

Работа 5.1а
**Измерение коэффициента ослабления потока
 γ -лучей в веществе и определение их энергии**

Валеев Рауф Раушанович
группа 825

3 октября 2020 г.

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.

Теория

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:

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

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.

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 $T_i = \hbar\omega - W_i$. Освободивше-

еся после вылета электрона место заполняется затем одним из электронов с вышележащих оболочек. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение.

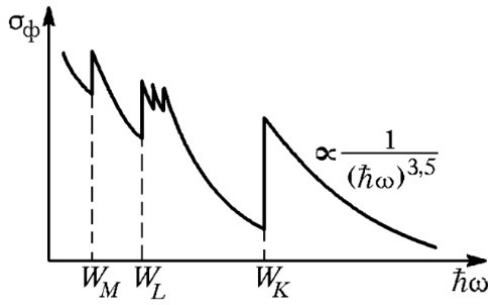


Рис. 1: Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

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.

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

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

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_k 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 за-

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. 1 показана энергетическая зависимость сечения фотоэффекта. Из рисунка видно, что при энергиях γ -квантов, лежащих в

ключение, что, в отличие от фотоэффекта, эффект Комптона приводит не к поглощению γ -квантов, а к их рассеянию и уменьшению их энергии.

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.

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.

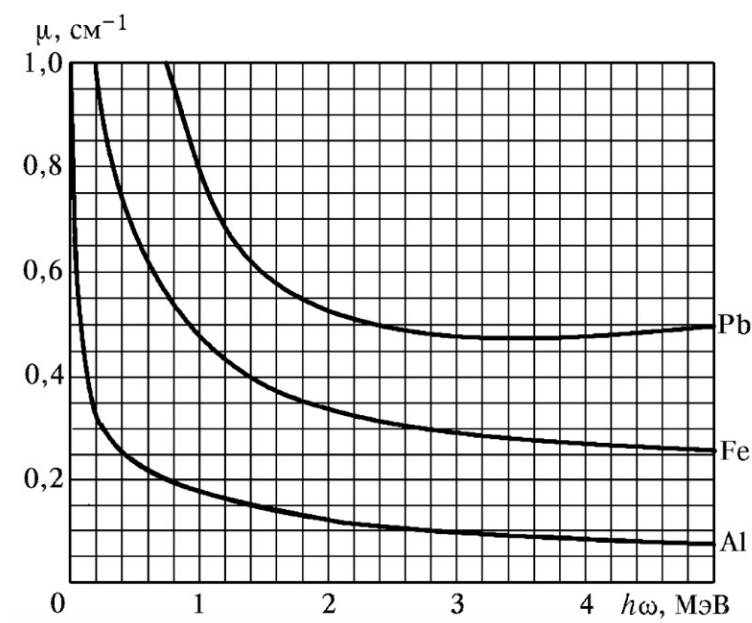


Рис. 2: Полные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в алюминии, железе и свинце

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,

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

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 $\sigma_{\text{ф}}$ 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.

Экспериментальная установка

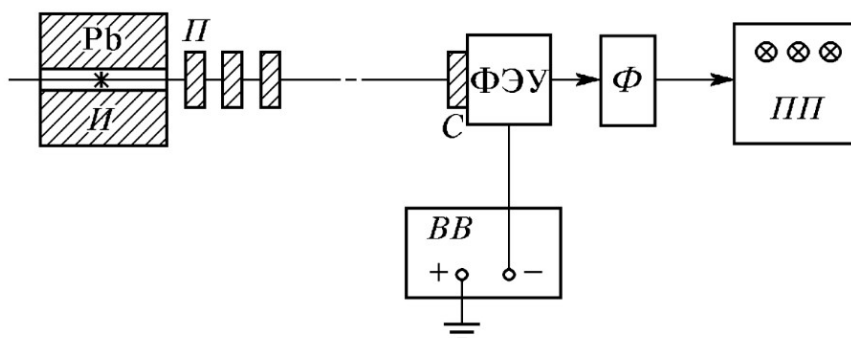


Рис. 3: Блок-схема установки, используемой для измерения коэффициентов ослабления потока γ -лучей: И — источник γ -лучей; Pb — свинцовый контейнер с коллиматорным каналом; П — набор поглотителей; С — сцинтиллятор (кристалл NaI(Tl)); Ф — формирователь-выпрямитель

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 вкратиться существенные погрешности. В реальных установках всегда имеется конечная вероятность того, что γ -квант взаимодействует 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.

Ход работы

Замечание 1. В работе считается, что погрешность измерения количества частиц, прошедших через счетчик, можно оценить как

$$\sigma_N = \sqrt{N},$$

где N — количество посчитанных частиц.

Включим установку и для начала проверим, работает ли она, убрав все поглощающие элементы (далее нам это так же понадобится). Здесь и далее погрешность среднего считаем по среднеквадратичному отклонению, т.е.

$$\sigma'_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2}{\sqrt{N(N-1)}}}$$

А погрешность итоговую среднего значения берем как

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\sigma_{\bar{x}}'^2 + \overline{\sigma_{x_i}}^2}$$

$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
1	84314	300
2	84038	300
3	84555	300
4	83745	300
5	84351	300
6	84183	300
7	84527	300
8	83773	300
9	83774	300
10	84295	300
Среднее значение	84200 ± 300	

Таблица 1: Измерения количества частиц без поглотителей

Далее измерим шум, вызванный внешними источниками, и т.п.

$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
1	157	13
2	150	12
3	137	12
4	172	13
5	131	11
6	127	11
7	147	12
8	148	12
9	151	12
10	163	13
Среднее значение	150 ± 13	

Таблица 2: Измерение шума

Для измерения длины образцов мы используем штангенциркуль для измерения каждой "плашечки" а потом складываем их друг с другом, поэтому погрешность итоговой ширины поглотителя можно оценить как

$$\sigma_{l_{sum}} = \sqrt{n} \sigma_{sh}$$

где n — количество "плашечек" в общем поглотителе. Здесь приведем сразу средние значения для каждой длины поглотителя, а исходные таблицы приведем в конце лабораторной работы. В этой таблице сразу посчитаем по формуле (6) коэффициент μ и погрешность по формуле

$$\sigma_{\mu} = \frac{\mu}{l} \sqrt{\frac{\varepsilon_l^2}{l^2} \ln^2 \left(\frac{N_0}{N - N_{noise}} \right) + \frac{\varepsilon_{N_0}^2}{N_0^2} + \frac{\varepsilon_N^2 + \varepsilon_{N_{noise}}^2}{(N - N_{noise})^2}}$$

Алюминий						
d_{plast} , мм	n_{plast}	n	σ_n	ε_n	μ , см ⁻¹	σ_{mu} , см ⁻¹
20,2	1	55100	200	0,36%	0,211273	0,000011
40,2	2	36600	200	0,55%	0,208272	0,000005
60,5	3	24200	200	0,83%	0,207117	0,000004
80,5	4	16280	140	0,86%	0,205281	0,000003
100,5	5	10910	100	0,92%	0,204712	0,000002
Железо						
d_{plast} , мм	n_{plast}	n	σ_n	ε_n	μ , см ⁻¹	σ_{mu} , см ⁻¹
10	1	47400	200	0,42%	0,5777	0,0003
20,1	2	26600	200	0,75%	0,57609	0,00016
30,3	3	15000	120	0,80%	0,57267	0,00011
40,4	4	8590	100	1,16%	0,56936	0,00008
50,4	5	5000	100	2,00%	0,56631	0,00006

Свинец						
$d_{plast}, \text{ мм}$	n_{plast}	n	σ_n	ε_n	$\mu, \text{ см}^{-1}$	$\sigma_{mu}, \text{ см}^{-1}$
5	1	46800	200	0,43%	1,181	0,006
9,7	2	26700	200	0,75%	1,19	0,003
14,4	3	16210	140	0,86%	1,151	0,002
19	4	9450	100	1,06%	1,1596	0,0015
23,8	5	5460	100	1,83%	1,1612	0,0012

Таблица 3: Таблица измеряемых величин для различных элементов

Далее, посчитав коэффициенты μ мы можем сказать, что

$$\mu_{Al} \approx (0,2073 \pm 0,0005) \text{ см}^{-1}$$

$$\mu_{Fe} \approx (0,572 \pm 0,003) \text{ см}^{-1}$$

$$\mu_{Al} \approx (1,17 \pm 0,01) \text{ см}^{-1}$$

Далее мы построим график зависимости $\ln N$ от l , после чего, из коэффициента наклона мы сможем найти μ' .

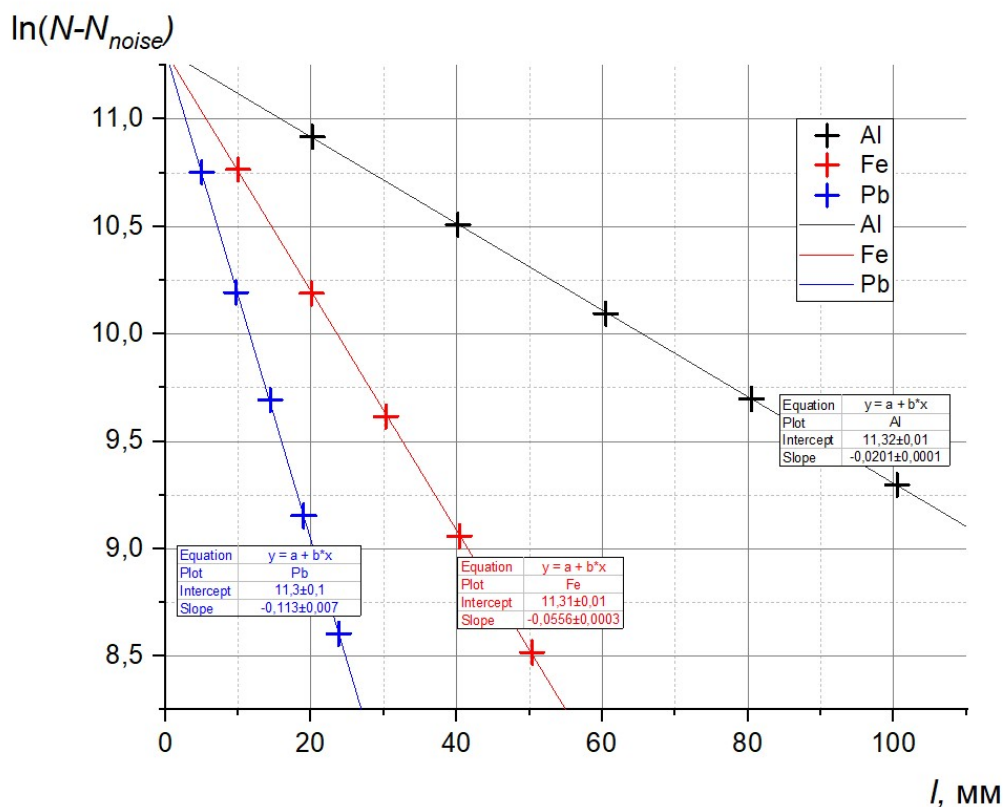


Рис. 4: График зависимости $\ln N$ от l

Взяв из данного графика коэффициенты наклона для каждого элемента, мы можем найти μ' по формуле (исходя из (1) и смысла m_1 в формуле (1)).

$$\mu' = k/\rho,$$

	$k, 1/\text{см}$	$\sigma_k, 1/\text{см}$	$\rho, \text{г}/\text{см}^3$	$\mu', \text{см}^2/\text{г}$	$\sigma_{\mu'}, \text{см}^2/\text{г}$
Al	0,201	0,001	2,7	0,0744	0,0004
Fe	0,556	0,003	7,874	0,0706	0,0004
Pb	1,13	0,07	11,34	0,1	0,006

где k — коэффициент наклона графика, а ρ — плотность исследуемого вещества.

В итоге, собрав все итоговые данные в одну таблицу, мы можем найти среднюю энергию γ -квантов, испускаемых источником

	$\mu, \text{см}^{-1}$	$\mu', \text{см}^2/\text{г}$
Al	$0,2073 \pm 0,0005$	$0,0744 \pm 0,0004$
Fe	$0,572 \pm 0,003$	$0,0706 \pm 0,0004$
Pb	$1,17 \pm 0,01$	$0,100 \pm 0,006$

Таблица 4: Контрольная таблица

Из этой таблицы можно сделать вывод, что средняя энергия γ -квантов в данной работе примерно

$$E_\gamma \approx 0,7 \text{ МэВ}$$

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 ??).

С помощью этих коэффициентов мы определили энергию γ -квантов — примерно 0,7 МэВ.

Приложение

Начальные таблицы с данными

Al	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	55119	200	1	36363	200	1	24016	200
	2	55017	200	2	36477	200	2	24287	200
	3	55323	200	3	36787	200	3	24139	200
	4	54975	200	4	36488	200	4	24208	200
	5	55006	200	5	36524	200	5	24163	200
	6	55325	200	6	36770	200	6	24141	200
	7	54906	200	7	36391	200	7	24230	200
	8	55109	200	8	36653	200	8	24073	200
	9	55333	200	9	36915	200	9	23950	200
	10	55255	200	10	36423	200	10	24361	200
Fe	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	47381	200	1	26668	200	1	14897	120
	2	47253	200	2	26832	200	2	14945	120
	3	47132	200	3	26394	200	3	14852	120
	4	47523	200	4	26668	200	4	14823	120
	5	47403	200	5	26752	200	5	15013	120
	6	47755	200	6	26402	200	6	15026	120
	7	47719	200	7	26398	200	7	14964	120
	8	47203	200	8	26632	200	8	15006	120
	9	47587	200	9	26275	200	9	15083	120
	10	47332	200	10	26632	200	10	14970	120
Pb	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	46301	200	1	26878	200	1	16320	130
	2	46869	200	2	27015	200	2	16155	130
	3	46869	200	3	26927	200	3	16258	130
	4	46984	200	4	26918	200	4	15999	130
	5	46932	200	5	26575	200	5	16155	130
	6	46862	200	6	26722	200	6	16053	130
	7	46632	200	7	26470	200	7	16478	130
	8	46679	200	8	26708	200	8	16068	130
	9	46573	200	9	26517	200	9	16408	130
	10	46827	200	10	26700	200	10	16240	130

Таблица 5: Данные измерений проводимости γ -квантов

Al	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	16316	130	1	10949	100
	2	16416	130	2	10965	100
	3	16247	130	3	10922	100
	4	16043	130	4	10882	100
	5	16427	130	5	11018	100
	6	16089	130	6	10888	100
	7	16504	130	7	10907	100
	8	16146	130	8	10790	100
	9	16132	130	9	10874	100
	10	16461	130	10	10895	100
Fe	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	8560	100	1	4957	100
	2	8718	100	2	4946	100
	3	8560	100	3	5075	100
	4	8637	100	4	4948	100
	5	8744	100	5	5011	100
	6	8534	100	6	4974	100
	7	8534	100	7	5128	100
	8	8409	100	8	4912	100
	9	8615	100	9	5105	100
	10	8620	100	10	4952	100
Pb	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N	$N_{\text{опыта}}$	N	σ_N
	1	9345	100	1	5472	100
	2	9447	100	2	5432	100
	3	9342	100	3	5388	100
	4	9494	100	4	5605	100
	5	9581	100	5	5462	100
	6	9420	100	6	5453	100
	7	9462	100	7	5418	100
	8	9510	100	8	5437	100
	9	9333	100	9	5450	100
	10	9559	100	10	5441	100

Таблица 6: Данные измерений проводимости γ -квантов