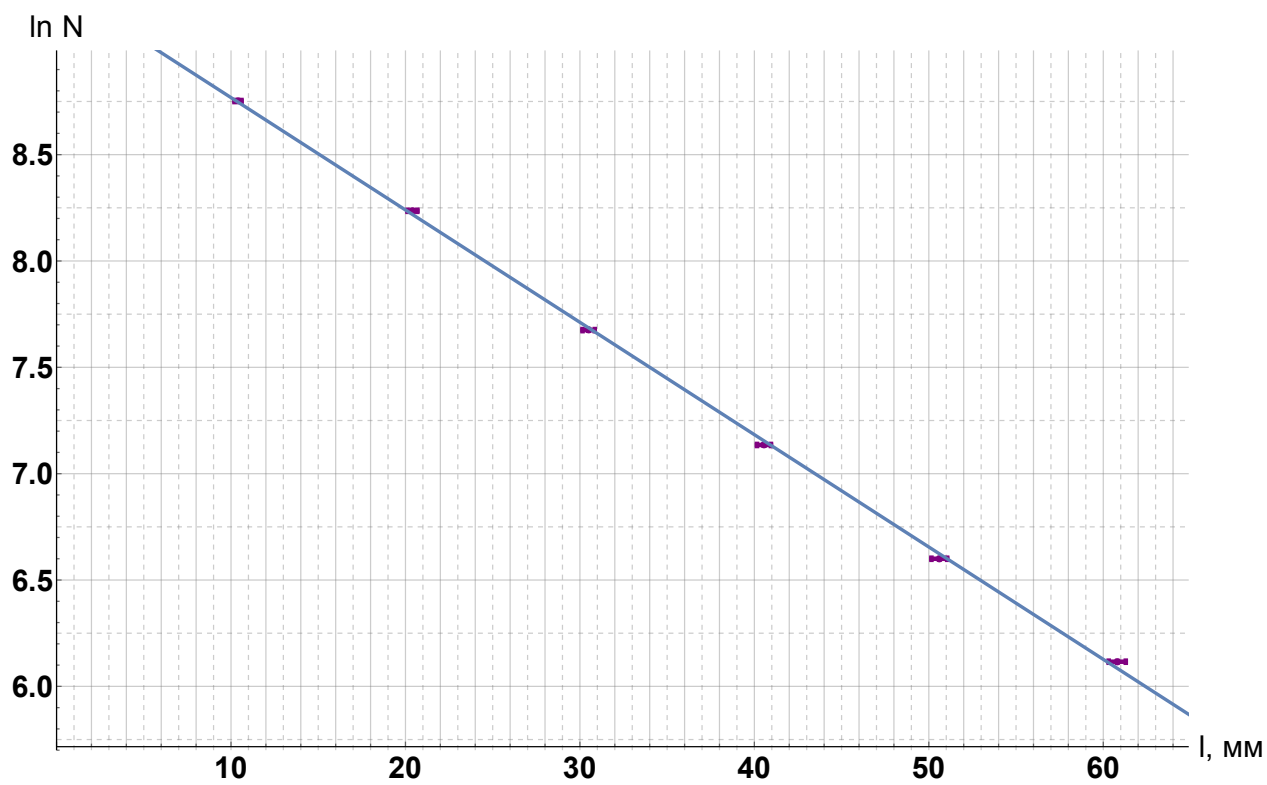
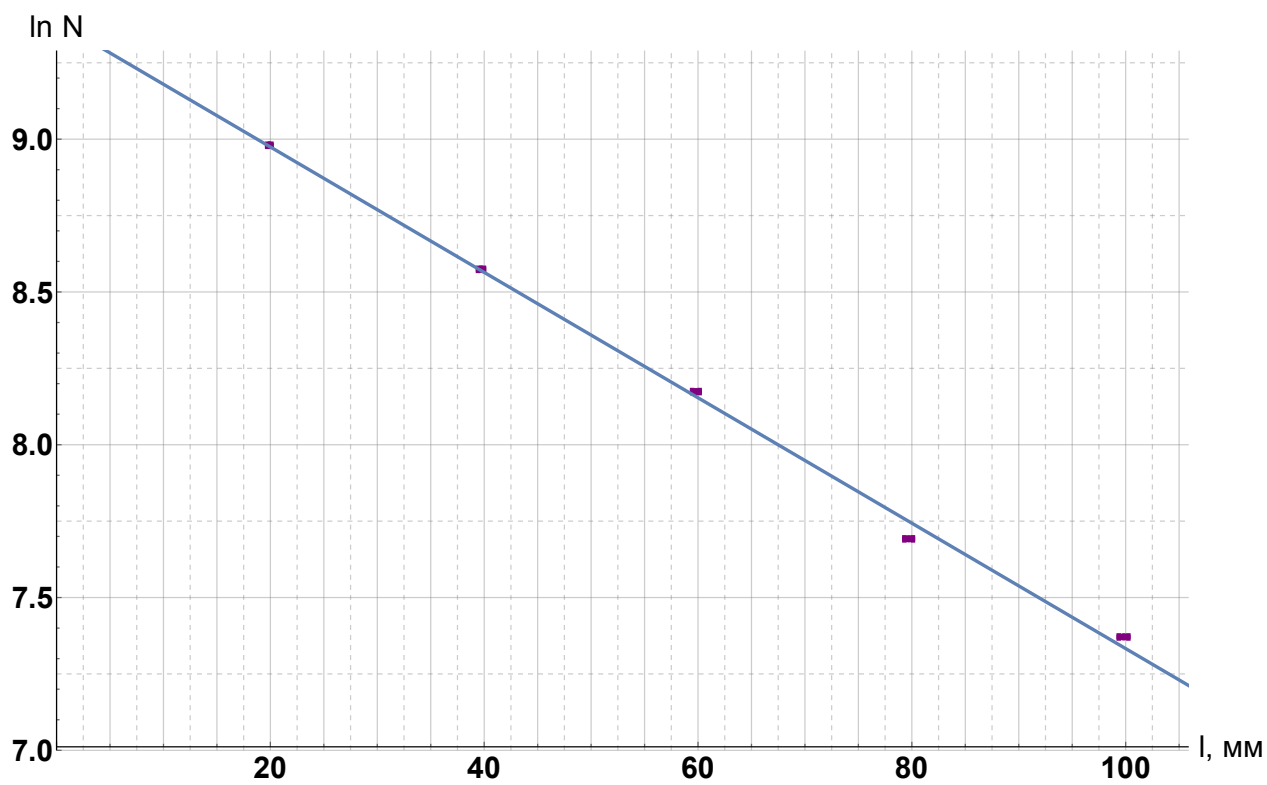
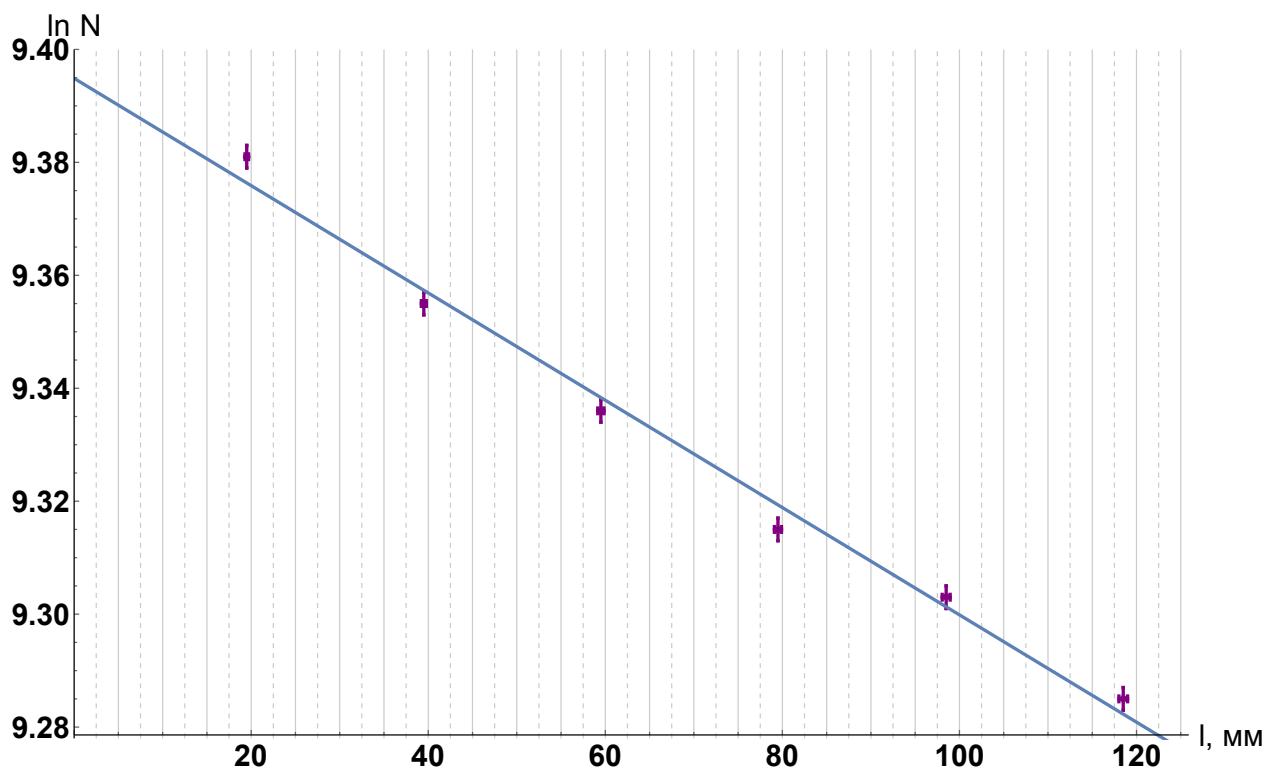


Рис. 4: Ослабление γ -лучей в свинце

Таблица 2: Ослабление γ -лучей в свинце

№	l , мм	σ_l , мм	N'	t , с	N , с^{-1}	σ_N , с^{-1}	$\ln N$	$\sigma_{\ln N}$
1	4.55	0.2	137190	20	6835	19	8.83	0.003
2	8.95	0.28	175029	40	4351	10	8.378	0.002
3	13.25	0.35	119005	40	2950	9	7.99	0.003
4	18.15	0.4	105458	60	1733	5	7.457	0.003
5	23.15	0.45	101334	90	1101	4	7.004	0.003
6	28.05	0.49	109744	150	707	2	6.561	0.003

Рис. 5: Ослабление γ -лучей в железеРис. 6: Ослабление γ -лучей в алюминии

Рис. 7: Ослабление γ -лучей в пробке (древесине)Таблица 3: Ослабление γ -лучей в железе

№	$l, \text{ мм}$	$\sigma_l, \text{ мм}$	N'	$t, \text{ с}$	$N, \text{ с}^{-1}$	$\sigma_N, \text{ с}^{-1}$	$\ln N$	$\sigma_{\ln N}$
1	10.4	0.2	190381	30	6321	15	8.752	0.002
2	20.4	0.28	114002	30	3775	11	8.236	0.003
3	30.5	0.35	130668	60	2153	6	7.675	0.003
4	40.55	0.4	115211	90	1255	4	7.135	0.003
5	50.6	0.45	106440	140	735	2	6.6	0.003
6	60.8	0.49	114715	240	453	1	6.116	0.003

Таблица 4: Ослабление γ -лучей в алюминии

№	$l, \text{ мм}$	$\sigma_l, \text{ мм}$	N'	$t, \text{ с}$	$N, \text{ с}^{-1}$	$\sigma_N, \text{ с}^{-1}$	$\ln N$	$\sigma_{\ln N}$
1	19.9	0.2	159422	20	7946	20	8.98	0.003
2	39.7	0.28	159510	30	5292	13	8.574	0.003
3	59.8	0.35	142914	40	3548	9	8.174	0.003
4	79.7	0.4	132888	60	2190	6	7.692	0.003
5	99.8	0.45	145262	90	1589	4	7.371	0.003

Таблица 5: Ослабление γ -лучей в **древесине**

№	l , мм	σ_l , мм	N'	t , с	N , с^{-1}	σ_N , с^{-1}	$\ln N$	$\sigma_{\ln N}$
1	19.5	0.2	237645	20	11857	24	9.381	0.002
2	39.5	0.28	231631	20	11557	24	9.355	0.002
3	59.5	0.35	227327	20	11341	24	9.336	0.002
4	79.5	0.4	222510	20	11101	24	9.315	0.002
5	98.5	0.45	219907	20	10970	23	9.303	0.002
6	118.5	0.49	215922	20	10771	23	9.285	0.002