

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Ю.М. Степанов

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Часть I

Издательство
Томского политехнического университета
2010

УДК 539.14(075.8)

ББК 22.383я73

С79

Степанов Ю.М.

С79 Экспериментальные методы ядерной физики. Часть I: учебное пособие / Ю.М. Степанов; Национальный исследовательский Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010 – 370 с.

Пособие является сборником лабораторных работ по дисциплине «Специальный физический практикум», предусмотренной программами магистерской подготовки «Медицинская физика» и «Физика ускорителей» направления 010700 «Физика». В сборник включены 17 заданий на проведение экспериментальных лабораторных исследований по тематике, охватывающей наиболее широко используемые в прикладных целях разделы экспериментальной ядерной физики: явления естественной и искусственной радиоактивности, взаимодействие излучений с веществом и методы его детектирования, ядерная спектрометрия, статистика ядерных излучений.

Предназначено для студентов и инженеров физико-технических специальностей.

УДК 539.14(075.8)

ББК 22.383я73

Рецензенты

Доктор физико-математических наук, профессор
зав. кафедрой теоретической физики АГУ

А.А. Лагутин

Доктор физико-математических наук, профессор
зав. кафедрой экспериментальной физики АлтГТУ

В.В. Евстигнеев

Кандидат физико-математических наук, доцент
профессор кафедры экспериментальной физики АлтГТУ

А.В. Векман

© ГОУ ВПО «Национальный исследовательский
Томский политехнический университет», 2010

© Степанов Ю.М., 2010

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2010

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сегодня трудно указать область знаний или народного хозяйства, где бы не использовались радионуклиды или другие источники ионизирующих излучений. Сведения, ранее представлявшие интерес только для ядерщиков, сейчас имеют значение и для биологов, химиков, материаловедов и т. д.

При составлении плана пособия ставилась задача дать студентам представление о методах исследований и измерений, применяющихся в области ядерной физики. В курсе экспериментальной ядерной физики особенно необходим практикум, который на примерах конкретных реальных ядерно-физических исследований знакомит студентов с постановкой и организацией современного эксперимента.

Настоящее пособие представляет собой первую часть практикума по экспериментальным методам ядерной физики. Объём сведений о применяющихся в настоящее время методах исследований в ядерной физике столь велик, что заставляет существенно ограничить круг вопросов, включаемых в рамки пособия. Например, полностью исключены вопросы физики нейтронов, не включены методы измерений в области высоких энергий, не ставится специальной задачей изучение аппаратуры.

Первая часть пособия охватывает следующий круг вопросов: взаимодействие α -, β - и γ -излучений с веществом, естественная и искусственная радиоактивность, детекторы излучений, ядерная спектрометрия с использованием сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов. Главное внимание обращается на ознакомление с физической стороной явлений и с принципами тех методов, которые используются для изучения и использования этих явлений. Важным этапом каждой экспериментальной работы является обработка результатов измерений с использованием математических методов статистической теории ошибок. Поэтому естественным является и включение раздела, в котором кратко рассмотрены основные вопросы статистической обработки результатов, расчёт ошибок, учёт фона и рационального выбора времени эксперимента, метод наименьших квадратов и критерии согласия.

Практикум содержит 17 лабораторных работ по семи разделам: статистика ядерных излучений, взаимодействие заряженных частиц с веществом, взаимодействие γ -излучения с веществом, радиоактивность, газовые детекторы, сцинтилляционный спектрометр, полупроводниковый спектрометр.

Для выполнения лабораторных работ необходимы знания достаточно большого объёма теоретического материала. Учитывая, что для

некоторых студентов это условие может оказаться трудно выполнимым, необходимые сведения достаточно подробно изложены в вводной части каждого раздела. Объём представленного здесь материала позволяет использовать практикум и как учебное пособие по соответствующим разделам таких дисциплин, как ядерная физика, экспериментальные методы ядерной физики, методы обработки результатов измерений.

Описания лабораторных работ дополнены контрольными вопросами по соответствующим разделам.

Экспериментальная ядерная физика – область науки, где впервые целенаправленно и в широких масштабах были объединены в органическое целое измерительные приборы, средства автоматики и ЭВМ. Непосредственное включение ЭВМ в состав экспериментальной установки позволило совместить процессы регистрации, обработки и анализа результатов. В настоящем практикуме кроме стандартной измерительной аппаратуры используются пять аппаратных комплексов, работающих под управлением ЭВМ. Описания программного обеспечения этих комплексов и математических программ обработки экспериментальных данных на ЭВМ для конкретных лабораторных работ даны в приложении.

Объём исследований в любом лабораторном практикуме ограничивается как отведёнными временными рамками, так и диапазоном энергий доступных источников излучения и имеющейся аппаратурой. Этот объём можно увеличить, дополнив эксперимент компьютерными расчётами. Так можно дополнить реальный натуральный эксперимент более разнообразными начальными данными – типом и геометрией источника, энергетическим и угловым распределением, геометрией поглотителя и т. д. Это позволяет рассчитать нужную характеристику поля излучения в более широком интервале, чем в экспериментальной части лабораторной работы. Кроме того, можно проводить численные эксперименты для ряда задач, когда реальный физический эксперимент невозможен по причине отсутствия необходимого лабораторного оборудования. В данном лабораторном практикуме проведение компьютерных экспериментов предусмотрено во всех лабораторных работах, связанных с изучением взаимодействия излучений с веществом. Расчёты проводятся с помощью программы «Компьютерная лаборатория», описание которой приведено в приложении.

I. СТАТИСТИКА ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

§1. Случайные ошибки

Результат физического измерения всегда отклоняется от действительного значения измеряемой величины. Это отклонение (ошибка измерения) складывается из большого числа малых случайных и систематических ошибок, допускаемых при измерении. Ошибка, обусловленная случайными отклонениями, подчиняется известному закону распределения Гаусса для случайных величин. Согласно этому закону вероятность в результате измерения величины x получить значение в пределах $x, x + dx$ равна:

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}} dx, \quad (1)$$

где a – математическое ожидание величины x , σ^2 – так называемая «дисперсия измеряемой величины», обозначаемая часто $D(x)$. $D(x)$ – сокращенная запись выражения «дисперсия случайной величины» x , а отнюдь не знак функциональной зависимости. Дисперсия есть средний квадрат отклонения измеренной величины от ее действительного значения:

$$D(x) = \overline{(x-a)^2} = \int_{-\infty}^{\infty} (x-a)^2 W(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} (x-a)^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}} dx = \sigma^2 \quad (2)$$

Дисперсия является характеристикой экспериментальной установки и методики измерений. Чем грубее измерения (больше разброс), тем больше дисперсия. Величина $\sigma = \sqrt{D(x)}$ называется стандартным или средним квадратичным отклонением (отклонением) случайной величины. В большинстве случаев дисперсия заранее неизвестна и может быть определена только из разброса результатов измерения.

Приближенно в качестве оценки дисперсии принимают средний квадрат отклонений результатов измерений от их среднего значения

$$\sigma^2 = D(x) = \overline{(x-\bar{x})^2} = \left(\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \right) / N, \quad (3)$$

где $\bar{x} = \frac{\sum x_i}{N}$ – среднее значение, полученное в данной серии измерений, N – число измерений. Но лучшее приближение к точной величине име-

ет так называемая «исправленная» выборочная несмещённая дисперсия, которая находится по правилу:

$$\sigma^2 = \frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N-1}. \quad (4)$$

Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических процессов. В ядерной физике оно описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжёлых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам в полупроводниковом детекторе и т. д. Оно широко используется при анализе погрешностей эксперимента.

Зная дисперсию, можно с помощью закона Гаусса оценить надёжность однократного измерения случайной величины x , т. е. ответить на вопрос: с какой вероятностью действительное значение измеренной величины лежит в пределах $\bar{x} + \Delta x$, $\bar{x} - \Delta x$. Искомая вероятность равна (приблизительно заменяя под интегралом α на \bar{x}):

$$F(x) = \int_{\bar{x}-\Delta x}^{\bar{x}+\Delta x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\bar{x}-\Delta x}^{\bar{x}+\Delta x} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} dx. \quad (5)$$

Введём новую переменную $y = \frac{x-\bar{x}}{\sigma\sqrt{2}} = \frac{\Delta x}{\sigma\sqrt{2}}$. Тогда выражение (5) в функции этой переменной приобретает вид:

$$P\left(\frac{\Delta x}{\sigma\sqrt{2}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\Delta x}{\sigma\sqrt{2}}} e^{-y^2} dy. \quad (6)$$

В таблице **Приложения** приведены значения функции Лапласа $\Phi(t)$, по которым находится вероятность попадания действительного значения в интервал от \bar{x} до $\bar{x} + \Delta x$. Вместо переменной y введём переменную $t = \frac{x-\bar{x}}{\sigma} = \frac{\Delta x}{\sigma}$. Тогда искомая вероятность в соответствии с уравнением (5) в функции от t равна:

$$\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t e^{-z^2/2} dz. \quad (7)$$

Для интервала от $\bar{x} - \Delta x$ до $\bar{x} + \Delta x$ вероятность, очевидно, вдвое больше. Таблица интеграла $\Phi(t)$, так называемого «интеграла ошибок Гаусса», приводится в каждом курсе теории вероятностей. С помощью таблиц находим:

$\frac{\pm \Delta x}{\sigma}$	2Φ	$1 - 2\Phi$
0	0	1
0.674	0.5	0.5
1.0	0.683	0.317
1.645	0.9	0.1
2.0	0.955	0.045
2.576	0.99	0.01
3.0	0.997	0.0027
3.291	0.999	0.001
3.89	0.9999	0.0001
4.417	0.99999	0.00001

Из таблицы следует, что с вероятностью 68 % истинное значение отличается от результата измерения не более чем на одну среднеквадратичную ошибку, с вероятностью 95 % – не более чем на две среднеквадратичных ошибки и с вероятностью 99,7 % – не более чем на 3 ошибки. Результат измерения приводится всегда вместе со своей ошибкой. Так, например, для некоторой величины $T = 2,25 \pm 0,04$ мин (0,04 – ср.кв. ошибка). Как следует из сказанного выше, это отнюдь не означает, что ошибка измерения не превосходит 0,04 мин; наоборот, вероятность большей ошибки значительна – 32 %. Делая выводы из результатов измерений, нужно считаться с реальностью двукратной ошибки, вероятность больших отклонений уже мала – $< 5\%$.

Кроме стандартного отклонения σ часто пользуются ещё вероятным $(\Delta x)_e$ и средним $(\Delta x)_{cp}$ отклонениями. Вероятным называют такое отклонение от среднего значения, для которого вероятность нахождения случайной величины в пределах $\bar{x} \pm (\Delta x)_e$ равна 1/2. Связь между σ и $(\Delta x)_e$:

$$(\Delta x)_e = 0.674 \sigma. \quad (8)$$

Средним отклонением называют среднее значение абсолютных величин всех возможных отклонений. Среднее отклонение связано со стандартным соотношением:

$$(\Delta x)_{cp} = 0.798 \sigma. \quad (9)$$

Нередко точки, отличающиеся от среднего значения более чем на три ошибки, отбрасывают на том основании, что вероятность таких отклонений всего 0,3 %. Это допустимо только при достаточном числе измерений N . При малом числе измерений приближения, сделанные при выводе соотношений (4) и (6), влекут за собой недооценку вероятности больших ошибок. Точный расчет дает, например, для 5 измерений вероятность ошибки большей двукратной – 12 % и большей трехкратной – 4 % вместо соответственно 5 % и 0,3 % по (6).

При многократном измерении одной и той же случайной величины усредненный результат серии измерений, естественно, меньше отклоняется от точного значения, чем результат отдельного измерения. Величина

$$\bar{x} = \left(\sum_{i=1}^N x_i \right) / N, \quad (10)$$

полученная в результате усреднения по N измерениям, подчиняется гауссову распределению с дисперсией в N раз меньшей дисперсии σ^2 случайной величин x :

$$\sigma^2(\bar{x}) = D(\bar{x}) = \frac{\sigma^2}{N} = \frac{D(x)}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N(N-1)}. \quad (11)$$

Между $\sigma(\bar{x})$ и $\sigma(x)$ имеется принципиальная разница. Увеличение числа измерений приводит к уменьшению средней квадратической погрешности $\sigma(\bar{x})$ среднего значения x , в то время как стандартное отклонение $\sigma(x)$ определяется самим физическим процессом и не зависит от числа измерений. От числа измерений зависит только степень приближения оценки $D(x)$, полученной в опыте, к истинному значению. При увеличении числа замеров можно получать значения \bar{x} , всё более приближающиеся к истинному значению, но при этом отдельные замеры будут флуктуировать пропорционально стандартному отклонению $\sigma(x)$ самой случайной величины. Часто используемая запись результатов измерения

$$x = \bar{x} \pm \Delta x$$

предполагает, что с вероятностью 0,68 неизвестное истинное значение x находится в интервале $\bar{x} \pm \sigma(\bar{x})$. Эта вероятность повышается до 0,95, если интервал Δx увеличить до $2\sigma(\bar{x})$.

§2. Статистические ошибки

Важным частным случаем ошибок являются так называемые «статистические ошибки», зависящие не от несовершенства измерительной аппаратуры, а от вероятностного характера самой измеряемой величины. Статистические ошибки – это флуктуации измеряемой величины вокруг своего среднего значения. При измерении числа частиц или зависящих от него величин флуктуация есть следствие дискретной, атомарной структуры вещества и проявляется тем резче, чем с меньшим числом частиц мы имеем дело. При измерениях со счетчиками, когда производится счет небольшого числа частиц, флуктуации нередко являются основным источником погрешности и прочими случайными ошибками можно пренебречь.

Так как функция распределения в этом случае дается известной формулой Пуассона, то дисперсию можно вычислить теоретически. Пусть среднее число частиц, пересекающих счетчик за интервал t , равно \bar{N} . Тогда вероятность пролета за этот же интервал N частиц выражается формулой Пуассона:

$$P(N) = e^{-\bar{N}} \frac{\bar{N}^N}{N!}. \quad (12)$$

Вычислим дисперсию $D(N)$, т. е. средний квадрат отклонения N от своего среднего значения \bar{N} :

$$D(N) = \sum_{N=0}^{\infty} (N - \bar{N})^2 P(N) = \bar{N}. \quad (13)$$

Таким образом, дисперсия числа частиц, пролетающих за некоторый интервал времени, равна среднему числу пролетающих за этот интервал частиц. Истинное среднее значение \bar{N} , как правило, неизвестно, поэтому приближенно принимают

$$D(N) \approx N. \quad (14)$$

Среднеквадратичная ошибка равна корню из числа частиц:

$$\sigma = \sqrt{D(N)} = \sqrt{\bar{N}} \approx \sqrt{N}. \quad (15)$$

Вероятность того, что число N , полученное при однократном измерении, будет лежать в пределах $\bar{N} \pm \Delta N$, очевидно, равно сумме вероятностей:

$$P = \sum_{\bar{N}-\Delta N}^{\bar{N}+\Delta N} \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (16)$$

Вероятность того, что N будет отличаться от \bar{N} на величину, большую ΔN , равна $(1-P)$. В таблице даны значения P для $\bar{N}=100$ и, следовательно, $\sigma = \sqrt{\bar{N}} = 10$. При $\bar{N} < 100$ вероятности P могут существенно отличаться от значений, приведённых в таблице. При $\bar{N} > 100$ это отличие менее значительно.

$\Delta N/\sigma$	P	$1-P$
0	0	1.000
1	0.707	0.293
2	0.960	0.040
3	0.9976	0.0024
4	0.99993	0.00007
5	0.999999	0.000001

Для большого числа частиц (практически для $\bar{N} \geq 20$) огибающая распределения Пуассона (дискретного!) мало отличается от распределения Гаусса (непрерывного!) с дисперсией $\sigma^2 = N$, т. е.

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}}. \quad (17)$$

С увеличением числа частиц кривая распределения растет вширь медленнее, чем возрастает \bar{N} . Иначе говоря, абсолютная величина среднеквадратичной ошибки σ растет с \bar{N} , но относительная ошибка δ падает. Величина δ обратно пропорциональна корню из числа сосчитанных частиц:

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (18)$$

Отсюда можно найти число частиц, которые нужно сосчитать для получения заданной точности:

$$N = 1/\delta^2. \quad (19)$$

Таким образом, чтобы измерить среднее число частиц с точностью 10 %, нужно сосчитать 100 частиц, с точностью 1 % – 10^4 частиц, с точностью 0,1 % – 10^6 частиц.

§3. Приближённые выражения для закона Пуассона

Вычисление вероятностей $P(N)$ по формуле (11) несложно только при небольших N и \bar{N} . Для больших N значения $N!$ можно находить по формуле Стирлинга:

$$N! = \sqrt{2\pi N} \cdot N^N e^{-N} \left(1 + \frac{1}{12N} + \frac{1}{228N^2} + \frac{1}{51840N^3} + \dots\right) \quad (20)$$

Для $N > 10$ можно использовать лишь первый член формулы. Подстановка в (12) $N!$ по формуле Стирлинга даёт:

$$P(N) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \cdot \left(\frac{\bar{N}}{N}\right)^N \cdot e^{(N-\bar{N})}. \quad (21)$$

Эта формула уже более удобна для вычисления $P(N)$. И, наконец, распределение Пуассона хорошо аппроксимируется нормальным распределением (17) при условии, что $\bar{N} \gg 1$ и область изменений случайной величины N ограничена условием $\left|\frac{N-\bar{N}}{\bar{N}}\right| \ll 1$.

§4. Ошибка функции измеренных величин

Пусть x , y – независимые случайные величины со средними значениями \bar{x} и \bar{y} , с дисперсиями σ_x^2 и σ_y^2 , и пусть $Z(x,y)$ – некоторая функция этих величин. Спрашивается, по какому закону распределяются значения $Z(x,y)$ вокруг своей средней величины и какова дисперсия $D[Z(x,y)]$? Чтобы выяснить этот вопрос, нам понадобятся следующие простые теоремы.

1. Умножение случайной величины на постоянное число и прибавление постоянной только меняют масштаб и сдвигают начало отсчета. Поэтому после таких операций функция распределения должна оставаться гауссовой, но, вообще говоря, с другим средним значением и дисперсией.
2. Прибавление к случайной величине постоянного числа не меняет ее дисперсии

$$D(x+c) = \overline{\left[(x+c) - \overline{(x+c)}\right]^2} = \overline{(x-\bar{x})^2} = D(x). \quad (22)$$

3. При умножении случайной величины на постоянное число дисперсия изменяется пропорционально квадрату этого числа

$$D(cx) = \overline{(cx - c\bar{x})^2} = c^2 \overline{(x - \bar{x})^2} = c^2 D(x). \quad (23)$$

4. В теории вероятностей доказывается, что сумма двух независимых случайных величин, подчиняющихся распределению Гаусса, подчиняется тому же распределению, но с суммарной дисперсией.

Докажем последнюю часть этого утверждения.

$$D(x+y) = \overline{[(x+y) - (\bar{x} + \bar{y})]^2} = \overline{(x - \bar{x})^2} + \overline{(y - \bar{y})^2} - \overline{2(x - \bar{x})(y - \bar{y})}. \quad (24)$$

Отклонения $(x - \bar{x})$ и $(y - \bar{y})$ независимы и могут принимать любой знак, поэтому последний член справа равен нулю, и мы имеем:

$$D(x+y) = D(x) + D(y). \quad (25)$$

Если ошибки достаточно малы, то функцию $Z(x,y)$ можно разложить в ряд Тейлора вокруг средних значений \bar{x} и \bar{y} и оставить только первые члены разложения:

$$Z(x, y) = Z(\bar{x}, \bar{y}) + \frac{\delta Z}{\delta \bar{x}}(x - \bar{x}) + \frac{\delta Z}{\delta \bar{y}}(y - \bar{y}). \quad (26)$$

Здесь $\frac{\delta Z}{\delta \bar{x}}$ и $\frac{\delta Z}{\delta \bar{y}}$ означают значения производных при $x = \bar{x}$ и $y = \bar{y}$.

Усредняя это выражение, имеем: $\overline{Z(x, y)} = Z(\bar{x}, \bar{y})$.

Из теорем (1–4) следует, что $Z(x, y)$ имеет гауссово распределение вокруг среднего значения $Z(\bar{x}, \bar{y})$ с дисперсией

$$D[Z(x, y)] = \left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{x}}\right)^2 D(x) + \left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{y}}\right)^2 D(y). \quad (27)$$

или, в других обозначениях,

$$\sigma_Z^2 = \left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{x}}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{y}}\right)^2 \sigma_y^2. \quad (28)$$

Среднеквадратичная ошибка функции равна, следовательно,

$$\sigma_Z = \sqrt{\left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{x}}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\delta Z}{\delta \bar{y}}\right)^2 \sigma_y^2}. \quad (29)$$

Для случая суммы или разности двух величин имеем отсюда

$$\sigma_{x \pm y} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}. \quad (30)$$

т. е. ошибка суммы или разности равна корню из суммы квадратов отдельных ошибок. На практике обычно принимают $\frac{\delta Z}{\delta \bar{x}} > \frac{\partial Z}{\partial x}$.

Из (23) вытекает совершенно очевидное следствие. Пусть за время t зарегистрировано N частиц, т. е. число частиц в единицу времени

$$n = N/t. \quad (31)$$

Дисперсия и среднеквадратичная ошибка скорости счёта n соответственно равны:

$$D_n = D_N/t^2 = \sigma_N^2/t^2 = N/t^2 = nt/t^2 = n/t, \quad (32)$$

$$\sigma_n = \sqrt{n/t} \text{ и } \delta_n = \frac{\sigma_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (33)$$

Пусть $Z(a, b, c)$ является функцией независимых переменных a, b, c . Используем часто применяемое обозначение среднеквадратичного отклонения $\sigma_z = \Delta Z$. Тогда в соответствии с формулой переноса ошибок (29) для $Z = a + b - c$ получаем:

$$\Delta Z = \sqrt{(\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 + (\Delta c)^2}, \quad (34)$$

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{\sqrt{(\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 + (\Delta c)^2}}{a + b - c}. \quad (35)$$

Если $Z = \frac{a}{bc}$, то

$$\Delta Z = \sqrt{\left(\frac{1}{bc}\right)^2 (\Delta a)^2 + \left(\frac{a}{b^2c}\right)^2 (\Delta b)^2 + \left(\frac{a}{bc^2}\right)^2 (\Delta c)^2}, \quad (36)$$

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c}{c}\right)^2}. \quad (37)$$

Для $Z = a^n$

$$\frac{\Delta Z}{Z} = n \frac{\Delta a}{a}. \quad (38)$$

При $Z = \ln a$

$$\Delta Z = \frac{\Delta a}{a} \quad (39)$$

Если $Z = e^a$, то

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \Delta a \quad (40)$$

Например, эффективное мёртвое время счётчика можно определить по формуле:

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2n_1n_2}, \quad (41)$$

где n_1 и n_2 – скорости счёта от источников 1 и 2, а $n_{1,2}$ – скорость счёта от обоих источников. Найдём погрешность нахождения τ таким способом в зависимости от статистической ошибки измерения скоростей счёта n_1 , n_2 , $n_{1,2}$. Подставив в формулу (29) производные:

$$\frac{\partial \tau}{\partial n_1} = \frac{n_{1,2}}{2n_2n_1^2} - \frac{1}{2n_1^2}, \quad \frac{\partial \tau}{\partial n_2} = \frac{n_{1,2}}{2n_1n_2^2} - \frac{1}{2n_2^2}, \quad \frac{\partial \tau}{\partial n_{1,2}} = -\frac{1}{2n_1n_2},$$

получаем:

$$\Delta \tau = \frac{1}{2n_1n_2} \sqrt{\frac{(n_{1,2} - n_2)^2}{n_1^2} (\Delta n_1)^2 + \frac{(n_{1,2} - n_1)^2}{n_2^2} (\Delta n_2)^2 + (\Delta n_{1,2})^2}. \quad (42)$$

Учитывая, что согласно (33) $\sigma_n = \sqrt{n/t}$, и принимая времена измерения скоростей счёта n_1 , n_2 , $n_{1,2}$ одинаковыми и равными t , имеем:

$$\Delta \tau = \frac{1}{2n_1n_2t^{1/2}} \sqrt{\frac{(n_{1,2} - n_2)^2}{n_1} + \frac{(n_{1,2} - n_1)^2}{n_2} + n_{1,2}} \quad \text{или} \quad (43)$$

$$\Delta \tau = \frac{t}{2N_1N_2} \sqrt{\frac{(N_{1,2} - N_2)^2}{N_1} + \frac{(N_{1,2} - N_1)^2}{N_2} + N_{1,2}}, \quad (44)$$

где N – число отсчётов. При выбранной скорости счёта $\Delta\tau \sim t^{-1/2}$. Если условия измерений подобраны так, что $n_1 \simeq n_2 \simeq n$, то

$$\Delta\tau = \frac{1}{2n^2 t^{1/2}} \sqrt{\frac{2(n_{1,2} - n)^2}{n} + n_{1,2}}. \quad (45)$$

Поскольку $n_{1,2}$ сравнительно мало отличается от $n_1 + n_2$, в качестве оценки (завышенной) можно использовать соотношения:

$$\Delta\tau \approx \frac{1}{n^2} \sqrt{\frac{n}{t}} = \frac{\Delta n}{n^2} = \frac{1}{n} \delta n, \quad (46)$$

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} \approx \frac{2}{2n - n_{1,2}} \Delta n = \frac{2n}{2n - n_{1,2}} \delta n. \quad (47)$$

В случаях, когда статистические ошибки доминируют, важно правильно распределить время между отдельными измерениями, чтобы ошибка результата была наименьшей. Пусть измеряются скорости счёта n_1, n_2, n_3 при длительности измерения каждой величины соответственно t_1, t_2, t_3 . Дисперсия искомой функции $F(n_1, n_2, n_3)$, согласно (28),

$$\sigma^2 = \left(\frac{\delta F}{\delta n_1}\right)^2 \frac{n_1}{t_1} + \left(\frac{\delta F}{\delta n_2}\right)^2 \frac{n_2}{t_2} + \left(\frac{\delta F}{\delta n_3}\right)^2 \frac{n_3}{t_3}.$$

Вариационным методом ищется минимум σ при условии $t_1 + t_2 + t_3 = T$, где T – полное время измерения,

$$\delta(\sigma^2 + \lambda T) = \sum \left[-\left(\frac{\delta F}{\delta n_i}\right)^2 \frac{n_i}{t_i^2} + \lambda \right] \delta t_i = 0.$$

Так как вариации δt_i независимы, все коэффициенты при δt_i равны нулю, т. е.:

$$\left(\frac{\delta F}{\delta n_i}\right)^2 \frac{n_i}{t_i^2} = \lambda, \quad t_i = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \left(\frac{\delta F}{\delta n_i}\right) \sqrt{n_i}$$

Таким образом, ошибка будет минимальна при распределении времени между измерениями по закону

$$t_1 : t_2 : t_3 = \left(\frac{\delta F}{\delta n_1} \right) \sqrt{n_1} : \left(\frac{\delta F}{\delta n_2} \right) \sqrt{n_2} : \left(\frac{\delta F}{\delta n_3} \right) \sqrt{n_3}. \quad (48)$$

Например, скорость счёта с препаратом равна $n = 900 \text{ мин}^{-1}$, фон равен $n_\phi = 100 \text{ мин}^{-1}$. Измеряется скорость счёта препарата $F(n, n_\phi) = n - n_\phi$. Согласно (48) времена измерений должны относиться следующим образом:

$$t_1 : t_2 = \sqrt{n} : \sqrt{n_\phi} = 3 : 1$$

Таким образом, в данном случае на измерение с препаратом следует тратить в 3 раза больше времени, чем на измерение фона.

Приводя результаты измерений, необходимо всегда указывать их **среднеквадратичную ошибку**. Если результаты подвергаются обработке, т. е. приводится некоторая функция от данных измерений, то ошибка вычисляется по формуле (29). Условие пригодности этой формулы: среднеквадратичные ошибки столь малы, что в разложении функции в ряд Тейлора вокруг средних значений можно пренебречь членами высших порядков по сравнению с линейными. Если результаты приводятся в виде графиков, то для каждой точки наносится среднеквадратичная ошибка, как указано, например, на рис. 1.

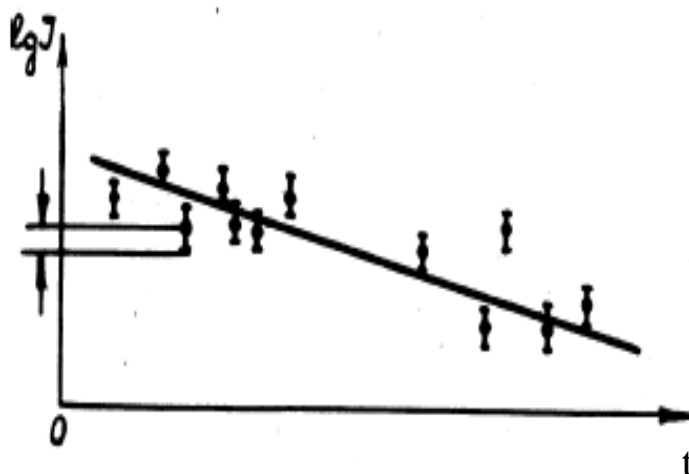


Рис. 1. Кривая распада радиоактивного препарата

§5. Проверка статистических гипотез и критерии согласия

На разных стадиях обработки экспериментальной информации возникает необходимость в формулировке и экспериментальной проверке некоторых гипотез относительно природы или значений неизвестных параметров. Процедура сопоставления высказанной гипотезы с имею-

щимися данными осуществляется с помощью того или иного статистического критерия и называется статистической проверкой гипотезы.

Разнообразные статистические критерии объединяет общность логической схемы, по которой они конструируются.

1. Выдвигается гипотеза.
2. Задаётся уровень значимости α – вероятность отвергнуть правильную гипотезу, когда она в действительности верна. Например, $\alpha=0,05$ означает, что в среднем в 5 случаях из 100 ошибочно отвергается или ошибочно принимается проверяемая гипотеза.
3. Задаётся некоторая функция $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ результатов наблюдения x_1, x_2, \dots, x_n , которая служит статистическим критерием проверки гипотезы. Эта функция является случайной величиной и в предположении справедливости проверяемой гипотезы подчиняется известному закону распределения $p_y^{теор}$.
4. Из таблиц распределения $p_y^{теор}$ находим критические точки: левую $y_{\alpha/2}^{\min}$ и правую $y_{\alpha/2}^{\max}$. Эти точки находятся из условия: вероятности случайной величины $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ иметь значения $y \leq y_{\alpha/2}^{\min}$ или $y \geq y_{\alpha/2}^{\max}$ равны $\alpha/2$, т. е. суммарная вероятность попасть в один из этих интервалов равна α .
5. По результатам измерений x_i подсчитывается числовое значение $y^{эксн}$. Если вычисленное значение попадает в область допустимых значений $y_{\alpha/2}^{\min} < y^{эксн} < y_{\alpha/2}^{\max}$, то проверяемая гипотеза не противоречит данным наблюдений с вероятностью $1-\alpha$. Вероятность же ошибочности этого вывода равна α . Если же числовое значение попадает в критическую область $y^{эксн} \leq y_{\alpha/2}^{\min}$ или $y^{эксн} > y_{\alpha/2}^{\max}$, то делается вывод об ошибочности высказанной гипотезы. Этот вывод сопровождается вероятностью ошибки α .

В данном случае применяется двухсторонний критерий проверки гипотезы – проверяется попадание значения $y^{эксн}$ в области и слишком малых и слишком больших значений, вероятность попадания в которые мала. В зависимости от вида проверяемой гипотезы применяется и односторонний критерий проверки, когда для принятия гипотезы достаточно знать, не превышает ли $y^{эксн}$ некоторого критического значения, задаваемого уровнем значимости α . Критерием правильности проверяемой гипотезы в этом случае будет условие $y^{эксн} < y_{\alpha}^{\max}$.

В любом случае решение, принимаемое на основании любого статистического критерия, может оказаться ошибочным. Статистически

проверенную гипотезу следует расценивать не как установленный факт, а лишь как не противоречащее опытным данным утверждение.

1. Критерий Пирсона

В результате измерения постоянной случайной величины x получены значения $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_k$, каждое из которых наблюдается соответственно $n_1, n_2, \dots, n_i, \dots, n_k$ раз. Общий объём наблюдаемой выборки случайных чисел равен $N = \sum_{i=1}^k n_i$. Делаем предположение, что закон

распределения наблюдаемой случайной величины имеет какой-то конкретный вид – например, Пуассон, Гаусс и т. д. Это предположение нужно проверить на уровне значимости α . В качестве статистического критерия проверки принадлежности наблюдаемой выборки предполагаемому распределению используется случайная величина

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - n_i^{теор})^2}{n_i^{теор}} = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - Np_i^{теор})^2}{Np_i^{теор}} = N \sum_{i=1}^k \frac{(p_i^{экс} - p_i^{теор})^2}{p_i^{теор}}, \quad (49)$$

где $p_i^{теор}$ – теоретическая вероятность наблюдения случайной величины со значением x_i , которая следует из закона проверяемого распределения; $p_i^{экс} = n_i/N$ – вероятность наблюдения случайной величины, полученная в эксперименте. При этом безразлично, к какой генеральной совокупности принадлежит выборка $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_k$.

При достаточно большом объёме выборки случайная величина χ^2 подчиняется закону распределения $p_f(\chi^2)$ с f степенями свободы, в котором χ^2 следует принимать как переменную. В таблицах χ^2 -критерия табулированы значения $\chi_{кр}^2$ для разных уровней значимости α , которые находятся из условия:

$$\int_{\chi_{кр}^2}^{\infty} p_f(\chi^2) d(\chi^2) = \alpha. \quad (50)$$

Отсюда следует, что при данном числе степеней свободы f вероятность того, что $\chi^2 \geq \chi_{кр}^2$ равна α .

Число степеней свободы χ^2 -распределения находится из условия:

$$f = k - s - 1, \quad (51)$$

где k – число случайных величин в выборке, s – число параметров предполагаемого распределения. Например, для закона Пуассона $s=1$ и $f = k - 2$, для Гаусса $s=2$, $f = k - 3$ и т. д.

Из построения χ^2 видно, что чем меньше различие экспериментальных и теоретических вероятностей, тем меньше будет величина χ^2 и, следовательно, тем более правдоподобной будет принятая гипотеза. Получение малых значений χ^2 не может служить основанием для того, чтобы отвергнуть принадлежность имеющейся выборки предполагаемому закону распределения. Поэтому в этом случае используется односторонний критерий проверки – полученное в эксперименте значение $\chi_{\text{эксн}}^2$ не должно попадать в область больших значений χ^2 в таблице χ^2 -критерия. Если $\chi_{\text{эксн}}^2 < \chi_{\text{кр}}^2$, где $\chi_{\text{кр}}^2$ соответствует принятому уровню значимости α , то гипотеза принимается. Если $\chi_{\text{эксн}}^2 \geq \chi_{\text{кр}}^2$, то гипотеза отвергается, т. к. вероятность получить такое значение $\chi_{\text{эксн}}^2$ в случае соответствия имеющейся выборки проверяемому распределению мала.

Таблицы χ^2 -критерия составлены для ограниченного числа степеней свободы, например, до некоторого значения f_{max} . При большом объеме исследуемой выборки, когда $(k - s - 1) > f_{\text{max}}$, весь диапазон значений случайной величины разбивается на m интервалов группирования. Число интервалов должно быть не менее 8 и в каждый интервал должно попадать не менее $7 \div 10$ значений x_i . Вычисляются теоретические вероятности $p_i^{\text{теор}}$ попадания случайной величины в i -й интервал и подсчитывается число экспериментальных точек n_i в этом интервале. Теперь число степеней свободы $f = m - s - 1$ и значение χ^2 подсчитывается по формуле:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(n_i - Np_i^{\text{теор}})^2}{Np_i^{\text{теор}}}, \quad (52)$$

где индекс i относится к номеру интервала группирования.

2. Критерий Стьюдента

В результате n измерений постоянной физической величины x получены значения x_1, x_2, \dots, x_n . Дисперсия генеральной совокупности, из которой получена эта выборка, неизвестна. По данным выборки по формулам (10), (4), (11) подсчитаны соответственно среднее значение \bar{x} , дисперсия σ_x и дисперсия среднего $\sigma_{\bar{x}}$. Результаты представлены в виде:

$$\bar{x} \pm \sigma_{\bar{x}}.$$

Требуется ответить на вопрос: какова вероятность нахождения истинного значения x_0 в этом интервале, т. е. чему равна вероятность того, что

$$\bar{x} - \sigma_{\bar{x}} < x_0 < \bar{x} + \sigma_{\bar{x}}.$$

Возможны два варианта решения задачи:

- а) задаются верхнее x_1 и нижнее x_2 значения величины x (доверительные пределы) и ищется вероятность $p = 1 - \alpha$ нахождения истинного значения x_0 в пределах $x_2 < x_0 < x_1$ ($\alpha = 1 - p$ – доверительный уровень);
- б) задаётся вероятность p и ищется интервал (x_1, x_2) , в который попадает истинное значение x_0 с заданной вероятностью.

На практике чаще по заданной вероятности необходимо находить интервал. Для этого вводится случайная величина

$$t = (\bar{x} - x_0) / \sigma_{\bar{x}}, \quad (53)$$

которая подчиняется стандартному распределению $s_f(t)$, называемому распределением Стьюдента, с $f = n - 1$ степенями свободы. Отличительной особенностью этого распределения является то, что оно не содержит неизвестных параметров рассматриваемой генеральной совокупности, т. е. x_0 и σ^2 .

Доверительные пределы имеют вид:

$$x_1 = \bar{x} + t_0 \sigma_{\bar{x}} \text{ и } x_2 = \bar{x} - t_0 \sigma_{\bar{x}}, \quad (54)$$

причём параметр t_0 находится с использованием табулированных значений из уравнения вида:

$$\int_0^{t_0} s_f(t) dt = (1 - \alpha) / 2. \quad (55)$$

Критические точки t_0 (коэффициенты Стьюдента) приведены в таблице 1 **Приложения**.

§6. Неравноточные измерения

До сих пор молчаливо предполагалось, что степень доверия к различным x_i в ряде наблюдений $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_k$, представляющих собой выборку, одинакова. Однако на практике часто случается, что данный

ряд замеров получен либо разными экспериментаторами, либо разными приборами или методами и т. п. В такой ситуации различные x_i в выборке заслуживают разной степени доверия, т. е. такой ряд наблюдений неравноточный. В этом случае для учёта достоверности измерений используются величины, называемые статистическими весами измерений ω_i . Чем больше статистический вес измерения, тем в меньшей степени оно отклоняется от истинного значения. В качестве статистического веса могут выступать, например, время измерения, число отсчётов, погрешность измерительного устройства и т. п. Например, в случае неравноточного ряда измерений вместо среднего арифметического (10) необходимо использовать среднее взвешенное:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \omega_i x_i}{\omega}, \quad (56)$$

вместо средней погрешности отдельного замера (4) – средневзвешенную погрешность:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\omega} \sum_i \omega_i (x_i - \bar{x})^2, \quad (57)$$

вместо погрешности среднего арифметического (11) – погрешность среднего взвешенного:

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{\omega(n-1)} \sum_i \omega_i (x_i - \bar{x})^2}. \quad (58)$$

Здесь $\omega = \sum_i \omega_i$.

§7. Метод наименьших квадратов

Распространённой задачей обработки экспериментальных данных является аппроксимация набора точек, полученных в опыте, аналитической кривой. Эта задача возникает при сравнении теоретических представлений с результатами эксперимента, при получении эмпирических формул и т. д.

В общем виде эта задача может быть сформулирована следующим образом. В эксперименте получена исходная таблица данных – для каждого x_i ($0 \leq i \leq n$) измерена величина y_i с погрешностью σ_i . Требуется построить непрерывную функцию $\varphi(x)$ таким образом, чтобы она наилучшим образом аппроксимировала экспериментальные результаты. При $x = x_i$ значения $\varphi(x_i)$ и y_i будут отличаться на величину $\varepsilon_i = \varphi(x_i) - y_i$,

называемую невязкой. За меру различия между функцией $\varphi(x_i)$ и экспериментальными данными принимается сумма квадратов невязок:

$$Q = \sum_{i=0}^n \varepsilon_i^2 = \sum_{i=0}^n [\varphi(x_i) - y_i]^2 \quad (59)$$

Метод построения аппроксимирующей функции $\varphi(x)$ из условия минимума величины Q называется методом наименьших квадратов (МНК). Вид аппроксимирующей функции $\varphi(x)$ выбирается исходя из физики или априорной модели исследуемого процесса.

Наиболее распространен способ выбора функции $\varphi(x)$ в виде линейной комбинации:

$$\varphi(x) = c_0\varphi_0(x) + c_1\varphi_1(x) + \dots + c_m\varphi_m(x), \quad (60)$$

где $\varphi_0, \varphi_1, \dots, \varphi_m$ – базисные функции, $m \leq n$, c_0, c_1, \dots, c_m – коэффициенты, определяемые при минимизации величины Q .

Математически условия минимума суммы квадратов отклонений Q запишем, приравнявая нулю частные производные от Q по коэффициентам c_k , $0 \leq k \leq m$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial c_0} &= 2 \sum_{i=0}^n [c_0\varphi_0(x_i) + c_1\varphi_1(x_i) + \dots + c_m\varphi_m(x_i) - y_i] \varphi_0(x_i) = 0, \\ \frac{\partial Q}{\partial c_1} &= 2 \sum_{i=0}^n [c_0\varphi_0(x_i) + c_1\varphi_1(x_i) + \dots + c_m\varphi_m(x_i) - y_i] \varphi_1(x_i) = 0, \\ \frac{\partial Q}{\partial c_m} &= 2 \sum_{i=0}^n [c_0\varphi_0(x_i) + c_1\varphi_1(x_i) + \dots + c_m\varphi_m(x_i) - y_i] \varphi_m(x_i) = 0. \end{aligned} \quad (61)$$

Из данной системы алгебраических уравнений определяются все коэффициенты c_k . Это система нормальных уравнений. Матрица этой системы имеет вид:

$$\begin{vmatrix} (\varphi_0, \varphi_0) & (\varphi_0, \varphi_1) & \dots & (\varphi_0, \varphi_m) \\ (\varphi_0, \varphi_1) & (\varphi_1, \varphi_1) & \dots & (\varphi_1, \varphi_m) \\ & & \dots & \\ (\varphi_0, \varphi_m) & (\varphi_1, \varphi_m) & \dots & (\varphi_m, \varphi_m) \end{vmatrix}$$

и называется матрицей Грамма. Элементы матрицы Грамма являются скалярным произведением базисных функций

$$(\varphi_j, \varphi_k) = \sum_{i=0}^n \varphi_j(x_i) \varphi_k(x_i).$$

Расширенная матрица системы уравнений получится добавлением справа к матрице Грамма столбца свободных членов:

$$\begin{pmatrix} (\varphi_0, y) \\ (\varphi_1, y) \\ \dots \\ (\varphi_m, y) \end{pmatrix},$$

где скалярные произведения, являющиеся элементами столбца, определяются аналогично:

$$(\varphi_j, y) = \sum_{i=0}^n \varphi_j(x_i) y_i.$$

При обработке экспериментальных данных, определенных с погрешностью ε в каждой узловой точке, обычно начинают с аппроксимации функцией $\varphi(x)$, представимой одной–двумя базисными функциями. После определения коэффициентов c_k вычисляют величину Q . Если получится, что $\sqrt{Q} > \varepsilon$, то необходимо расширить базис добавлением новых функций $\varphi_k(x)$. Расширение необходимо осуществлять до тех пор, пока не выполнится условие $\sqrt{Q} \approx \varepsilon$.

Выбор конечных базисных функций зависит от свойств аппроксимирующей функции $\varphi(x)$, таких как периодичность, экспоненциальный или логарифмический характер, свойства симметрии, наличие асимптотики и т. д. Например, выберем базисные функции $\varphi_k(x)$ в виде последовательности степеней аргумента x , которые линейно независимы:

$$\varphi_0(x) = x^0 = 1, \varphi_1(x) = x^1 = x, \dots, \varphi_m(x) = x^m.$$

В этом случае будем аппроксимировать экспериментальную зависимость полиномом. Степень полинома обычно выбираем $m \ll n$. Аппроксимирующая кривая в МНК не проходит через значения исходной функции в узлах, но проведена из условия наименьшего суммарного квадратичного отклонения. Экспериментальные данные «сглаживаются» с помощью функции $\varphi(x)$.

Запишем расширенную матрицу системы нормальных уравнений для степенного базиса:

$$\begin{pmatrix} n+1 & \sum_{i=0}^n x_i & \sum_{i=0}^n x_i^2 & \dots & \sum_{i=0}^n x_i^m & \sum_{i=0}^n y_i \\ \sum_{i=0}^n x_i & \sum_{i=0}^n x_i^2 & \sum_{i=0}^n x_i^3 & \dots & \sum_{i=0}^n x_i^{m+1} & \sum_{i=0}^n x_i y_i \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \sum_{i=0}^n x_i^m & \sum_{i=0}^n x_i^{m+1} & \sum_{i=0}^n x_i^{m+2} & \dots & \sum_{i=0}^n x_i^{2m} & \sum_{i=0}^n x_i^m y_i \end{pmatrix}.$$

Нетрудно видеть, что для формирования расширенной матрицы достаточно вычислить только элементы первой строки и двух последних столбцов, остальные элементы не являются «оригинальными» и заполняются с помощью циклического присвоения.

Для решения систем уравнений с матрицей Грамма при $m \leq 4 \div 5$ наиболее удобен метод исключения Гаусса.

На практике довольно часто оказывается возможным при обработке экспериментальных данных ограничиться построением линейной аппроксимирующей функции $\varphi(x) = a + bx$. Зная качественное поведение аппроксимируемой зависимости, иногда удается перейти от нелинейной функции к линейной. Сведение нелинейной регрессии к линейной выполняется с помощью линеаризующих преобразований в ходе ввода x_i, y_i и при выводе a и b . Эта процедура сводится к выбору новой независимой переменной $x' = f(x)$ и $y' = f(y, x)$ таким образом, чтобы получить линейную функцию относительно новой переменной x' :

$$y' = a' + b'x'$$

Используя линейный вариант метода наименьших квадратов, находим параметры функции $a' = f(a, b)$, $b' = f(a, b)$ и вычисляем искомые параметры a и b нелинейной функции $\varphi(x)$. Примеры линеаризующих преобразований некоторых функций приведены в табл. 1. Последние два столбца дают значения параметров a и b аппроксимируемых функций в зависимости полученных в результате обработки a' и b' .

Таблица 1

Преобразования, сводящие нелинейную регрессию к линейной (ее параметры помечены штрихами)

№	Функция $y(x)$	x'	y'	a	b
1	$a+bx$	x	y	a'	b'
2	$1/(a+bx)$	x	$1/y$	a'	b'
3	$a+b/x$	$1/x$	y	a'	b'

№	Функция $y(x)$	x'	y'	a	b
4	$x/(a+bx)$	x	x/y	a'	b'
5	ab^x	x	$\lg y$	$10a'$	$10b'$
6	$a \exp(bx)$	x	$\ln y$	$\exp a'$	b'
7	$a10^{bx}$	x	$\lg y$	$10^{a'}$	b'
8	$1/(a+be^{-x})$	e^{-x}	$1/y$	a'	b'
9	ax^b	$\lg x$	$\lg y$	$10^{a'}$	b'
10	$a+b \lg x$	$\lg x$	y	a'	b'
11	$a+b \ln x$	$\ln x$	y	a'	b'
12	$a/(b+x)$	x	$1/y$	$1/b'$	a'/b'
13	$ax/(b+x)$	$1/x$	$1/y$	$1/a'$	b'/a'
14	$a \exp(b/x)$	$1/x$	$\ln y$	$\exp a'$	b'
15	$a10^{b/x}$	$1/x$	$\lg y$	$10^{a'}$	b'
16	$a+bx^n$	x^n	y	a'	b'

Итак, линейный вариант МНК предполагает определение параметров эмпирической линейной зависимости $y(x)=a+bx$, описывающей связь между некоторым числом n пар значений x_i и y_i , обеспечивая при этом наименьшую среднеквадратичную погрешность. Графически эту задачу можно представить следующим образом – в облаке точек x_i, y_i плоскости xu требуется провести прямую так, чтобы величина всех отклонений отвечала условию

$$Q = \sum_{i=1}^n [y_i - y(x_i)]^2 = \min, \quad (62)$$

где $y(x_i) = a + bx_i$. Для этого нужно приравнять нулю частные производные:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial a} &= \sum_{i=1}^n [y_i - (a + bx_i)], \\ \frac{\partial Q}{\partial b} &= \sum_{i=1}^n [y_i - (a + bx_i)x_i], \end{aligned} \quad (63)$$

что дает для определения неизвестных коэффициентов a и b систему линейных уравнений:

$$\begin{aligned} an + b \sum_{i=1}^n x_i &= \sum_{i=1}^n y_i, \\ a \sum_{i=1}^n x_i + b \sum_{i=1}^n x_i^2 &= \sum_{i=1}^n x_i y_i. \end{aligned} \quad (64)$$

Решение этой системы:

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i - n \sum_{i=1}^n x_i y_i}{\left(\sum_{i=1}^n x_i\right)^2 - n \sum_{i=1}^n x_i^2}. \quad (65)$$

$$a = \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n y_i - b \sum_{i=1}^n x_i \right).$$

Среднеквадратичная погрешность позволяет количественно оценить степень приближения точек x_i, y_i к прямой:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \left[\sum_{i=1}^n y_i^2 - b \sum_{i=1}^n y_i - a \sum_{i=1}^n x_i y_i \right]. \quad (66)$$

При обработке неравноточного ряда $y_i(x_i)$ ищется минимум суммы взвешенных квадратов невязок, в которой учитываются веса отдельных измерений ω_i :

$$Q = \sum_{i=0}^n \omega_i \varepsilon_i^2 = \sum_{i=0}^n \omega_i [y(x_i) - y_i]^2 \quad (67)$$

§8. Систематические ошибки, вызванные просчётами

В силу вероятностного характера ядерных процессов потоки частиц распределены во времени статистически. Пусть в среднем в детектор поступает n_0 частиц в единицу времени. При этом возможны значительные отклонения длительности между двумя последовательными отсчётами от среднего $\Delta t = 1/n_0$. Имеется конечная вероятность того, что время Δt между двумя последовательными отсчётами будет сколь угодно мало. Все разнообразные электронные системы, широко применяющиеся для регистрации, отбора и сортировки событий по каким-либо характеристикам (амплитуде, совпадению или сдвигу во времени и др.), обладают ограниченным быстродействием. Ошибки в этом случае определяются не только статистическими флуктуациями, но и просчётами аппаратуры. Просчёты приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счёта и параметров регистрирующей системы, в том числе и от мёртвого времени самого детектора. По свойствам временного разрешения системы регистрации можно разделить на две группы. К первой группе относятся системы, которые при каждом срабатывании полностью теряют чувствительность к последующим импульсам на время τ_0 , называемое

мёртвым временем. Спустя это время система готова к регистрации. Для таких систем просчёты нетрудно определить для практически важного случая, когда $n_0\tau_0 \ll 1$, где n_0 – среднее число частиц, попадающих в детектор в единицу времени. Если за время измерения t в счётчик попало n_0t частиц, а зарегистрировано nt импульсов, то часть времени, равного $n\tau_0t$, система была нечувствительна к попаданию частиц. За это время не зарегистрировано $n_0n\tau_0t$ частиц. Можно составить равенство:

$$n_0t = nt + n_0n\tau_0t, \quad (68)$$

откуда находим:

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau_0} \text{ и } n = \frac{n_0}{1 + n_0\tau_0}. \quad (69)$$

Относительное число не зарегистрированных частиц (просчётов):

$$\frac{n_0 - n}{n_0} = n\tau_0. \quad (70)$$

Поправка на просчёты вносит в конечный результат измерений погрешность, вызванную неопределённостью в значении τ_0 .

Счётная система второй группы после срабатывания не теряет чувствительности к последующим импульсам, но не регистрирует их, если не успело пройти время τ_0 после момента попадания предыдущей частицы. Кроме того, незарегистрированные частицы удлиняют интервал времени до восстановления способности зарегистрировать последующий импульс.

В системах первого типа время восстановления всегда равно мёртвому времени τ_0 , в системах второго типа при наличии просчётов время восстановления больше τ_0 .

Идеальных систем первого и второго типа не существует. Реальные системы, и даже отдельные элементы их, часто являются системами со смешанными свойствами. Однако в большинстве случаев они с большей определённостью могут быть отнесены к системам первого типа.

В сложной системе погрешность в счёте определяется просчётами во многих её элементах. Например, в спектрометрических устройствах во избежание искажений спектра амплитуд из-за наложения двух близких импульсов на время обработки очередного импульса и записи результата вход системы для последующих импульсов закрывается на время τ , необходимое для этой обработки. При этом τ может существенно превышать мёртвое время детектора τ_0 . Характер просчётов в та-

кой системе иллюстрирует рис. 2. Вертикальными штрихами с цифрами отмечены моменты попадания частиц в детектор.



Рис. 2 Просчёты в сложной счётной системе

На верхней оси показаны возникающие в детекторе импульсы. Их длительность принимается равной τ_0 . Они обусловлены частицами 1÷4, 6, 7, 9. Частицы 5, 8, 10 детектором не зарегистрированы. На нижней оси показаны срабатывания выходного элемента, показано время нечувствительности, равное τ . Из 10 частиц, попавших в детектор, выходное устройство зарегистрировало только 5 – частицы 1, 2, 4, 6, 9. Импульсы, вызванные частицами 3 и 7, оказались пропущенными. В данном случае примерное соотношение между частотой поступления частиц в детектор n_0 и скоростью счёта на выходе n даётся формулой:

$$n \simeq \frac{n_0}{1 + \left(\tau + \frac{n_0 \tau_0^2}{2} \right) n_0} = \frac{n_0}{1 + n_0 \tau + \frac{(n_0 \tau_0)^2}{2}}. \quad (71)$$

Величину $(n_0 \tau_0^2)/2$ можно рассматривать как среднее удлинение времени нечувствительности τ за счёт мёртвого времени детектора τ_0 .

В более сложных случаях, когда мёртвое время зависит от скорости счёта или амплитуды импульсов, при работе с источниками переменной интенсивности, при больших просчётах (например, 50 %), поправки на просчёты не могут быть корректно учтены. В спектрометрических устройствах, например, часто время обработки сигнала τ не является величиной постоянной, а зависит от амплитуды импульса. Если $\tau_0 \ll \tau$, то просчёты можно учесть, используя измерение «живого» или «мёртвого» времени. Мёртвое время $t_m = \sum \tau_i$ – суммарное время нечувствительности к входным импульсам за время экспозиции T , живое время $t_{жс} = T - t_m$ – полное время, когда аппаратура готова к регистрации. Если параллельно времени экспозиции T измеряется живое или мёртвое время, то составляя равенство, аналогичное (68), получаем:

$$n_0 = n \frac{T}{T - t_m} = n \frac{T}{t_{жс}}. \quad (72)$$

Задание № 1

- *Выбрать оптимальные условия измерения скорости счёта с заданной точностью при наличии фона.*
- *Выполнить контроль работы счётной аппаратуры с помощью χ^2 -распределения Пирсона.*

Выбор оптимальных условий измерения

Практически всегда при работе счётными физическими приборами приходится исключать фон прибора, обусловленный посторонними излучателями. Например, необходимо измерить скорость счёта от препарата при наличии фона. Измеряемая скорость счёта находится как разность скоростей счёта n от препарата вместе с фоном и скорости счёта фона n_ϕ при удалённом препарате:

$$n_0 = N/t - N_\phi/t_\phi = n - n_\phi. \quad (73)$$

Полное время измерения t_0 складывается из времени измерения с препаратом в присутствии фона t и времени измерения фона t_ϕ :

$$t_0 = t + t_\phi. \quad (74)$$

Предполагаем, что время измеряется с много лучшей точностью, чем число импульсов N и поэтому дисперсию t полагаем равной нулю. Тогда погрешность измерения разности скоростей счёта:

$$\sigma_{n_0} = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_\phi}{t_\phi}}. \quad (75)$$

Возможны два пути оптимизации процесса измерений. Во-первых, можно найти то наименьшее время всех измерений t_0 , которое необходимо для получения наперёд заданной погрешности искомой величины n_0 . Во-вторых, при заданном общем времени t_0 , которое отводится для всех измерений, можно найти такое его распределение между t и t_ϕ , которое обеспечивает минимальную погрешность измеряемой величины n_0 .

В реальных экспериментах обычно ставят пробные опыты, в которых проверяется работа отдельных элементов установки, определяется

интервал значений каждой из величин и оцениваются их возможные погрешности. Последнее оказывает непосредственное влияние на проведение всего эксперимента — большее внимание следует уделять измерению тех величин, погрешности которых вносят основной вклад в погрешность конечного результата. Поэтому при проведении эксперимента следует по возможности провести предварительные измерения, а затем составить план с указанием величин, которые необходимо измерить, и времени, отводимого на каждое измерение.

Пусть задана необходимая относительная точность измерения n_0

$$\delta = \frac{\sigma_{n_0}}{n - n_\phi}. \quad (7)$$

Необходимо найти времена измерения t и t_ϕ , обеспечивающие эту точность. Из формулы (75) выразим t_ϕ с учётом соотношения (7)

$$t_\phi = \frac{n_\phi t}{\delta^2 (n - n_\phi)^2 t - n} \quad (77)$$

и подставим в (74):

$$t_0 = t + \frac{n_\phi t}{\delta^2 (n - n_\phi)^2 t - n}. \quad (7)$$

Введём обозначения: $A = \frac{\delta^2 (n - n_\phi)^2}{n_\phi}$ и $B = \frac{n}{\delta^2 (n - n_\phi)^2}$.

Тогда
$$t_0 = t + \frac{t}{A t - B} \quad (79)$$

Условием минимума t_0 при заданной ошибке δ будет равенство нулю производной t_0 по t или t_ϕ : $\frac{\partial t_0}{\partial t} = 1 + \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{t - B} - \frac{1}{A} \cdot \frac{t}{(t - B)^2} = 0$

Отсюда: $t^2 - 2tB + B^2 - \frac{B}{A} = 0$. Решение этого уравнения даёт:

$$t = B + \sqrt{\frac{B}{A}} = \frac{n + \sqrt{nn_\phi}}{\delta^2 (n - n_\phi)^2} = \frac{r + \sqrt{r}}{n_\phi \delta^2 (r - 1)^2}, \quad (80)$$

где $r = n/n_\phi$.

Время измерения фона находим подстановкой (80) в (77):

$$t_{\phi} = \frac{n_{\phi} + \sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2(n - n_{\phi})^2} = \frac{1 + \sqrt{r}}{n_{\phi}\delta^2(r - 1)^2}. \quad (81)$$

Оптимальное число отсчётов (требуемая статистика) находится умножением вычисленных значений для времён измерения на соответствующую скорость счёта: $N = nt$ и $N_{\phi} = n_{\phi}t_{\phi}$.

$$N = \frac{n^2 + n\sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2(n - n_{\phi})^2} = \frac{r^2 + r\sqrt{r}}{\delta^2(r - 1)^2}, \quad N_{\phi} = \frac{1 + \sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2\left(\frac{n}{n_{\phi}} - 1\right)^2} = \frac{1 + \sqrt{r}}{\delta^2(r - 1)^2}$$

Значения n и n_{ϕ} неизвестны. Чтобы время, отведённое для измерений, потратить с наибольшей пользой необходимо, как указывалось выше, провести пробные опыты – за короткое время оценить значения n и n_{ϕ} . Найденные грубые оценки значений n и n_{ϕ} используются для оптимального разбиения полного времени измерения, т. е. для вычисления необходимых времён измерения t и t_{ϕ} , обеспечивающих заданную точность.

Порядок работы

1. Установить радиоактивный препарат таким образом, чтобы отношение $r = n/n_{\phi}$ составляло несколько единиц.
2. Грубо оценить значения n и n_{ϕ} .
3. Используя программу **Статистика**, вычислить необходимые времена измерения t и t_{ϕ} , обеспечивающие погрешность измерения 3 %.
4. Измерить скорость счёта n_0 , оценить погрешность результата, сравнить с заданной и сделать вывод.

Контроль работы аппаратуры

В ходе измерений с радиометрической аппаратурой могут наблюдаться как редкие нарушения её работы, так и постоянные изменения её чувствительности. Разброс экспериментальных значений может быть обусловлен как статистическим характером самой измеряемой величины, так и нарушениями работы аппаратуры. Такие нарушения обычно бывают связаны с генерированием ложных импульсов, утечкой высокого напряжения, плохой работой фотоумножителей и счётчиков, неста-

бильностью порога срабатывания электронных схем и т. п. Если закон распределения измеряемой величины известен, то отклонение от этого закона служит признаком нарушения работы прибора.

Для оценки существенности такого отклонения применяют χ^2 -критерий. Если измеряемая величина x распределена по нормальному закону, то величина χ^2 равна:

$$\chi_f^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})^2}{\sigma^2}, \quad (82)$$

где: σ^2 – стандартное отклонение нормального распределения, $\bar{x} = \sum_{i=1}^n x_i / n$ – среднее арифметическое случайной величины x . Число степеней свободы $f = n - 1$ равно числу независимых уклонений $x_i - \bar{x}$ (одно из n уклонений при заданном \bar{x} можно выразить через остальные $n - 1$ уклонения).

Число частиц, испускаемых в единицу времени радиоактивным изотопом, распределено по закону Пуассона. Если число отсчётов в опыте N велико (реально $N > 100$), то, как известно, закон Пуассона можно аппроксимировать нормальным распределением. Тогда по закону χ^2 будет распределена величина:

$$\chi_f^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}}, \quad (83)$$

где N_i – число отсчётов в i -ом изменении (все измерения проводятся за одно и то же время), \bar{N} – среднее значение из n измерений.

Заключение о работе аппаратуры на основании полученной величины χ^2 производится с помощью таблицы χ^2 -распределения Пирсона. Для этого по таблице находятся критические точки $\chi_{\max}^2 = \chi_{\alpha/2}^2$ и $\chi_{\min}^2 = \chi_{1-\alpha/2}^2$, ограничивающие область значений χ^2 , соответствующих хорошей работе аппаратуры. Они находятся следующим образом. Вероятность $P(\chi^2 > \chi_{\alpha/2}^2)$ того, что величина χ^2 примет любое значение, большее $\chi_{\max}^2 = \chi_{\alpha/2}^2$, принимаем равной $\alpha/2$. Значение $\chi_{\alpha/2}^2$ находится из условия:

$$P(\chi^2 > \chi_{\alpha/2}^2) = \int_{\chi_{\alpha/2}^2}^{\infty} P(\chi^2) \cdot d\chi^2 = \alpha/2. \quad (84)$$

Если α мало, то почти невероятно в результате опыта обнаружить $\chi^2 > \chi_{\alpha/2}^2$. Аналогично определим χ_{\min}^2 из условия:

$$P(\chi^2 < \chi_{1-\alpha/2}^2) = \int_0^{\chi_{1-\alpha/2}^2} P(\chi^2) \cdot d\chi^2 = \alpha/2. \quad (85)$$

При малом α почти невозможно получить $\chi^2 < \chi_{1-\alpha/2}^2$. Последнее условие преобразуем:

$$P(\chi^2 > \chi_{1-\alpha/2}^2) = \int_{\chi_{1-\alpha/2}^2}^{\infty} P(\chi^2) \cdot d\chi^2 = 1 - \alpha/2. \quad (86)$$

Таким образом, удовлетворительной работа аппаратуры признаётся, если полученное значение χ^2 оказывается в пределах:

$$P(\chi_{1-\alpha/2}^2 < \chi^2 < \chi_{\alpha/2}^2) = \int_{\chi_{1-\alpha/2}^2}^{\chi_{\alpha/2}^2} P(\chi^2) \cdot d\chi^2 = 1 - \alpha. \quad (87)$$

Вероятность ошибочности этого вывода равна α .

Значения $\chi_{\alpha/2}^2$ и $\chi_{1-\alpha/2}^2$ находятся из таблиц χ^2 -распределения (см. **Приложение**).

Выбор уровня значимости α , который кладётся в основу избранного способа контроля работы аппаратуры, определяется двумя противоречивыми требованиями.

1. Вероятность выхода величины χ^2 из области допустимых значений при нормальной работе аппаратуры должна быть мала. Но чем меньше α , тем шире эта область и, следовательно, меньше вероятность забраковать нормально работающую аппаратуру.
2. С другой стороны, область допустимых значений χ^2 должна быть достаточно узкой, чтобы надёжно обнаружить помехи в работе аппаратуры.

Обычно принимается $\alpha = 0,05$. Поэтому если полученное значение χ^2 выходит за границы, соответствующие вероятностям 0,975 и 0,025, то аппаратура бракуется. Если полученная величина выходит за границы, определяемые вероятностями 0,95 и 0,05, то для окончательного заключения следует сделать дополнительную серию контрольных измерений.

В некоторых случаях заведомо известно, что помехи могут только увеличить разброс данных. Тогда используется односторонний

критерий проверки, когда область допустимых значений χ^2 определяется из условия:

$$P(\chi^2 > \chi_{\alpha/2}^2) = \int_{\chi_{\alpha/2}^2}^{\infty} P(\chi^2) \cdot d\chi^2 = \alpha. \quad ()$$

Вероятность обнаружения помех при данном значении α зависит от их величины и числа контрольных измерений n . Чем большее количество контрольных измерений проведено, тем меньшее отклонение от нормальной работы аппаратуры может быть обнаружено.

Порядок работы

1. Задать уровень значимости $\alpha = 0,05$.
2. Провести 15 одномоментных измерений числа отсчётов N с радиоактивным препаратом.
3. Вычислить среднее \bar{N} и значение χ^2 .
4. Оценить работу аппаратуры с помощью χ^2 – критерия.
5. Используя коэффициенты Стьюдента вычислить ошибку \bar{N} при разной доверительной вероятности.
6. Оценить ошибку скорости счёта \bar{N}/t .

Контрольные вопросы

1. Пояснить смысл терминов «доверительный интервал» и «доверительная вероятность».
2. Что такое «критические точки» распределения Пирсона?
3. Показать, что при определении отношения двух интенсивностей меньшую интенсивность следует измерять в течение большего времени, а при определении разности интенсивностей – наоборот.

Задание №

- *Проверить степень согласия экспериментальной выборки распределения Пуассона и Гаусса.*

Любую физическую величину экспериментально можно определить лишь приближённо, указав некоторый интервал её возможных значений. Существование разброса в экспериментальных данных требует, чтобы результаты эксперимента были подвергнуты статистической обработке для правильного определения средних значений, указания интервалов, в которых можно с заданной вероятностью обнаружить значение физической величины при последующих измерениях.

Статистические методы в атомной и ядерной физике имеют особое значение, т. к. настоятельная необходимость статистического подхода в микромире вытекает из статистического характера самих явлений микромира. При измерениях макровеличин можно утверждать, что практически с любой наперёд заданной точностью сама величина имеет вполне определённое значение. Результаты же измерений имеют некоторый разброс из-за несовершенства измерительных приборов или методики измерения. При измерении величин, характеризующих процессы в микромире, появление разброса в показаниях приборов обусловлено в существенной мере флуктуациями самой измеряемой величины. Никакое улучшение аппаратуры не может уменьшить или исключить этот разброс. Например, радиоактивный распад ядер происходит в случайные моменты времени, число распадов с вылетом регистрируемых частиц за определённый интервал времени флуктуирует от измерения к измерению, что обусловлено статистическим характером радиоактивного распада. Статистика здесь нужна не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы исследуемых явлений. Например, природа радиоактивности была окончательно установлена только после завершения подробного анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы.

Распределение числа зарегистрированных импульсов в соответствии с законом распада подчиняется биномиальному закону. Однако если число радиоактивных атомов в источнике велико по сравнению с числом распадов за время измерения, то биномиальное распределение приближается к распределению Пуассона, позволяющему вычислить вероятность $p(k)$ получения k отсчётов в отдельном опыте, если известно среднее число отсчётов \bar{k} за такое же время:

$$p(k) = e^{-\bar{k}} \frac{\bar{k}^k}{k!}. \quad (9)$$

В свою очередь при большом \bar{k} закон Пуассона хорошо аппроксимируется нормальным распределением со средним значением \bar{k} и дисперсией $\sigma^2 = \bar{k}$:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\bar{k}}}. \quad (90)$$

Если число опытов равно N , то k отсчётов будет получено в среднем $\bar{n}(k) = N \cdot p(k)$ раз. Как распределение $n(k)$ вокруг среднего значения

$\bar{n}(k)$ (если серию из N опытов повторять многократно), так и зависимость от k среднего количества случаев $\bar{n}(k)$ регистрации k импульсов, описываются распределением Пуассона.

Целью настоящей работы является экспериментальная проверка закона распределения Пуассона. Пусть в результате N измерений за одно и то же время получено m разных значений чисел отсчётов: $k, k_2, \dots, k_i, \dots, k_m$, каждое из которых получено $n(k)$ раз. Очевидно, что среднее число отсчётов будет равно:

$$\bar{k} = \frac{\sum_{i=1}^m k_i \cdot n(k_i)}{\sum_{i=1}^m n(k_i)}, \text{ где } \sum_{i=1}^m n(k_i) = N. \quad (9)$$

Количественная оценка степени согласия полученной в эксперименте выборки $n(k)$ с распределением Пуассона осуществляется с помощью χ^2 критерия, в котором в качестве статистического критерия используется величина

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^m \frac{[n(k) - N \cdot p(k)]^2}{N \cdot p(k)}, \quad (92)$$

распределение которой известно и можно указать вероятность попадания её в любой заданный интервал. Здесь $p(k)$ вычисляется для \bar{k} , полученного в опыте.

Порядок работы

1. Включить счётную установку и проверить её работу.
2. Подобрать режим измерений таким образом, чтобы за время измерения регистрировалось в среднем $4 \div 5$ импульсов.
3. Произвести многократно ($N=500$) измерения числа импульсов за выбранный интервал времени.

Для удобства регистрации чисел импульсов, встречающихся в отдельных опытах, рекомендуется следующий приём. На числовую ось наносятся значения k , которые могут встретиться в работе. Каждый случай выпадения k импульсов в очередном опыте отмечается точкой над соответствующим делением оси k . Подсчёт количества точек над каждым значением k даёт соответствующие значения $n(k)$ (рис. 3).

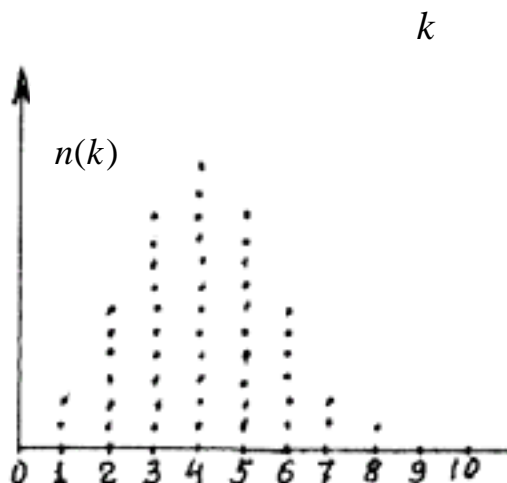


Рис. 3. Способ записи результатов измерений

4. Повторить измерения при среднем числе импульсов $10 \div 15$.
5. Вычислить средние значения числа импульсов \bar{k} для обоих случаев.
6. Вычислить теоретические распределения Гаусса и Пуассона для найденных значений \bar{k} . Для этого воспользоваться программой «Статистика» (можно воспользоваться и таблицами в [5]). Порядок работы с программой приведён в **Приложении**. Теоретические и экспериментальные распределения построить на одном графике.
7. Вычислить значения критерия χ^2 для проверки согласия экспериментальных распределений с распределениями Гаусса и Пуассона.
8. Задаться уровнем значимости $\alpha = 0,05$ и по таблице 2 **Приложения** сделать заключение о степени согласия экспериментальных и теоретических распределений.

Результаты опытов и вычислений рекомендуется заносить в таблицы:

k_i	1	2	3	4	
$n(k_i)$					
$p(k_i)$					
$N \cdot p(k_i)$					
$n(k_i) - N \cdot p(k_i)$					
$[n(k_i) - N \cdot p(k_i)]^2$					
$\frac{[n(k_i) - N \cdot p(k_i)]^2}{N \cdot p(k_i)}$					

10.1. Контрольные вопросы

1. При каких условиях распределение Стьюдента переходит в распределение Пуассона а последнее можно аппроксимировать нормальным распределением?
2. Для проверки каких распределений можно использовать χ^2 -критерий?
3. Чему равна дисперсия случайной величины, распределённой по закону Пуассона?
4. Как определяется истинное среднее в распределении Пуассона?

Список литературы

1. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Наука, 1966. – 408 с.
2. Гольданский В.И. и др. Статистика отсчётов при регистрации ядерных частиц.– М.: Физматгиз, 1959.
3. Худсон Д. Статистика для физиков: Пер. с англ. / под ред. Е.М. Лейкина. – М.: Мир, 1970. – 296 с.
4. Статистические методы в экспериментальной физике: Пер. с англ. / под ред. А.А. Тяпкина. – М.: Атомиздат, 1976. – 334 с.
5. Большев Л.Н., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. – М.: Наука, 1965.
6. Аверкиев В.В., Бегляков Н.Н., Горюн Т.А. и др. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики / под ред. К.Г. Финогенова. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 430 с.

II. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с веществом

Тяжёлые заряженные частицы при прохождении в веществе теряют свою энергию в основном в результате упругих и неупругих кулоновских столкновений с атомами. Неупругие столкновения приводят к ионизации и возбуждению электронных оболочек атомов. В каждом акте ионизации частица теряет малую долю энергии. Наибольшая энергия, которую частица с энергией E и массой M может передать электрону, не превышает $\approx 4 mE/M$, где m – масса электрона. Соответственно и угол отклонения её мал (не превышает 30 сек.). Ещё меньшая энергия расходуется при возбуждении атома (не более энергии связи электрона в атоме). Поэтому процесс потери энергии заряженной частицей в результате неупругих столкновений можно считать непрерывным. Траектория движения частиц близка к прямой линии.

Упругие столкновения с атомом как целым (резерфордовское рассеяние в экранированном поле ядра) приводят к ещё меньшим потерям энергии, т. к. вероятность рассеяния на большие углы мала. Однако многократное кулоновское рассеяние на ядрах определяет характер траектории заряженной частицы.

Ядерные взаимодействия в процессах потери энергии начинают вносить заметный вклад лишь при достаточно высоких энергиях. Например, для протонов в графитовом поглотителе они существенны при энергиях протонов >30 МэВ, а для α -частиц – выше 100 МэВ. В свинце они существенны для протонов при энергии выше 200 МэВ, а для α -частиц – при ещё более высоких энергиях. Для тяжёлых частиц с большими зарядами (осколки деления) их вообще можно не принимать во внимание. Однако для этих частиц более существенны потери энергии за счёт кулоновского рассеяния на ядрах.

Таким образом, в области энергий ниже ≈ 50 МэВ для тяжёлых заряженных частиц существенно только кулоновское взаимодействие с атомами (неупругое – основная причина потерь энергии) и ядрами (упругое – основная причина отклонений направления движения).

1. Ионизационные потери энергии

Итак, основным механизмом взаимодействия тяжёлых заряженных частиц с веществом, в результате которого они теряют свою энергию,

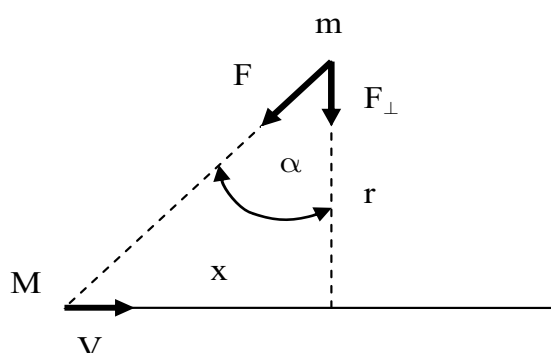


Рис. 1. Кулоновское взаимодействие зарядов

Пусть заряженная частица с зарядом q и массой $M \gg m$ пролетает на расстоянии r от свободного электрона (рис. 1). В результате кулоновского взаимодействия электрон получает импульс в направлении, перпендикулярном к направлению движения частицы. Составляющая же импульса в направлении движения частицы равна нулю, т. к. её компоненты, соответствующие приближению частицы к электрону и удалению от него, равны по величине и противоположны по направлению. Поскольку $M \gg m$, можно не учитывать изменения направления движения частицы после взаимодействия. Кулоновская сила $F = e^2 / (x^2 + r^2)$, поперечная составляющая этой силы

$$F_{\perp} = F \cdot \sin \alpha = \frac{er}{(x^2 + r^2)^{3/2}} \quad (1)$$

Поперечная составляющая импульса электрона:

$$P_{\perp} = \int F_{\perp} \cdot dt = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} \cdot dx = \frac{2e}{r}. \quad (2)$$

Энергия, переданная электрону:

$$\delta = \frac{P_{\perp}^2}{2m} = \frac{2e^2}{m r^2} \quad (3)$$

На отрезке пути dx в веществе с плотностью электронов n частица взаимодействует с $dn = 2\pi r \cdot dr \cdot dx \cdot n$ электронами, находящимися на расстоянии от траектории в интервале от r до $r + dr$, и потеряет энергию

$$-dE(r) = \delta \cdot n = \frac{4\pi e^2}{m^2} \cdot \frac{dr}{r} \cdot n \cdot dx. \quad (4)$$

Потери энергии на единице пути будут:

является ионизация и возбуждение атомов среды путём электромагнитного взаимодействия с электронами. Основные закономерности этого процесса можно проследить в результате классического рассмотрения взаимодействия тяжёлой нерелятивистской заряженной частицы с достаточно большой энергией, чтобы можно было считать атомные электроны свободными.

$$-\frac{d}{dx}(r) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} n \frac{dr}{r}. \quad (5)$$

Для получения полных потерь на единице длины пути нужно учесть взаимодействие с электронами при всех возможных параметрах соударения с частицей:

$$-\frac{d}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} n \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{dr}{r} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} n \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}. \quad (6)$$

Для ориентировочной оценки параметров r_{\min} и r_{\max} можно воспользоваться соотношением (3), связывающим передаваемую электрону энергию и параметр соударения. Минимальному значению параметра столкновения соответствует максимальная передаваемая энергия

$$\delta_{\max} = \frac{4m}{(m + m)^2} \approx \frac{4m}{m^2} = 2m^{-2}. \quad (7)$$

Отсюда получаем:

$$r_{\min}^2 = \frac{2^{-2} e^2}{m^2} \cdot \frac{1}{2m^{-2}}. \quad (8)$$

Максимальному значению параметра соударения должна соответствовать передаваемая электрону энергия порядка среднего потенциала ϕ , т. е.

$$r_{\max}^2 = \frac{2^{-2} e^2}{m^2} \cdot \frac{1}{\phi}. \quad (9)$$

После подстановки r_{\max} и r_{\min} формула (6) для удельных ионизационных потерь принимает вид:

$$-\frac{d}{dx} \approx \frac{2\pi^2 e^2}{m^2} n \ln \frac{2m^{-2}}{\phi}. \quad (10)$$

Эта формула получена Бором. Величину $\frac{d}{dx}$ называют удельными ионизационными потерями или линейной тормозной способностью вещества. Более строгие расчёты с учётом квантовомеханических и релятивистских эффектов выполнены Бете:

$$-\frac{d}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} n \left(\ln \frac{2m^{-2}}{(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - \right). \quad (11)$$

Отметим основные закономерности, которым подчиняются ионизационные потери энергии:

- удельные потери пропорциональны квадрату заряда частицы;
- удельные потери не зависят от массы частицы;
- удельные потери являются функцией скорости частицы, причём в широком диапазоне скоростей, вплоть до релятивистских, зависимость близка к $1/\beta^2$;
- удельные потери пропорциональны плотности электронов в среде.

В релятивистской области наблюдается медленное увеличение удельных потерь с увеличением энергии частиц. Физическая причина этого заключается в релятивистском сжатии кулоновского поля частицы. Электростатическое поле покоящегося заряда сферически симметрично, эквипотенциальные поверхности поля имеют форму сферы. Эквипотенциальные поверхности поля движущегося заряда имеют форму эллипсоида, который получается сжатием сферы в направлении движения частицы в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз (рис. 2). Электрическое поле на оси эллипсоида, совпадающей с направлением движения, уменьшается в $1/(1-\beta^2)$ раз, а в плоскости, перпендикулярной направлению движения, оно увеличено в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз. Это приводит к увеличению радиуса цилиндрической области вокруг траектории частицы, в которой происходит возбуждение и ионизация атомов.

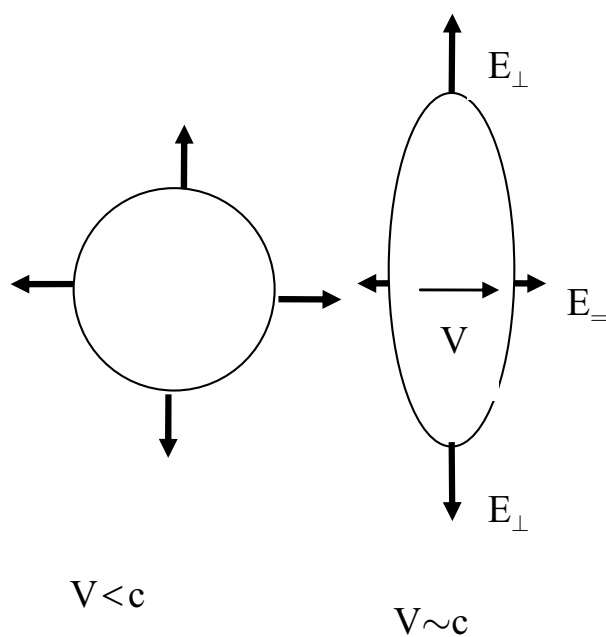


Рис. 2. Релятивистское сжатие поля частицы

Однако, неограниченного увеличения удельных потерь по мере возрастания энергии частицы, когда $\beta \rightarrow 1$, не происходит, благодаря действию эффекта плотности, который учитывается в формуле Бете – Блоха членом « δ ». Под действием электрического поля частицы происходит поляризация среды вблизи её траектории, что приводит к уменьшению напряжённости этого поля и, соответственно, уменьшению потерь энергии частицей. При очень больших энергиях эффект плотности компенсирует возрастание потерь энергии. Поскольку эффект поляризации пропорционален плотности электронов в среде, его действие в конденсированных средах проявляется при меньших значениях скоростей частицы, чем в газах, что ведёт к меньшему релятивистскому возрастанию потерь в плотных средах.

Последний член в скобках в формуле Бете – Блоха отражает поправку, которую следует учитывать при малых скоростях частицы. Это поправка на эффект связи электронов на К- и L-оболочках. Как приближённая, так и точная формулы для ионизационных потерь получены в предположении, что все электроны атома могут считаться свободными. Но по мере уменьшения скорости частицы, начиная с некоторого значения, при котором скорость частицы станет меньше орбитальной скорости электрона, передача энергии сильно связанным К-электронам станет невозможной и они должны быть исключены при вычислении электронной плотности среды. При дальнейшем уменьшении скорости частицы то же самое следует отнести и к L-электронам. Чем больше Z атомов среды и масса тормозящейся частицы, тем выше граничная энергия частицы $E_{гр}$, при которой следует учитывать этот эффект. Ориентировочные значения этой энергии приведены в таблице:

Элемент	Z	$E_{гр}, \text{МэВ}$	
		протоны	α -частицы
Углерод	6	0,9	3,6
Алюминий	13	4,2	16,9
Медь	29	21	84

Другой причиной снижения удельных потерь в области малых энергий частицы служит явление перезарядки. Заряженная частица, движущаяся со скоростью, близкой к орбитальной скорости электронов, имеет большую вероятность захватить электрон у атома среды. В дальнейшем этот электрон может быть потерян частицей, вновь захвачен и т. д. Эффективный заряд частицы будет определяться соотношением между вероятностью захвата электрона $\sigma_{захв}$ и вероятностью его потери $\sigma_{потери}$. Поскольку удельные ионизационные потери пропорциональны квадрату

теперь уже эффективного заряда частицы, они начинают резко уменьшаться по мере уменьшения скорости частицы и уменьшения в связи с перезарядкой её эффективного заряда. Отношение вероятностей захвата и освобождения электрона пропорционально $E^{-2,5}$. Это отношение равно единице для протонов при энергиях ~ 25 кэВ, для α -частиц – при энергии ~ 400 кэВ. При энергиях, превышающих указанные в 3–4 раза, процессом перезарядки можно пренебречь.

Качественная зависимость удельных ионизационных потерь от энергии частицы показана на рис. 3. Участок BC соответствует области зависимости потерь согласно закону $\sim 1/v^2$. На участке CD происходит релятивистское увеличение потерь, которое на участке DE начинает компенсироваться эффектом плотности. Участок BA соответствует уменьшению ионизационных потерь с уменьшением скорости частицы, связанному с эффектом перезарядки, причём в окрестности точки B скорость частицы порядка орбитальных скоростей атомных электронов.

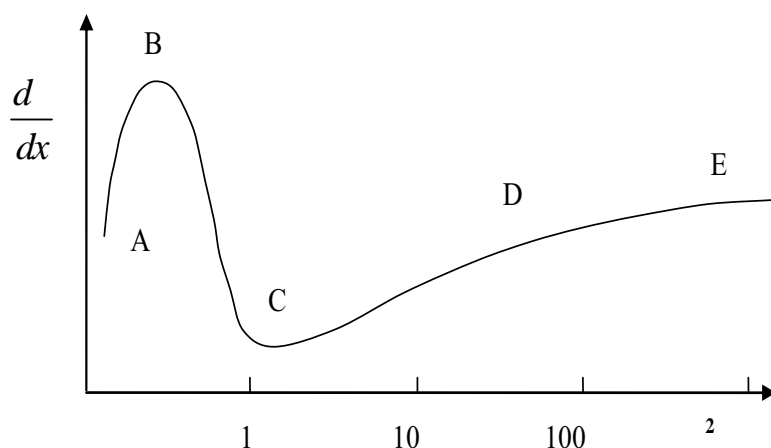


Рис. 3. Зависимость удельных ионизационных потерь от энергии частиц

При ещё меньших скоростях частицы основную роль в потерях энергии частицей начинают играть упругие столкновения с атомом как с целым. При энергиях ниже 1 кэВ для протонов и 4 кэВ для α – частиц неупругими взаимодействиями можно пренебречь.

Линейная тормозная способность вещества d/dx сильно отличается для разных сред, т. к. она зависит от электронной плотности n . Удобно использовать массовую тормозную способность, когда путь, пройденный частицей, измеряется не в линейных единицах длины x , а в количестве вещества $(x\rho)$ г/см², где ρ – плотность вещества в г/см³. Учитывая, что $n = \rho \frac{N_0}{A} \cdot Z$, где N_0 – число Авогадро, Z и A –

атомный номер и массовое число, а $\frac{d}{d(x\rho)} = \frac{1}{\rho} \frac{d}{dx}$, получим следующий вид формулы Бете–Блоха для массовой тормозной способности:

$$-\frac{d}{d(x\rho)} = \frac{4\pi^2 e^2 N_0}{m^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m^2}{(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - \right). \quad (12)$$

Из формулы следует, что для частиц данного сорта и данной энергии тормозная способность, измеряемая в $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}$, более тяжёлых веществ меньше, чем лёгких. Сравнительно небольшое различие обусловлено множителем Z/A , который изменяется от 0,5 для самых лёгких элементов до 0,4 для тяжёлых, и зависимостью от Z среднего потенциала ионизации в логарифмическом члене (приблизительно $\approx 13,5 Z$ эВ). В качестве примера на рис. 4 приведена массовая тормозная способность Al и Pb для однозарядных частиц. Значения массовой тормозной способности воздуха и свинца для протонов разной энергии приведены в таблице:

Вещество	$d / d(x\rho), \text{МэВ}/\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$			
	E=1 МэВ	E=10 МэВ	E=100 МэВ	E=1000 МэВ
Воздух	300	50	7,5	2,3
Свинец	150	30	5	1,6

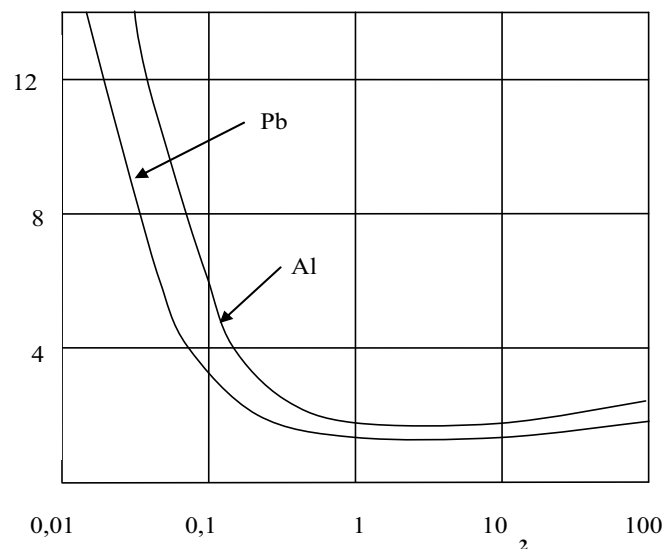


Рис. . Удельные потери в $\text{МэВ}/\text{см}^{-2}$ однозарядных частиц

Если среда содержит атомы различных элементов, то с весьма высокой точностью можно считать, что тормозные способности отдельных элементов складываются, давая полную тормозную способность. В формулу (12) вместо Z/A и \ln следует подставить:

$$\overline{Z/A} = \frac{\sum_i \rho_i \frac{Z_i}{A_i}}{\sum_i \rho_i}, \quad \overline{\ln} = \frac{\sum_i \rho_i \frac{Z_i}{A_i} \ln i}{\sum_i \rho_i \frac{Z_i}{A_i}} \quad (13)$$

. Вторичные электроны при торможении тяжелых частиц

При каждом ионизационном столкновении заряженной частицы с атомом выбивается один или несколько электронов. Наиболее быстрые из этих электронов способны создавать вторичную ионизацию, по которой их можно зарегистрировать в трековых детекторах. Вторичные электроны, энергия которых велика в сравнении с энергией ионизации, называют δ -электронами.

В случае достаточно энергичной частицы атомный электрон можно считать свободным и рассматривать взаимодействие с ним частицы как упругое рассеяние. Тогда, используя формулу Резерфорда, можно показать, что угловое распределение δ -электронами пропорционально $1/s^3 \varphi$, где φ – угол между направлением вылета электрона и направлением движения частицы. Таким образом, большая часть δ -электронов вылетает под углами, близкими к $\pi/2$ относительно направления движения частицы. Энергия, переданная заряженной частицей электрону, равна:

$$\delta = \delta_{\max} \cdot s^2 \varphi, \quad (14)$$

где максимальная энергия $E_{\delta \max}$ задается формулой (7). Электроны, вылетающие под малыми углами к траектории частицы, имеют максимальную энергию, а вылетающие под углами, близкими к 90° к траектории частицы, имеют энергии, близкие к нулю. Последние составляют подавляющее большинство среди общего числа электронов (количество δ -электронов с энергией δ пропорционально E_s^{-2}). В азоте, например, протон с энергией 10 МэВ на длине пробега 1 см образует 0,33 δ -электрона с энергией выше 5кэВ.

. Многократное рассеяние тяжелых заряженных частиц

Проходя через слой вещества, заряженная частица испытывает многочисленные упругие взаимодействия с атомом как целым, которые

представляют собой рассеяние в поле ядра атома. Характер взаимодействия частицы с ядром зависит от расстояния их сближения, зависящего от энергии частиц. Если энергия частицы настолько велика, что она может приблизиться к ядру на расстояние, соизмеримое с радиусом действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см), то помимо электростатического отталкивания частица будет испытывать сильное притяжение за счет ядерных сил. Соотношение между ядерным и электростатическим взаимодействиями будет в этом случае определяться прицельным параметром соударения. Граничная энергия, выше которой может происходить рассеяние в поле ядерных сил, определяется высотой кулоновского барьера, который должна преодолеть частица ($\sim \frac{Z}{eA^{1/3}}$ МэВ). Высота кулоновского барьера для протонов и α -частиц приведена в таблице:

Частицы	Высота барьера, МэВ		
	${}^6\text{C}^{12}$	${}^{13}\text{Al}^{27}$	${}^{82}\text{Pb}^{208}$
Протоны	2,6	4,3	14
α -частицы	5,2	8,6	28

Но даже при энергиях, существенно превышающих граничную, вероятность ядерного рассеяния крайне мала из-за малого размера ядер и малого радиуса действия ядерных сил. Его обычно не учитывают при рассмотрении движения тяжелых частиц в веществе.

Основной вклад в рассеяние вносит электростатическое взаимодействие (отталкивание ядром положительно заряженной частицы), которое определяется кулоновским потенциалом Ze/r . При малой энергии частиц, когда из-за отталкивания она не в состоянии достаточно близко подойти к ядру и проникнуть глубоко в электронную оболочку атома, начинает сказываться экранирующее действие электронной оболочки. Причем чем дальше от ядра пролетает частица, тем сильнее сказывается экранирование. В этих случаях потенциал взаимодействия спадает с ростом прицельного параметра быстрее, чем кулоновский. Величины граничной энергии частиц, когда наступает ситуация сильного экранирования, приведены в таблице:

Частица	Ядра		
	${}^6\text{C}^{12}$	${}^{13}\text{Al}^{27}$	${}^{82}\text{Pb}^{208}$
Протон	0,35 кэВ	1 кэВ	10 кэВ
α -частицы	0,70 кэВ	2 кэВ	20 кэВ

Но и при гораздо больших энергиях частиц экранирование должно учитываться, когда частица рассеивается с большим параметром соударения, чему соответствуют малые углы рассеяния. Таким образом, экранирование уменьшает вероятность рассеяния на малые углы.

В зависимости от среднего числа K столкновений с атомами среды, зависящего от толщины слоя, через который проходит частица, различают однократное ($K \leq 1$), кратное ($1 < K < 20$) и многократное рассеяние ($K > 20$). Из формулы Резерфорда следует, что вероятность рассеяния на малые углы существенно больше, чем на большие. Следовательно, если толщина слоя вещества такова, что частица может испытать большое количество актов рассеяния (многократное рассеяние), то преобладающими среди них будут рассеяния на малые углы. В результате многократного рассеяния параллельный пучок частиц, направленный нормально к поверхности, после прохождения слоя вещества приобретает некоторый угловой разброс. Поскольку все акты рассеяния статистически независимы, а отклонения в одну и другую стороны в каждом акте равновероятны, распределение этих результирующих отклонений будет описываться кривой Гаусса с дисперсией, равной среднему квадрату угла рассеяния, зависящему от пути, пройденного частицей.

Качественную зависимость квадрата среднего угла рассеяния $\overline{\theta^2}$ от свойств частицы и рассеивающей среды можно достаточно просто найти, используя резерфордовское сечения рассеяния и полагая рассеивающий слой достаточно тонким для того, чтобы изменением энергии частицы за счет потерь можно было бы пренебречь. Из статистической независимости отдельных актов рассеяния следует, что средний квадрат угла рассеяния после многих столкновений равен сумме средних квадратов углов рассеяния θ_i^2 в отдельных столкновениях. Вычисление θ_i^2 в отдельном столкновении с использованием формулы Резерфорда и общего числа столкновений в слое толщиной x позволяет получить зависимость:

$$\overline{\theta^2} \sim \frac{Z^2}{A^2} \rho x. \quad (15)$$

Средний угол многократного рассеяния растет с увеличением атомного номера ядер-рассеивателей и с уменьшением энергии частиц.

На рис. 5, на шкале энергий показаны границы всех рассмотренных выше процессов для α -частиц, тормозящих в алюминии.

. Пробег тяжелых заряженных частиц

Полный путь, проходимый частицей с начальной энергией E_0 в веществе до того, как ее скорость не станет равной тепловой, определяется соотношением:

$$\overline{x}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-dE/dx} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-dE/dx}, \quad (16)$$

где $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ – полные удельные потери энергии за счет всех механизмов взаимодействия – неупругого взаимодействия с атомами (ионизационные потери), упругого рассеяния в кулоновском поле ядра и в поле ядерных сил, упругого рассеяния в экранированном поле атома и, наконец, неупругих ядерных взаимодействий при больших энергиях частиц. Если ограничиться областью энергий не выше ~ 100 МэВ, то вкладом неупругого ядерного взаимодействия в потери энергии можно пренебречь. Потери энергии за счет упругого рассеяния составляют малую долю от ионизационных потерь ($\sim 0,1\%$), за исключением области малых энергий для частиц с небольшими зарядами и массами.

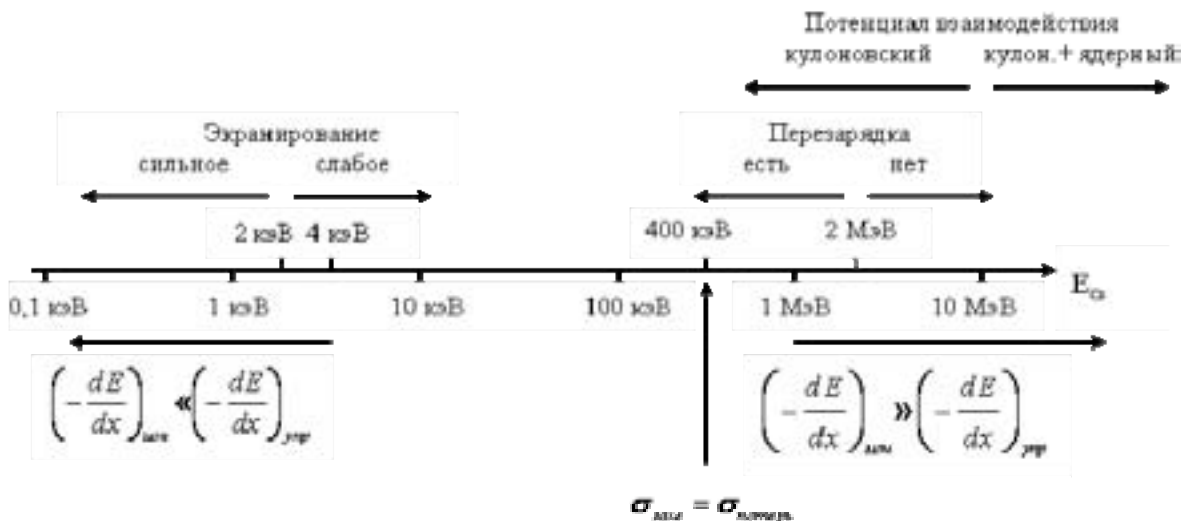


Рис. . Области энергий для процессов взаимодействия α частиц с А

Поэтому если вычислять путь не до полной остановки частицы, а до некоторой энергии E_{\min} , выше которой ионизационные потери преобладают над упругими, то

$$\bar{R}_0(E_0) = \int_{\min}^0 \frac{d}{(-d/dx)_{\text{ион}}}, \quad (17)$$

где для вычисления ионизационных потерь используется формула Бете – Блоха. В этом случае среднее значение длины траектории:

$$\bar{R}_0 \sim \frac{M}{\rho(Z/A)^2} f(\dots). \quad (18)$$

Практически зависимость $\bar{R}_0(E_0)$ (соотношение «пробег-энергия») получают путем численного интегрирования формулы Бете – Блоха.

Из формулы (18) следует, что в данной среде отношение длин пробегов разных частиц с одинаковыми начальными и конечными скоростями определяется соотношением

$$\frac{\bar{R}_{01}}{\bar{R}_{02}} = \frac{1}{2} \frac{2}{1} = \frac{1}{2} \frac{2}{1}, \quad (19)$$

т. к. при равных скоростях энергии пропорциональны массам частиц. Это позволяет по известной зависимости $\bar{R}_0(E_0)$ для одного сорта частиц получить аналогичную зависимость для другого сорта частиц в том же веществе. Например, нужно найти пробег в Al α -частиц с энергией 10 МэВ, пользуясь известной зависимостью «пробег-энергия» для протонов в Al:

$$\bar{R}_{0\alpha}(10 \text{ МэВ}) = \frac{1}{4} \frac{4}{1} \bar{R}_{0p}(E_p = \frac{1}{4} \cdot 10 \text{ МэВ}) = \bar{R}_p(2,5 \text{ МэВ})$$

По такому принципу построены графики на рис. 6.

Единственное допущенное, сделанное при получении соотношения (19), состоит в том, что граничная энергия E_{\min} принята одинаковой для частиц с разными зарядами. Этим допущением можно пользоваться, если речь идет о достаточно энергичных частицах, для которых весь пробег намного превышает ту его часть, где происходит перезарядка и изменение среднего ионизационного потенциала.

Пробеги частиц одного сорта и с одной начальной энергией несколько отличаются. Разброс величины пробегов около среднего значения обусловлен статистическим характером потерь энергии каждой частицей в отдельных актах взаимодействия с электронами. На практике разброс длин пробегов измеряют по кривой пропускания, т. е. регистрируя число частиц, прошедших различную толщину вещества. Вид кривой пропускания для тяжелых заряженных частиц показан на рис. 7.

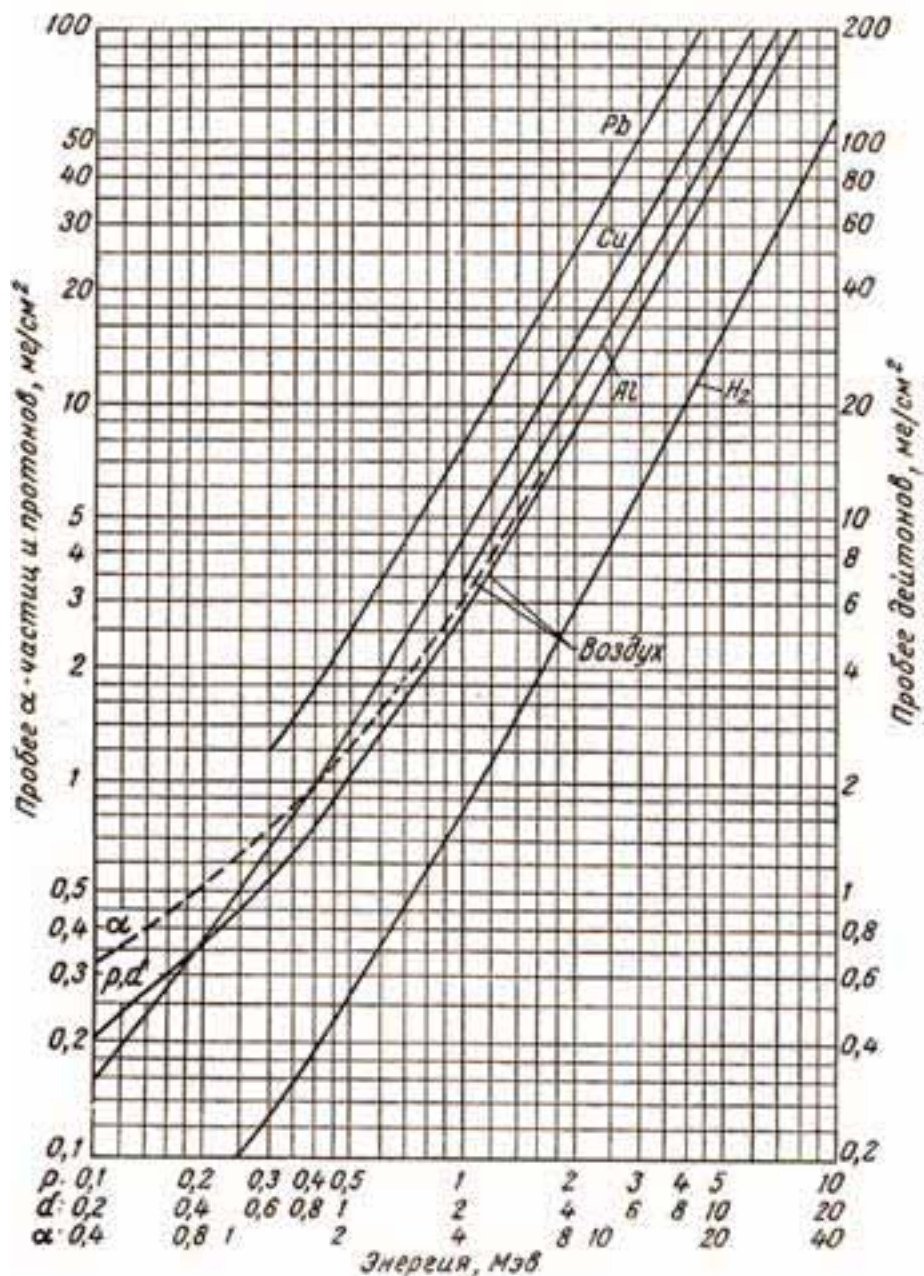


Рис. . Пробеги протонов и α частиц

Толщина вещества, за которой поток частиц уменьшается вдвое, называется средним пробегом R_{cp} . Если измеренное распределение продифференцировать, то получим распределение пробегов $P(R)$ вблизи среднего значения R_{cp} , которое достаточно хорошо описывается распределением Гаусса:

$$P(d) = \frac{1}{(2\pi\Delta^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{(R - R_{cp})^2}{2\Delta^2}\right) \cdot d, \quad (20)$$

где $\overline{\Delta^2} = \left(\overline{R - R_{cp}} \right)^2$ – дисперсия распределения $P(R)$. Относительный разброс пробегов $(\overline{\Delta^2})^{1/2} / \overline{R}$ носит название страгглинга.

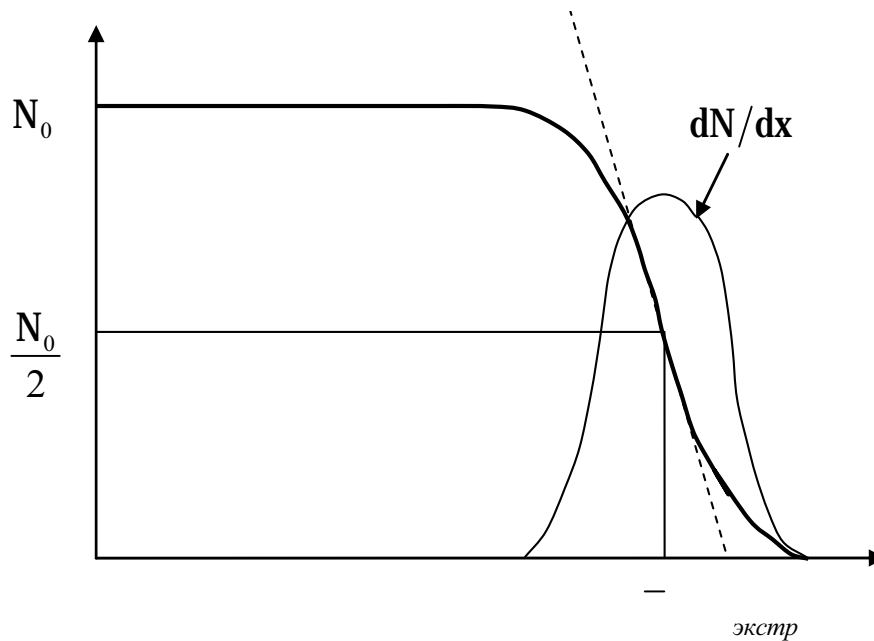


Рис. 8. Кривая пропускания для α частиц

Вычисленная по формуле (17) величина $\overline{R_0}$ и измеренная R_{cp} носят одинаковые названия «средний побег». В действительность они характеризуют разные величины: $\overline{R_0}$ – это средняя длина траектории частиц в веществе, R_{cp} – это среднее значение толщины вещества, до которой доходят частицы. Поскольку траектории частиц из-за многократного рассеяния не является строгой прямой линией, то всегда $\overline{R_0} > R_{cp}$. Измеряемый на практике пробег является проекцией траектории частиц на первоначальное направление их движения. Поэтому измеряемый разброс пробегов обусловлен не только флуктуациями потерь энергии, но и разбросом длин проекций одинаковых по длине траекторий. Для тяжелых заряженных частиц разница между $\overline{R_0}$ и R_{cp} невелика. На рис. 8, 9 показаны траектории протонов в легком (Be) и тяжелом (Pb) веществах, рассчитанные методом Монте-Карло по программе КЛ. Для каждого значения энергии частиц рассчитано по 30 траекторий. На всех рисунках показанная толщина поглотителя равна рассчитанной по формуле (17) средней длине траектории частиц $\overline{R_0}$ при данной энергии.

Более наглядно степень различия между длиной траектории $\overline{R_0}$ и пробегом R представлена на рис. 10, где показаны проекции траекторий

рис. 8 на плоскость (ZY). Значение координаты Z, где число частиц вдвое меньше начального, это средний пробег в веществе частиц, имеющих среднюю длину траектории $\overline{R_0}$, которая на рисунках равна длине оси Z. Для более наглядной демонстрации влияния упругого рассеяния на характер траектории частиц масштаб по оси Y на рис. 10 увеличен вдвое.

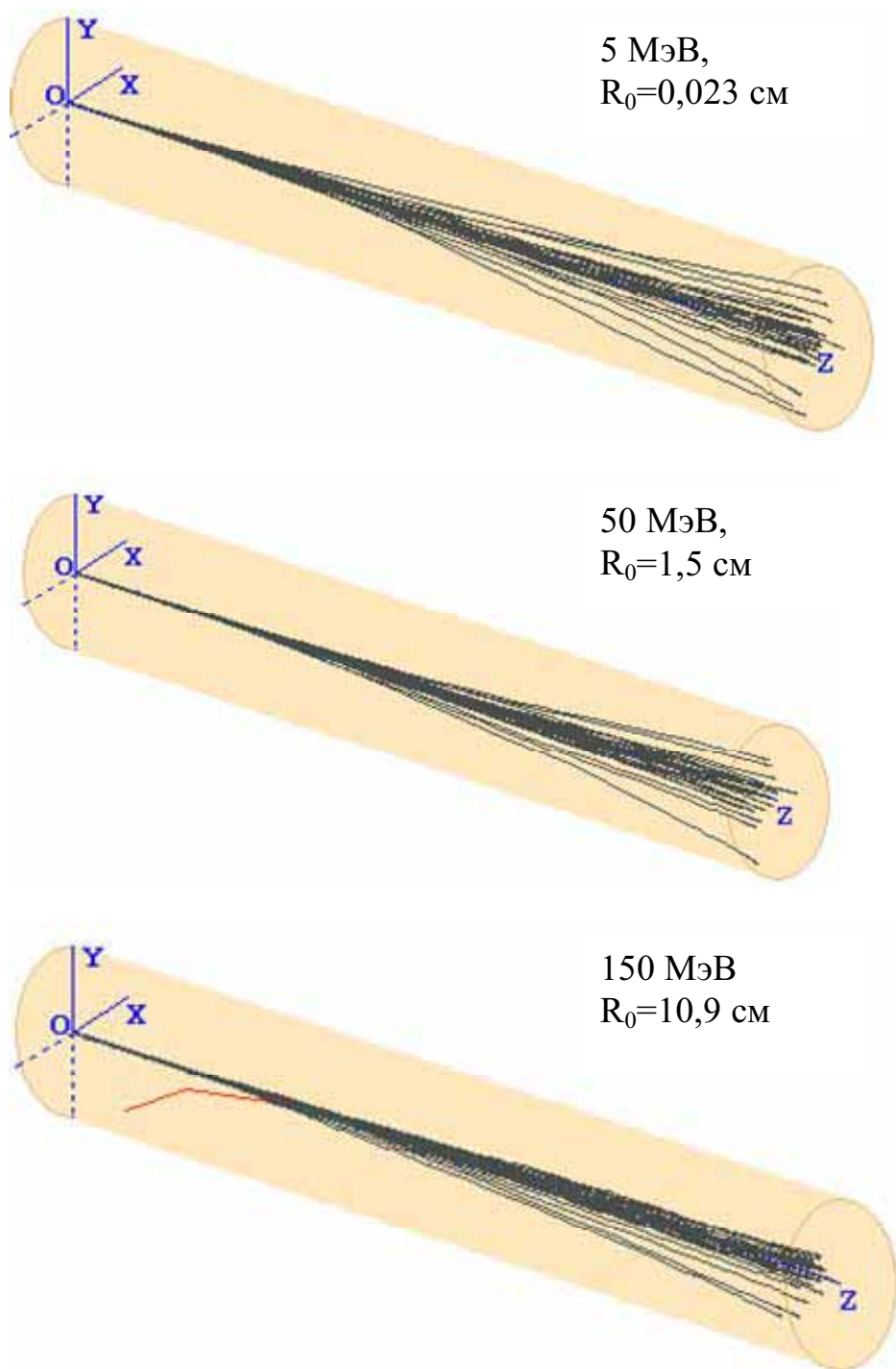


Рис. . Траектории протонов в бериллии

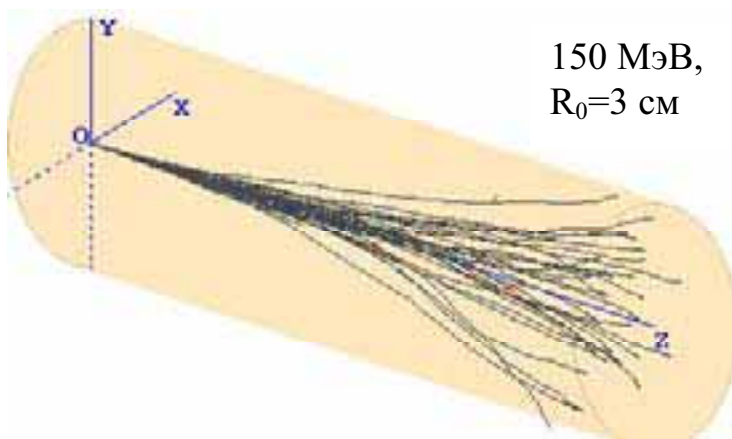
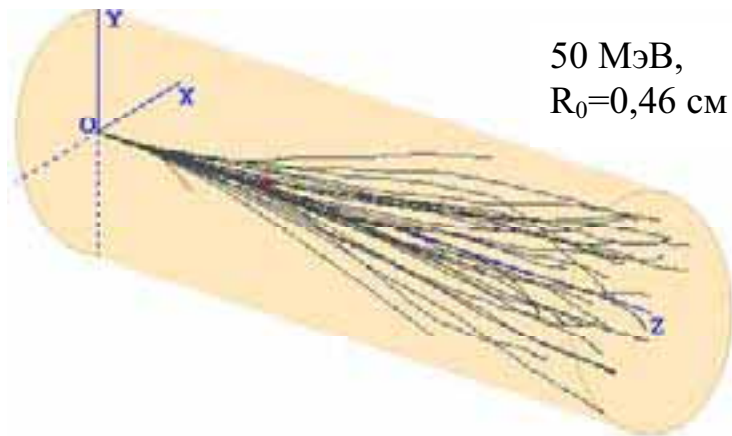
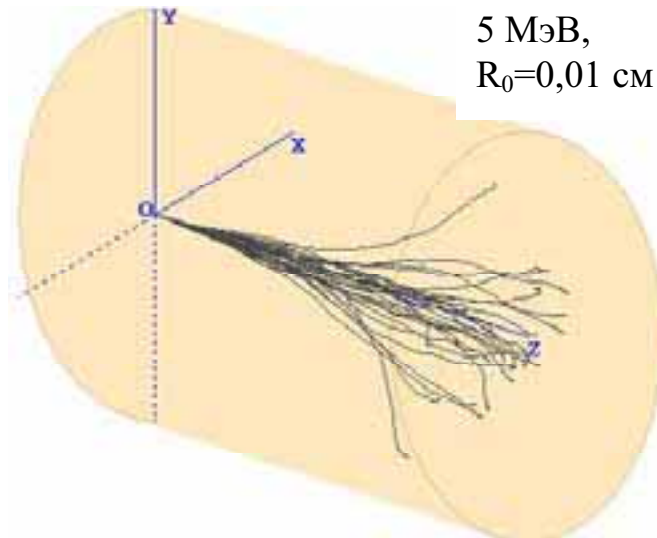


Рис. . Траектории протонов в свинце

На практике для определения энергии частиц по пробегу чаще используют не средний, а экстраполированный пробег, который меньше зависит от условий измерения. Экстраполированный пробег определяется точкой пересечения с осью абсцис касательной, проведенной к кривой пропуска-

ния в точке ее максимального наклона (на рис. 7 пунктирная линия). Например, для определения энергии α -частиц по их экстраполированному пробегу в воздухе $R_{\text{экстр}}^{\alpha}$ можно использовать эмпирическую формулу

$$R_{\text{экстр}}^{\alpha} \approx 0,31 E^{3/2} \text{ см}; \quad 4 < E < 7 \text{ МэВ}. \quad (21)$$

Для веществ с массовым числом A справедливо приближенное соотношение:

$$R_{\text{экстр}}^{\alpha} = 0,56 R_{\text{экстр возд.}}^{\alpha} (см) \cdot A^{1/3} \text{ мг/см}^2, \quad (22)$$

где $R_{\text{экстр возд.}}^{\alpha} (см)$ – экстраполированный пробег α -частиц той же энергии в воздухе в сантиметрах. Экстраполированный пробег протонов в воздухе:

$$R_{\text{экстр}}^p () = R_{\text{экстр}}^{\alpha} (4E) - 0,2 \text{ см}; \quad E > 0,5 \text{ МэВ}. \quad (23)$$

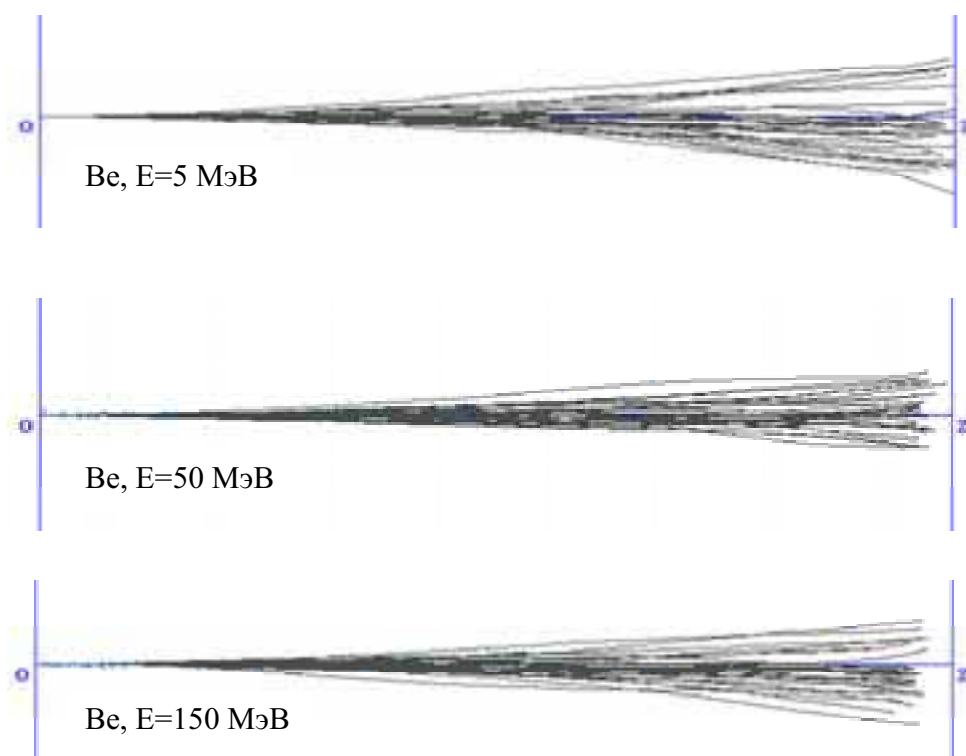


Рис. 10. Проекция траекторий протонов в бериллии на плоскость (Z)

Поскольку массовые тормозные способности в $\text{МэВ/г} \cdot \text{см}^{-2}$ для разных веществ близки, и пробеги в г/см^2 в разных веществах отличаются сравнительно мало.

Отметим основные закономерности, касающиеся разброса пробегов тяжелых частиц.

1. Разброс пробегов медленно уменьшается с увеличением энергии вплоть до $E/mc^2 \sim 2,5$ (до области минимума потерь), затем медленно растет. Так для протонов, тормозящихся в алюминии, имеем:

E_p , МэВ	2	20	200	2000	20000
Страгглинг, %	2	1,5	1,1	0,9	1,3

2. Страгглинг медленно растет с увеличением Z тормозящей среды при прочих равных условиях. Для протонов энергией 20 МэВ имеем:

Вещество	Be	Al	Cu	Pb
Страгглинг, %	1,3	1,5	1,6	1,8

3. Для частиц различных сортов, но имеющих одинаковые начальные скорости, величины страгглингов в данном веществе связаны соотношением:

$$\frac{\left(\Delta \frac{2}{2}\right)_{2cp}^{1/2}}{2cp} = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\left(\Delta \frac{2}{1}\right)_{1cp}^{1/2}}{1cp},$$

т. е. более тяжелая частица имеет меньший разброс пробегов (независимо от заряда). Например, разброс пробегов α -частиц с энергией 40 МэВ в 2 раза меньше, чем протонов с энергией 10 МэВ (их начальные скорости равны).

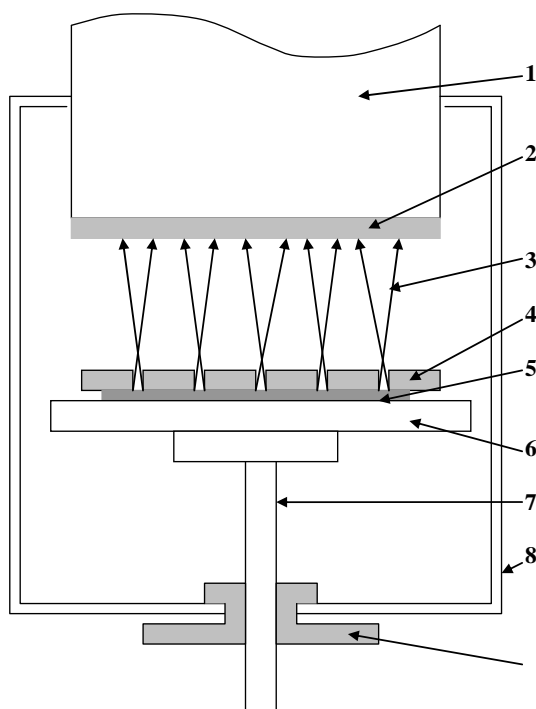
Задание №

- *Измерить экстраполированный пробег α -частиц изотопа в воздухе.*
- *Определить энергию α -частиц.*

Поскольку пробег α -частиц очень мал, поглотителем может служить воздух. Несколько сантиметров воздуха оказывается достаточно для поглощения α -частиц, испускаемых радиоактивными источниками. Это упрощает измерения – толщину поглотителя можно регулировать просто изменением расстояния между источником и детектором.

Схема установки для измерения пробега в воздухе показана на рис. 11. Источник помещён на подставку б, которая с помощью вин-

та 7 может перемещаться в вертикальном направлении. Пластина 4 толщиной 4 мм с большим количеством отверстий малого диаметра (< 1 мм) служит коллиматором и располагается непосредственно на источнике 5. Перемещение источника частиц в вертикальном направлении осуществляется поворотом гайки 9. Источником α -частиц является изотоп Pu^{239} , тонким слоем нанесённый на алюминиевую подложку. Детектором α -частиц является сцинтилляционный счётчик 1 со сцинтиллятором 2 ZnS , нанесённым в виде тонкого слоя на стеклянную пластину. ФЭУ со сцинтиллятором помещены в светозащитный кожух 8.



*Рис. 11. Установка для измерения пробега частиц в воздухе
 1 – ФЭУ, 2 – сцинтиллятор, 3 – траектории α частиц,
 – коллиматор, – источник частиц, – подставка, – винт,
 – светозащитный кожух, – гайка*

Порядок работы

1. Включить установку, предварительно убедившись, что тумблер включения высокого напряжения на источнике питания ФЭУ находится в положение «выкл».
2. Через 5 мин подать высокое напряжение на ФЭУ тумблером «Высокое напр». Напряжение будет подано не сразу – после того, как загорится сигнальная лампа.
3. Удалить α -источник и по уровню шумовых импульсов подобрать напряжение питания ФЭУ. При низком напряжении отсутствует

шум, но импульсы от α -частиц с малой энергией, амплитуда которых ниже порога регистрации, не будут регистрироваться. При высоком напряжении регистрируются частицы с малой энергией, но возрастает скорость счёта шумовых импульсов. Необходимо выбрать компромиссный вариант.

4. Снять кривую пропускания с использованием коллиматора, меняя расстояние между источником и детектором через 1 мм (1 оборот гайки).
5. Для изучения влияния геометрии на форму кривой ослабления повторить пункт 4 в отсутствие коллиматора.
6. Обе измеренные зависимости изобразить на одном графике.
7. По кривой, полученной с коллиматором, определить экстраполированный пробег. При этом нужно учесть, что при расположении коллиматора вплотную к окну сцинтилляционного датчика суммарная толщина воздушного столба между источником и сцинтиллятором составляет 10 мм (за счёт толщины коллиматора и зазора между торцевой поверхностью детектора и сцинтиллятором).
8. По эмпирической формуле (21) рассчитать энергию α -частиц и сравнить с действительным значением.
9. Вывести на ноль направление на ФЭУ и выключить установку.
10. Ознакомится с программой PClab (см. Приложение).
11. Запустить программу и в режиме «Демонстрация» рассчитать кривую пропускания для протонов с энергией $E_\alpha/4$, где E_α – энергия α -частиц Pu^{239} (см. формулу 23).
12. Определить экстраполированный пробег протонов и сравнить с экспериментальным значением для α -частиц.

Контрольные вопросы

1. Объяснить причины различия экспериментальной кривой пропускания и рассчитанной для протонов.
2. В каких процессах взаимодействия с веществом α -частица теряет энергию и рассеивается?
3. Что принято называть пробегом частиц и что является причиной разброса пробегов тяжёлых частиц в веществе?

§2. Взаимодействие электронов с веществом

Все отличия взаимодействия электронов с веществом от взаимодействия тяжёлых заряженных частиц обусловлены их малой массой. При относительно малых энергиях электронов (≤ 2 МэВ) потери энергии при движении в веществе происходят благодаря взаимодействию с электронами среды, т. е. возбуждению и ионизации атомов среды (ионизационные потери). При больших же энергиях электронов основным механизмом потерь

энергии является испускание электромагнитного излучения в электрическом поле ядер вещества, через которое проходит электрон.

1. Ионизационные потери энергии

Выражение для удельных ионизационных потерь электронов может быть получено тем же способом, что и для тяжёлых заряженных частиц, но при этом должен быть учтён ряд свойств, вытекающих из равенства масс движущегося электрона и электрона среды, с которым происходит взаимодействие. Первое следствие – отличие величины передаваемой электроном энергии от величины, характерной для тяжёлой заряженной частицы. В случае электрона $m = m_0$, так что:

$$(\delta)_{\max} = \frac{4mm_0}{(m + m_0)^2} \cdot =$$

Другая особенность состоит в том, что взаимодействующие частицы полностью тождественны. Если считать, что первичный электрон всегда имеет большую энергию, чем электрон отдачи, то его потери в одном столкновении не могут превышать $E/2$. Расчеты потерь на единицу пути также проведены Бете. Для релятивистских электронов они определяются формулой:

$$\left(-\frac{d}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4}{m^2} n \left[\ln \frac{m^2}{2^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + \right. \\ \left. + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2}) \right] \quad (24)$$

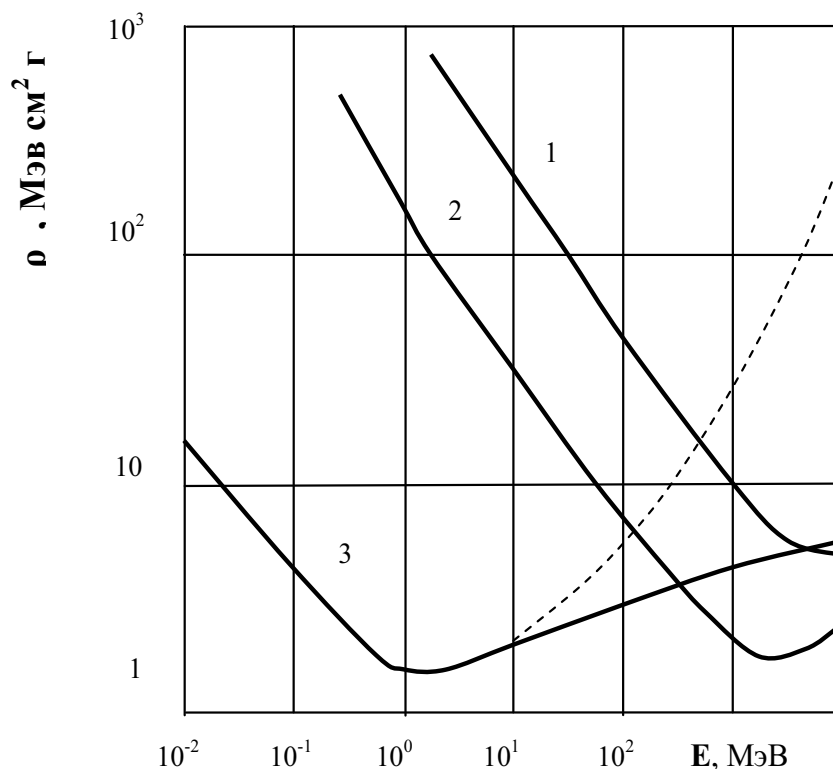
В нерелятивистской области ($E \sim 50$ кэВ, $\beta \leq 0,4$):

$$\left(-\frac{d}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m^2} n \left[\ln \frac{m^2}{2} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2} \right] \quad (25)$$

Характер зависимости удельных потерь от энергии электронов такой же, как и для тяжёлых частиц, только минимум потерь наблюдается при значительно меньшей энергии ($\sim 2mc^2$). Для сравнения зависимость от энергии массовой тормозной способности воздуха для электронов и тяжёлых частиц приведена на рис. 12.

При энергиях электронов в несколько сотен МэВ существенен эффект плотности, связанный с поляризацией среды, благодаря которому замедляется релятивистский рост потерь с увеличением энергии. Одна-

ко по мере увеличения энергии электрона возрастает роль потерь энергии на излучение, а потери энергии на ионизацию составляют всё меньшую долю от общих потерь, пока не станут пренебрежимо малыми по сравнению с первыми.



*Рис. 12. Удельные потери энергии в воздухе
1 – α частиц, 2 – протонов, 3 – электронов
пунктир – с учётом радиационных потерь*

Флуктуации потерь энергии электроном существенно больше, чем для тяжёлых частиц, что связано с большим диапазоном энергий, которые электрон может потерять в одном соударении. В связи с этим моноэнергетический пучок электронов после прохождения слоя вещества приобретает большой разброс по энергиям. Он обусловлен не только флуктуациями в потерях энергии. Не меньшее значение имеют и многократные упругие столкновения, что приводит к увеличению разброса пути электронов в поглотителе.

. Радиационные потери энергии

Электромагнитное излучение, испускаемое электроном, возникает при его торможении в поле ядра (так называемое тормозное излучение). Из электродинамики следует, что заряд, движущийся с ускорением, из-

лучает энергию пропорционально квадрату ускорения. В кулоновском поле ускорение пропорционально заряду и обратно пропорционально массе частицы. Следовательно, энергия тормозного излучения пропорциональна квадрату атомного номера тормозящего вещества и обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Энергия, излучаемая протоном, будет в миллионы раз меньше, чем излучаемая электроном. Поэтому потери энергии на тормозное излучение тяжелых заряженных частиц несущественны. Тормозное излучение имеет сплошной спектр, простирающийся от нулевых энергий фотонов до энергии, равной кинетической энергии электрона. Спектр тормозного γ -излучения от моноэнергетического пучка электронов носит название спектра Шиффа. Чем выше энергия электронов, тем большая доля энергии приходится на высокоэнергетичные фотоны.

Потери энергии электрона на излучение на единице пути в веществе с атомной плотностью n см⁻³ даются выражением:

$$\left(-\frac{d}{dx}\right)_{\text{рад}} = n \int_0^v \nu \cdot \sigma(\nu) \cdot d(\nu) \sim \frac{nZ^2}{m^2} \int_0^v f\left(\frac{\nu}{+mc^2}\right) d(\nu) \sim \sim \frac{nZ^2}{m^2} \left(+mc^2\right) \frac{1}{+mc^2} \int_0^v f\left(\frac{\nu}{+mc^2}\right) d(\nu) \quad (26)$$

Оказывается, что интеграл, деленный на полную энергию электрона, примерно постоянен в широкой области энергий электронов, хотя и имеет различные значения в зависимости от степени экранирования ядра электронами атома. Таким образом, удельные радиационные потери энергии электроном пропорциональны квадрату атомного номера тормозящего вещества, пропорциональны энергии электрона (при $E \gg mc^2$, $E+mc^2 \approx E$) и пропорциональны плотности ядер тормозящего вещества:

$$\left(-\frac{d}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim nZ^2 \left(+mc^2\right) \text{ или } \left(-\frac{d}{d(x\rho)}\right) \sim Z \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left(+mc^2\right) \quad (27)$$

Сравнение удельных потерь энергии электрона на излучение и ионизацию показывает, что они имеют существенно различный характер зависимости от параметров среды и частицы (электрона). Радиационные потери сильнее зависят от атомного номера вещества, чем ионизационные ($\sim Z^2$ вместо $\sim Z$), и сильнее зависят от энергии электрона ($\sim E$ вместо $\sim \ln E$). Из последнего следует, что при больших энергиях электрона преобладают радиационные потери энергии, а при малых энергиях – ионизационные. Энергия электрона, при которой ионизационные потери рав-

ны радиационным, называется критической энергией $E_{кр}$. Основываясь на этом определении, можно получить значение критической энергии:

$$\frac{\left(-\frac{d}{dx}\right)_{рад}}{\left(-\frac{d}{dx}\right)_{ион}} \approx \frac{Z(+mc^2)}{1600 \cdot mc^2} = 1$$

и отсюда

$$E_{кр} \approx \left(\frac{1600}{Z} - 1\right) \cdot mc^2 \approx \frac{800}{Z} \text{ МэВ}.$$

Так как удельные радиационные потери примерно пропорциональны энергии электрона, то при $E \gg E_{кр}$, где радиационные потери являются преобладающими, энергия электрона экспоненциально уменьшается с пройденным расстоянием в веществе.

Действительно: $-\left(\frac{d}{dx}\right)_{рад} \cong \frac{1}{X_0}$, где $\frac{1}{X_0}$ – некоторый коэффициент пропорциональности. Отсюда $\frac{d}{dx} = -\frac{1}{X_0}$ или $\ln\left(\frac{E}{E_0}\right) = -\left(\frac{x}{X_0}\right)$ и $E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$.

Величина X_0 называется радиационной длиной. На длине пути в одну радиационную длину энергия электрона за счёт излучения уменьшается в e раз. Очевидно, что чем больше Z вещества, тем интенсивнее происходит потеря энергии электроном на излучение, и тем меньше в этом веществе радиационная длина.

Радиационная длина и критическая энергия электронов

Вещество	Z	$E_{кр}$, МэВ	X_0 , г/см ²
Алюминий	13	47	23,9
Медь	29	21,5	12,8
Свинец	82	6,9	5,8

Быстрый электрон с энергией больше критической испускает в среднем на каждой радиационной длине примерно один квант с энергией, сравнимой с его кинетической энергией, и несколько квантов с меньшей энергией.

Поскольку кванты с энергией $\nu > 2mc^2 = 1,02$ МэВ могут образовывать электрон – позитронные пары, а электроны и позитроны этих пар в свою очередь испускают тормозное излучение, которое также может рождать пары, то в результате возникает электронно-фотонный каскад (ливень). Число электронов и позитронов в ливне сначала растёт с толщиной вещества, затем, достигнув максимума, начинает уменьшаться, поскольку с уменьшением энергии электрона радиационные потери падают.

. Длина пробега электронов

Характер прохождения электронов через вещество существенно иной, чем для тяжёлых частиц. Только при входе в вещество в пределах малого отрезка пути рассеяние электронов можно характеризовать среднеквадратичным углом многократного рассеяния, как и в случае тяжёлых заряженных частиц. В таком слое потери энергии незначительны, а рассеяние на большой угол маловероятно. Толщина такого слоя особенно мала для веществ с большим значением Z . Сильное рассеяние электронов быстро меняет картину их движения.

По мере уменьшения энергии роль рассеяния возрастает. Электрон может испытывать акты рассеяния как на ядрах, так и на атомных электронах, причем если энергия электрона велика, то рассеяние на атомных электронах можно считать упругим. Однако рассеяние на ядрах более вероятно, поскольку сечение рассеяния пропорционально квадрату заряда рассеивающего центра. При рассеянии на ядре электрон отклоняется от направления первоначального движения, не теряя своей энергии. Поскольку электрон имеет существенно меньшую массу по сравнению с ядром, он может рассеиваться в поле атома на большие углы, даже пролетая на значительном расстоянии от ядра, и экранирование заряда ядра орбитальными электронами играет здесь более существенную роль, чем при рассеянии тяжёлых заряженных частиц. В результате многих актов рассеяния появляется разброс направлений движения электронов вокруг первоначального направления. После большого числа актов рассеяния уже не существует какого-либо преимущественного направления скоростей электронов, и их перемещение можно рассматривать как диффузию. Угловое распределение перестаёт меняться с толщиной вещества. Отсюда ясно, что понятие пробега в случае электронов существенно отличается от понятия пробега тяжёлых заряженных частиц, которые испытывают очень слабое многократное рассеяние по сравнению с электронами.

Среднее значение полного пробега электронов в веществе (длину траектории) можно вычислить так же, как и для тяжёлых частиц:

$$\bar{d} = \int_0^0 \frac{d}{(d/dx)}, \quad (28)$$

где $(d/dx) = (d/dx)_{\text{ион}} + (d/dx)_{\text{рад}}$ – полные удельные потери (ионизационные и радиационные)

На рис. 13 и 14 показаны проекции траекторий электронов в бериллии и свинце на плоскость (y,z) , рассчитанные методом Монте-Карло. Толщина бериллового поглотителя (длина оси Z на рис. 13) равна значению R_0 , рассчитанному интегрированием формулы (28). Для свинца (рис. 14) длина оси Z равна $1/2 R_0$. Из рисунков видно, что в легкое вещество (Be) электроны проникают на глубину не более $\sim 1/2 R_0$, а в тяжёлое не более, чем на $\sim 1/4 R_0$. Поэтому, в отличие от тяжелых частиц, рассчитываемое по формуле (28) значение R_0 не несёт информации о глубине проникновения электронов в вещество.

Практический пробег электронов определяют по кривой поглощения, регистрируя число электронов, прошедших различные толщины вещества. Эти кривые имеют довольно протяженный прямолинейный участок. Продолжая его до пересечения с осью абсцисс (пунктирные линии на рис. 15), получают некоторую характеристику пробега – так называемый экстраполированный пробег.

Зависимость экстраполированного пробега электронов ρ в алюминии от их начальной энергии E_0 можно рассчитать по эмпирическим формулам:

$$\begin{aligned} \rho(z/cm^2) &= 0,526 - 0,094 E_0^{-0,38} && > 0,6 \text{ МэВ} \\ \rho(z/cm^2) &= 0,407 E_0^{-1,38} && 0,15 < E_0 < 0,8 \text{ МэВ} \\ \rho(z/cm^2) &= 0,542 - 0,133 E_0^{-0,38} && 0,8 < E_0 < 3 \text{ МэВ} \end{aligned} \quad (29)$$

Поскольку массовая тормозная способность относительно слабо зависит от вида вещества, формулами (29) можно пользоваться для нахождения пробегов и в любых других веществах со сравнительно малой погрешностью, если только потери энергии электронами являются в основном ионизационными (т. е. $E \ll E_{\text{кр}}$). Для более точных оценок можно пользоваться формулой:

$$\rho(x) = \rho(A) \frac{(Z/A)_A}{(Z/A)_x}, \quad (30)$$

где $(Z/A)_x$ – отношение порядкового номера и массового числа для вещества, пробег в котором $\rho(x)$ вычисляется через пробег в алюминии $\rho(A)$.

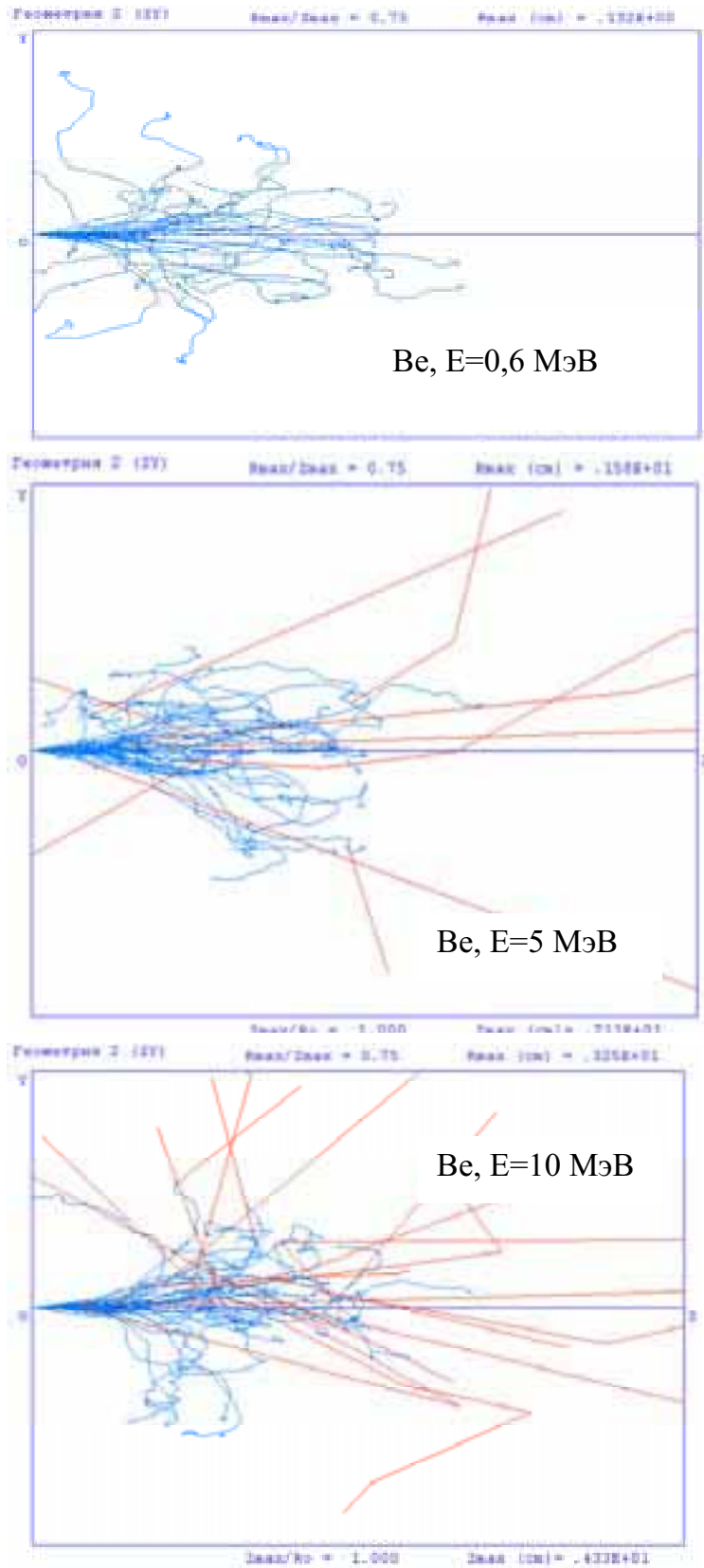


Рис. 13. Траектории электронов в бериллии
(прямые линии – траектории фотонов вторичного излучения)

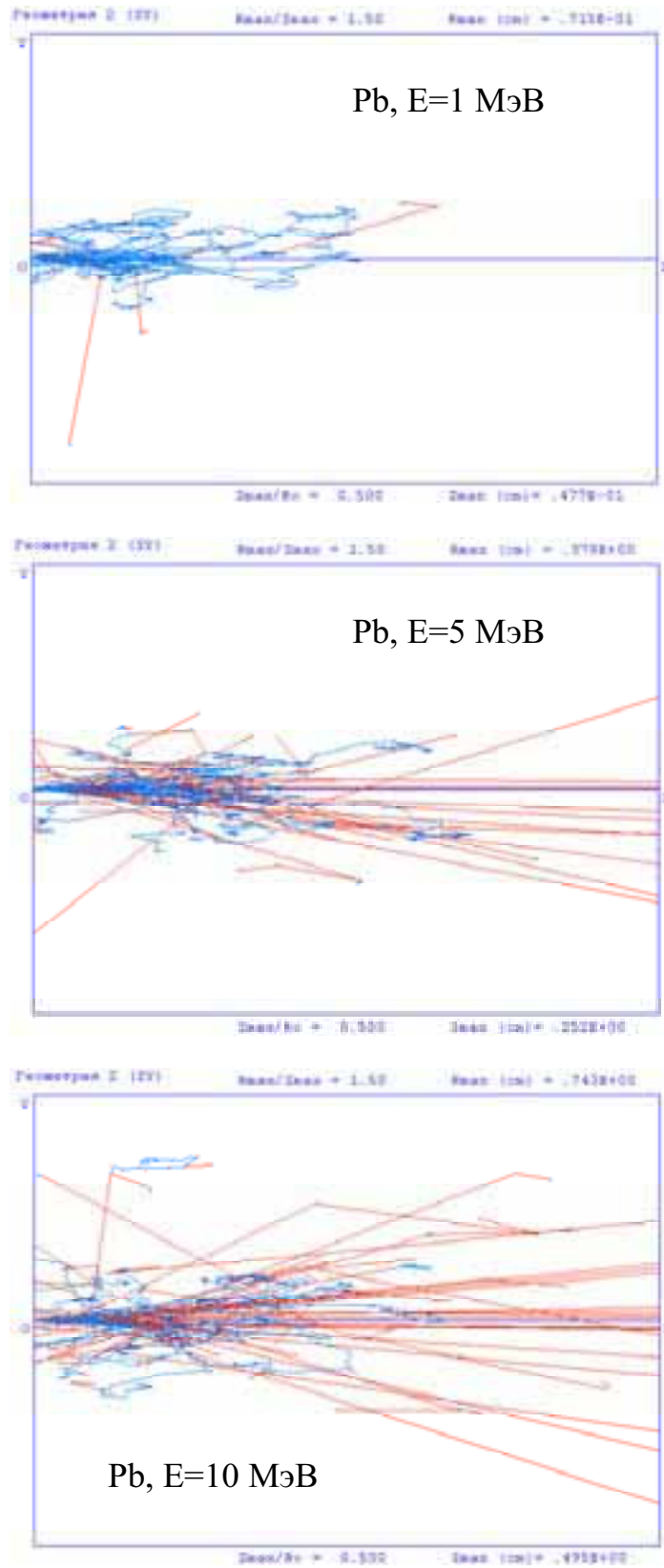


Рис. 1 . Траектории электронов в свинце

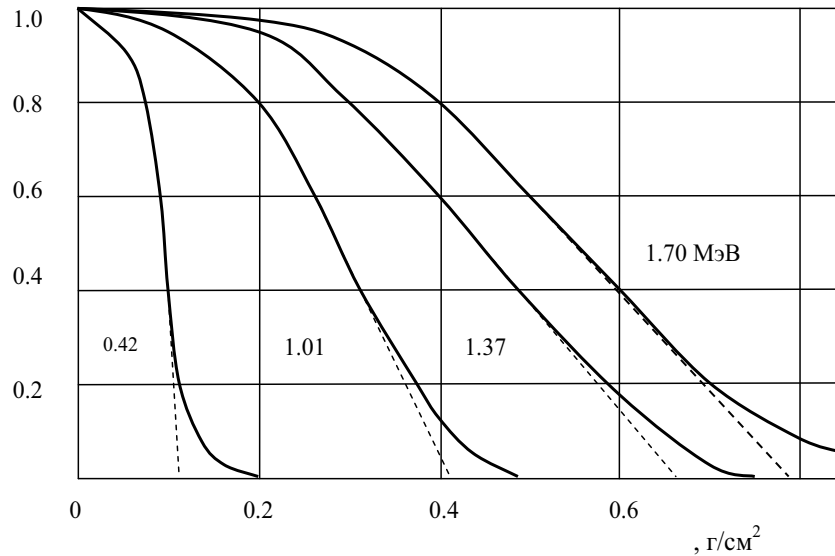


Рис. 1 . Кривые пропускания моноэнергетических электронов по оси ординат – число частиц в отн. ед.

Электроны, испускаемые при β -распаде радиоактивных ядер (β -частицы), имеют непрерывный спектр энергий. Поэтому поглощение их в веществе начинается с нулевой толщины поглотителя и поток частиц гораздо быстрее спадает с ростом толщины поглотителя по сравнению с моноэнергетическими электронами. Форма кривой пропускания β -частиц близка к экспоненциальной за исключением участка вблизи полного пробега:

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu x), \quad (31)$$

где μ – линейный коэффициент ослабления излучения, размерность которого – см^{-1} . Если используются массовые единицы измерения толщины слоя вещества $x = x\rho$ г/см^2 , то применяется массовый коэффициент ослабления μ/ρ $\text{см}^2/\text{г}$. При $E \ll E_{\text{кр}}$ коэффициент ослабления β -излучения зависит не только от удельных потерь на ионизацию и возбуждение, но и от интенсивности рассеяния электронов. Вклад рассеяния наглядно иллюстрируется сравнением рисунков (12) и (13). Удельные ионизационные потери на единицу массы в свинце меньше, чем в Be, но из-за интенсивного рассеяния пробег в г/см^2 в свинце оказывается не больше, а наоборот меньше, чем в Be.

Для определения коэффициентов ослабления по кривым пропускания последние удобно представить в полулогарифмическом масштабе (рис. 16). После логарифмирования формулы (31) получаем:

$$\ln N = \ln N_0 - \mu x. \quad (32)$$

Тангенс угла наклона линейного участка зависимости $\ln N = f(x)$ и есть коэффициент ослабления – линейный, если x в сантиметрах или массовый, если ρ в г/см².

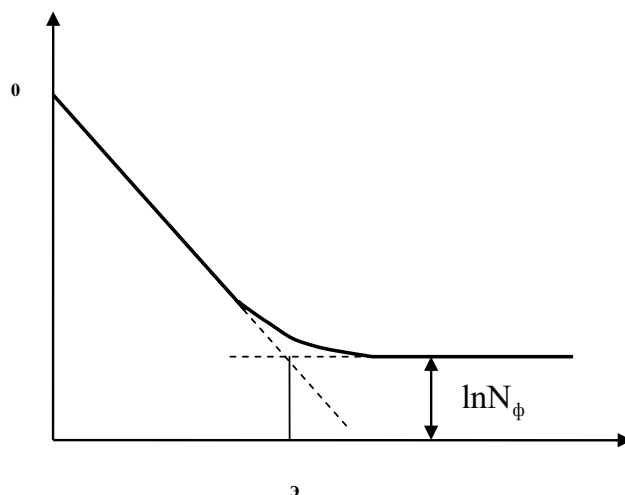


Рис. 1 . Кривая ослабления β частиц

Максимальную энергию E_m в спектре β -излучения можно определить по коэффициенту ослабления излучения или по экстраполированному пробегу. В случае β -излучения экстраполированный пробег задаётся точкой пересечения продолжения линейного участка зависимости $\ln N = f(x)$ с продолжением линии фона в сторону меньших значений R . В алюминии для β -частиц с максимальной энергией в спектре E_m массовый коэффициент ослабления и экстраполированный пробег могут быть рассчитаны по эмпирическим формулам:

$$\frac{\mu}{\rho} = 22 \frac{E_m^{-4/3}}{m} = 15,5 \frac{E_m^{-1,41}}{m} = 17 \frac{E_m^{-1,43}}{m} \quad 0,05 < E_m < 6 \text{ МэВ} \quad (33)$$

$$R(\text{г/см}^2) = 0,542 \frac{E_m}{m} - 0,133 \quad 0,8 < E_m < 3 \text{ МэВ} \quad (34)$$

Максимальная глубина проникновения в Al β -частиц с энергией E_m аппроксимируется формулой Фламмерсфельда:

$$R \approx 0,11 \left[\sqrt{1 + 22,4 \frac{E_m^2}{m}} - 1 \right] \text{г/см}^2 \quad 0,2 < E_m < 5 \text{ МэВ} \quad (35)$$

Точность всех приведённых формул в лучшем случае составляет несколько процентов.

Перейти к пробегу в Al при известном экстраполированном пробеге в другом веществе можно по формуле (30).

Толщину поглотителя, уменьшающую поток β -частиц в два раза, называют толщиной половинного ослабления:

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

Задание №

- *Измерить экстраполированный пробег β -частиц в алюминии и определить граничную энергию β -спектра.*
- *Измерить массовые коэффициенты ослабления β -излучения в веществах с разными значениями μ/ρ .*

Источником β -излучения является изотоп Pb^{204} , β -распад которого не сопровождается испусканием γ -излучения, как в случае большинства других β -изотопов. Поглотителями служат тонкие фольги алюминия, меди и полиэтилена.

При измерении кривых пропускания β -частиц необходимо учитывать то обстоятельство, что ход этих кривых в значительной степени зависит от условий измерения. В идеальном случае при измерениях должны выполняться следующие условия:

- Параллельный поток β -частиц должен быть направлен перпендикулярно поверхности поглотителя.
- На выходе поглотителя детектор должен регистрировать все частицы независимо от угла их влета и энергии, включая β -частицы очень малой энергии.

В реальном эксперименте нужно стремиться в максимальной степени обеспечить выполнение этих условий.

Геометрия эксперимента схематически показана на рис. 17. Оптимальные условия измерения определяются выбором положения детектора, поглотителя и источника частиц. Поглотитель и источник излучения располагаются на полках этажерки (5) и могут перемещаться относительно окна счётчика с шагом 5 мм. Диафрагма (4) ограничивает разброс углов падения частиц на поглотитель. Для регистрации частиц используется газоразрядный галогенный многосекционный β -счётчик. Толщина входного окна счётчика 6 мг/см², размеры входного окна – 60 мм на 65 мм. Для уменьшения влияния радиационного фона лаборатории детектор помещён в свинцовый домик (во время измерений дверца домика должна быть закрыта).

Погрешность измерения экстраполированного пробега в значительной степени зависит от того, насколько правильно проведена линия фона на графике $\ln N = f(x)$. Поэтому кривая фона должна сниматься

в достаточно широком диапазоне толщин и с хорошей точностью. Это обусловлено ещё и тем, что скорость счета фона определяется не только радиационным фоном в лаборатории и космическим излучением, но и фотонным излучением (характеристическим и тормозным), генерируемым в поглотителе и источнике β -частицами. При обработке результатов измерения кривой пропускания фон можно учесть двумя способами.

1. Фон измеряется при отсутствии источника β -частиц и затем вычитается из значений, получаемых при измерении кривой пропускания. При этом, во-первых, не учитывается фон фотонного излучения и, во-вторых, ход зависимости $\ln N = f()$ на участке фона определяется малой разностью двух близких величин – фон с источником в свинцовом домике и фон без источника. Получаем большую статическую погрешность и, соответственно, неопределённость в проведении линии фона.
2. Если внешний фон относительно мал, то целесообразнее его вообще не учитывать при построении графика $\ln N = f()$. На начальном участке кривой пропускания, где скорость счёта значительно превышает скорость счёта фона, неучёт последнего мало скажется на линейном участке кривой. Участок же кривой, соответствующий фону, будет измерен с большей точностью.

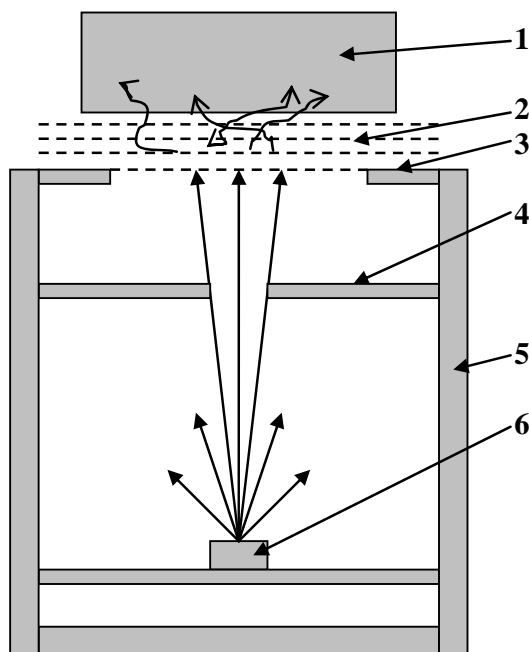


Рис. 1 . Схема измерения кривой пропускания β частиц
 1 – детектор, 2 – поглотитель, 3, – диафрагмы,
 – этажерка, – источник частиц

Порядок работы

1. Выбрать геометрию измерений. Она должна быть отражена в отчете в виде схемы, выполненной в масштабе.
2. Включить и прогреть установку в течение 5 минут.
3. Установить источник β -частиц и снять кривую ослабления в Al (при всех измерениях включая точку, соответствующую нулевой толщине поглотителя). Время каждого измерения необходимо выбирать так, чтобы статическая ошибка составляла не более 3 %. Результаты измерений занести в таблицу:

Толщина слоя, см	Массовая толщина, г/см ²	Число отсчётов N	Время измерения, t	Скорость счёта, n=N/t	ln n

4. Повторить измерения для других поглотителей и данные занести в аналогичные таблицы (измерения при толщинах больше пробега теперь не требуются).
5. Убрать источник и выключить установку.
6. Ознакомиться с порядком работы с программой **1** (см. **Приложение**)
7. Запустить программу (командой «exp1» в командной строке терминала) и по её запросу ввести значения толщины поглотителя и соответствующих скоростей счёта (или числа отсчётов, если время измерения всех точек одинаковы). Вводятся только те экспериментальные точки, которые соответствуют линейному участку логарифмической кривой ослабления. Если фон не измерялся, то на запрос программ о величине фона необходимо ввести нулевое значение. Записать вычисленные программой уравнения этих линейных участков, массовые коэффициенты ослабления и их погрешности.
8. На одном графике построить вычисленные в программе кривые пропускания $\ln N = f()$, нанести экспериментальные точки. По кривой для Al найти экстраполированный пробег и по эмпирической формуле «пробег-энергия» вычислить максимальную энергию β -спектра.
9. Изучить правила работы с программой (см. **Приложение**).
10. Запустить программу и в режиме «Демонстрация» промоделировать траектории электронов с разными энергиями в веществах с разными значениями Z. На основании этого сделать выводы о зависимости характера движения электронов в веществе от их энергии и Z вещества. Выводы записать в отчете.

11. Выполнить компьютерный расчет кривой пропускания для моноэнергетических электронов с энергией, равной максимальной энергии в спектре β -излучения Te^{204} . По кривой найти экстраполированный пробег электронов и сравнить его с пробегом β -частиц Te^{204} . Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Проанализируйте соотношение между полученными экспериментально значениями массовых коэффициентов ослабления для Cu, Al и полиэтилена. В какой степени эти соотношения соответствуют тому, что следует ожидать исходя из закономерностей взаимодействия электронов с веществом?
2. Почему при составлении эмпирических соотношений «пробег энергия» используется экстраполированный пробег, а не средний или максимальный?
3. В каких процессах происходят потери энергии электронами при движении их в веществе и каковы их относительные вклады в полные потери?

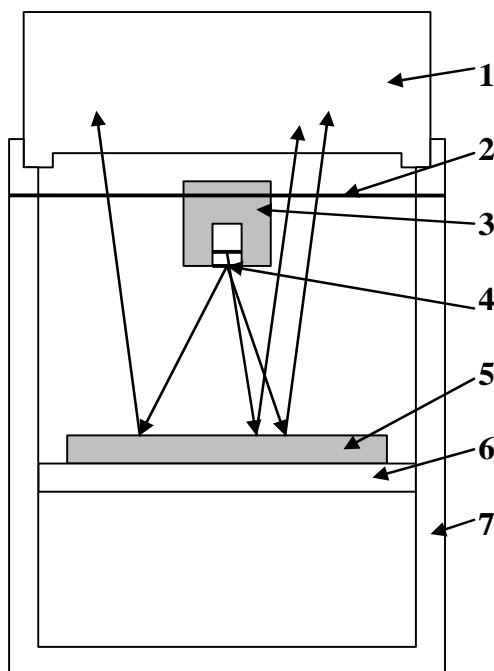
Задание №

- *Исследовать зависимость коэффициента обратного рассеяния электронов от атомного номера материала мишени.*
- *Измерить толщины насыщения обратного рассеяния для материалов с разными атомными номерами.*

При движении в веществе электроны испытывают упругое рассеяние на ядрах и рассеяние на атомных электронах, которое при больших энергиях электрона тоже можно считать упругим. Из-за малой массы электронов рассеяние настолько велико, что заметная часть частиц оказывается отраженной в направлении, противоположном первичному пучку. Это явление называют обратным рассеянием. Обратное рассеяние электронов происходит как в результате однократного отклонения на угол, больший $\pi/2$, так и в результате большого числа отклонений на малые углы (многократное рассеяние). Эффективное сечение однократного рассеяния дается известной формулой Резерфорда (без учёта экранирования):

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{m^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (36)$$

где Z – атомный номер материала мишени. Из этой формулы следует, что вероятность испытать рассеяние на большой угол мала, в большинстве случаев рассеяние происходит на малые углы. Поэтому при малых толщинах мишени отражение может произойти только в результате однократного рассеяния на большой угол, что маловероятно. С ростом толщины мишени увеличивается роль многократного рассеяния, возрастает вероятность отклонения на большие углы из-за уменьшения энергии электронов. В результате увеличивается вероятность того, что в результате многократных случайных отклонений электрон будет двигаться в обратном направлении. Число отраженных электронов растет. Когда толщина мишени становится такой, что у электронов уже недостаточно энергии чтобы вернуться обратно, рост числа отражённых электронов прекращается. Эту толщину называют толщиной насыщения обратного рассеяния.



*Рис. 1 . Схема измерения коэффициента обратного рассеяния
 1 – счётчик, 2 – стержень, 3 – защита источника,
 4 – источник, 5 – отражатель, 6 – полка, 7 – этажерка*

Количественно процесс обратного рассеяния характеризуют коэффициентом обратного рассеяния, равным отношению числа отраженных от мишени электронов к числу падающих на неё. Коэффициент обратного рассеяния зависит от начальной энергии электронов, угла падения на мишень, от атомного номера материала мишени. С ростом начальной энергии электронов коэффициент обратного рассеяния убывает, т. к. электроны в среднем проникают на большую глубину и вероятность выхода через

переднюю поверхность уменьшается. Чем больше заряд ядер, рассеивающих электроны, тем больше отклонение последних. Поэтому с ростом Z коэффициент обратного рассеяния увеличивается.

Схема измерений показана на рис. 18. Источник излучения (изотоп Te^{204} с верхней границей спектра β -излучения 0,765 МэВ) подвешен на тонком стержне между входным окном счётчика и облучаемой мишенью. Источник находится в защитном экране, предотвращающем попадание электронов из источника прямо в детектор. В качестве мишеней используются пластинки из различных материалов толщиной заведомо больше толщины насыщения обратного рассеяния. Для измерения толщины насыщения используются тонкие фольги Al, Cu, полиэтилена.

Порядок работы

1. Установить на место источник, включить и в течение 5 минут прогреть установку.
2. На место отражателя установить образец из парафина и измерить скорость счета фона. Поверхность парафина, обращенная к источнику, должна быть на таком же расстоянии от него, как и рабочие образцы. Ошибка измерения в уровне фона таким способом состоит в том, что в состав фона (отражение электронов от окружающих предметов, тормозное излучение из защиты источника, радиационный фон лаборатории) включаются электроны, отраженные от парафина. Для такого материала как парафин число их невелико.
3. Измерить зависимость числа отраженных электронов от материала мишени.
4. Построить зависимость $n(z) - n_\phi = f(z)$, где $n(z)$ и n_ϕ – соответственно скорость счета отраженных электронов от мишени с атомным номером Z и скоростью счета импульсов фона.
5. Провести измерение числа отраженных электронов в зависимости от толщины мишени. Измерение провести для двух случаев:
 - а) на подложке из тяжелого материала (свинец, например) толщиной больше толщины насыщения обратного рассеяния помещаются фольга из легкого материала и измеряется количество обратно рассеянных электронов в зависимости от суммарной толщины этих фольг;
 - б) на подложку из лёгкого материала накладываются фольги из материала с большим значением Z .
6. Построить графики $N_{\text{отр}} = ()$, где $N_{\text{отр}}$ – число отраженных электронов, R – толщина в г/см^2 . Определить толщину насыщения для обоих случаев. По эмпирической формуле (34) подсчитать экстра-

полированные пробеги в использованных материалах и сравнить с толщинами насыщения обратного рассеяния в легком и тяжелом материале.

7. Изучать описание программы (см. Приложение).
8. Запустить программу в режиме «демонстрация». Провести расчёт зависимости коэффициента обратного рассеяния от Z материала мишени для моноэнергетических электронов с энергией, близкой к энергии β -частиц Te^{204} . Сравнить полученный результат с экспериментом (экспериментальная и рассчитанная зависимости должны быть построены на одном графике).
9. Рассчитать зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины мишени для одного из материалов. Построить график и определить толщину насыщения. Сравнить с экспериментом и сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. В каких процессах электроны и тяжелые заряженные частицы испытывают рассеяние при движении в веществе? Каков относительный вклад этих процессов для тяжёлых и легких частиц?
2. Что такое «эффект плотности»? Когда он проявляется в наибольшей мере?
3. Почему эффект экранирования поля ядра атомными электронами существенен только при небольших энергиях частиц?
4. Чем обусловлен разброс пробегов заряженных частиц в веществе? В чем разница в разбросе пробегов для тяжелых частиц и электронов?

Список литературы

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972.
3. А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики: Учебное пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

§ Закон ослабления нерассеянного фотонного излучения. Коэффициенты ослабления

Фотонное косвенно ионизирующее излучение высокой энергии образуется:

- при рассеянии (торможении) заряженных частиц (в основном электронов и позитронов) в кулоновском поле ядра – *тормозное излучение*; тормозное излучение имеет непрерывный спектр;
- при радиоактивном распаде (при снятии возбуждённых состояний атомных ядер) и при аннигиляции частиц – *гамма-излучение*; гамма-излучение имеет линейчатый спектр;
- при квантовых переходах на внутренних глубоколежащих электронных оболочках атомов – *характеристическое излучение*; характеристическое излучение имеет линейчатый спектр.

Выделяют также *рентгеновское излучение* – это фотонное излучение, состоящее из тормозного и характеристического излучений.

Взаимодействие фотонов с веществом определяется только их энергией (E_γ) и не зависит от происхождения фотонов.

Прохождение излучения через вещество сопровождается рассеянием и поглощением его атомами вещества. Каждый акт взаимодействия кванта с атомами вещества приводит либо к полному исчезновению (поглощению), либо к существенному изменению направления его движения (рассеянию). Найдем закон ослабления узкого параллельного моноэнергетического пучка фотонов в плоской однородной мишени (рис. 1), перпендикулярно поверхности которой падает поток квантов N_0 . При этом предполагаем, что детектор регистрирует только то излучение (не рассеянное), которое не испытало взаимодействий с атомами вещества и имеет то же направление и энергию, что и излучение источника. Этот случай реализуется в так называемой «узкой» или «хорошей» геометрии измерений (рис. 2). Коллиматор K_1 находится между источником и поглотителем, формируя узкий мононаправленный пучок излучения, а коллиматор K_2 между поглотителем и детектором отсекает рассеянную компоненту излучения. В узкой геометрии достаточно одного взаимодействия чтобы вывести фотон из первоначального параллельного пучка. Поэтому число квантов dn , выбывающих из пучка в тонком

слое dx , пропорционально толщине слоя dx и количеству квантов $N(x)$, дошедших до данной глубины x :

$$-dN = N(x) \cdot \sigma^a \cdot ndx, \quad (1)$$

где σ^a – коэффициент пропорциональности, представляющий вероятность рассеяния или поглощения кванта одним атомом, n – количество атомов в единице объёма.

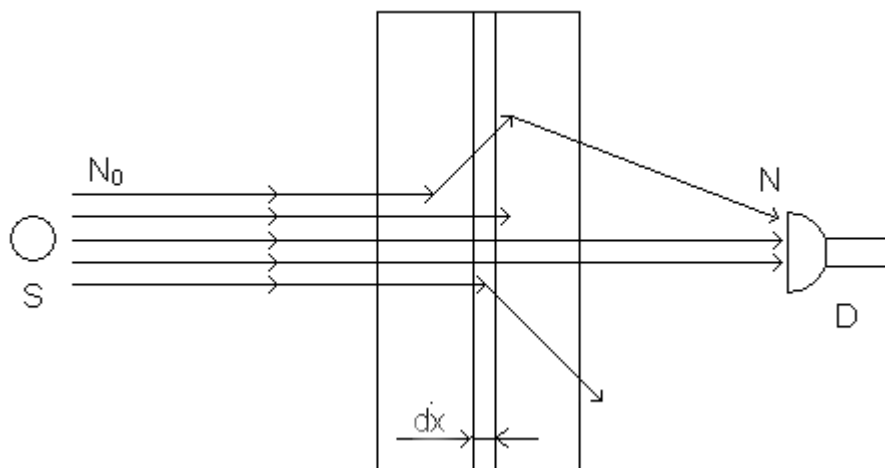


Рис. 1. Прохождение узкого параллельного пучка фотонов через плоский слой

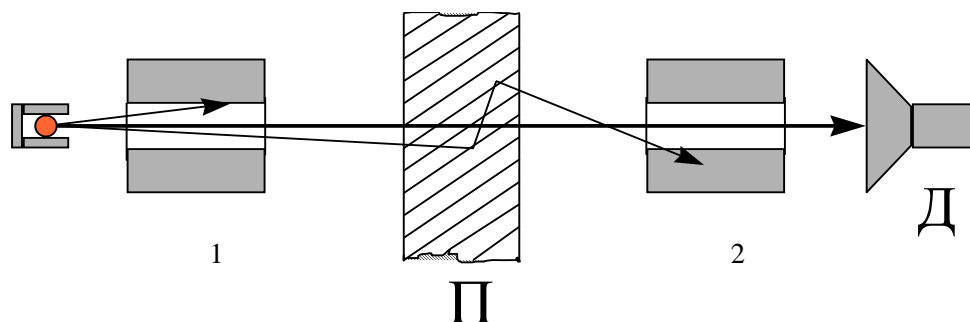


Рис. 2. Схема эксперимента в геометрии узкого пучка – источник, П – поглотитель, Д – детектор, К – коллиматоры

Поскольку излучение монохроматическое и σ^a не зависит от глубины залегания слоя dx то, разделяя переменные:

$$\frac{dN}{N} = -\sigma^a ndx \quad (2)$$

и интегрируя (2) с учетом того, что при $x=0$ $N = N_0$, получаем:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma^a x} \quad (3)$$

Число остающихся в пучке квантов уменьшается экспоненциально с ростом толщины поглотителя. Напоминаем, что приведенный анализ предполагает геометрию «узкого» пучка излучения, т. е. любой отклоненный фотон, как бы не был мал угол отклонения, считается полностью поглощенным, т. е. на детектор за поглотителем попасть не может.

Величину $\mu = \sigma^a n$ называют макроскопическим сечением или линейным коэффициентом ослабления излучения, поскольку он определяет скорость убывания первичных (не рассеянных) фотонов из пучка.

Из уравнения (2), которое можно записать в виде:

$$\mu = -\frac{dN/N}{dx}$$

следует, что линейный коэффициент ослабления имеет размерность см^{-1} и численно равен доле моноэнергетических квантов, выбывающих из параллельного пучка, т. е. испытавших столкновение, на единице пути излучения в веществе.

Величину (μ/ρ) , где ρ – плотность вещества мишени, называют массовым коэффициентом ослабления. Толщину слоя в этом случае необходимо задавать в единицах массы, приходящейся на 1 см^2 поверхности мишени – $x\rho(\text{г}/\text{см}^2)$

$$N(x) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} x\rho\right) \quad (4)$$

Размерность массового коэффициента – $\text{см}^2/\text{г}$.

Линейный коэффициент ослабления μ зависит от энергии фотонов E_γ , плотности ρ и порядкового номера вещества Z :

$$\mu = f(E_\gamma, \rho, Z)$$

Массовый коэффициент ослабления зависит только от Z и E_γ

$$\frac{\mu}{\rho} = f(E_\gamma, Z)$$

Вещества с одинаковыми эффективными порядковыми номерами имеют равные массовые коэффициенты ослабления. Так, массовые коэффициенты ослабления воды, кислорода, азота, воздуха, углерода и живой ткани почти совпадают, т. к. их эффективные порядковые номера не сильно отличаются.

Коэффициент σ^a называют полным микроскопическим сечением или, иногда, атомным коэффициентом ослабления, характеризующим вероятность для фотона испытать взаимодействие в мишени с одним атомом на 1 см^2 . Толщину в этом случае нужно задавать как в формуле (3) числом атомов на 1 см^2 – $n \cdot x$. Размерность σ^a – $\text{см}^2/\text{атом}$, единицей измерения является барн; $1 \text{ барн}/\text{атом} = 10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом}$. Используется и коэффициент ослабления на электрон – σ^e $\text{см}^2/\text{электрон}$. Очевидно, что:

$$\sigma^a = Z \cdot \sigma^e \quad (5)$$

взаимосвязь между различными коэффициентами легко найти, если учесть, что число атомов единице объёма равно $\rho \frac{N_a}{A}$, а число электронов – $\rho \frac{N_a}{A} Z$, где N_a – число Авогадро и A – атомный вес:

$$\mu = \frac{\rho N_a}{A} \sigma^a = \rho N_a \frac{z}{A} \sigma^e \quad (6)$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right) = \frac{N_a}{A} \sigma^a = \frac{z}{A} N_a \sigma^e \quad (7)$$

$$\sigma^a = \frac{A}{N_a} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \quad (8)$$

$$\sigma^e = \frac{A}{z N_a} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \quad (9)$$

Величина $\lambda = 1/\mu$ называется средней длиной свободного пробега фотонов в веществе до соударения. Действительно, $\exp(-\mu x)$ – вероятность для кванта пройти путь x без соударения. Тогда по определению средний путь будет равен:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} x \cdot \exp(-\mu x) dx \\ &= \frac{\int_0^{\infty} \exp(-\mu x) dx}{\int_0^{\infty} \exp(-\mu x) dx} = \frac{1}{\mu} \end{aligned}$$

Из формул (3) и (4) следует, что поток фотонов ослабляется в $e = 2,718$ раз на пути, равном длине свободного пробега.

Величины μx или (μ/ρ) характеризуют путь фотона в веществе в длинах свободного пробега.

Толщину слоя поглотителя, уменьшающую поток фотонов вдвое, называют слоем половинного ослабления $x_{1/2}(\text{г}/\text{см}^2)$ или $x_{1/2}(\text{см})$. Полагая в формулах (3) и (4) $N(x) = N_0/2$ при $x = x_{1/2}$ или $x = x_{1/2}$, получаем:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad \text{и} \quad x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu/\rho} \quad (10)$$

Слой половинного ослабления характеризует поглощающую способность материала для излучения определенной энергии. Длина свободного пробега и слой половинного ослабления связаны соотношениями:

$$x_{1/2} = \ln 2 \cdot \lambda = 0,693 \lambda = 1,44 \lambda_{1/2}$$

Для химического соединения или однородной смеси элементов массовые коэффициенты ослабления определяются по формуле:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sum_i \left(\frac{\mu_i}{\rho_i}\right) \cdot P_i, \quad (11)$$

где (μ_i/ρ_i) – массовый коэффициент ослабления i -г элемента, входящего в смесь; P_i – весовая доля i -г элемента в смеси или соединении.

Практически в диапазоне энергий радиоактивных препаратов (десятки КэВ – 3 МэВ) имеют место в основном три процесса взаимодействия фотонов с веществом, приводящие к удалению фотонов из первичного пучка.

1. Фотоэлектрический эффект, при котором фотон передает всю свою энергию связанному электрону, причём часть энергии расходуется на преодоление связи электрона с атомом, а остальная часть на сообщение электрону кинетической энергии. Этот эффект является преобладающим при низких энергиях.

2. Рассеяние атомными электронами, в результате которого фотон отклоняется от своего первоначального направления. При низких энергиях, когда длина волны сравнима с размерами атома, имеет место когерентное или томсон-рэлеевское рассеяние, при котором энергия фотона не изменяется. При энергиях, несколько превышающих энергию связи электронов, рассеяние не когерентно и некоторая доля энергии фотона передается электрону. Эта доля зависит от энергии и импульса электрона внутри атома. При энергиях, значительно превышающих энергию связи электронов, кванты рассеиваются так, как если бы элек-

троны были свободными и покоились. Это комптоновское рассеяние или комптон-эффект, который в области энергий квантов около 1 МэВ является преобладающим видом взаимодействия.

3. Образование пар, при котором фотоны в поле ядра или электрона исчезают и рождается пара электрон-позитрон, полная кинетическая энергия которой равна энергии фотона за вычетом энергии покоя двух появившихся частиц. Этот процесс может происходить только в том случае, когда энергия фотона равна или превышает энергию пары электрон-позитрон. Он становится преобладающим видом взаимодействия при больших энергиях.

Так как эти три процесса происходят независимо друг от друга, полный коэффициент ослабления и полное сечение взаимодействия можно разделить на три части, характеризующие вероятность каждого из процессов. Уравнение (1) и полные сечения взаимодействия можно записать в виде:

$$-dN = (\sigma_{\phi}^a + \sigma_{\kappa}^a + \sigma_n^a)N(x)dx \cdot n, \quad -dN = (\mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_n)N(x)dx \quad (12)$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\phi} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\kappa} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_n$$

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_n$$

$$\sigma = \sigma_{\phi}^a + \sigma_{\kappa}^a + \sigma_n^a \quad (13)$$

$$\sigma^e = \sigma_{\phi}^e + \sigma_{\kappa}^e + \sigma_n^e$$

Здесь индексами ϕ , κ и n помечены части, относящиеся соответственно к фотоэффекту, комптон-эффекту и эффекту рождения пар.

В результате указанных взаимодействий часть поглощенной энергии исходного кванта передается фотонам (рассеянными фотонами, фотонами флюоресценции, аннигиляционными фотонами), а другая часть передается частицам. Последняя часть называется истинным поглощением. В ряде практических приложений (биологические эффекты, воздействие радиации на материалы, защита и пр.) надо знать истинное поглощение электромагнитного излучения. Поэтому в упомянутых выше процессах (кроме когерентного рассеяния) коэффициенты могут быть представлены в виде:

$$\sigma_{\phi} = {}_a\sigma_{\phi} + {}_s\sigma_{\phi} \quad \mu_{\phi} = {}_a\mu_{\phi} + {}_s\mu_{\phi}$$

$$\sigma_{\kappa} = {}_a\sigma_{\kappa} + {}_s\sigma_{\kappa} \quad \mu_{\kappa} = {}_a\mu_{\kappa} + {}_s\mu_{\kappa}$$

$$\sigma_n = {}_a\sigma_n + {}_s\sigma_n \quad \mu_n = {}_a\mu_n + {}_s\mu_n$$

где индекс a указывает на истинное поглощение, а индекс s – на рассеяние.

§2. Процессы взаимодействия фотонов с веществом

Фотоэффект – это чисто квантовое явление. Он невозможен на свободном электроне, т. к. законы сохранения энергии и импульса требуют участия в этом взаимодействии третьего тела. При атомном фотоэффекте первичный фотон поглощается и передает всю свою энергию одному из атомных электронов, выбивая его из атома.

Из закона сохранения энергии кинетическая энергия фотоэлектрона:

$$T_e = h\nu - T_{\text{я}}, \quad (14)$$

где $T_{\text{я}}$ – ионизационный потенциал соответствующей оболочки, $T_{\text{я}}$ – энергия отдачи ядра. Энергия отдачи ядра обычно мала и ею можно пренебречь.

Угловое распределение фотоэлектронов относительно направления полета кванта зависит от их энергии. При малой энергии (десятки КэВ) фотоэлектроны испускаются преимущественно перпендикулярно направлению распространения квантов. С ростом энергии угол вылета уменьшается (20 – 30° при энергиях 0,5 МэВ), но никогда фотоэлектроны не испускаются в направлении движения кванта.

После испускания фотоэлектрона атом ионизован и находится в возбуждённом состоянии. Возбуждение снимается одним из следующих способов:

- а) **радиационный переход** – свободное место электрона на i -уровне заполняет электрон с более высокого уровня j и при этом испускается фотон *характеристического излучения*, энергия которого равна:

$$h\nu = E_j - E_i;$$

- б) **безрадиационный переход** – свободное место электрона на i -уровне заполняет электрон с более удалённого уровня j и при этом с одного из внешних уровней испускается электрон (*Оже-электрон*). Этот переход называют *оже-эффектом*. Оже-электроны с большей вероятностью наблюдаются на атомах с малыми и средними значениями Z . Кванты характеристического излучения поглощаются на расстояниях того же порядка, что и пробег фотоэлектронов. Поэтому в случае фотоэффекта величина $\sigma_{\text{ф}}$ пренебрежимо мала и $\sigma_{\text{ф}} > \sigma_{\text{а}}$. Угловое распределение характеристического излучения и оже-электронов изотропно.

Фотоэлектроны могут быть выбиты из любой оболочки атома, если энергия фотона больше энергии связи электрона на этой оболочке. Поэтому сечение фотоэффекта претерпевает резкие скачки при энергиях, равных энергиям ионизации оболочек. Вероятность фотоэффекта быстро растет с увеличением энергии связи электрона, так что при энергиях, превышающих энергию связи K -оболочки, поглощение во внешних оболочках ничтожно и в 80 % случаев фотоэффект идет на K -оболочке.

При энергиях $\gamma \gg m_0c^2$ (но не вблизи края K -поглощения):

$$\sigma_{\phi}^a \sim \frac{Z^5}{\gamma} \quad (15)$$

$$\mu_{\phi} \sim \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{Z^4}{\gamma^{3.5}} \quad (16)$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\phi} \sim \frac{Z}{A} \cdot \frac{Z^4}{\gamma^{3.5}} \quad (17)$$

При дальнейшем увеличении γ сечение уменьшается несколько медленнее, чем $\gamma^{-3.5}$ и при высоких энергиях ($\gamma \gg m_0c^2$) пропорционально γ^{-1} . По этой причине для тяжелых элементов (свинца, например) фотоэффект имеет заметное значение даже при энергиях около 5 МэВ.

Из последних формул следует, что сечение фотоэффекта $\sim Z^5$ и быстро убывает с увеличением энергии первичного фотона. Поэтому этот эффект взаимодействия фотонов играет существенную роль в веществах с большим Z и при небольших энергиях фотонов. Фотоэффект – основной процесс в алюминии ($Z=13$) при $E_{\gamma} < 0,05$ МэВ, а в свинце ($Z=82$) – при $E_{\gamma} < 0,5$ МэВ.

Характер зависимости сечения фотоэффекта от энергии фотона показан на рис. 3. С уменьшением энергии фотона сечение фотоэффекта растёт до тех пор, пока энергия фотона не станет равной потенциалу ионизации для K -оболочки ($\gamma = \epsilon_k$). При дальнейшем уменьшении энергии фотона фотоэффект на K -оболочке становится невозможен, и на кривой будет наблюдаться резкий вертикальный скачок, называемый K -скачком поглощения. Край K -полосы поглощения можно оценить из закона Мозли: $\epsilon_k = Z^2 \cdot R_{\infty}$, где R_{∞} – постоянная Ридберга. При дальнейшем уменьшении энергии фотона вероятность фотоэффекта

снова начинает расти. Рост прекращается при $E_\gamma = E_K$, где наблюдается новый скачок сечения, связанный с поглощением на K -оболочке, и т. д.

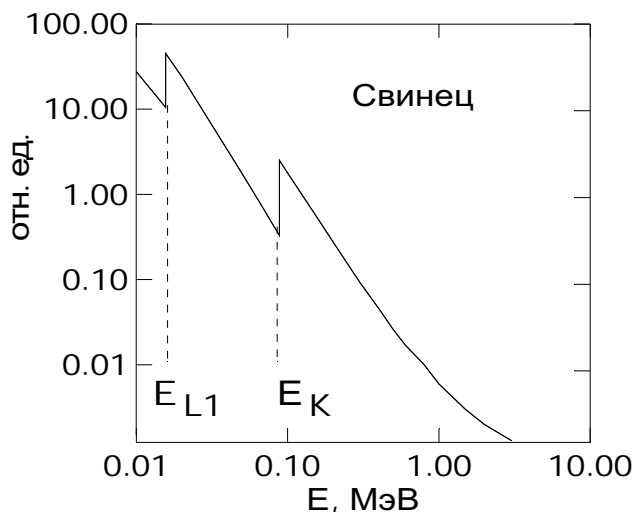
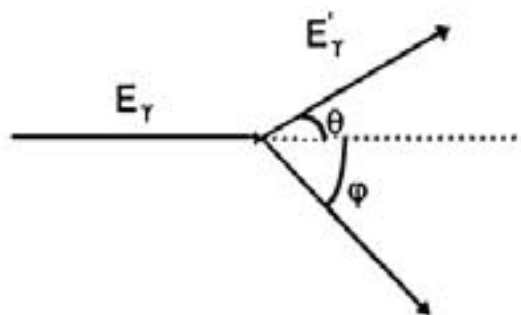


Рис. 3. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона

Комптон-эффект идет главным образом на слабо связанных электронах внешних оболочек атомов. Если энергия фотонов существенно превышает энергию связи этих электронов, последние можно считать свободными и рассматривать процесс как упругое столкновение двух шариков с массами



$$m_\gamma = \frac{\gamma}{c^2} \text{ и } m_e \text{ (рис. 4).}$$

Рис. 4. Схема комптон эффекта

Применение релятивистских законов сохранения энергии и импульса в предположении первоначально покоившегося электрона приводит к уравнениям:

$$E_\gamma = T_e + E'_\gamma$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = m_0 c \beta (1 - \beta^2)^{-1/2} \cos \varphi + \frac{E'_\gamma}{c} \cos \theta$$

$$0 = m_0 c \beta (1 - \beta^2)^{-1/2} \sin \varphi + \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta$$

Здесь β – скорость электрона в единицах скорости света. Исключая из этих уравнений любые две из величин β , E'_γ , φ или θ , получим вы-

ражения для энергий рассеянного фотона γ , электрона отдачи T_e и связи углов θ и φ :

$$\gamma = \frac{\gamma}{1 + \frac{\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (18)$$

$$T_e = \gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right) = \frac{\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{\gamma} \frac{1 - \cos \theta}{2}} \quad (19)$$

$$ct \varphi = \left(1 + \frac{\gamma}{m_0 c^2} \right) t \frac{\theta}{2} \quad (20)$$

Угол рассеяния фотонов θ может изменяться от 0 до 180°, а угол φ , под которым отлетает электрон отдачи – от 0 до 90°. Энергия комптон-электронов может иметь значения от нуля до максимально возможной величины:

$$T_{e \max} = \frac{\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2\gamma}}, \quad (21)$$

а энергия фотонов – от $\frac{\gamma}{2}$ до минимально возможной величины, соответствующей рассеянию на угол $\theta = 180^\circ$:

$$\gamma_{\min} = \frac{\gamma}{1 + \frac{2\gamma}{m_0 c^2}}. \quad (22)$$

Отсюда следует, что рассеянные назад кванты всегда имеют энергию $\gamma < \frac{m_0 c^2}{2}$ независимо от начальной энергии, а энергия фотона, рассеянного под углом 90° , не превышает 0,511 МэВ. Чем больше энергия рассеянного фотона, тем меньше угол рассеяния и энергия, пе-

реданная электрону. Чем больше угол рассеяния, тем больше энергия электрона и тем ближе его направление движения к направлению первичного фотона.

Вероятность для фотона испытать комптоновское рассеяние в любой мишени зависит только от количества электронов, содержащихся в этой мишени. Электронное сечение комптоновского рассеяния σ_k^e не зависит от материала мишени. Следовательно, согласно формулам (6) и (7):

$$\mu_k = \rho \frac{z}{A} \quad (23)$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_k = \frac{z}{A} \quad (24)$$

Поскольку $\frac{z}{A}$ меняется от 0,5 для легких элементов до 0,4 для самых тяжелых, массовый коэффициент ослабления за счет комптон-эффекта мало зависит от материала поглотителя, а линейный коэффициент примерно пропорционален плотности поглотителя.

Сечение комптон-эффекта сложным образом зависит от энергии фотонов, убывая с ростом энергии приблизительно как γ^{-1} (рис. 5). Комптоновское рассеяние является основным процессом взаимодействия фотонов в области энергий (0,05 ÷ 15) МэВ для μ и (0,5 ÷ 5) МэВ для ρ .

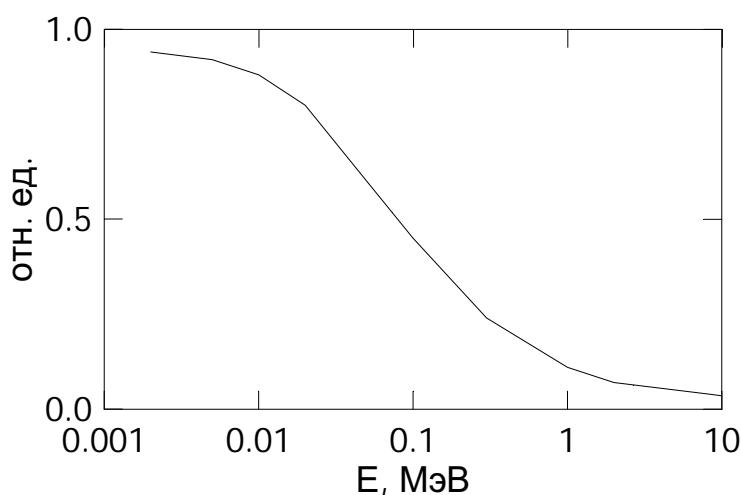


Рис. 5. Зависимость сечения комптоновского рассеяния от энергии фотона

При малых энергиях первичный квант почти полностью передает свою энергию рассеянному кванту и лишь малую долю электронам

отдачи. Коэффициент истинного поглощения ${}_a\sigma_{\kappa}^a$ мал. С ростом энергии доля энергии, передаваемая электрону, растет. Средние значения этой энергии приведены в табл. . В области энергий от 0,25 МэВ до 3 МэВ ${}_a\sigma_{\kappa}^a$ остается практически постоянным, что имеет существенное значение при измерениях с помощью ионизационных детекторов.

Таблица

Средние энергии вторичных фотонов и электронов после комптоновского рассеяния

γ , МэВ	$\langle \gamma \rangle$, МэВ	$\langle e \rangle$, МэВ
0,0	0,009	0,0002
,0	0,5	0,44
0	3,	, 4

Отметим, что при комптоновских столкновениях электроны атома участвуют в рассеянии независимо друг от друга и рассеянное комптоновское излучение является некогерентным. Полная интенсивность некогерентного излучения равна сумме интенсивностей излучений от отдельных электронов. Таким образом, сечение эффекта Комптона на атоме в раз больше соответствующего сечения на электроне.

В области низких энергий γ и при больших Z , когда существен эффект связи электронов в атоме, наблюдается максимум *рэлеевского* (когерентного) рассеяния фотонов всей совокупностью атомных электронов (всей электронной оболочкой). При рэлеевском рассеянии энергия отдачи воспринимается атомом как целым. При рэлеевском рассеянии атом не ионизируется и не возбуждается, а фотон рассеивается без изменения своей энергии. Рассеяние происходит в основном на малые углы, т. е. рассеянное излучение направлено преимущественно вперед. Полное сечение когерентного рассеяния на один атом имеет вид:

$$\sigma_{\kappa 2}^a \sim c \cdot nst \cdot Z^3 \cdot \frac{2}{\gamma}.$$

Сечение когерентного рассеяния при больших Z и малых E_{γ} значительно превышает сечение комптоновского рассеяния (табл. 2). Однако при этих Z и энергиях сечение фотоэффекта много больше $\sigma_{\kappa 2}$ и поэтому когерентное рассеяние практически не влияет на процесс ослабления фотонов, хотя именно оно определяет характер и существование рассеянного излучения.

Таблица 2

Вклад в когерентног рассеяния в общее сечение рассеяния фотонов

Вещество	$\gamma, \text{МэВ}$				
	0,0	0,		5	0
	3,5	,7	0,2	----	----
	95	25,4	0,	0,09	----
	99,	,	4,2	0,47	0,2

Образование электронно-позитронных пар – это типично квантовый процесс. Он происходит в сильном электрическом поле ядра, при этом первичный фотон превращается в электрон-позитронную пару, которой передается почти вся энергия фотона E_γ . Некоторую энергию отдачи получает ядро атома, но благодаря большой массе ядра эта энергия отдачи невелика (обычно менее 5 кэВ). Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид:

$$E_\gamma = 2m_0c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} + T_{я}, \quad (25)$$

где T_{e^-} и T_{e^+} – кинетические энергии электрона и позитрона, $T_{я}$ – энергия отдачи ядра. Из (25) следует, что эффект образования пар – пороговый процесс. Если пренебречь энергией отдачи ядра, то энергия первичного фотона E_γ должна быть не менее $m_+^2 + m_-^2 = 1,022 \text{ МэВ}$. В вакууме фотон не может образовать пару электрон-позитрон, так как в данном случае нарушается закон сохранения импульса.

Энергия фотона распределяется почти равномерно между электроном и позитроном, т. е. и те и другие имеют широкий энергетический спектр от нулевой энергии до максимально возможной ($E_\gamma - m_0c^2$).

Дифференциальное по энергии позитрона (T_+) сечение образования пар для различных энергий E_γ приведено на рис. 6. При больших энергиях фотонов ($E_\gamma \gg m_0c^2$) электрон и позитрон испускаются под малым углом относительно направления движения кванта – средний угол порядка m_0c^2 / E_γ . При малых энергиях фотонов углы разлета комптоновской пары могут быть очень большими (20 – 60°), особенно в случае ядер с большими Z .

Образование пар может происходить и в поле атомного электрона. При этом энергия отдачи электрона много больше энергии отдачи ядра, поэтому пороговая энергия фотона в этом случае выше $4m_0^2$. Сечение образования пар в поле ядра много больше, чем в электрическом поле электрона. Относительный вклад рождения пар в поле электронов приводится в табл. 3.

Таблица 3

Вклад (в %) рождения пар в поле электронов в общее сечение рождения пар

Вещество	γ , МэВ		
	3	10	100
1	0,6	4	6,9
	0,27	1,9	3,2
	0,08	0,8	1,3

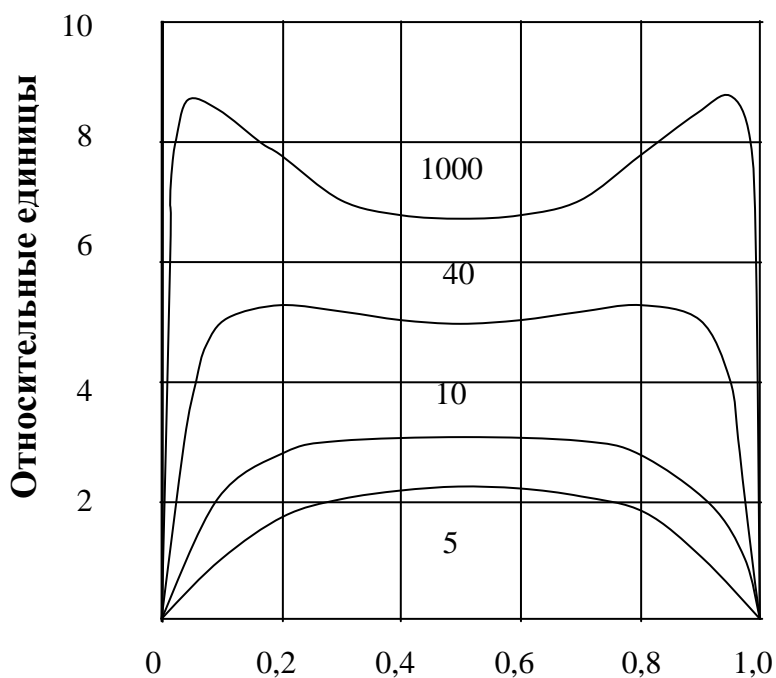


Рис. 7. Дифференциальное по энергии T_+ сечение образования пар (по оси абсцисс отложено $T_+/E_\gamma \cdot 2m_0c^2$, цифры у кривых — энергия фотонов в МэВ)

Полное сечение образования пар сильно зависит от заряда ядра и сложным образом зависит от γ . Вначале оно быстро растет с ростом энергии фотонов, затем рост замедляется и при очень больших энергиях сечение стремится к постоянной величине, не зависящей от энергии. Характер этой зависимости показан на рис. 7.

$$\sigma_n^a \sim z^2$$

$$\mu_n \sim \rho \cdot \frac{z}{A} \cdot z$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_n \sim \frac{z}{A} \cdot z$$
(26)

Эффект рождения пар является основным процессом взаимодействия фотонов с веществом при больших энергиях, например, в Pb при $\gamma > 15 \text{ МэВ}$, в Al при $\gamma > 5 \text{ МэВ}$.

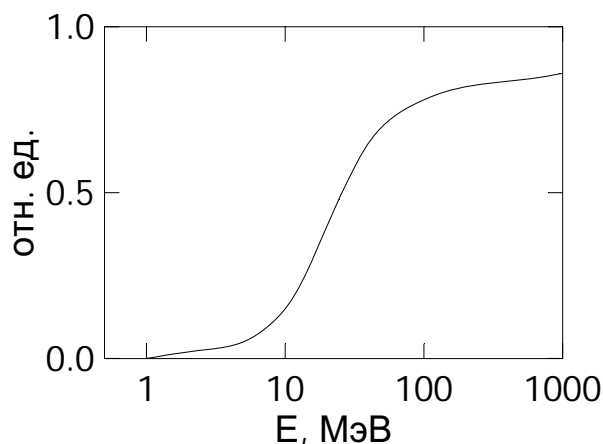


Рис. . Зависимость сечения образования пар от энергии фотона

В процессе образования пар часть энергии первичного фотона E_γ материализуется в виде позитрона и электрона. Но позитрон в конечном счёте обязательно **аннигилирует** с образованием двух гамма-квантов. Этот процесс происходит, в основном, в конце пробега позитрона, когда его кинетическая энергия $T \approx 0$. При этом образуются два аннигиляционных гамма-кванта, энергии которых равны (примерно) $m_0 c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ и они летят в противоположных направлениях. Это следует из закона сохранения импульса. Угловое распределение рождающихся электрона и позитрона можно считать изотропным в пределах 4π стерадиан. Процесс аннигиляции необходимо учитывать при расчете ослабления высокоэнергетических фотонов, т. к. вторичные аннигиляционные кванты дают вклад в поток рассеянного излучения.

По известным сечениям или коэффициентам ослабления в каком-либо веществе можно оценить их значения для другого вещества. Например, для перехода от коэффициентов ослабления в свинце к коэффициентам для другого вещества с порядковым номером, атомной массой и плотностью соответственно Z , A и ρ следует пользоваться формулами:

$$\mu_\phi = \mu_{\phi\text{Pb}} \left(\frac{Z}{82} \right)^5 \frac{207,2 \cdot \rho}{A \cdot 11,3} \quad (27)$$

$$\mu_k = \mu_{k\text{Pb}} \left(\frac{Z}{82} \right) \frac{207,2 \cdot \rho}{A \cdot 11,3} \quad (28)$$

$$\mu_n = \mu_{nPB} \left(\frac{z}{82} \right)^2 \frac{207,2 \cdot \rho}{A \cdot 11,3} \quad (29)$$

В области малых энергий фотонов основной вклад в полный коэффициент ослабления вносит фотопоглощение. С увеличением энергии коэффициент ослабления уменьшается из-за быстрого уменьшения сечения фотоэффекта ($\propto \gamma^{-3.5}$) и более медленного уменьшения сечения комптон-эффекта ($\propto \gamma^{-1}$). При дальнейшем росте энергии все больший вклад вносит эффект рождения пар и коэффициент ослабления начинает увеличиваться, стремясь при больших энергиях к постоянной величине, определяемой только этим эффектом. Кроме того, при больших энергиях нужно учитывать вклад ядерных процессов.

В табл. 4 приведены области энергий, в которых преобладает тот или иной процесс взаимодействия фотонов с веществом.

Таблица 4

Поглотитель	Z		Область, в которой процесс преобладает, кэВ		
			Фотоэффект	Комптон-эффект	Образование пар
Воздух	7	14	<20	30 – 23·10 ³	>23·10 ³
1	13	27	<50	50 – 15·10 ³	>15·10 ³
	29	64	<150	150 – 10·10 ³	>10·10 ³
	82	207	<500	500 – 5·10 ³	>5·10 ³

Таким образом, на зависимости коэффициента ослабления от γ имеется минимум. В алюминии он наблюдается при энергии примерно 20 МэВ ($\mu/\rho = 0,0217 \text{ см}^2/\text{г}$), в меди при энергии 8 МэВ ($\mu/\rho = 0,0306 \text{ см}^2/\text{г}$) и в свинце при энергии 3,4 МэВ ($\mu/\rho = 0,041 \text{ см}^2/\text{г}$). Для не слишком тяжелых элементов имеется область энергий (примерно от 200 кэВ до 3 МэВ для А1, от 600 кэВ до 2 МэВ для), когда фотоэффект еще мал, а эффект рождения пар еще несущественен, и ослабление излучения обусловлено практически только комптоновским рассеянием. В этой области массовые коэффициенты ослабления для различных веществ почти одинаковы, так как $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_K \approx \frac{z}{A}$.

На рис. 8 приведены полные и парциальные массовые коэффициенты ослабления и поглощения в свинце, а на рис. 9, 10 – соответственно

коэффициенты ослабления и поглощения в ряде материалов. На рис. 11 и 12 приведены значения этих коэффициентов в газах, воде и в ткани.

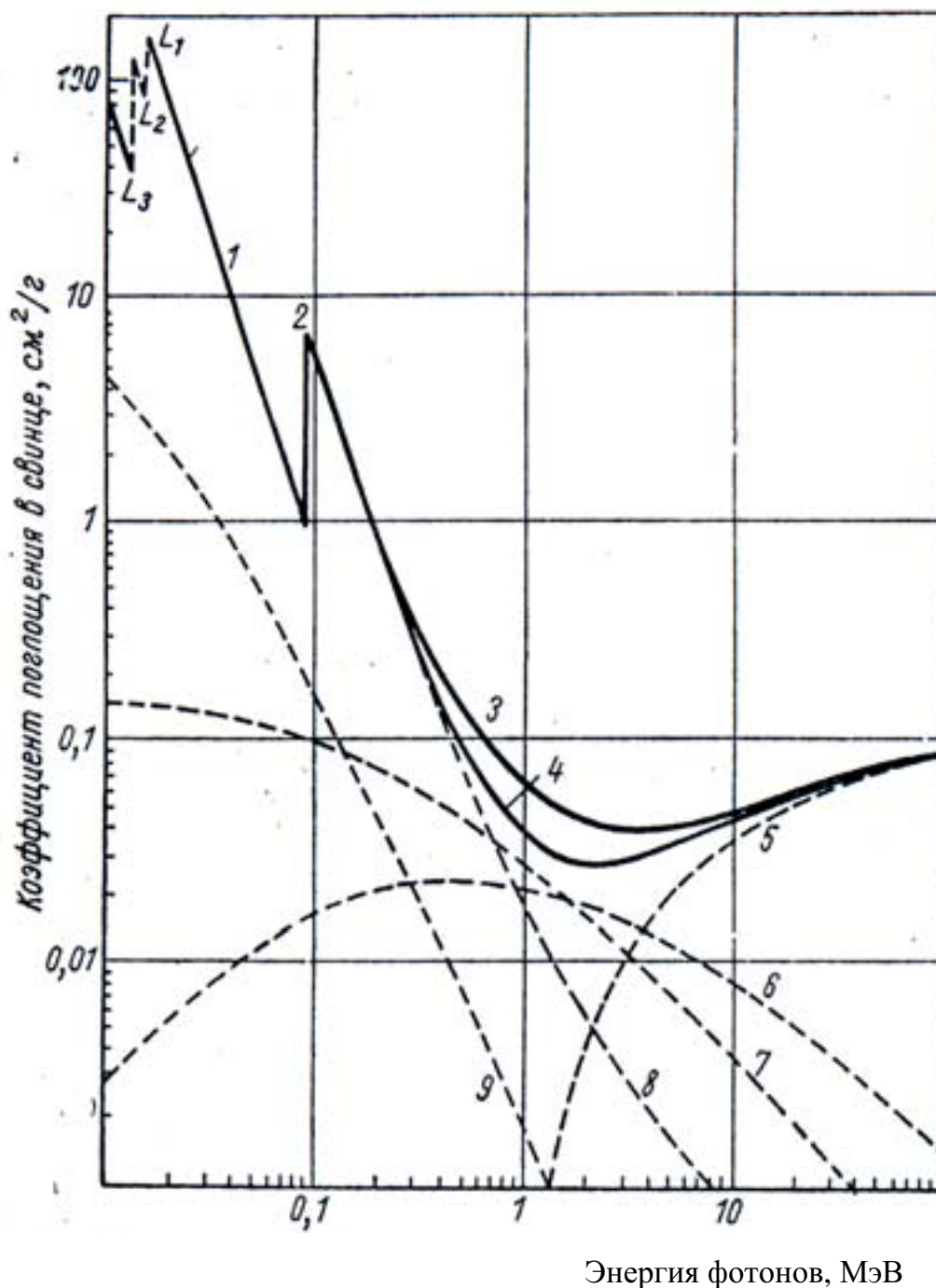
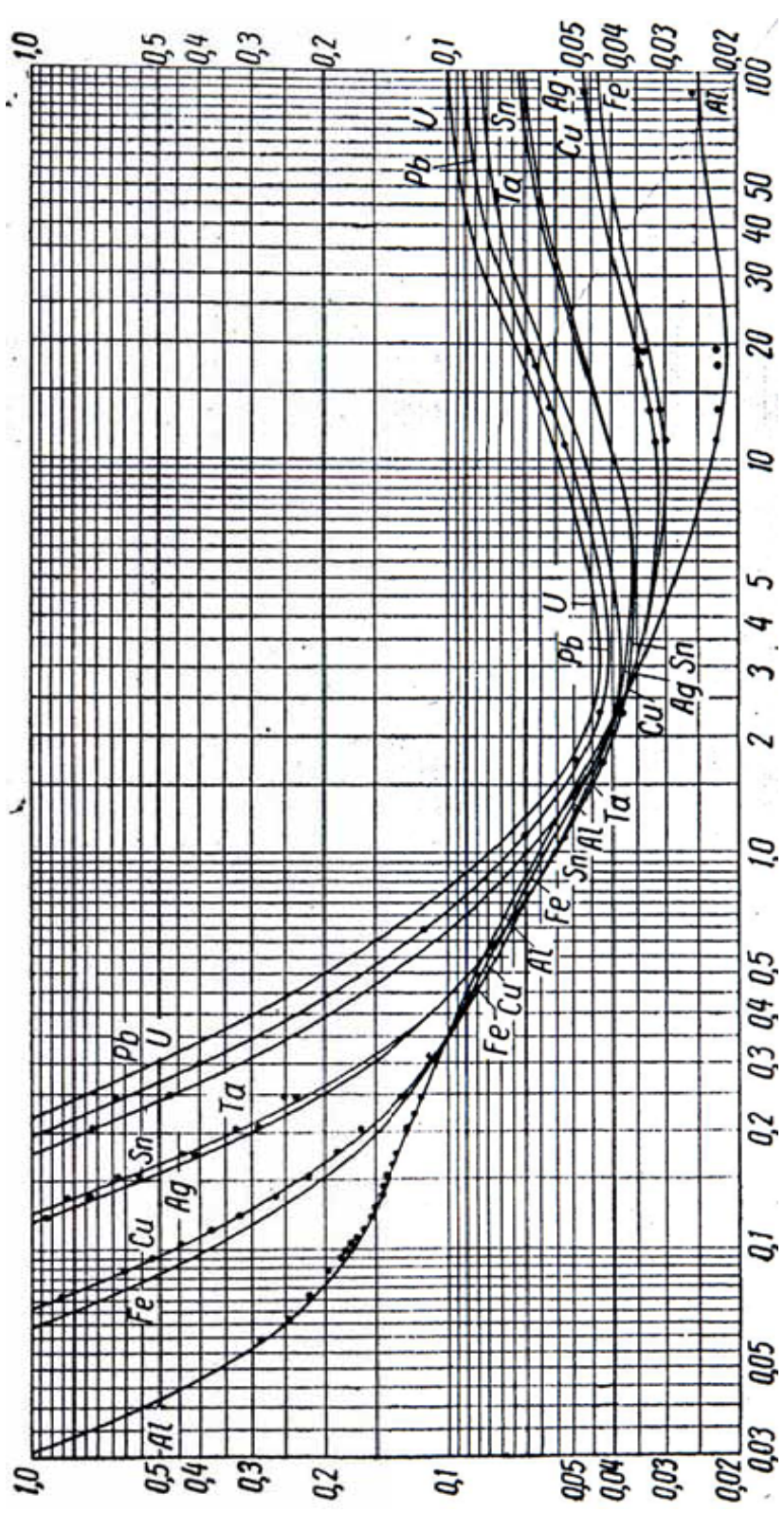
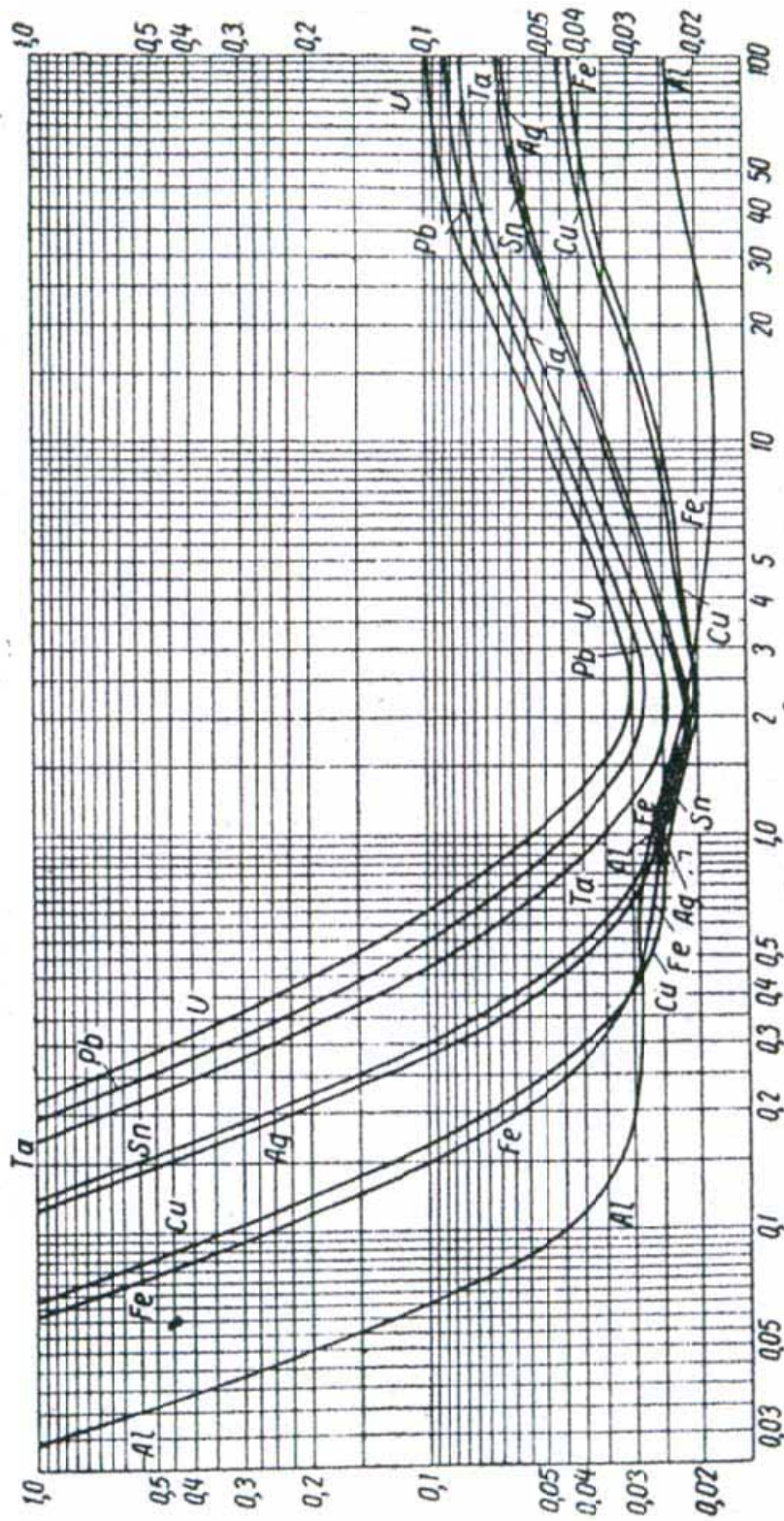


Рис. . Коэффициенты поглощения и ослабления фотонов в свинце
 1, – фотоэффект, 2 – скачок K поглощения,
 3 – полное ослабление, – полное поглощение,
 – эффект рождения пар, –комptonовское поглощение,
 – комptonовское рассеяние, – рэлеевское рассеяние



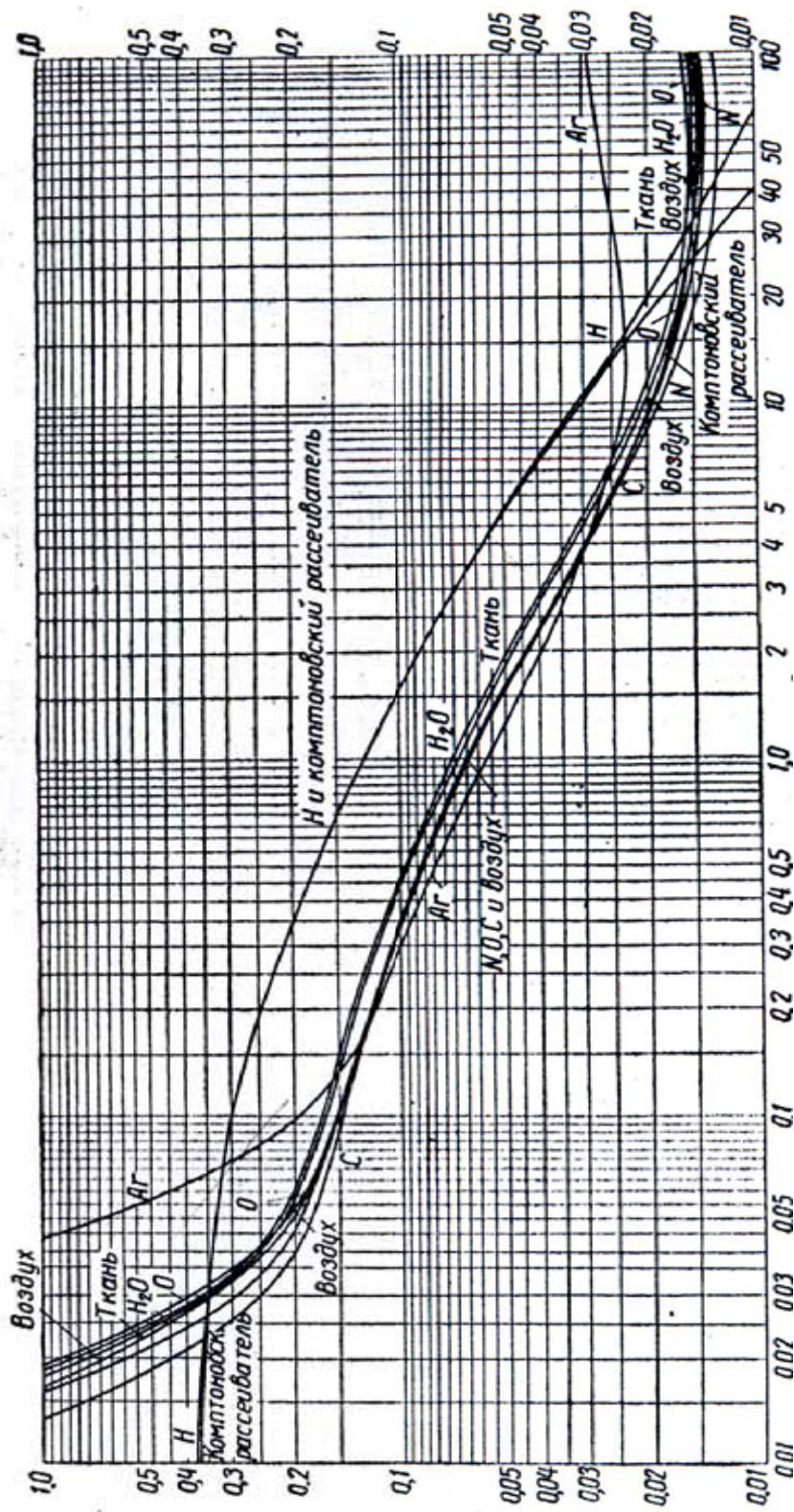
Энергия, МэВ

Рис. . Массовые (см²/г) коэффициенты ослабления фотонов



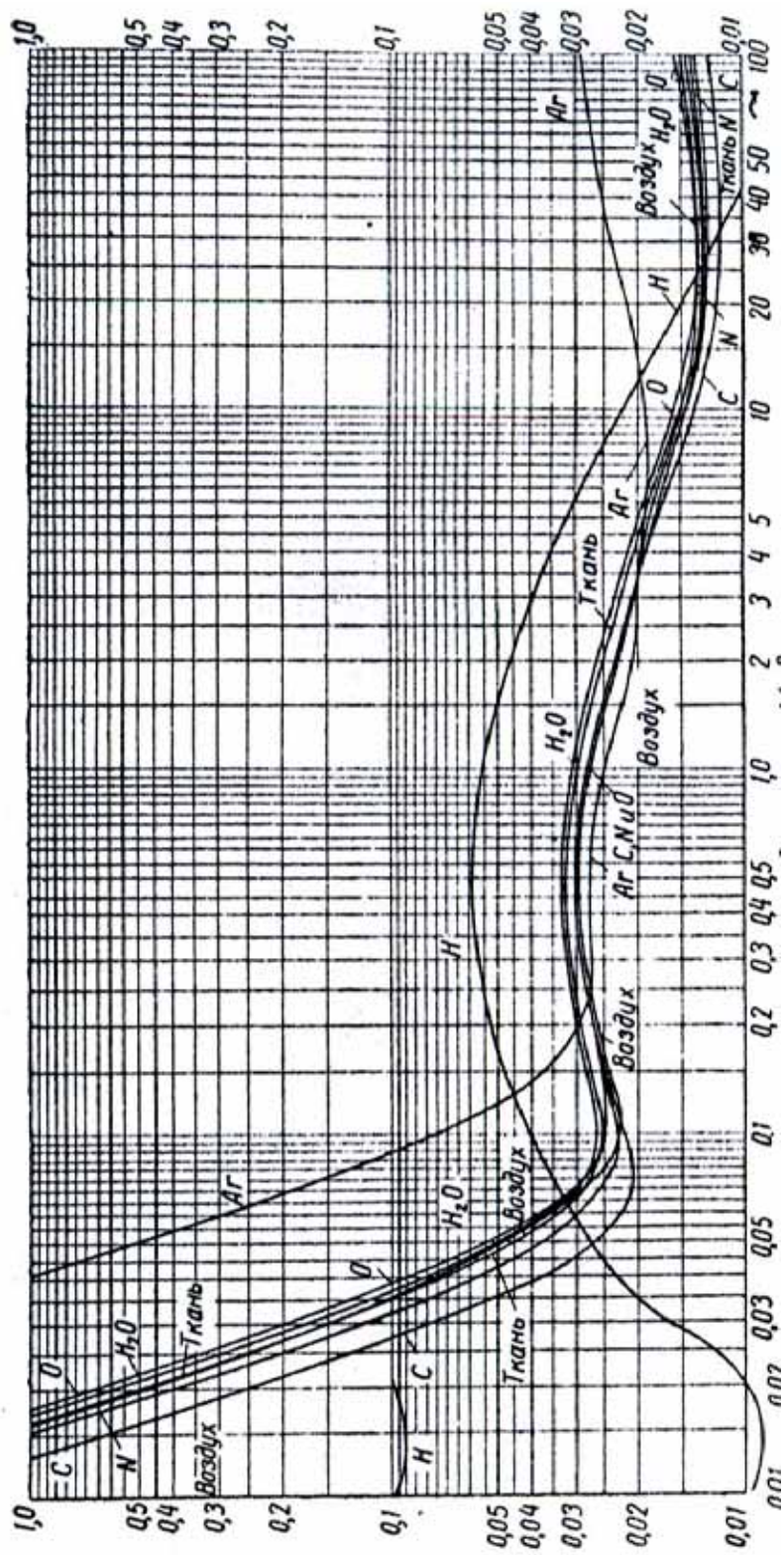
Энергия, МэВ

Рис. 10. Массовые ($\text{см}^2/\text{г}$) коэффициенты поглощения фотонов



Энергия, МэВ

Рис. 11. Массовые (см²/г) коэффициенты ослабления фотонов



Энергия, МэВ

Рис. 12. Массовые (см²/г) коэффициенты поглощения фотонов

На рис. 13 приведена зависимость толщины слоя половинного ослабления от энергии фотонов в некоторых материалах.

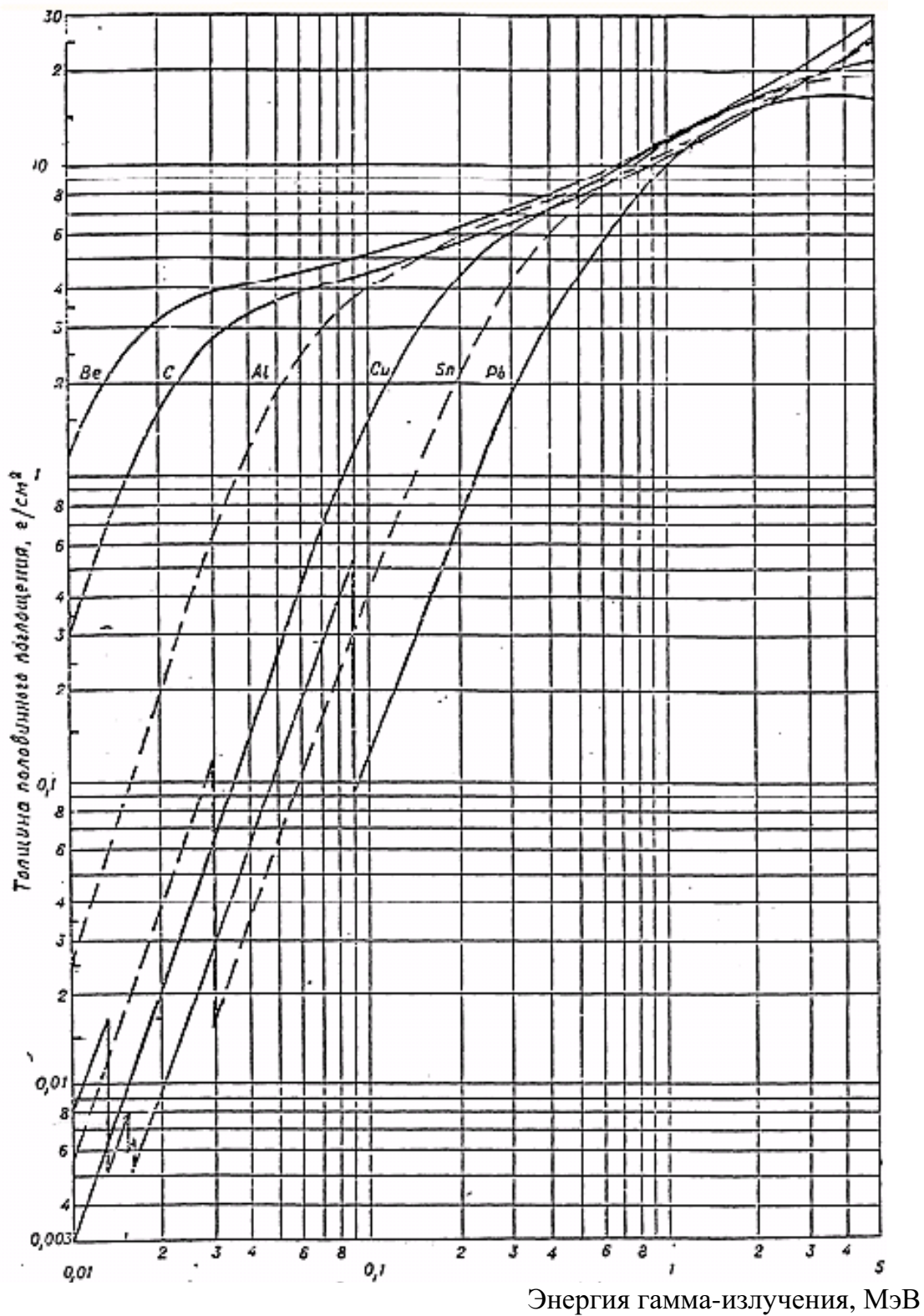


Рис. 13. Толщина слоя половинного ослабления гамма излучения

§3. Метод поглощения

Зависимость коэффициентов ослабления от энергии фотонов для различных материалов известна с погрешностью примерно (1–2) %. Это даёт возможность по экспериментально найденному коэффициенту ослабления найти энергию фотонов, если только известно, с какой стороны минимума кривой $\mu(\gamma)$ лежит энергия исследуемого излучения. Это можно установить путем измерения μ для двух различных веществ. Излучение большинства γ -источников попадает в область меньших энергий относительно минимума кривой $\mu(\gamma)$.

Если исследуемое излучение монохроматическое и если принять, что рассеянное излучение не попадает в детектор, то кривая ослабления (ее еще называют функцией пропускания) описывается уравнением (4). Строя ее в полулогарифмическом масштабе:

$$\ln N = \ln N_0 - \frac{\mu}{\rho} \quad , \quad (30)$$

получаем прямую линию, тангенс угла наклона которой равен искомому коэффициенту ослабления (линейному, если толщина мишени отложена в см или массовому, если в g/cm^2). Наклон функции пропускания можно измерить с большой точностью, а погрешность определения энергии будет зависеть от того, насколько велика производная $d\mu/d\gamma$. Если найденная величина μ лежит вблизи минимума функции $\mu(\gamma)$, то погрешность определения γ будет велика. В этом случае нужно в качестве поглотителей использовать легкие вещества, для которых этот максимум смещен в область высоких энергий.

Существенным источником погрешностей при определении энергии γ -квантов по функциям пропускания может быть недостаточно хорошая геометрия опыта, при которой в детектор может попадать часть рассеянного излучения. Чтобы уменьшить возможность его попадания необходимо:

1. Использовать по возможности узкий пучок γ -излучения; для этого источник коллимируется.
2. Расстояние источник – детектор брать по возможности большим.
3. Поглотитель располагать дальше от детектора с тем, чтобы из облучаемой области поглотителя детектор был виден под малым телесным углом.
4. Использовать детектор малых размеров, либо перед детектором использовать коллиматор.

5. Для уменьшения влияния излучения, рассеянного от окружающих предметов, а так же фонового излучения, как детектор, так и сам источник необходимо помещать в свинцовую защиту.
6. С целью уменьшения рассеяния в самом источнике должны применяться источники малого размера с высокой удельной активностью.

При большой толщине слоя поглотителя накапливается мягкое излучение, возникающее за счет многократного рассеяния γ -квантов в поглотителе. Эти рассеянные кванты могут попадать в детектор даже при хорошей коллимации. Поэтому толщина слоя поглотителя не должна сильно превышать среднюю длину свободного пробега γ -кванта $= 1/\mu$.

При исследовании кривых пропускания для мягкого излучения, особенно в материалах с большими Z , особую трудность вызывает необходимость учета когерентного рассеяния. Сечение этого рассеяния в данном случае велико, а угол рассеяния очень мал. Поэтому полностью удалить из пучка когерентно рассеянные кванты коллимацией пучка практически невозможно.

Когда источник испускает γ -кванты нескольких различных энергий функция пропускания в полулогарифмическом масштабе уже не будет представлять собой прямую линию. Если при этом в спектре источника содержится две, максимум три не слишком близких друг к другу линии и если при больших толщинах поглотителя кривая переходит в прямую линию, тогда возможно приближенно определить коэффициенты ослабления для каждой компоненты излучения. Пример такой обработки показан на рис. 14.

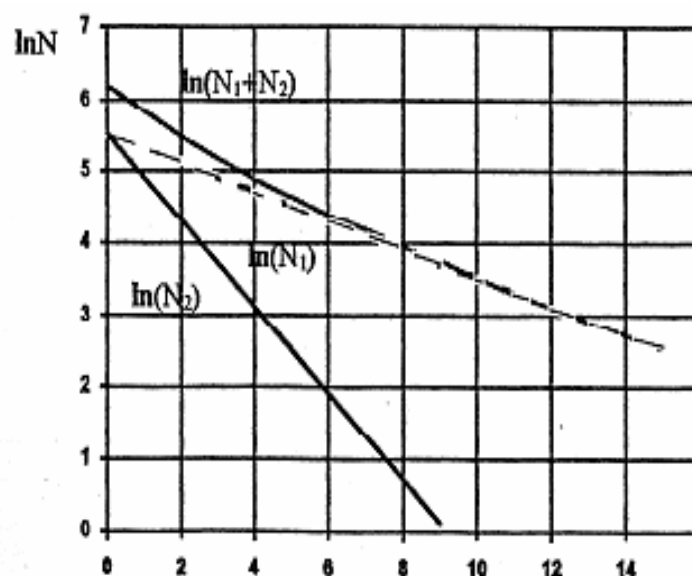


Рис. 1 . Пример обработки кривой ослабления для γ излучения с двумя линиями в спектре

Кривая $\ln(N_1 + N_2) = f(x)$ описывает ослабление γ -излучения источника, испускающего кванты двух различных энергий – 2 МэВ и 1,5 МэВ, коэффициенты ослабления для которых отличаются в три раза ($\mu_1 = 0,2 \text{ м}^{-1}$, $\mu_2 = 0,6 \text{ см}^{-1}$). Экстраполируя эту кривую в области больших толщин прямой линией (пунктир), получаем зависимость $\ln N_1 = f(x)$, описывающую ослабление потока квантов с большей энергией. Вычитая из экспериментальной кривой $\ln(N_1 + N_2) = f(x)$ значения, задаваемые пунктирной линией, получаем кривую ослабления $\ln N_2 = f(x)$ для квантов с меньшей энергией. В этом случае результаты менее точны по сравнению со случаем монохроматического пучка. Точность измерений можно повысить, если использовать детектор, способный регистрировать только кванты с наибольшей энергией, например, сцинтилляционный счетчик с амплитудным дискриминатором.

§4. Факторы накопления фотонного излучения

Поле фотонного излучения в реальных задачах определяется не только не рассеянным излучением источника, но и рассеянными фотонами, которые испытали однократное или многократное (2 и более) взаимодействие в воздухе или материале поглотителя. Кроме этого, в детектор попадает также вторичное излучение: аннигиляционное, характеристическое, тормозное. Геометрию, при которой детектор регистрирует не рассеянное (первичное), рассеянное излучения, а также вторичное излучение, называют геометрией *широкого* пучка или *плохой* геометрией (рис. 15).

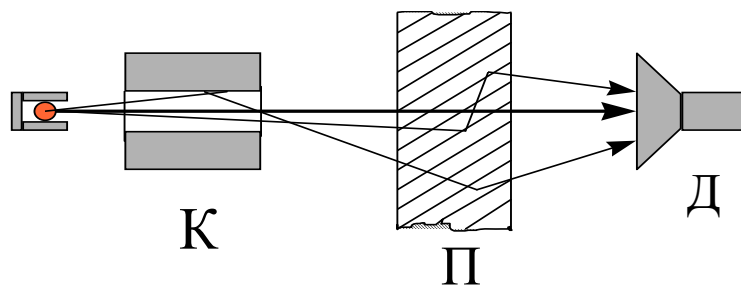


Рис. 1 . Схема эксперимента в геометрии широкого пучка – источник, К – коллиматор, П – поглотитель, Д – детектор

Выражения (3) и (4) очень удобны для расчета ослабления излучения в веществе. Чтобы сохранить простоту записи и при этом учесть рассеянное излучение поступают следующим образом. Рассеянное в среде излучение источника и вторичное излучение учитывают введением в закон ослабления в геометрии узкого пучка множителя – **фактора накопления** фотонного излучения $B(x)$:

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\mu x) \cdot B(x) \quad (31)$$

Из этой формулы следует, что $B(x)$ представляет собой отношение общего числа фотонов (не рассеянных, рассеянных и вторичных) к числу не рассеянных фотонов, которое определяется как $N_0 \cdot \exp(-\mu x)$.

В общем случае если обозначить через N_0 некоторый функционал, описывающий поле не рассеянного первичного излучения, а через N – поле рассеянного и вторичного излучений, то фактор накопления по данному эффекту (числу частиц, дозе, интенсивности и т. д.) равен

$$B = (N / N_0) \cdot \exp(\mu x) \quad (32)$$

Фактор накопления равен кратности превышения характеристик поля не рассеянного, рассеянного и вторичного излучения над характеристиками поля только не рассеянного излучения. Можно сказать, что фактор накопления (ФН) равен отношению показания детектора при измерении в геометрии широкого пучка к показанию детектора при измерении в геометрии узкого пучка.

ФН зависит от многих условий задачи: от того, какая характеристика поля излучения регистрируется, от геометрии, от спектра и углового распределения источника, от толщины и материала защиты, от взаимного расположения источника и детектора.

В зависимости от регистрируемых характеристик поля излучения различают следующие ФН (определения даются для первичного излучения с энергией E_0).

Числовой ФН (для плотности потока фотонов φ):

$$B_n(x) = \int \varphi(E, x) \, dE / \int \varphi(E_0, x) \, dE_0$$

Энергетический ФН (для интенсивности фотонов):

$$B_e(x) = \int \varphi(E, x) \, E \, dE / \int \varphi(E_0, x) \, E_0 \, dE_0$$

Дозовый ФН (для поглощённой дозы в воздухе, для экспозиционной дозы):

$$B_D(x) = \int \varphi(E, x) \, a \mu^B(E) \, dE / \int \varphi(E_0, x) \, E_0 \, a \mu^B(E_0) \, dE_0,$$

здесь $a \mu^B(E)$ – коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе.

ФН поглощённой энергии (для поглощённой в среде энергии):

$$B_p(x) = \int \varphi(E, x) \, a \mu^{cp}(E) \, dE / \int \varphi(E_0, x) \, E_0 \, a \mu^{cp}(E_0) \, dE_0,$$

здесь $a \mu^{cp}(E)$ – коэффициент поглощения энергии в данной среде.

Отметим, что дозовый ФН равен ФН поглощённой энергии в воздухе.

Польза от применения ФН заключается в том, что с его помощью можно записать закон ослабления широкого пучка, который как прави-

ло имеет место в реальной ситуации, в том же простом виде, что и для узкого пучка (4). Например, для плотности потока частиц φ :

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-\mu x) B_q(x) \quad (33)$$

Аналогично можно записать закон ослабления для интенсивности излучения, дозы, мощности дозы и т. д., используя соответствующее значение ФН. Без использования ФН расчёт поля излучения в практических ситуациях требует точного расчёта рассеянного и вторичного излучения, что выполнить очень сложно.

Удобство применения ФН заключается также в том, что он изменяется достаточно плавно в зависимости от x , E_0 и Z вещества и можно проводить достаточно точную интерполяцию ФН по ограниченному числу расчётных и экспериментальных данных. Наиболее часто используют следующие аппроксимационные формулы:

Формула Бергера

$$B(\mu x) = 1 + a \cdot \mu x \cdot \exp(-\mu x) \quad (\mu x < 10)$$

Коэффициенты a и μ приводятся в специальных таблицах.

Формула Тейлора

$$B(E_0, \mu x, Z) = A_1 \exp(-\alpha_1 \cdot \mu x) + (1 - A_1) \exp(-\alpha_2 \cdot \mu x).$$

Коэффициенты A_1 , α_1 , α_2 имеются в таблицах в литературе.

Если первичное излучение имеет непрерывный спектр (что часто имеет место в действительности), то вычисление ФН необходимо проводить следующим образом:

$$B(x) = \int (E) V(E, x) \quad ,$$

где (E) – спектр источника.

ФН зависит от многих переменных, поэтому самым надёжным методом для его расчётов является метод статистического моделирования – метод Монте-Карло.

Основные закономерности поведения фактора накопления:

- ФН монотонно возрастает с увеличением толщины вещества, так как увеличивается доля фотонов, испытавших рассеяние. Для высоких энергий и материалов с небольшими Z скорость возрастания ФН почти линейная от толщины. Для элементов с большим Z ФН растёт медленнее за счет большего фотопоглощения.
- ФН возрастает при увеличении изотропии источника, при этом для постоянного расстояния между источником и детектором справедливо следующее соотношение: $B_\infty > B_{бар} > B_{огр}$, т. е. наибольший ФН в бесконечной среде.

- ФН при одной энергии фотонов больше в веществах с меньшим Z , где меньше сечение фотоэффекта, который приводит к поглощению излучения; при большой энергии фотонов он больше в веществах с большим Z за счёт интенсивной генерации вторичного излучения;
- ФН зависит от поперечных размеров источника и возрастает с их увеличением.

В табл. 5 приводятся конкретные значения ФН для двух веществ. Из неё видны основные закономерности ФН, отмеченные выше. Из таблицы также следует, что на больших расстояниях от источника вклад рассеянного излучения в поле излучения является преобладающим и может в десятки–сотни раз превышать вклад от не рассеянного излучения.

Таблица 5

Дозовые ФН для точечного изотропного источника в бесконечной среде

Ф, МэВ	μх, воздух					μх, железо				
	1	2	4	10	20	1	2	4	10	20
0,2	3,28	7,74	25,6	192	1220	1,86	2,59	4,08	8,90	17,6
1,0	2,08	3,60	7,60	25,8	72,8	1,85	2,85	5,30	15,8	41,3
6,0	1,52	1,97	2,85	5,42	9,58	1,47	1,87	2,76	6,18	14,2

В качестве примера на рис. 16 и 17 приведены дозовые факторы накопления в бесконечной среде (бетон, железо) при разных энергиях источника.

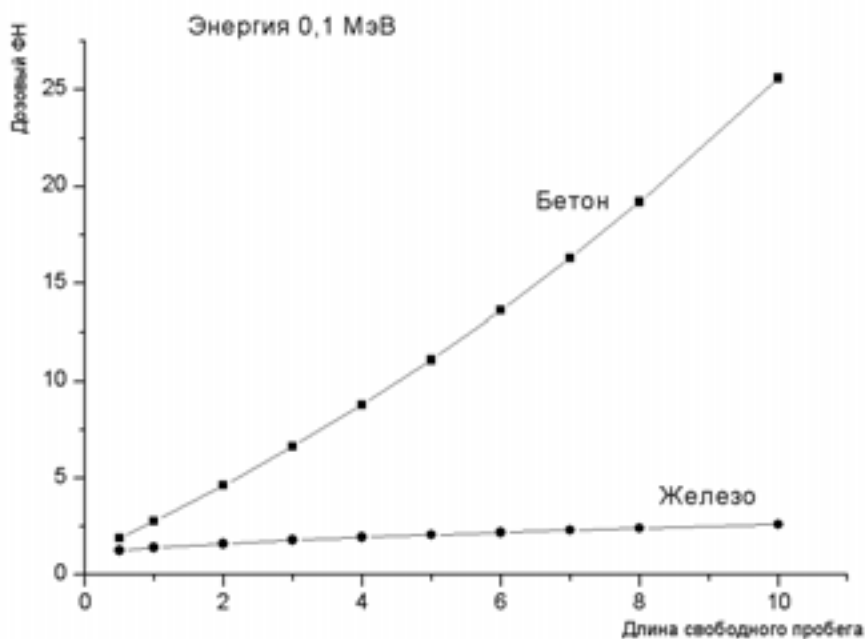


Рис. 1 . Дозовые факторы накопления изотропного источника в бесконечной среде

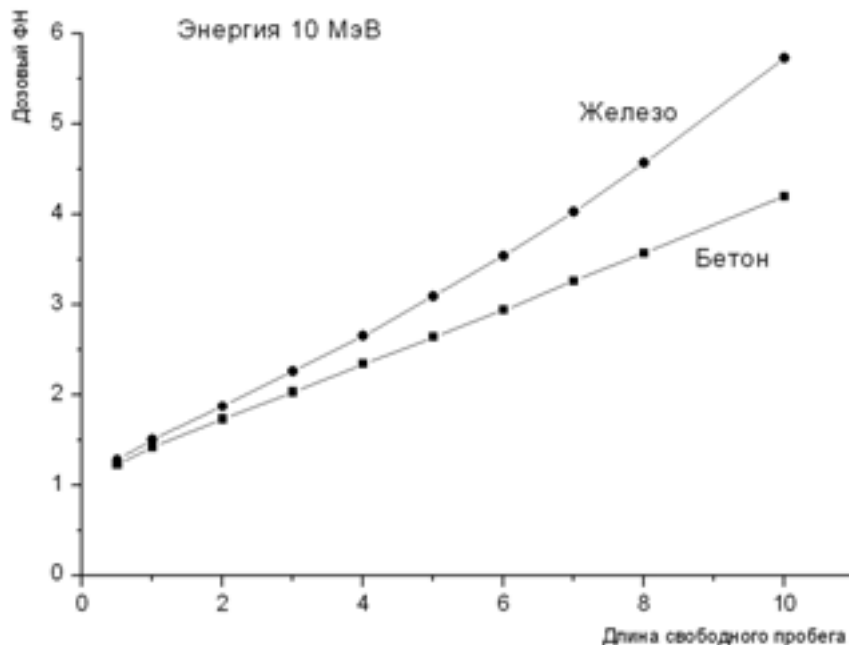


Рис. 1 . Дозовые факторы накопления изотропного источника в бесконечной среде

Задание №

- Измерить коэффициенты ослабления γ -излучения в , и .
- Определить энергию γ -излучения радиоактивного источника.
- Оценить вклад различных процессов взаимодействия γ -излучения с веществом в полное сечение.

В качестве источника γ -квантов используется β -активный изотоп ${}_{27}\text{Co}^{60}$ с периодом полураспада 5,27 года. Схема распада ${}_{27}\text{Co}^{60}$ приведена на рис. 18. Из-за большой разницы в спинах ($5+ \rightarrow 0+$ и $5+ \rightarrow 2+$) практически не происходит β -распад ядра кобальта в основное и первые возбуждённые состояния никеля, а идёт на высший возбуждённый уровень ($5+ \rightarrow 4+$). Переход ядра никеля из возбуждённого состояния в основное является сильно запрещённым вследствие большой мультипольности γ -кванта (E4), поэтому испускаются два каскадных γ -кванта. Оба γ -кванта излучаются при электрических квадрупольных переходах (E2), т. е. практически испускаются только фотоны с энергиями 1,333 МэВ и 1,172 МэВ, средняя энергия излучения 1,25 МэВ. Так как γ -кванты, испускаемые ядром i , вызваны β -распадом ядер Co, то и γ -активность источника спадает с периодом 5,27 года. Энергия β -частиц мала ($E_{\text{гр}} = 0,32$ МэВ) и они полностью поглощаются в стен-

ках ампулы, в которую заключён источник. Для γ -излучения эти стенки практически прозрачны.

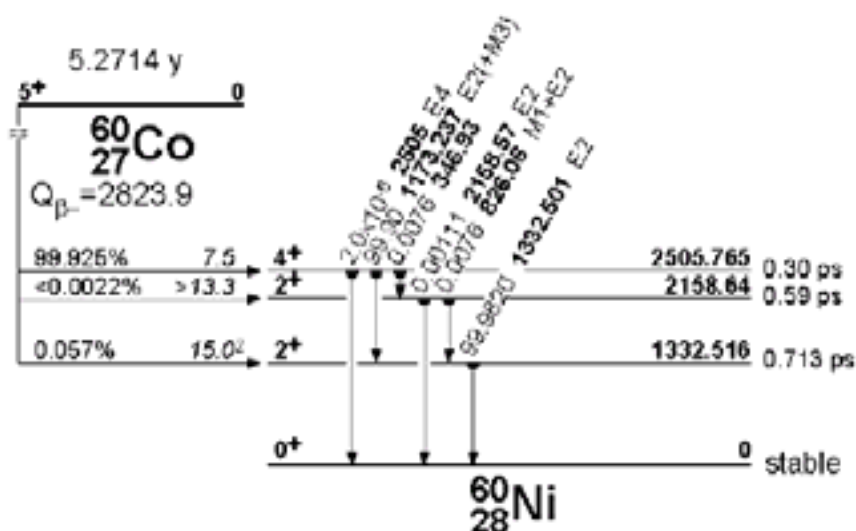


Рис. 1 . Схема распада ${}_{27}^{60}\text{Co}$

Для вычисления коэффициентов ослабления необходимо получить зависимости (4) ослабления потока γ -квантов от толщины поглотителя в условиях узкой геометрии. После логарифмирования этой зависимости получаем в полулогарифмическом масштабе линейную зависимость

$$\ln N = \ln N_0 - \frac{\mu}{\rho} \cdot d, \quad (34)$$

угол наклона которой $-\frac{d \ln N}{d} = \mu/\rho$ и даёт искомую величину.

Экспериментальное создание узкой геометрии (рис. 2) связано с необходимостью хорошей коллимации пучка, что требует использования источника большой активности. Кроме того, возникают проблемы, связанные с рассеянием фотонов в стенках каналов коллиматоров. Указанных трудностей можно избежать, если для регистрации γ -квантов использовать спектрометрический детектор, позволяющий выделять события, связанные с регистрацией фотонов с начальной энергией, т. е. не испытавших взаимодействия с веществом поглотителя. В данной работе для регистрации γ -излучения используется сцинтилляционный спектрометрический детектор с размерами кристалла NaI(Tl) : диаметр – 185 мм, высота – 155 мм. Схема эксперимента показана на рис. 19.

Детектор используется в составе программно-аппаратного комплекса «Анализатор амплитудного спектра», программное обеспечение которого позволяет проводить статистическую обработку отдельных участков спектра, выделенных маркерами. Выделяя маркерами область

пика полного поглощения, мы находим количество полностью поглотившихся в кристалле фотонов с энергией, равной начальной E_0 .

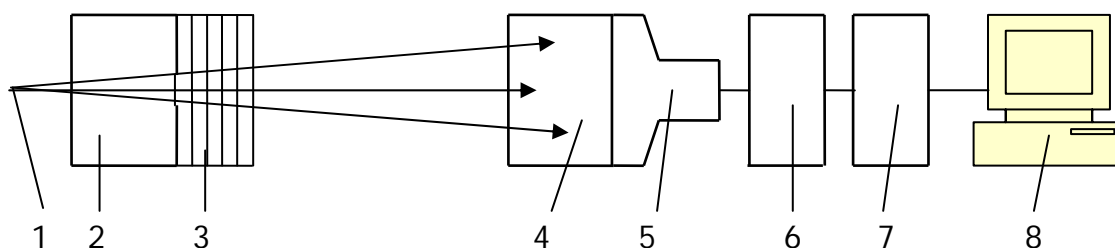


Рис. 1 . Упрощённая схема эксперимента

1 – источник, 2 – коллиматор, 3 – поглотитель, 4 – сцинтиллятор, 5 – ФЭУ, 6 – усилитель, 7 – АЦП, 8 – компьютер

Но не каждый попавший в кристалл фотон с энергией E_0 поглощается полностью и создаёт импульс, амплитуда которого попадает в пик полного поглощения. Доля полностью поглотившихся квантов определяется величиной фотовклада P . Если в кристалл попало N_0 квантов с энергией E_0 , то в пике полного поглощения будет зарегистрировано $N_p = N_0 \cdot P$ событий. С учётом этого уравнение (4) приобретает вид:

$$\frac{N_p}{P} = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot x\right). \quad (35)$$

Но $N_0 \cdot P = N_{0p}$, где N_{0p} – число зарегистрированных импульсов при $x = 0$. Поэтому окончательно:

$$N_p = N_{0p} \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot x\right) \quad (36)$$

$$\ln N_p = \ln N_{0p} - \frac{\mu}{\rho} \cdot x \quad (37)$$

Порядок выполнения работы

1. Ознакомится с описанием программно-аппаратного комплекса «Анализатор амплитудного спектра».
2. Включить установку в сеть.
3. Включить питание крейта КАМАКА тумблером на нижней правой панели крейта. Загорится зелёная сигнальная лампочка.
4. Включить ЭВМ и в окне О Д запустить программу по адресу $Z \rightarrow /mine.exe/$. После загрузки компьютера загорится красная лампочка на контроллере КАМАКА «крейт выбран».

5. Установить на место γ -источник. Геометрию измерений выбрать таким образом, чтобы не рассеянные кванты не попадали на края сцинтиллятора.
6. Выбрать пункт меню **Накопление спектра** . Установить ширину окна в 300 каналов (левый канал – 0, правый канал – 300). Командой **Часть** установить выбранные границы отображения спектра.
7. Запустить накопление и подобрать напряжение на ФЭУ и коэффициент усиления таким образом, чтобы спектр амплитуд импульсов после усиления укладывался в шкалу анализатора (в интервал между маркерами).
8. Остановить накапливание и маркерами выделить пики полного поглощения. Построение кривой ослабления производить по данным, полученным с выделенного участка (поле **Расчет**).
9. Удалить γ -источник и измерить скорость счета импульсов фона. Время измерения подбирать таким образом, чтобы статистическая ошибка не превышала $3 \div 5$ %.
10. Установить γ -источник и снять кривые ослабления для веществ с разными значениями Z . Время измерения t выбрать таким образом, чтобы статистическая ошибка измерения N не превышала 3 % . Данные занести в таблицы:

Материал поглотителя – $Z =$, $\rho =$, $n_{\phi} =$.						
x , см	$= x \cdot \rho$, g/cm^2	Число отсчетов	Время измерения t	Скорость счета n	$n - n_{\phi}$	$\ln(n - n_{\phi})$
0						
x_1						

11. В терминале `in x` запустить программу **1** . Ввести через пробел значения и n (начиная с `=0`). Ввести значение n_{ϕ} . Программа находит уравнения прямых, аппроксимирующих экспериментально полученные зависимости $\ln(n - n_{\phi}) = f()$ для различных материалов, выдаёт значение $\frac{\mu}{\rho}$ и статистическую ошибку.
12. Найденные аппроксимирующие прямые для разных поглотителей построить на одном графике. На этом же графике проставить экспериментальные точки $\ln(n - n_{\phi})$.

13. По найденным значениям $\frac{\mu}{\rho}$ вычислить линейные коэффициенты ослабления μ (макроскопические сечения) и микроскопические сечения σ^a и σ^e . Результаты занести в таблицу:

Вещество	Z	ρ , г/см ³	μ/ρ , см ² /г	μ , см ⁻¹	μ^a , барн/атом	μ^e , барн/электрон

14. Указать погрешность измеренных значений коэффициентов ослабления.
15. Используя графики на рис. 13 или 20 оценить энергию γ -квантов источника. Поскольку спектр излучения ${}_{27}^{60}$ содержит две близкие по энергии линии и разделить их по кривой ослабления невозможно, определяется усредненное значение энергий квантов, точнее такое значение энергии монохроматического пучка, для которого коэффициент ослабления равен найденному.

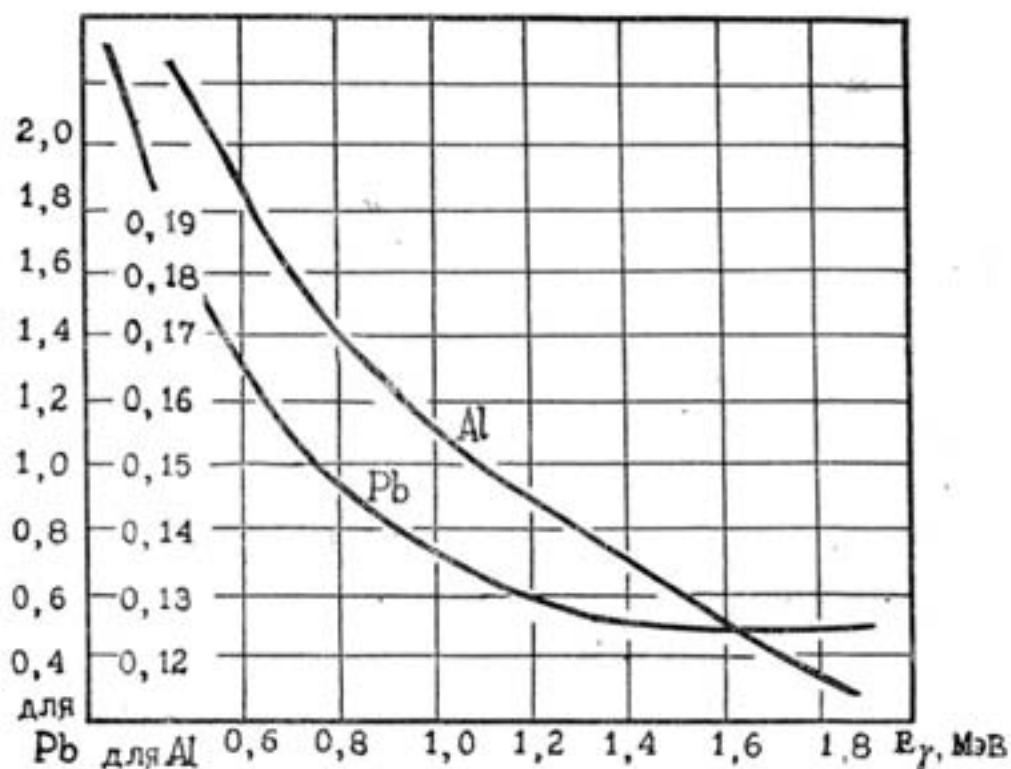


Рис. 20. Зависимость линейных (см⁻¹) коэффициентов ослабления в Al и Pb от энергии гамма излучения

16. Оценить степень согласия результатов опыта с экспоненциальным законом по χ^2 -критерию.
17. Используя программу компьютерного моделирования прохождения излучения через вещество промоделировать траектории фотонов в легких и тяжелых материалах при разных энергиях и качественно объяснить результат. По той же программе просчитать кривую ослабления для одного из материалов. Построить кривую ослабления и вычислить коэффициент ослабления, сравнить с экспериментом.

Контрольные вопросы

1. Оценить вклад в полученные коэффициенты ослабления фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта рождения пар.
2. Объяснить соотношения между найденными коэффициентами ослабления μ/ρ для разных веществ.
3. Как и за счёт чего изменяются эти соотношения для меньших и больших энергий γ -излучения?
4. Для расчёта каких характеристик поля излучения используются коэффициенты ослабления и коэффициенты поглощения?

Задание №

- *Измерить зависимость фактора накопления от толщины поглотителя или в барьерной геометрии.*
- *Расчитать эту зависимость в такой же геометрии с помощью программы КЛ.*
- *С использованием программы КЛ проанализировать зависимость фактора накопления от материала поглотителя и энергии излучения.*

Для экспериментального определения числового фактора накопления (для плотности потока фотонов) необходимо проводить измерения потока фотонов в двух геометриях:

- в геометрии узкого пучка – для регистрации не рассеянного излучения (рис. 2);
- в геометрии широкого пучка – для регистрации всего излучения – и рассеянного и не рассеянного (рис. 15).

Обозначим число фотонов, падающих на поглотитель в единицу времени, через N_0 , а число фотонов за поглотителем толщиной x – $N(x)$.
Законы ослабления узкого и широкого пучков излучения:

$$N^y(x) = N_0^y \cdot e^{-\mu x} \quad (38)$$

$$N^u(x) = N_0^u(x) \cdot e^{-\mu x} \cdot B(x), \quad (39)$$

где индексы **y** и **u** указывают соответственно на узкую и широкую геометрию. Из этих соотношений следует:

$$B(x) = \frac{N^u(x) N_0^y}{N^y(x) N_0^u}. \quad (40)$$

Проведение измерений в узкой геометрии требует хорошей коллимации поля излучения, что приводит к необходимости использования источников большой активности. Дополнительные сложности возникают в связи с рассеянием фотонов в стенках коллиматоров.

Для избежания проблем, связанных с созданием узкой геометрии, можно использовать спектрометрический детектор, позволяющий одновременно регистрировать все фотоны, прошедшие через поглотитель, и независимо только те, которые прошли без взаимодействия и имеют энергию, равную начальной. В данной работе используется эта методика измерений. Схема установки показана на рис. 21. Чтобы избежать необходимости учёта зависимости эффективной толщины поглотителя от угла влёта в него фотона, поле излучения коллимируется и в виде узкого пучка направляется на поглотитель.

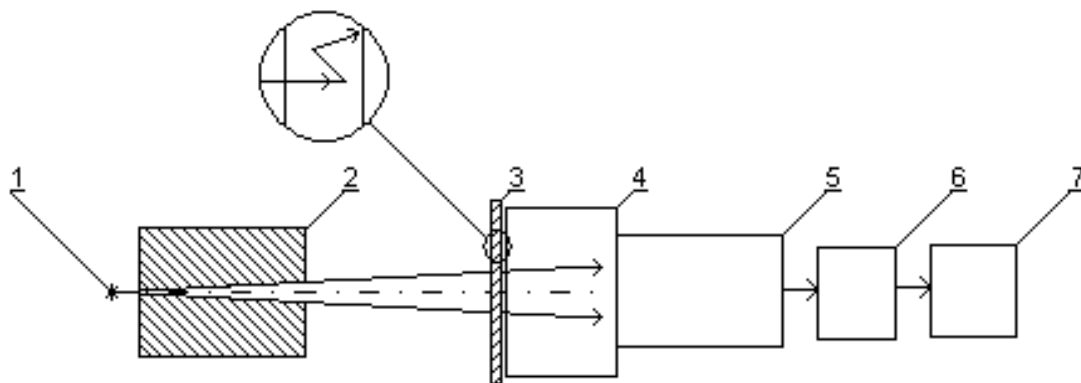


Рис. 21 Схема установки

1 – источник излучения, 2 – коллиматор, 3 – поглотитель,
4 – сцинтиллятор, 5 – ФЭУ, 6 – АЦП, 7 – компьютер

Излучение регистрируется сцинтилляционным спектрометрическим детектором со сцинтиллятором a(Tl) толщиной 155 мм и диаметром 185 мм. Усиленные сигналы с детектора поступают на аналого-цифровой преобразователь, где переписываются в цифровой код. Далее уже в цифровом коде обрабатываются в компьютере и результат выдаётся в виде спектра амплитуд импульсов, созданных в детекторе

фотонами. Импульсы в области пика полного поглощения обусловлены не рассеянными фотонами, т. е. не испытавшими столкновений в поглотителе. Полное число отсчётов под всем спектром несёт информацию об общем числе фотонов (рассеянных и не рассеянных), попавших в сцинтиллятор. Программное обеспечение используемого в работе комплекса «Анализатор амплитудного спектра» позволяет одновременно регистрировать как полное число отсчётов детектора (широкая геометрия), так и число отсчётов, связанных с попаданием не рассеянных фотонов (узкая геометрия). Описание комплекса и порядок работы с ним приведены в **Приложении**.

При используемой методике измерений кривые пропускания (38) и (39) в широкой и узкой геометрии нормированы на одинаковый поток фотонов на поглотитель: $N_0^y = N_0^u = N_0$. Вместо (40) получаем:

$$B(x) = \frac{N^u(x)}{N^y(x)}. \quad (41)$$

Обозначим через n^u и n^y числа зарегистрированных импульсов в единицу времени (скорости счёта) соответственно во всём спектре и в области пика полного поглощения. Число зарегистрированных событий связано с числом попавших в детектор фотонов соотношениями:

$$n^u = \varepsilon N^u, \quad n^y = P \cdot N^y, \quad (42)$$

где ε – эффективность регистрации детектора, P – фотовклад или фотоэффективность. Подстановка (42) в (41) даёт фактор накопления в функции измеряемых в опыте скоростей счёта n :

$$B(x) = \frac{n^u(x)}{n^y(x)} \cdot \frac{P}{\varepsilon}.$$

Но при отсутствии поглотителя $P = \frac{n_0^y}{N_0}$, а $\varepsilon N_0 = n_0^u$. Поэтому окончательно:

$$B(x) = \frac{n^u(x)}{n^y(x)} \cdot \frac{n_0^y}{n_0^u}. \quad (43)$$

Некоторую погрешность в измерение $B(x)$ вносит:

- наличие порога регистрации детектора и порога срабатывания АЦП;

- уменьшение эффективности регистрации с ростом толщины поглотителя, т. к. при этом в спектре излучения растёт число фотонов с низкой энергией.
- Оба этих фактора занижают значение n^u и, следовательно, $B(x)$.

Порядок выполнения работы

1. Выставить геометрию измерений, показанную на рис. 21. При этом нужно стремиться к тому, чтобы размеры поглотителя и детектора значительно превышали поперечные размеры пучка на входе в поглотитель. Поглотитель необходимо устанавливать по возможности ближе к детектору.
2. Руководствуясь **Приложением**, изучить порядок работы с «Анализатором амплитудного спектра».
3. Включить установку в сеть.
4. Включить питание крейта КАМАК на нижней правой панели крейта. Загорится зелёная лампа.
5. Включить компьютер и монитор. Проследить, что загорелась красная лампочка на контроллере КАМАКа «крейт выбран».
6. Загрузить программу обработки спектра (на диске С в директории Z загрузить файл)
7. Установить радиоактивный препарат в коллиматор (используется $^{60}_{27}\text{Co}$, спектр излучения которого содержит две линии 1,33 МэВ и 1,17 МэВ. Средняя энергия 1,25 МэВ).
8. Запустить режим накопления спектра.
9. Включить блок питания ФЭУ и постепенно увеличивать напряжение до тех пор, пока спектр не будет уложен в нужное число каналов (примерно 300).
10. Установить режим **время стоп** и задать время измерения.
11. Осуществить набор статистики для первого измерения без поглотителя. Для этого:
 - выделить маркерами пики полного поглощения;
 - включить набор и измерить число отсчётов в пиках (между маркерами) за установленное время; записать результат (отображается в строке **событий**) и номера каналов, в которых установлены маркеры;
 - переместить левый маркер в нулевой канал и записать число отсчётов под всем спектром.
12. Удалить спектр. Установить одну пластину и повторить пункт 11. Правый маркер в процессе измерений постоянно находится в одном положении. Левый маркер перемещается и поэтому необхо-

димо следить за тем, чтобы он всегда устанавливался в одно и то же положение.

13. Продолжить измерения до заданной толщины поглотителя.
14. Убрать источник в сейф и последовательно убирая пластины поглотителя измерить число импульсов фона в узкой и широкой геометрии.
15. Вычислить скорости счёта и заполнить таблицу:

Количество пластин	Толщина поглотителя	n^u	n^y	n_{ϕ}^u	n_{ϕ}^y
0		53128	23164		
1		45480	18355		
2					
3					

16. Расчёт фактора накопления по данным эксперимента выполняется на компьютере по программе . Порядок работы с программой приведён в **Приложении**.
17. Руководствуясь **Приложением** изучить порядок работы с программой «Компьютерная лаборатория».
18. Запустить программу и выполнить расчёт фактора накопления в зависимости от толщины поглотителя, использованного в эксперименте. Исходные данные для расчёта должны быть максимально близки к условиям эксперимента. Исходные данные записать в отчёт.
19. Вычисленную и полученную экспериментально зависимости $B(x)$ построить на одном графике.
20. По программе КЛ рассчитать зависимости $B(x)$ для материалов с большим и малым Z при малой (100÷200 кэВ), средней (~1 МэВ) и большой (≥ 10 МэВ) энергии фотонов. Сделать выводы по результатам расчётов.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается энергетический ФН от числового и дозового?
2. Как ФН зависит от атомного номера поглотителя и энергии фотонов?
3. Как меняется значение ФН с ростом толщины поглотителя?
4. Как влияет нижний уровень дискриминации по амплитудам регистрируемых импульсов на величину ФН?

Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: Учебн. пособие. 2-е изд. перераб. и доп. – Томск: Дельтаплан, 2006.
2. Беспалов В.И. Лекции по радиационной защите. Часть 2: Защита от гамма-излучения радионуклидов. Учебное пособие. – Томск: Дельтаплан, 2002.
3. Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович, А.П. Суворов. Защита от ионизирующих излучений, Т.1. Физические основы защиты от излучений: Учебник для вузов – 3-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1995.
6. О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975.
7. А.И. Антонова и др. Практикум по ядерной физике // Изд. 2-е. – М.: Изд-во Московского университета, 1972.
8. Кашковский В.В. Специальный физический практикум. Курс лекций. Части 1,2: Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2002.

I . ЕСТЕСТВЕННАЯ И ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ Радиоактивные процессы в ядрах

Нестабильные ядра, а также все ядра, находящиеся в возбуждённом состоянии, испытывают самопроизвольные, спонтанные превращения, приводящие к изменению состава или внутренней энергии ядра. Такие самопроизвольно происходящие ядерные процессы называют радиоактивными, т. к. они протекают по законам радиоактивного распада. После самопроизвольного радиоактивного распада ядра образуется новый атом, который по своим химическим свойствам отличается от исходного.

Гамма-излучение, сопровождающее радиоактивный распад ядра, не приводит к изменению состава ядра, т. е. к образованию нового изотопа. Изменяется только внутренняя энергия ядра. Поэтому этот вид радиоактивности нельзя называть гамма-распадом ядер.

Явление радиоактивности непосредственно обуславливается только внутренним строением ядра и не зависит от внешних условий (давления, температуры, агрегатного состояния вещества и т. д.). Все попытки повлиять на ход радиоактивного распада при помощи изменения внешних условий не дали результатов.

Радиоактивные ядра элемента содержат избыток нейтронов или протонов по сравнению со стабильными ядрами того же элемента. На нейтронно-протонной диаграмме, показанной на рис. 1, природные стабильные изотопы, отмеченные чёрными точками, сгруппированы в узкой стабильной области. Ядра, расположенные над стабильной областью, пересыщены нейтронами, а ядра, находящиеся под стабильной областью, пересыщены протонами. В первых ядрах больше, чем необходимо для стабильности ядра, (**n-n**)-взаимодействий, а во вторых ядрах – (**p-p**)-взаимодействий. Самопроизвольно изменяя свой состав, они переходят в стабильную область.

В природе открыты радиоактивные ядра, испускающие α - и β -частицы. Такие радиоактивные превращения называют α - и β -распадами. Ядра, имеющие избыток нейтронов, испускают электроны (β^- -распад). Ядра с избытком протонов испускают позитроны (β^+ -распад) или захватывают электрон с электронной оболочки атома (e-захват). Тяжелые ядра (с $Z > 90$) испускают α -частицы (α -распад).

Перечисленные выше самопроизвольные процессы относятся к основным видам радиоактивности. Существуют и другие радиоактивные

процессы – *спонтанное деление* тяжелых ядер и испускание *запаздывающих* нейтронов и протонов. Два последних вида радиоактивных превращений относятся к каскадному двухступенчатому типу, т. к. испускание запаздывающих нейтронов (или протонов) происходит после предварительного испускания ядром электрона или позитрона. В связи с этим испускание нейтрона (протона) запаздывает на время, характеризующее предшествующий β -распад. Следует отметить, что запаздывающие нейтроны испускаются ядрами-осколками, образующимися в реакции деления тяжелых ядер. Как раз наличие таких нейтронов позволяет осуществлять цепную реакцию деления в управляемом режиме.

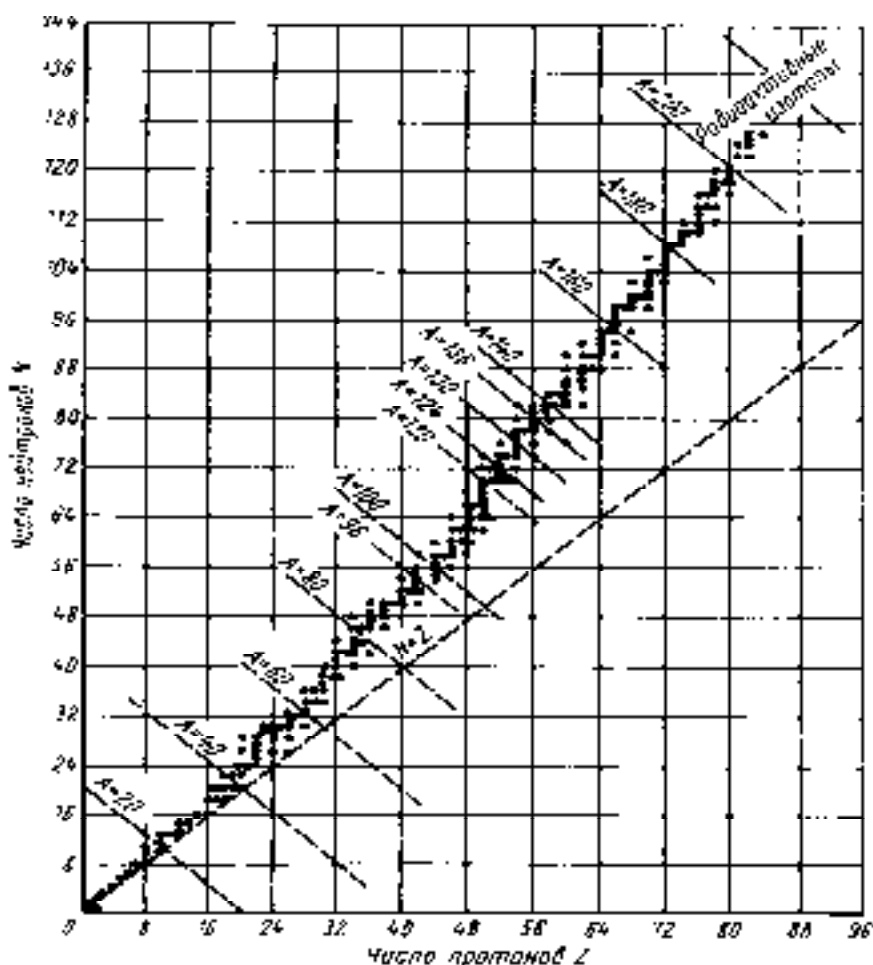


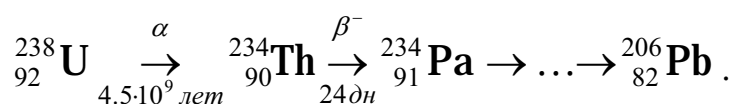
Рис. 1. Нейтронно-протонная диаграмма:
 точки – стабильные изотопы,
 радиоактивные изотопы расположены вдоль пунктирных линий

У ядер с большим недостатком нейтронов может существовать протонная радиоактивность, однако этот процесс очень трудно обнаружить из-за сильного фона конкурирующих α - и β^+ -распадов.

Естественные радиоактивные ядра составляют небольшую долю всех известных радиоактивных ядер. Большинство радиоактивных ядер получают путем искусственного изменения состава стабильных ядер. Поэтому их называют искусственными радиоактивными ядрами. Естественные и искусственные ядра отличаются друг от друга только своим происхождением. Однако их радиоактивные превращения подчиняются одним и тем же закономерностям.

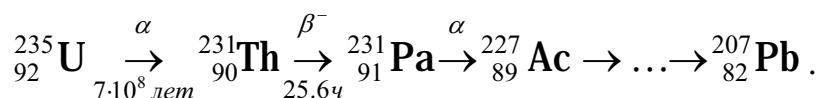
Систематическое изучение радиоактивных элементов, встречающихся в природе, показало, что их можно расположить в виде трех последовательных цепочек, называемых *радиоактивными семействами* или *рядами*.

Первое семейство начинается с α -активного изотопа ${}_{92}^{238}\text{U}$ и называется *семейством урана*:

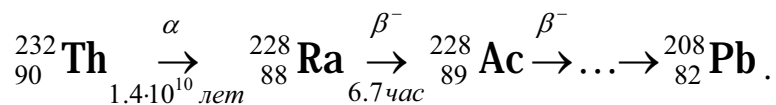


Здесь и далее над стрелкой указан вид радиоактивности, а под стрелкой приведено характерное время распада.

Второе семейство – *семейство актиноурана* – начинается с другого α -активного изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$:



Третье семейство – *семейство тория* – начинается с α -радиоактивного изотопа ${}_{90}^{232}\text{Th}$:

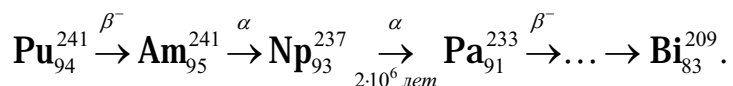


Следует отметить, что все три семейства заканчиваются стабильными изотопами свинца, что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов – 82.

Из приведенных участков цепочек видно, что массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем (при β -распаде), или изменяются на четыре единицы (при α -распаде). Данная закономерность называется *правилом смещения*, из которого вытекает, что массовые числа членов каждого семейства описываются следующей формулой:

$$A = 4n + c,$$

где n – целое число; $c = 2$ для семейства урана; $c = 3$ для семейства актиноурана; $c = 0$ для семейства тория. Обращает на себя внимание отсутствие семейства при $c = 1$. Такое семейство было обнаружено позднее, когда научились искусственно получать изотопы различных элементов. Оно начинается с изотопа, не встречающегося в природе, и называется *семейством нептуния*:



Этот радиоактивный ряд также заканчивается магическим ядром ($N = 126$).

Радиоактивные превращения атомных ядер записываются в виде уравнения:



где ${}_Z \text{X}^A$ – исходное, *материнское*, ядро; ${}_{Z_1} \text{Y}^{A_1}$ – *дочернее* ядро; \mathbf{a} – испускаемая частица.

Схему радиоактивных превращений изображают в виде энергетической диаграммы. На нее наносят все возможные в радиоактивном процессе энергетические уровни материнского и дочернего ядер в виде горизонтальных линий. Нижней линии соответствует энергия покоя продуктов реакции, а верхней – энергия покоя исходного ядра (рис. 2). Разность между этими уровнями равна энергии, выделяющейся при распаде в виде кинетической энергии испускаемой частицы и энергии отдачи ядра.

Поскольку полная энергия ядра очень велика, а в процессах α - и β -распадов освобождается лишь ничтожная ее часть, то для удобства за нуль энергии принимается сумма энергий покоя ядра-продукта и частиц. На схемах приводятся периоды полураспада и последовательность испускания частиц. Радиоактивные α - и β^+ -переходы и процесс К-захвата орбитального электрона изображают стрелками, направленными справа вниз налево, β^- -распад – стрелками, направленными слева вниз направо, а γ -переходы – вертикальными стрелками. Кроме того, для ряда материнских изотопов указываются изомерные состояния и их характеристики (период полураспада, энергия γ -перехода). Вдоль стрелки обозначают тип испускаемой частицы, граничную энергию β -спектра (или энергию γ -перехода) и вероятность распадов в направлении стрелки в относительных единицах. Большинство ядер испытывает разные виды радиоактивных распадов. В этом случае энергетические диаграммы имеют более сложный вид (рис. 3).

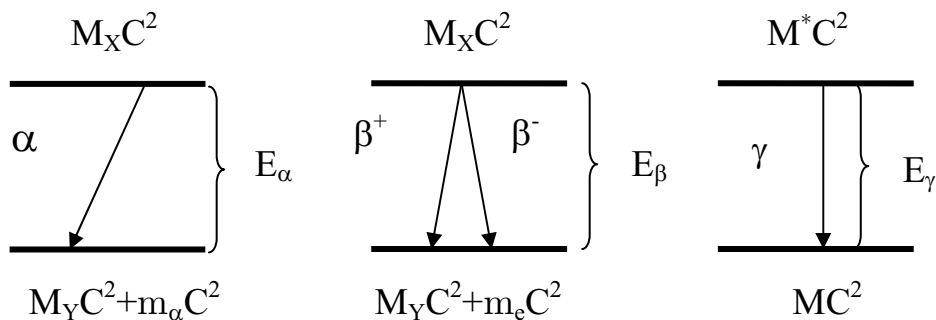


Рис. 2. Энергетические диаграммы для α -, β -распадов и процесса γ -излучения ядер

О правилах составления полных энергетических схем распада можно судить по рисункам в **Приложении**, где приведены схемы распадов изотопов, принадлежащих радиоактивным семействам и получаемых искусственно.

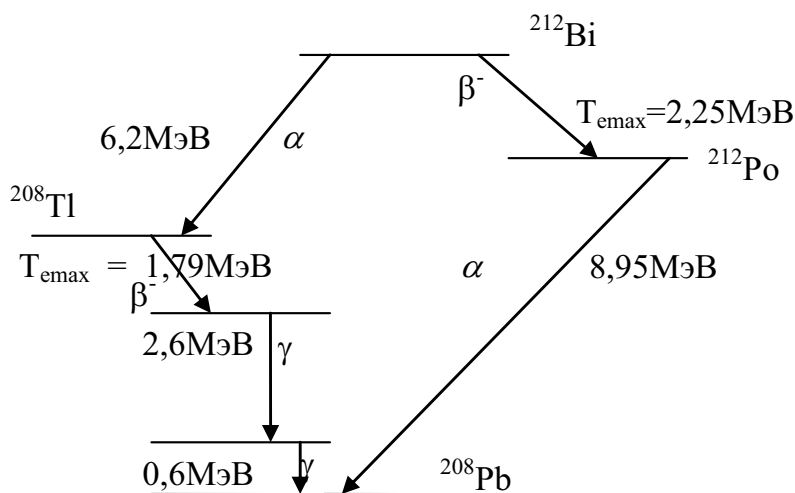
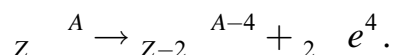


Рис. 3. Упрощённая энергетическая диаграмма радиоактивных распадов ядра Bi^{212} и дочерних ядер Tl^{208} и Pb^{212}

Альфа-распад

Уравнение (1) в случае α -распада имеет вид:



Условие энергетической возможности α -распада записывается следующим образом:

$$(A, Z) > (A - 4, Z - 2) + ({}_2^4 e). \quad (2)$$

Масса исходного ядра должна быть больше суммы масс ядра-продукта и α -частицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α -распаде в виде кинетической энергии

$$= [m(A, Z) - m(A - 4, Z - 2) - m({}_2^4 \text{e})]c^2 = E_{\alpha} + E_{\text{яд}},$$

которая распределяется между α -частицей и ядром-продуктом таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса $\vec{P}_{\alpha} + \vec{P}_{\text{яд}} = \vec{P}(A, Z)$.

Считая, что распадающееся ядро покоится, получаем $|\vec{P}_{\alpha}| = |\vec{P}_{\text{яд}}|$, откуда

$$E_{\text{яд}} = E_{\alpha} \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{яд}} + m_{\alpha}}, \quad E_{\alpha} = \frac{E_{\text{яд}} m_{\text{яд}}}{m_{\text{яд}} + m_{\alpha}}. \quad (3)$$

Таким образом, подавляющую часть кинетической энергии, выделяющейся при α -распаде, уносит α -частица, и лишь незначительная доля приходится на ядро-продукт.

Атомное ядро представляет собой связанную систему, а потому энергетические уровни его дискретны. При испускании α -частицы из материнского ядра, находившегося в определенном энергетическом состоянии, возникает дочернее ядро также в определенном энергетическом состоянии. Разность энергий этих ядер уносится α -частицей и дочерним ядром (ядром отдачи). Если бы переход совершался из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра, то получилась бы α -частица только одной строго определенной энергии. Однако, как правило, энергии α -частиц при распаде ядер одного и того же сорта оказываются различными. Это явление получило название тонкой структуры α -распада. Это явление заключается в том, что наряду с основными α -частицами наблюдаются частицы меньших, но очень близких энергий. Такие частицы возникают при переходе материнского ядра из основного состояния в возбужденные состояния дочернего ядра (см. рис. 4.). В приведённом на рис. 4 примере энергия распада равна 6,203 МэВ. Если, например, α -распад сопровождается образованием конечного ядра в четвёртом возбуждённом состоянии с энергией возбуждения 0,492 МэВ, то при этом выделяется кинетическая энергия $E = 6,203 - 0,492 = 5,711$ МэВ. В соответствии с формулой (3) на долю α -частицы приходится

$$E_{\alpha} = \frac{E_{\text{яд}} m_{\text{яд}}}{m_{\text{яд}} + m_{\alpha}} = 5,711 \frac{208}{208 + 4} = 5,603 \text{ МэВ},$$

а $5,711 - 5,603 = 0,108$ МэВ получает ядро Тl. Таким же образом можно показать, что при распаде с образованием дочернего ядра в основном

состоянии, кинетическая энергия α -частицы E_α равна 6,086 МэВ, а ядро уносит $E_{\text{яд}}=0,117$ МэВ.

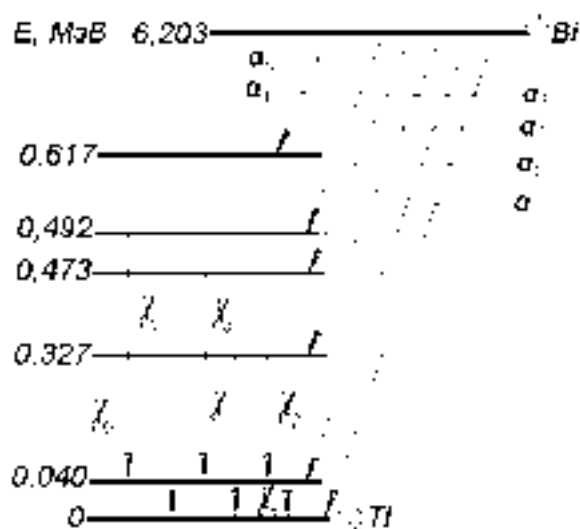


Рис. . Схема α распада ^{212}Bi

Некоторые линии тонкой структуры α -спектра отличаются очень слабой интенсивностью и их очень трудно регистрировать на фоне большого количества других α -частиц. Поэтому для их регистрации используется специальный метод ($\alpha - \gamma$)-совпадений.

У некоторых α -активных ядер при α -распаде могут возникать длиннопробежные α -частицы, энергии которых больше энергий основных α -частиц. Примером может служить ядро ^{212}P (рис. 5).

Длиннопробежные α -частицы возникают при переходах из возбужденных состояний материнского ядра в основные состояния дочернего ядра. Но возбуждение материнского ядра может быть снято не только в результате испускания длиннопробежных α -частиц, но и в результате испускания γ -квантов. Последний процесс идет со значительно большей вероятностью, чем первый. Поэтому испускание длиннопробежных α -частиц наблюдается довольно редко.

Характерной особенностью α -распада является очень сильная зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии α вылетающей α -частицы. Уменьшение α всего на 1 % может увеличить период $T_{1/2}$ в 10 раз, а уменьшение α на 10 % может увеличить $T_{1/2}$ на 2–3 порядка. Связь между величинами $T_{1/2}$ и α была эмпирически установлена Гейгером и Неттолом еще в 1911–1912 гг. и получила название закона Гейгера-Неттола. В современной форме закон Гейгера-Неттола имеет вид:

$\lg T_{1/2} = -52,0 + D/\sqrt{E}$, где E и D – постоянные, не зависящие от A и слабо меняющиеся с изменением Z .

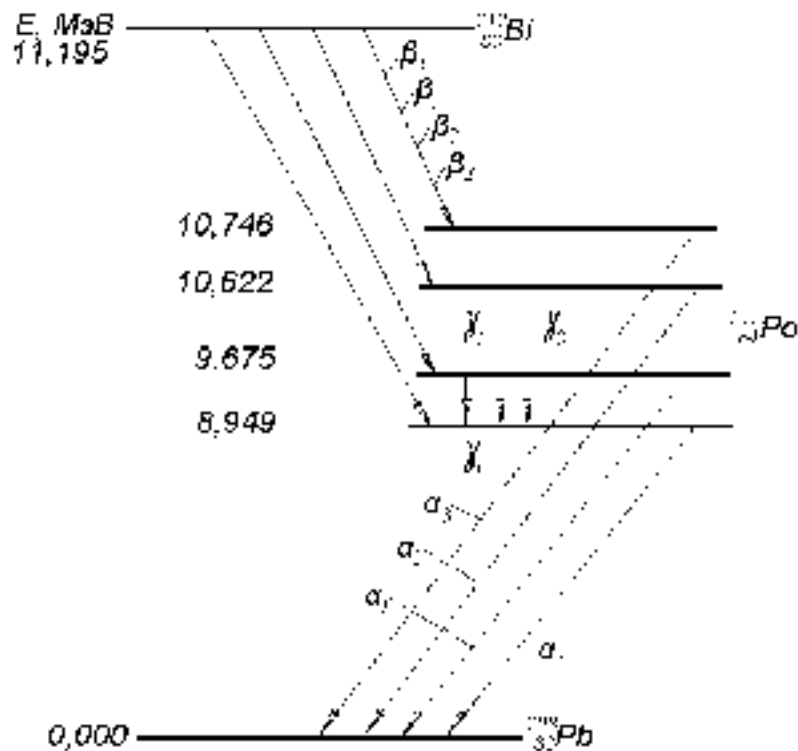


Рис. 6. Схема β распада ${}_{83}^{212}\text{Bi}$ с образованием и последующим α распадом возбуждённого ядра ${}_{84}^{212}\text{Po}$

Периоды полураспада при испускании α -частиц в случае переходов между основными состояниями ядер с четными числами протонов и нейтронов и с $Z > 85$ можно представить эмпирической формулой

$$\lg T_{1/2} = -52,0 + \frac{1,2 \cdot Z + 34,9}{\sqrt{E}}, \quad (4)$$

где E – энергия распада в МэВ (энергия α -частицы плюс энергия ядра отдачи); Z – заряд материнского ядра; $T_{1/2}$ – период полураспада в сек.

На рис. 6 показано, насколько хорошо эта формула соответствует экспериментальным данным. Для $Z=84$ (на рис. 6 обозначено крестиком) периоды полураспада, однако, превосходят значения, даваемые этой формулой, несомненно, из-за влияния магических чисел $Z=82$ и $N=126$. Обращают на себя внимание сравнительная узость границ возможных значений энергии α -частиц радиоактивных ядер и очень большой разброс в значениях периодов полураспада. Измерения показали, что, за очень небольшими исключениями, энергия α -частиц E_α и периоды по-

лураспада $T_{1/2}$ для всех известных в настоящее время радиоактивных ядер заключены в пределах $4 \text{ МэВ} \leq E_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ}$, $10^{10} \text{ лет} \geq T_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ с}$.

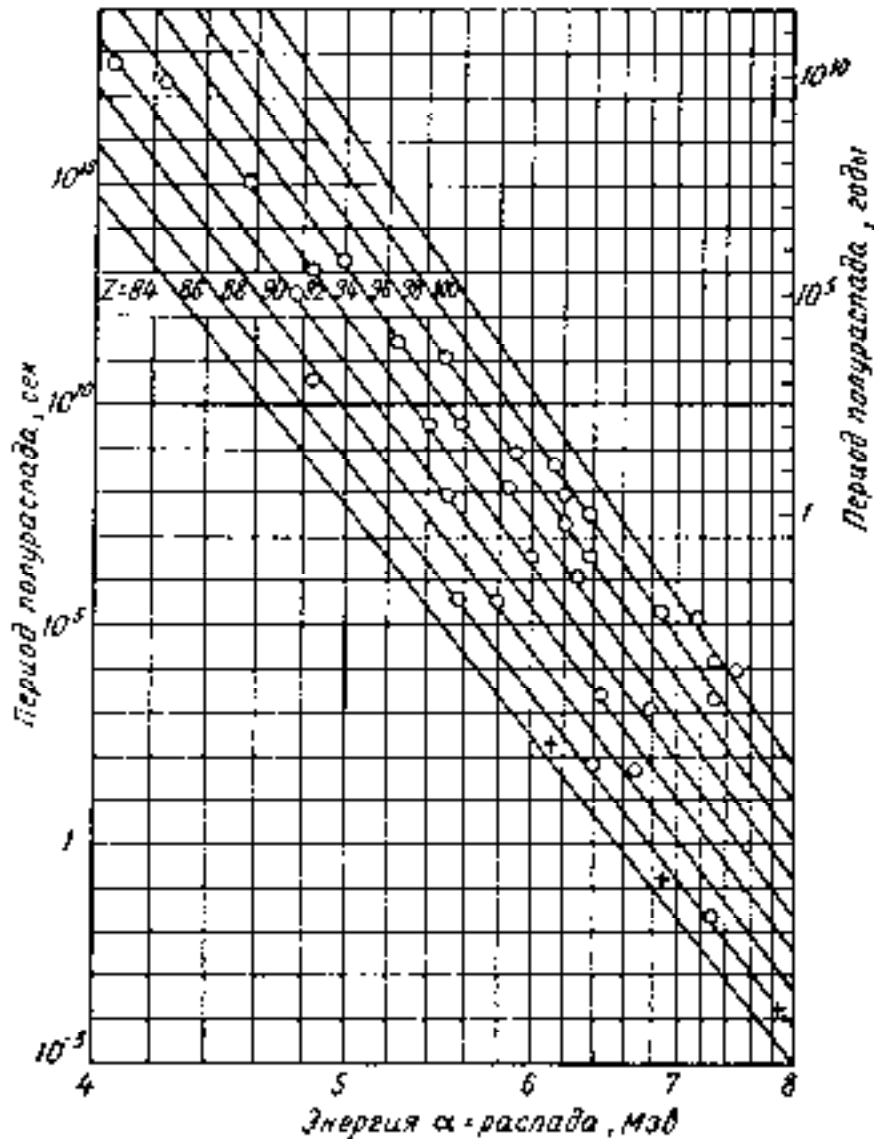


Рис. . Связь периода полураспада с энергией α распада
 точки – эксперимент, сплошные линии – закон Гейгера–Неттола

Наблюдается резкое разграничение всех ядер периодической системы элементов на две группы: α -радиоактивные и α -стабильные. Как правило, α -радиоактивностью обладают ядра с зарядом $Z > 2$, причем энергия α -частиц растет с ростом Z ядра. Исключениями являются несколько ядер редкоземельных элементов, а также некоторые искусственно полученные ядра с большим недостатком нейтронов.

При сравнении энергии α -распада различных изотопов одного и того же элемента наблюдается закономерное уменьшение энергии с ростом

массового числа (рис. 7). Особенно четкая картина получается для четно-четных ядер. Дальнейший анализ этой закономерности показывает, что она справедлива при $A > 215$ и $A < 209$ и нарушается при промежуточных значениях массового числа. Эта закономерность помогает предсказать энергию α -частиц для неизвестных изотопов данного элемента.

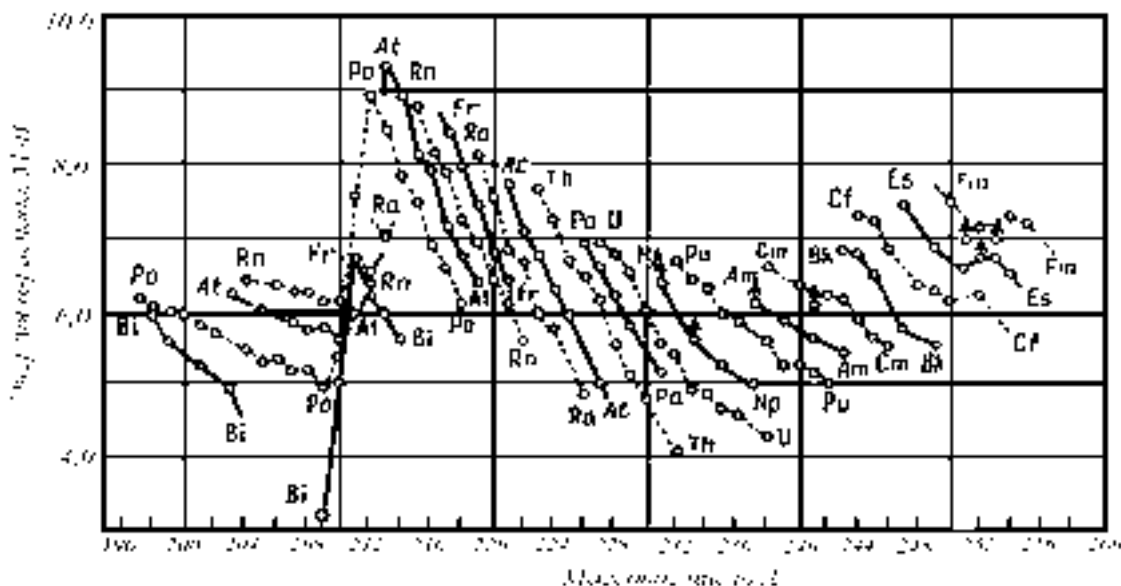


Рис. 7. Зависимость энергии α распада от массового числа изотопов одного и того же элемента

Альфа-распад относится к числу ядерных процессов, происходящих под действием сильного взаимодействия. Поэтому для разрешенных α -переходов должны выполняться все известные законы сохранения, включая закон сохранения четности P и закон сохранения изотопического спина T . Каждый из них накладывает определенные ограничения на разрешенные α -переходы. Так, из закона сохранения изотопического спина следует, что α -радиоактивное ядро (A, Z) и дочернее ядро $(A-4, Z-2)$, образующееся после α -распада, должны иметь одинаковый изотопический спин T (потому что изоспин α -частицы $T_\alpha = 0$). Из законов сохранения четности P и момента количества движения следует, что четность и спин начального (P_H и h_H) и конечного (P_K и h_K) ядер должны быть связаны с орбитальным моментом α -частицы α соотношениями $|h_H - h_K| \leq \alpha \leq h_H + h_K$, $P_H / P_K = (-1)^\alpha$.

Бета-распад

Бета-распад есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро A_Z превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z-1}$ или ${}^A_{Z+1}$. Конеч-

ным результатом этого процесса является превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон. Можно сказать, что β -распад есть не внутриядерный процесс, а внутринуклонный процесс. Период полураспада β -радиоактивных ядер меняется от 10^{-2} с до $2 \cdot 10^{15}$ лет. Энергия β -распада заключена в пределах от 18 кэВ до 16,6 МэВ. Различают три вида β -распада.

1. Электронный β^- -распад, в котором ядро испускает электрон (который в этом случае называют β -частицей), а потому зарядовое число Z увеличивается на единицу.
2. Позитронный β^+ -распад, в котором ядро испускает позитрон и по этой причине его зарядовое число уменьшается на единицу.
3. Электронный захват (е-захват), в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки, а потому зарядовое число уменьшается на единицу. Обычно электрон поглощается из К-слоя атома, поскольку этот слой ближе всего находится от ядра. В этом случае е-захват называют K захватом. Электрон может поглощаться и из L или M -слоя и т. д., но эти процессы значительно менее вероятны.

Энергетическое условие возможности β^- -распада ядра с массовым числом A и зарядом Z записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e, \quad (5)$$

где M означает массу ядра. Это условие можно выразить через массы атомов m_{am} . Для этого к обеим частям неравенства прибавим массу Z электронов $-Zm_e$. Тогда получим:

$$m_{am}(A, Z) > m_{am}(A, Z + 1).$$

С точностью до энергии связи электронов в атомах энергия распада:

$$= [m_{am}(A, Z) - m_{am}(A, Z + 1)] \cdot c^2.$$

Энергетическое условие для β^+ -распада записывается по аналогии с условием β^- -распада:

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e. \quad (6)$$

После прибавления Zm_e к обеим частям получается:

$$m_{am}(A, Z) > m_{am}(A, Z - 1) + 2m_e.$$

В случае е-захвата в начальном состоянии имеются ядро (A, Z) и электрон, а в конечном — ядро $(A, Z - 1)$ без электрона. Поэтому энергетическое условие е-захвата записывается в виде:

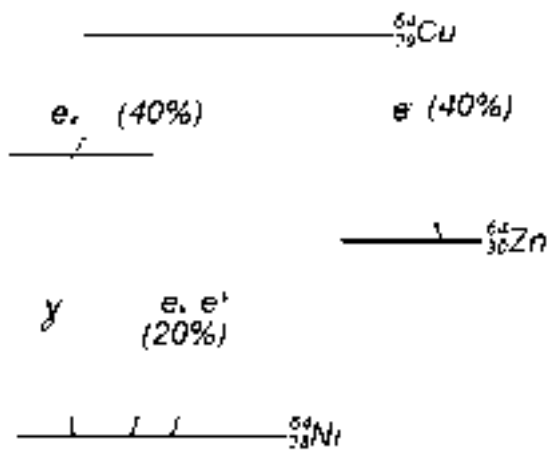


Рис. 8. Схема распада ядра ${}^{64}_{29}\text{Cu}$

При выполнении неравенства (6) автоматически выполняется неравенство (7), поэтому переходы между соответствующими ядрами возможны как посредством β^+ -распада, так и с помощью К-захвата. Примером может служить ядро ${}^{52}_{25}\text{Mn}$, которое переходит в ядро ${}^{52}_{24}\text{Cr}$ в 35 % случаев в результате β^+ -распада и в 65 % случаев из-за К-захвата. Для некоторых ядер могут одновременно выполняться условия (5) и (6). В таком случае ядро (A, Z) может испытывать все три вида β -превращений. Примером является ядро ${}^{64}_{29}\text{Cu}$, в котором в 40 % случаев испускается электрон, в 40 % случаев испытывает электронный захват и в 20 % случаев испускает позитрон (см. рис. 8.).

Начальное и конечное состояния ядра для разрешенных переходов должны удовлетворять вполне определенным условиям. Эти условия, связанные с выполнением законов сохранения момента количества движения и чётности, называются правилами отбора для разрешенных переходов. Существуют правила отбора Ферми и правила отбора Гамова–Теллера.

Согласно правилам отбора Ферми к разрешенным переходам относятся такие β -переходы, в результате которых ни момент, ни четность ядра не изменяются: $\Delta J = 0$; $P_n/P_k = 1$. По правилам отбора Гамова–Теллера к разрешенным переходам относятся β -переходы, в процессе которых четность ядра не изменяется ($P_n/P_k = 1$), а изменение момента количества движения удовлетворяет условию $\Delta J = 0, \pm 1$ (за исключением (0–0)-перехода).

На рис. 9 изображена схема β^- -переходов ${}^{24}\text{Na} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}$, параметры которых приведены в табл. 1.

Из таблицы видно, что, несмотря на самую низкую энергию, β_2 -переход, соответствующий $\Delta J = 0$, в 10^{13} раз более вероятен, чем β_0 -переход с наибольшей энергией.

$$(A, Z) + m_e > (A, Z - 1) \quad (7)$$

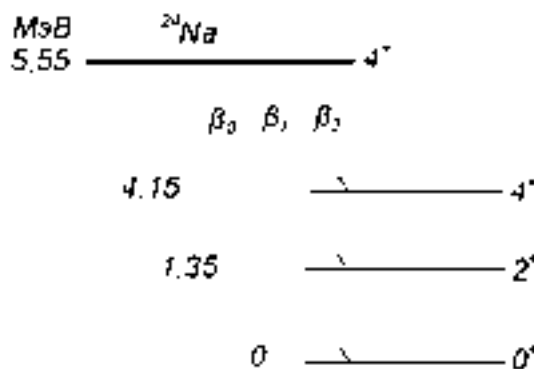
или после прибавления к обеим частям неравенства по Zm_e

$$m_e(A, Z) > m_e(A, Z - 1).$$

Электронный захват сопровождается испусканием характеристического излучения, возникающего при переходе электронов на освободившееся место в электронной оболочке образовавшегося атома $(A, Z-1)$.

Таблица 1

β -переходы	$E, \text{МэВ}$	Δ, \hbar	$\omega, \%$
β_0	5,55	4	10^{-11}
β_1	4,2	2	10^{-3}
β_2	1,4	0	~ 100

Рис. . Схема β переходов при распаде ^{24}Na

В процессе β -распадов кроме электронов и позитронов испускаются нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$. В соответствии с этим схемы распада записывают так:

$$\begin{aligned}
 (A, Z) &\rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}; \\
 (A, Z) &\rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu; \\
 (A, Z) &\rightarrow (A, Z - 1) + \nu.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Энергетический баланс β -распада в предположении нулевой массы нейтрино:

$$= E_e + E_\nu + E_{\text{яд.о.}}$$

Если пренебречь очень малой величиной энергии отдачи ядра $E_{\text{яд.о.}}$, то $E_e + E_\nu \approx E_{\text{распада}}$. Энергия распада распределяется между кинетической энергией электрона (бета-частицы) E_e и энергией E_ν , уносимой нейтрино. Поэтому электроны и позитроны, испускаемые при β -распаде, имеют сплошной энергетический спектр вплоть до максимальной энергии $E_{\text{max}} = E_{\text{распада}} - E_{\text{яд.о.}}$.

В большинстве случаев и β -распад и α -распад сопровождаются гамма-излучением, возникающим при переходе образовавшегося возбуждённого ядра в основное состояние. Это может быть прямой переход сразу в основное состояние с испусканием одного кванта, либо кас-

кадный переход последовательно на уровни с меньшей энергией возбуждения с испусканием нескольких гамма-квантов. Поскольку энергия отдачи ядра крайне мала (примерно до 10 эВ), энергия γ -кванта равна разности энергий уровней ядра, между которыми происходит радиационный переход. В случае β -распадов энергия ядерных γ -квантов заключена в пределах примерно от 10 кэВ до 5 МэВ, при α -распадах она не превышает примерно 0,5 МэВ.

Время жизни ядра в возбуждённом состоянии, как правило, невелико и составляет по порядку величины 10^{-13} с. Однако довольно часто при распадах, как, впрочем, и во многих ядерных реакциях, ядра образуются в *метастабильных* состояниях, время жизни которых может быть на много порядков больше (до 10^6 лет при распаде $\text{Bi}^{210\text{m}}$). Такие ядра называют *изомерами*, они нашли широкое применение в науке, технике, медицине. Условием возникновения таких состояний является существование вблизи основного состояния ядра энергетического уровня, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения ($|\Delta I| \geq 4$). Гамма-переходы между такими уровнями сильно затруднены. Всего известно около сотни достаточно долгоживущих ядер-изомеров.

Помимо испускания γ -квантов у возбуждённых ядер имеется ещё один механизм снятия возбуждения – испускание электронов *внутренней конверсии*. В этом процессе энергия возбуждения непосредственно передаётся орбитальному электрону, который при этом вылетает из атома. С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идёт на К-электронах. В этом случае энергия конверсионных электронов ϵ_e равна $\epsilon_e = E - E_k$.

Конверсионное излучение может наблюдаться как вместе с γ -излучением, так и без него. Отношение числа испущенных конверсионных электронов к полному числу переходов из метастабильного состояния (внутренняя конверсия плюс гамма-излучение) называется коэффициентом внутренней конверсии.

§2. Законы радиоактивного распада

Радиоактивные свойства ядра определяются только его состоянием. Нельзя повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояние атомного ядра, причём внешние факторы на это состояние не влияют. Поскольку состояние ядра не изменяется во времени, вероятность его распада за единицу времени не зависит от того, когда это ядро образовалось. Говорят, что радиоактивное ядро «не стареет». Это означает, что число актов радиоактивного распада dN за время dt

определяется только количеством радиоактивных ядер $N(t)$ в данный момент времени t :

$$dN = -\lambda N dt. \quad (9)$$

Здесь λ – вероятность распада ядра данного сорта в единицу времени, называемая постоянной распада, а знак минус соответствует убыванию вещества в процессе распада. Интегрирование уравнения (9) при $\lambda(t) = \text{const}$ даёт следующий закон изменения числа радиоактивных ядер со временем:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (10)$$

т. е. число не распавшихся ядер убывает во времени по экспоненциальному закону. Формулу (10) иногда называют законом простого радиоактивного распада (рис. 10). Время t можно отсчитывать от любого момента, принимаемого за начальный. Постоянная N_0 означает число не распавшихся ядер в начальный момент времени. Формула (10) выражает основной закон радиоактивного распада. Разумеется, она относится к тем атомам радиоактивного вещества, которые могут только распадаться, но не могут появляться или исчезать в результате каких-либо других процессов.

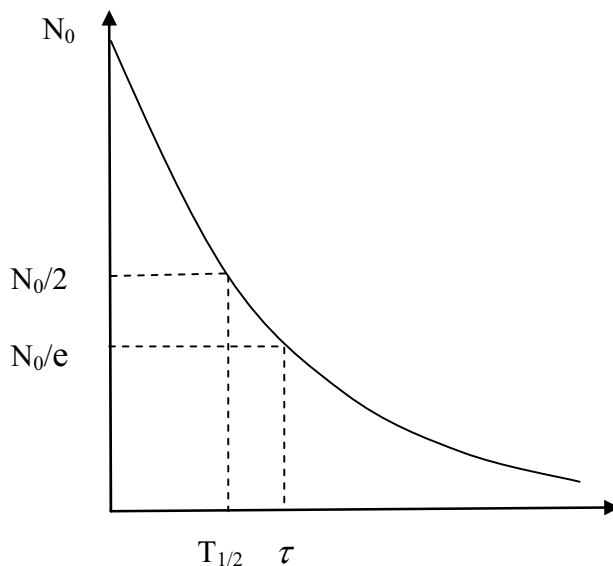


Рис. 10. Закон простого радиоактивного распада

Постоянную распада λ можно выразить через среднее время жизни радиоактивного ядра. Так как за промежуток времени между t и $t + dt$ распадается $-dN$ ядер, то можно сказать, что каждое из этих ядер «живёт» время t , считая от начала отсчета времени. Суммарное время жиз-

ни этих dN ядер составляет $t dN$, а суммарное время жизни всех N_0 определяется интегралом

$$-\int_{N_0}^0 t dN = \lambda \int_0^{\infty} t N dt = \lambda N_0 \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = \frac{N_0}{\lambda}. \quad (11)$$

Таким образом, среднее время жизни одного радиоактивного ядра будет

$$\tau = 1/\lambda. \quad (12)$$

Время $T_{1/2}$, по истечению которого число начальных радиоактивных ядер убывает в два раза, называется периодом или временем полураспада. Для его определения на основании (10) получим

$$N = N_0/2 = N_0 \exp(-T_{1/2}\lambda); \quad (13)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,6931}{\lambda}. \quad (14)$$

С введением времени жизни и периода полураспада формулу (10) можно представить в виде:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = N_0 \exp\left(-\frac{0,693}{T_{1/2}} \cdot t\right). \quad (15)$$

Сложным распадом называются процессы, когда ядра N_2 , возникающие в результате радиоактивного распада ядер N_1 , в свою очередь являются радиоактивными. Тогда изменения N_1 и N_2 будут описываться системой из двух дифференциальных уравнений:

$$dN_1/dt = -\lambda_1 N_1; \quad dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \quad (16)$$

где λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер N_1 и N_2 . Здесь первое дифференциальное уравнение описывает процесс радиоактивного распада первичного (материнского) вещества. Второе дифференциальное уравнение описывает изменение количества вторичного (дочернего) вещества и содержит справа два слагаемых. Первое дает прирост радиоактивных ядер вторичного вещества из-за распада первичного и поэтому в точности равно $\lambda_1 N_1$, т. е. числу распадающихся ядер первичного вещества. Второе слагаемое равно числу распадающихся ядер вторичного вещества.

Совершенно аналогично можно записать систему уравнений, описывающую взаимное превращение трех, четырех и т. д. веществ.

Решение этой системы уравнений приводит к следующему результату:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} \exp(-\lambda_1 t) \\ N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \end{cases} \quad (17)$$

где N_{10} и N_{20} – значения $N_1(t)$ и $N_2(t)$ при $t = 0$. Выражения (17) существенно упрощаются, если $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) и рассматриваются времена $t \ll T_1$. В этом случае

$$\begin{cases} N_1(t) \approx N_{10} \\ N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} [1 - \exp(-\lambda_2 t)] \end{cases} \quad (18)$$

Если при этом $N_{20} = 0$, то

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} [1 - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (19)$$

Соотношение (19) и рис. 11 показывают, что количество радиоактивного дочернего вещества возрастает с течением времени и при $t \gg T_2$ приближается к своему предельному значению:

$$\lim N_2(t) = \lambda_1 N_{10} / \lambda_2 = c \text{ nts} \quad (20)$$

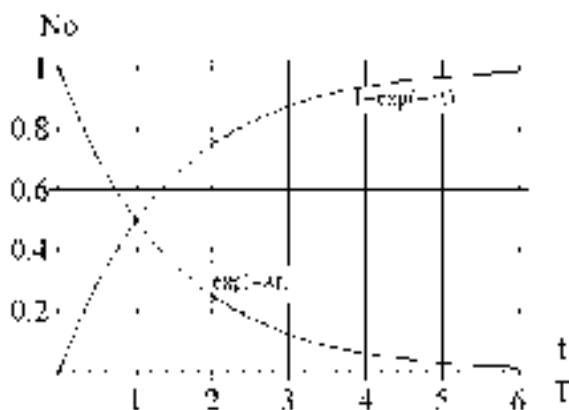


Рис. 11. Законы распада материнской и накопления дочерней фракций

При $t > 10T_2$ равенство (20) выполняется уже с точностью около 99,9%. Обычно оно записывается в форме:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \text{ или } N_1 / T_1 = N_2 / T_2 \quad (21)$$

и носит название векового, или секулярного равновесия. Физический смысл уравнения радиоактивного равновесия состоит в том, что распад атомов дочернего вещества в любой момент времени компенсируется увеличением их числа за счет распада атомов материнского вещества. Вековое уравнение широко используется для определения периодов полураспада долгоживущих радиоактивных веществ. Этим соотношением можно пользоваться при сравнении двух взаимно превращающихся веществ, из которых второе имеет много меньший период полураспада, чем первое ($T_2 \ll T_1$), при условии, что это сравнение проводится в момент времени $t \gg T_2$ ($T_2 \ll t \ll T_1$).

Если радиоактивный ряд состоит из n звеньев, то количество n -го продукта в зависимости от времени равно:

$$N_n(t) = N_{10} [a_1 \exp(-\lambda_1 t) + a_2 \exp(-\lambda_2 t) + \dots + a_n \exp(-\lambda_n t)], \quad (22)$$

где

$$a_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)};$$

$$a_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)}$$

.....

.....

$$a_n = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)}$$

Если величина λ_1 значительно меньше значений постоянных распада остальных звеньев радиоактивного ряда, то секулярное равновесие может установиться для всего ряда. В этом случае количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада данного изотопа:

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_1 : T_2 : T_3 : \dots \quad (23)$$

В приведенных выше радиоактивных рядах простому распаду подвержены только ядра, с которых начинаются ряды (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th). Все другие радиоактивные ядра участвуют в двух последовательных превращениях, поскольку они образуются также в результате радиоактивного распада.

Число активных ядер N трудно измерить непосредственно. На опыте, как правило, измеряется пропорциональная N величина, которая называется активностью:

$$A(t) = \frac{dN}{dt} = \lambda N(t). \quad (24)$$

Очевидно, что активность равна количеству ядер, распадающихся за единицу времени. С учетом (10) формула для активности имеет вид:

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (25)$$

то есть активность убывает со временем по экспоненциальному закону. Здесь A_0 – активность источника в произвольно выбранный начальный момент времени. Для больших периодов полураспада T (десятки лет и более) время измерения активности t всегда много меньше T , поэтому $\lambda t = n 2 t/T \ll 1$ и $e^{-\lambda t} \approx 1$. В этом случае активность практически не зависит от времени и можно полагать $A(t) \approx A_0$.

Единицей измерения активности является *беккерель*, равный одному распаду в секунду:

$$1 \text{ Бк} = 1 \frac{\text{расп}}{\text{сек}} = 1 \text{ с}^{-1}$$

Часто за единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 секунду в 1г радия (период полураспада Ra составляет 1620 лет). Эта единица в честь автора открытия радия (Марии Склодовской-Кюри) называется *кюри* и равна $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду, то есть $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Для случая последовательного распада двух изотопов полная активность препарата в соответствии с формулами (17) равна:

$$A(t) = \lambda_1 N_{01} \exp(-\lambda_1 t) + \lambda_2 N_{02} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (26)$$

В этой формуле первый член обусловлен распадом ядер N_1 , второй – распадом ядер N_2 , имевшихся в образце вначале измерений ($t = 0$), третий – распадом ядер N_2 , образующихся при распаде ядер N_1 во время измерений. Вид кривой $A(t)$ зависит от соотношения между λ_1 и λ_2 . В качестве примера на рис. 12 и 13 представлены случаи, когда $\lambda_1 < \lambda_2$ и $\lambda_1 > \lambda_2$, а $N_{02} = 0$.

§3. Искусственная радиоактивность

Большинство из известных радионуклидов получены искусственно путём облучения стабильных ядер, т. е. в различных ядерных реакциях. Процесс получения радиоактивных ядер при облучении стабиль-

ных ядер различными заряженными частицами, нейтронами и гамма-квантами называется активацией. Протекающие при этом ядерные реакции, как правило, сопровождаются образованием изотопов, у которых отношение числа нейтронов к числу протонов не соответствует области устойчивости (см. рис. 1).

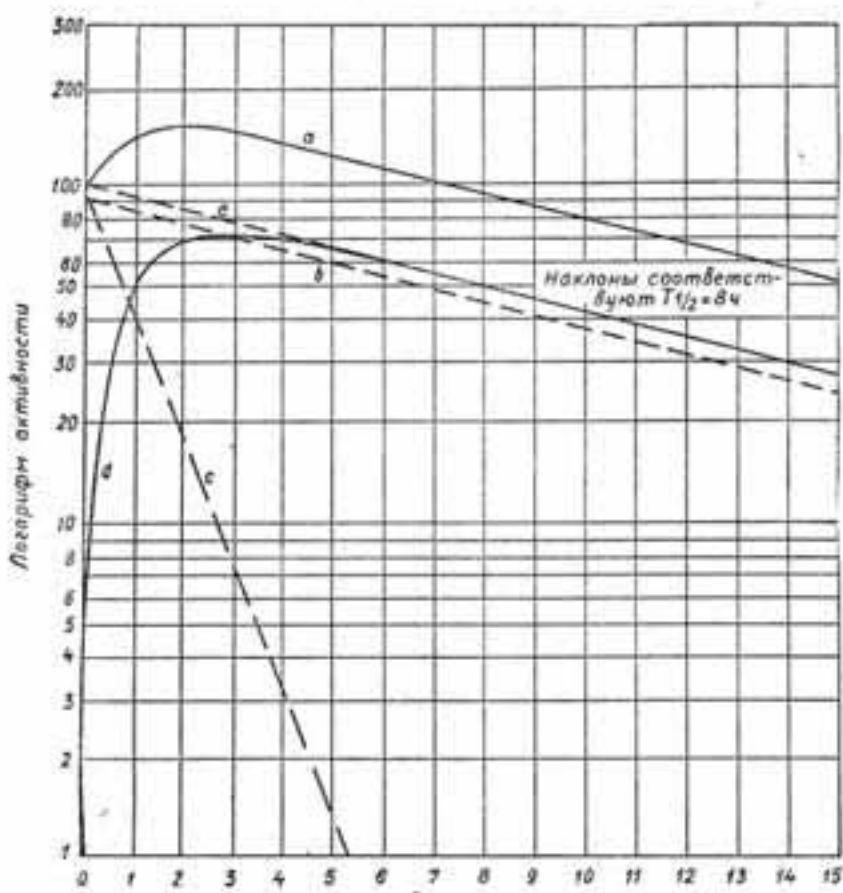


Рис. 12. Распад двух генетически связанных изотопов при $\lambda_1 < \lambda_2$ ($T_1 > T_2$)
a – полная активность *b* – активность материнского вещества ($T_{1/2} = 4$ ч.)
c – распад свежеизолированной дочерней фракции ($T_{1/2} = 0$, ч.)
d – нарастание дочерней активности в свежеочищенной материнской фракции *e* – полная дочерняя активность в смеси материнского и дочернего веществ

В результате реакций типа (d, p) , (n, p) , (n, α) и т. д. образуются нестабильные изотопы с избыточным содержанием нейтронов. Такие изотопы испытывают β^- -распад. Изотопы с недостатком нейтронов получают обычно в реакциях (p, n) , (d, n) , (α, n) , $(n, 2n)$ и т. д. Они испытывают β^+ -распад, α -распад или захват.

Особенно удобно использовать для активации нейтроны. Это обусловлено рядом причин. Для нейтронов не существует электростатиче-

ских сил отталкивания от ядра. Сечения ядерных реакций под действием нейтронов достигают больших значений. Кроме того, имеются источники мощных нейтронных потоков – ядерные реакторы, позволяющие облучать большие количества веществ.

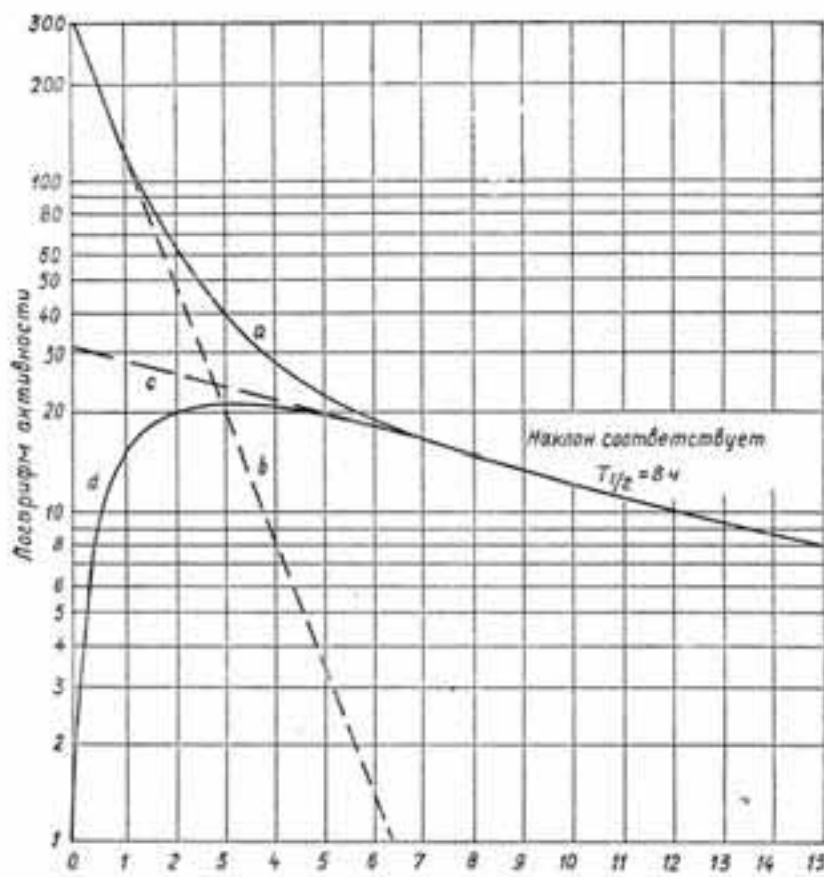
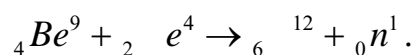


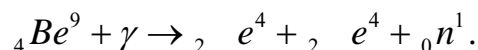
Рис. 13. Распад двух генетически связанных изотопов при $\lambda_1 > \lambda_2$ ($T_1 < T_2$)
a – полная активность *b* – активность материнского вещества ($T_{1/2} = 0$, ч.)
c – конечная часть кривой распада, экстраполированная к $t=0$
d – нарастание дочерней активности
 в первоначально чистой материнской фракции

Широкое применение находят и источники нейтронов, получаемых в результате реакций (α, n) и (γ, n) . Так, смесь металлического порошка бериллия с небольшим количеством α -излучателя (полония или радия) является источником нейтронов, образующихся в реакции



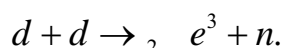
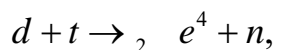
Радий-бериллиевый источник, основанный на фотоядерной реакции, состоит из двух запаянных ампул. Внутри ампулы с порошком бериллия находится ампула с солями радия. На бериллий попадает только

γ -излучение, проходящее через стенки внутренней ампулы. Нейтроны образуются в реакции



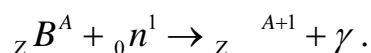
Выход нейтронов в этом источнике примерно в 20 раз меньше, чем в первом, но, в отличие от первого, он испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ.

Используются и реакции синтеза лёгких ядер



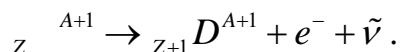
Эти реакции осуществляются в нейтронных генераторах.

Наиболее эффективно идут реакции под действием тепловых нейтронов, а именно реакция радиационного захвата (n, γ):



При захвате нейтрона образуется ядро в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения, равной энергии связи нейтрона в ядре (5–8 МэВ). Обычно распад этих возбуждённых состояний происходит за время (10^{-14} – 10^{-9}) секунды с испусканием γ -кванта. Однако у некоторых ядер образуются долгоживущие метастабильные возбуждённые состояния – изомерные состояния (метастабильными называют состояния с временем жизни больше 10^{-9} с). В настоящее время наибольший период полураспада возбуждённого ядра-изомера зарегистрирован у нептуния – 5500 лет.

После испускания γ -кванта ядро может оказаться либо стабильным, либо радиоактивным. Как правило, образуются β^- -активные ядра:



Физические явления процессов активации лежат в основе активационного анализа, одного из наиболее чувствительных (до 10^{-15} г) методов анализа изотопного состава веществ, широко используемого в геологии, химии, металлургии, криминалистике и во многих ядерно-физических экспериментах.

Накопление радиоактивных ядер в мишени, облучаемой нейтронами, определяется балансом двух конкурирующих процессов – образованием активных ядер (активацией) и радиоактивным распадом образующихся ядер. Графическое изображение зависимости активности облучаемого образца от времени активации носит название кривой ак-

тивации. Поместим в поток нейтронов с плотностью потока Φ нейтронов/см²·с образец в виде тонкой пластины площадью 1 см², содержащий n атомов. Проследим, как будет изменяться со временем число активированных ядер и активность такого образца.

Количество активных ядер, образующихся в процессе активации, определяется *эффективным сечением* захвата нейтрона $\sigma_{эфф}$. Эффективное сечение определяет вероятность протекания ядерной реакции в расчете на одно ядро мишени и на одну частицу, упавшую на 1 см² поверхности мишени за единицу времени. Поэтому число активных ядер, образующихся в мишени за единицу времени, равно $\sigma_{эфф} \cdot \Phi \cdot n$.

Получим формулу, которая описывает количество активных ядер N в зависимости от времени облучения t . В секунду образуется $\sigma_{эфф} \Phi n$ активных ядер, но чтобы найти число активных ядер в любой момент времени t , необходимо учесть, что часть образующихся ядер распадается. За время dt образуется $\sigma_{эфф} \Phi n dt$ ядер (прибыль), а распадается $\lambda N dt$ ядер (убыль). Тогда при $N \ll n$ изменение числа радиоактивных ядер за время dt :

$$dN = \sigma_{эфф} \Phi n \cdot dt - \lambda N \cdot dt,$$

или

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_{эфф} \Phi n - \lambda N. \quad (27)$$

С ростом времени активации число активных ядер, образующихся в единицу времени, не меняется, а число распавшихся за то же время растёт, так как увеличивается количество активных ядер N . Поэтому в некоторый момент времени рост числа активных ядер прекратится ($dN/dt = 0$). Число образующихся ядер окажется равным числу распавшихся и количество ядер достигнет максимального значения $N_{нас}$:

$$N_{нас} = \frac{\sigma \Phi n}{\lambda} = \sigma \Phi n \tau. \quad (28)$$

Максимально возможное число радиоактивных ядер в данном образце называется активацией насыщения и равно числу ядер, активированных за среднее время жизни τ .

С учётом формулы (28) уравнение (27) приобретает вид:

$$\frac{dN}{dt} = \lambda(N_{нас} - N). \quad (29)$$

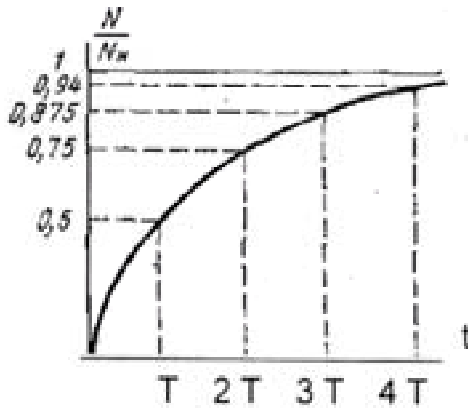


Рис. 1. Кривая активации

Перепишем его в виде

$$\frac{d(N_{нас} - N)}{N_{нас} - N} = -\lambda \cdot dt \quad (30)$$

и проинтегрируем левую часть от $N_{нас}$ до $(N_{нас} - N)$, правую – от 0 до t . В результате получим зависимость активации от времени облучения:

$$N(t) = N_{нас} [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (31)$$

График этой зависимости показан на рис. 14, где по оси ординат отложена величина $N(t)/N_{нас}$, а время – в периодах полураспада. Практически насыщение достигается за время облучения, равное 4÷5 периодам полураспада. Активность образца при облучении его в потоке нейтронов постоянной интенсивности описывается выражением:

$$A(t) = \lambda N(t) = n\Phi\sigma [1 - \exp(-\lambda t)] = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (32)$$

где $A_{нас} = n\Phi\sigma$ – максимально возможная активность, называемая активностью насыщения. Она не зависит от периода распада и равна скорости образования радиоактивных ядер.

§4. Измерение периода полураспада

Если через некоторое время $t_{акт}$ облучение прекратить, то количество радиоактивных ядер в образце и его активность начнут убывать по экспоненциальному закону (рис. 15)

$$A(t) = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})] \cdot \exp(-\lambda t). \quad (33)$$

Здесь время отсчитывается от момента окончания облучения, когда активность образца равна $A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})]$.

Между окончанием активации и началом измерения кривой распада проходит некоторое время, необходимое для переноса образца в измерительное устройство. Часто выдержка в течение времени $t_с$ задаётся специально для высвечивания компонент излучения с короткими периодами полураспада. Если отсчёт времени вести от момента начала измерений, то

$$A(t) = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})] \exp(-\lambda t_с) \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (34)$$

где $A_0 = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})] \exp(-\lambda t_с)$ – активность образца на момент начала измерений.

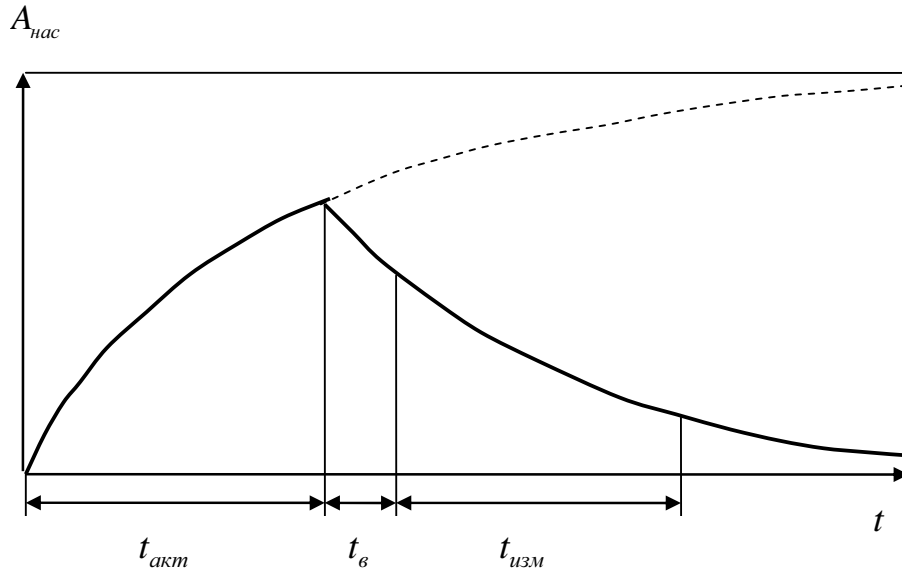


Рис. 1 . Изменение активности образца при облучении и после окончания облучения
 $t_{акт}$ – время активации, $t_δ$ – время выдержки после облучения,
 $t_{изм}$ – время измерения

В опытах по определению активности источника $A = dN/dt$ обычно регистрируют не все частицы dN , вылетающие из препарата за время dt , а лишь некоторую их часть, постоянную для данных условий опыта. Это обстоятельство не вносит ошибку в определение величины λ . Скорость счёта n и активность препарата A связаны соотношением $n = \varepsilon A$, где ε – эффективность счётной установки. Поскольку ε одинакова во всех измерениях, $A(t) = n(t)/\varepsilon$, $A_0 = n_0/\varepsilon$. Изменение скорости счёта (с поправкой на фон и просчёты) со временем будет происходить по закону:

$$n(t) = n_0 \exp(-\lambda t). \quad (35)$$

При опытном определении λ удобно использовать несколько преобразованным выражением (35) для скорости счёта. Логарифмирование этого выражения дает $\ln n(t) = \ln n_0 - \lambda t$, т. е. величина $\ln n(t)$ и t связаны линейной зависимостью. На графике (рис. 16) эта зависимость изображена прямой линией, угловой коэффициент которой $\alpha = \lambda$.

Таким образом, для экспериментального определения постоянной распада следует измерить активность источника в разные моменты времени t , а затем построить данный график в координатах $(t, \ln n(t))$. Угловой коэффициент прямой, проведенной через экспериментальные точки, будет равен постоянной распада, т. е. $\lambda = [\ln n_0 - \ln n(t)]/t$.

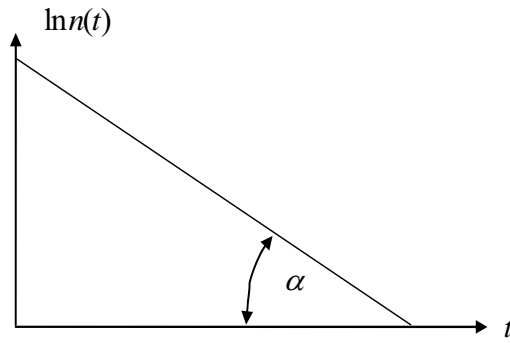


Рис. 1 . Кривая распада в полупологарифмическом масштабе

Если время измерения каждой точки на кривой распада $\Delta t \ll T_{1/2}$, то скорость счёта $n(t)$ можно считать постоянной за время Δt . Измеренная зависимость от времени числа отсчётов $N(t) = n(t) \cdot \Delta t$ будет отличаться от выражения (35) только постоянным множителем:

$$N(t) = n_0 \Delta t \exp(-\lambda t) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (36)$$

С уменьшением времени измерения растёт статистическая погрешность. Предел уменьшения времени Δt определяется необходимостью зарегистрировать достаточно большое число частиц и получить удовлетворительную точность измерения. Но для описанной методики определения постоянной распада (или периода полураспада) условие малости интервала Δt отнюдь не обязательно. Если условие $\Delta t \ll T_{1/2}$ не выполняется, то число отсчётов $N(t)$ за время Δt равно:

$$N(t) = \int_t^{t+\Delta t} n(t) \cdot dt = n_0 \int_t^{t+\Delta t} e^{-\lambda t} dt = n_0 e^{-\lambda t} \left[1 - e^{-\lambda \Delta t} \right] \cdot \frac{1}{\lambda}. \quad (37)$$

И в этом случае полученная зависимость совпадает с уравнением (35) с точностью до постоянного множителя $[1 - \exp(-\lambda \Delta t)]/\lambda$. Кривая распада в этом случае является гистограммой с шириной ступени Δt .

Кривая распада позволяет определить период полураспада с большой точностью при достаточно длительном (несколько периодов) наблюдении процесса распада. Так можно измерять периоды от нескольких секунд до нескольких часов и даже дней. Но этот метод оказывается непригодным в тех случаях, когда период полураспада либо очень велик (измеряется годами), либо очень мал (измеряется долями секунды).

Если периоды полураспада $T_{1/2} \leq 1$ с, то для их измерения используются специальные методы, позволяющие за очень короткое время

произвести несколько определений активности препарата. Такие методы, например, используются для определения коротких периодов полураспада у вновь открываемых изотопов трансурановых элементов. Удобным способом измерения малых периодов полураспада является измерение кривой распада в режиме накопления отсчётов. В этом случае регистрируется не число отсчётов за фиксированный интервал времени, а общее число отсчётов в зависимости от времени измерения:

$$N(t) = \int_0^t n_0 \exp(-\lambda t) dt = \frac{n_0}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] = N_{\max} [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (38)$$

где N_{\max} – общее число частиц, зарегистрированных при распаде всех радиоактивных ядер в образце. Последнюю формулу перепишем в виде:

$$N_{\max} - N(t) = N_{\max} \exp(-\lambda t). \quad (39)$$

В полулогарифмическом масштабе получаем линейную зависимость от t , тангенс угла наклона которой равен постоянной распада.

Большие периоды полураспада определяются либо с помощью векового уравнения (21), либо методом абсолютного счёта частиц по уравнению $A = \lambda N$. Число радиоактивных ядер определяется точным взвешиванием, а активность A измеряется. Недостатком метода является то, что здесь необходим точный расчёт эффективности измерительной установки, выполнить который не всегда просто. Поэтому даже при хорошей статистике эксперимента точность результатов будет сильно зависеть от правильного расчёта эффективности регистрации.

В ряде случаев использование детекторов, включенных в схему совпадений, позволяет избежать необходимости расчёта эффективности регистрации. Например, α - или β -распад идёт с образованием возбуждённого дочернего ядра с последующим γ -излучением. Если время жизни возбуждённого ядра мало, то испускание частицы материнским ядром и γ -кванта дочерним можно считать одновременным. В этом случае, комбинируя число одиночных α - или β - и γ -отсчётов и число двойных $\alpha\gamma$ - или $\beta\gamma$ -совпадений, можно измерить абсолютное число распадов без знания соответствующих эффективностей регистрации. То же самое можно сделать, если дочернее ядро теряет энергию последовательным испусканием двух γ -квантов с близкими энергиями (например, Co^{60}).

Часто изменение активности образца во времени не подчиняется экспоненциальному закону, что является указанием на наличие нескольких сортов радиоактивных ядер с различными периодами полураспада. Причины, обуславливающие их появление, могут быть различными.

- 1) Облучаемое вещество может состоять из смеси нескольких стабильных изотопов, которые после захвата нейтронов превращаются в соответствующее число радиоактивных изотопов, каждый из которых распадается независимо от других со своим периодом полураспада. Если имеет место смесь двух независимых радиоактивных веществ, уравнение кривой распада имеет вид $A(t) = A_{01}e^{-\lambda_1 t} + A_{02}e^{-\lambda_2 t}$, где A_{01} и A_{02} – активность обоих изотопов в начальный момент времени, а λ_1 и λ_2 – их постоянные распада.
- 2) Облучаемое вещество представляет собой один изотоп. В результате захвата нейтронов также образуется один радиоактивный изотоп. Однако, образуясь в результате его распада ядра в свою очередь испытывает распад и так далее, т. е. возникает цепочка распадов или радиоактивный ряд. Для простейшего случая двух последовательных распадов кривая распада описывается уравнением (26).
- 3) В результате ядерной реакции, идущей под действием нейтронов на ядрах вещества-мишени, состоящего из одного стабильного изотопа, образуются ядра-изомеры, имеющие одинаковый нуклонный состав, но находящиеся в разных энергетических состояниях: основном и долгоживущем возбужденном – метастабильном. При наличии изомеров тоже имеет место цепочка распадов: первое ее звено – переход из метастабильного состояния в основное, второе звено – радиоактивный распад основного состояния. Закономерности распадов в этом случае также определяются системой уравнений, аналогичной (16). Но поскольку ядра в основном состоянии образуются, кроме того, и непосредственно в процессе активации, то величина N_{02} в решении (17) представляет собой суммарное количество ядер в основном состоянии в момент прекращения облучения, образовавшееся как в результате распада метастабильного состояния, так и непосредственно в процессе активации.

Очевидно, что могут иметь место и более сложные случаи радиоактивных распадов, например, являющиеся комбинацией рассмотренных выше типичных простых ситуаций.

Задание №

- *Измерить период полураспада метастабильного состояния* II .

В качестве исследуемого образца используется индиевая пластинка. В табл. 2 дан изотопный состав природного индия и продуктов (n,γ)-реакций, возникающих при облучении природных изотопов тепло-

выми нейтронами. Все образующиеся в реакциях изотопы являются радиоактивными. В четвёртом столбце приведены периоды полураспада этих изотопов, а в пятом – эффективные сечения активации, ответственные за их возникновение.

Таблица 2

Стабильный изотоп	Содержание изотопа, %	Продукт (n,γ)-реакции	T _{1/2}	Сечение активации, барн
${}_{49}\text{In}^{113}$	4,23	${}_{49}\text{In}^{114\text{m}}$	49 суток	56±12
		${}_{49}\text{In}^{114}$	72 с	2±0,6
${}_{49}\text{In}^{115}$	95,77	${}_{49}\text{In}^{116\text{m}}$	54 мин	145±15
		${}_{49}\text{In}^{116}$	13 с	52±6

Образец активируется нейтронным потоком (Po-Be)-источника. Сечение активации растёт с уменьшением энергии нейтронов. Поэтому источник помещён внутрь парафинового блока, служащего замедлителем нейтронов. В парафиновом блоке имеются каналы для помещения исследуемых образцов.

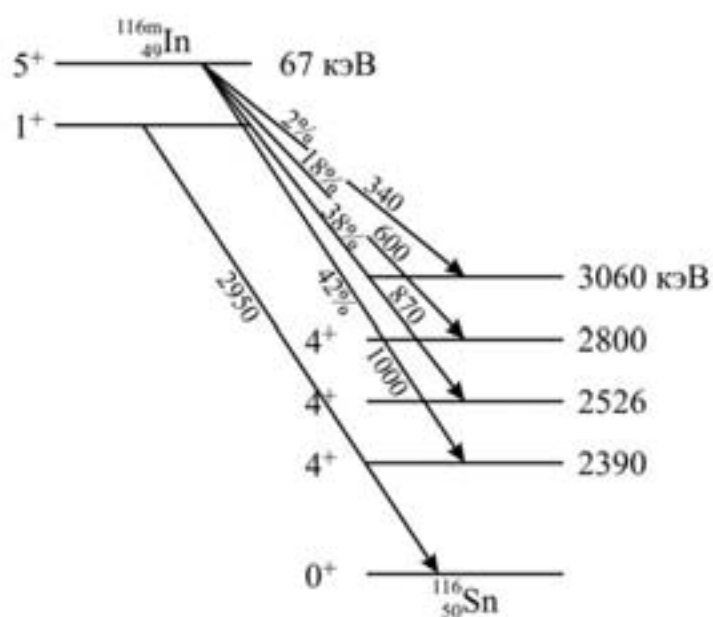


Рис. 1 . Упрощённая схема распада $n^{11\text{ m}}$

Схема распада ${}_{49}\text{In}^{116\text{m}}$ приведена на рис. 17, из которого следует, что β^- -распад сопровождается γ -излучением. Регистрация активности облучённого образца осуществляется по β -излучению торцовым β -счётчиком, не чувствительным к γ -излучению.

Порядок выполнения работы

1. Оценить необходимое время активации $t_{акт}$ и поместить образец в нейтронный источник.
2. Период полураспада определяется по экспериментально измеренной кривой распада. Выбрать время отдельного измерения активности образца $\Delta t_{изм}$, временной интервал между соседними измерениями $\Delta t_{инт}$, время выдержки $t_в$ между окончанием активации и началом измерения кривой распада. Эта выдержка необходима для высвечивания компонент излучения с коротким периодом полураспада. Практически (см. табл. 2) некоторую погрешность может создать только активность изотопа ${}_{49}\text{In}^{116}$ ($T_{1/2}=13$ с).
3. Заготовить табл. 3 для записи результатов измерений. В приведённой ниже таблице в качестве примера показан временной график включения счётчика для случая, если время измерения и интервал между измерениями выбраны равными $\Delta t_{изм}=5$ мин, $\Delta t_{инт}=2$ мин (остановка счёта происходит автоматически, т. к. время измерения задаётся на пересчётном приборе).
4. Включить установку и прогреть её в течении нескольких минут (при необходимости снять счётную характеристику для установки рабочего напряжения счётчика).
5. В течение 10÷20 минут измерить скорость счёта фона n_ϕ . Подсчитать число импульсов фона за время измерения активности $N_\phi = n_\phi \cdot \Delta t_{изм}$.
6. По окончании активации вынуть образец из нейтронного источника и поместить его под окном счётчика.

Таблица 3

Начало измерения, мин	Конец измерения, мин	Число зарег. имп. N	Число имп. с погр. на просчёты, N_0	Число имп. с погр. на фон, $N_0 - N_\phi$	$\ln(N_0 - N_\phi)$
0	5				
7	12				
14	19				
21	26				
105	110				
112	117				

7. По истечении времени t_g включить одновременно счётчик и секундомер. Далее до конца всех измерений секундомер не выключается.
8. После остановки счёта спустя время $\Delta t_{изм}$ записать результат и занести его в табл. 3. Подготовить прибор для следующего измерения.
9. Дождавшись по показаниям секундомера начала следующего отсчёта, запустить измерение в течение следующей экспозиции. Полное время измерения кривой распада – 2 часа.
10. Заполнить расчётную часть табл. 3.
11. Запустить программу **1**, ввести значения t и $N_0 - N_\phi$ и по полученному значению λ вычислить период полураспада и статистическую ошибку его определения.
12. Построить рассчитанную программой кривую ослабления в полупологарифмическом масштабе, на график нанести экспериментальные точки $\ln(N_0 - N_\phi)$.
13. По критерию χ^2 оценить согласие между теоретическим законом распада и результатами эксперимента.
Алгоритм работы программы **1** и порядок работы с ней изложены в **Приложении**.

Контрольные вопросы

1. Как вычислить энергию отдачи ядра и энергию частицы при α - и β -распаде, используя схему распада?
2. Какими способами можно измерить очень большие периоды полураспада?
3. Объяснить физический смысл утверждения «радиоактивное ядро не стареет».
4. Какие ядра называют изомерами и каково условие существования изомерного состояния?
5. Каково спектральное распределение конверсионных электронов и электронов β^- -распада?

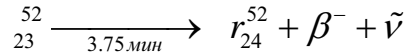
Задание №

- *Снять кривую активации тепловыми нейтронами образца содержащего ванадий.*

Образцом, подлежащим активации, служит пятиокись ванадия V_2O_5 . Образец облучается тепловыми нейтронами на установке с полоний-бериллиевым источником, помещённым в бак с парафином – замедлителем нейтронов. Природный ванадий состоит из двух стабильных изо-

топов: ${}_{23}^{50}$ и ${}_{23}^{51}$. Содержание этих изотопов в естественной смеси равно соответственно 0,25 % и 99,75 %.

При облучении ванадия тепловыми нейтронами происходят реакции радиационного захвата нейтрона: ${}_{23}^{50}(n, \gamma) {}_{23}^{51}$ и ${}_{23}^{51}(n, \gamma) {}_{23}^{52}$. Образующийся ${}_{23}^{51}$ стабилен, а изотоп ${}_{23}^{52}$ является радиоактивным. Этот изотоп, испуская бета-излучение с верхней границей бета-спектра 2,1 МэВ, превращается в стабильный изотоп хрома:



Бета-распад сопровождается гамма-излучением с энергией 1,5 МэВ. Измерение активности образца производится по бета-излучению ${}_{23}^{52}$.

Для получения кривой активации нужно измерить зависимость от времени облучения $t_{акт}$ активности образца A_0 в момент окончания облучения. Эта зависимость даётся формулой (32):

$$A_0 = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})].$$

После окончания облучения спад активности во времени $A(t)$ описывается соотношением (33):

$$A(t) = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})] \cdot \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-\lambda t)$$

Здесь время отсчитывается от момента окончания активации. Но начать измерения с этого момента времени невозможно, т. к. необходимо время t_g для переноса образца к измерительной установке. Поэтому удобнее принять за начало отсчёта времени начало измерения активности. Тогда согласно формуле (34):

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t_g) \cdot \exp(-\lambda t)$$

Активность образца A связана с измеряемой скоростью счёта n соотношением $n(t) = \varepsilon A(t)$, где ε – эффективность счётной установки, и соотношением $A_0 = \lambda N_0$ с числом радиоактивных ядер в образце N_0 . С учётом этого последнее соотношение можно записать в виде:

$$n(t) = \varepsilon A(t) = \varepsilon \lambda N_0 \exp(-\lambda t_g) \exp(-\lambda t). \quad (40)$$

Измерение скорости счёта n_0 в момент $t = 0$ позволяет найти N_0 с точностью до постоянного множителя $\varepsilon \lambda \exp(-\lambda t_g)$. Это возможно в том случае, если в течение времени измерения $t_{изм}$ скорость счёта n_0 можно считать постоянной, т. е. когда $t_{изм} \ll T_{1/2}$. Но время измерения не

может быть слишком малым, т. к. для обеспечения достаточной точности необходима хорошая статистика.

Можно измерить кривую распада $n(t)$ и экстраполировать её до момента $t = 0$ найти n_0 .

Большую точность можно получить, если измерять не мгновенную скорость счёта, а полное число отсчётов $N(t)$ за достаточно большой промежуток времени:

$$N(t) = \int_0^t n(t) dt = \varepsilon \lambda N_0 \exp(-\lambda t_g) \int_0^t \exp(-\lambda t) dt$$

Если время измерения значительно превышает период полураспада (практически достаточно 4–5 периодов), то полагая $t \rightarrow \infty$, получаем:

$$\cong \varepsilon N_0 \exp(-\lambda t_g) = nst \cdot N_0.$$

Измеренное число отсчётов пропорционально количеству радиоактивных ядер в образце в конце облучения. Зависимость $N = f(t_{акт})$ и является кривой активации:

$$N(t_{акт}) = nst \cdot N_{нас} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})] = N_{max} [1 - \exp(-\lambda t_{акт})]. \quad (41)$$

Если известна эффективность измерительной установки ε , то по кривой активации можно оценить количество радиоактивных ядер в образце. Это позволяет вычислить сечение активации по известной плотности потока нейтронов, или, наоборот, плотность потока по известному сечению.

Порядок работы

1. Включить и прогреть установку для счёта β – частиц.
2. В течение 5÷10 минут измерить фон.
3. Выбрать время измерения t числа отсчётов после активации и время t_g между окончанием активации и началом счёта (~30 с).
4. Поместить образец в парафиновый блок нейтронного источника и активировать его в течение $t_{акт} = 1$ мин.
5. По истечении этого времени быстро переместить образец в счётную установку и через время t_g после окончания активации включить счёт. За время t измерить число импульсов.
6. После окончания первого измерения следует выждать время, необходимое для полного распада наведённой активности в образце, и лишь после этого можно снова поместить его в парафиновый блок для активации в течение более продолжительного времени.

Всего нужно выполнить 7 опытов с продолжительностью активации 1,2,3,4,5,10,15 минут.

Время активации, мин	Число имп.	$-N_\phi$	<i>экстр</i>	<i>теор</i>
1				
2				
15				

Во всех опытах необходимо строго соблюдать следующие правила:

- интервал между окончанием активации образца и началом измерения должен быть строго одинаков во всех опытах;
- образец должен располагаться в парафиновом блоке при активации и в счётной установке при измерении строго в одном и том же положении;
- интервал времени между окончанием очередного измерения и началом следующей активации образца должен быть не короче 20 минут.

7. Ознакомиться с порядком работы с программой **2** (см. Приложение).
8. Запустить программу, загрузить результаты эксперимента ($-N_\phi$) = $f(t_{акт})$ и вычислить значения λ_{max} и λ кривой активации (41), аппроксимирующей данные опытов. При вводе исходных данных на вопрос о скорости счёта фона необходимо указать нулевое значение, т. к. фон уже учтён при вводе ($-N_\phi$). Здесь N_ϕ – число импульсов фона за то же время t , в течение которого измеряется λ .
9. Рассчитать теоретическую кривую активации при значении λ_{max} , найденному по программе.
10. На одном графике построить теоретическую и найденную по программе аппроксимирующую кривые активации, нанести экспериментальные точки ($-N_\phi$). Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Как по кривой активации можно оценить максимальное количество радиоактивных ядер, которое может образоваться в образце при активации?

2. Как связана активность препарата с количеством (в граммах) радиоактивного вещества в нём?
3. Что понимается под терминами «активация насыщения» и «активность насыщения»? Как они зависят от периода полураспада?

Задание № 1

- Измерить периоды полураспада изотопов серебра ^{107}Ag и ^{109}Ag .

В качестве радиоактивного препарата используется облучённая тепловыми нейтронами пластинка из естественного серебра, являющегося смесью двух стабильных изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag . Относительное содержание в смеси и сечения активации этих изотопов приведены в таблице:

Стабильный изотоп	Содержание, %	Продукт (n,γ)-реакции	$T_{1/2}$	Сечение активации, барн
^{107}Ag	51,9	^{108}Ag	2,3 мин	44±9
^{109}Ag	48,1	^{110}Ag	24,5 с	110±20

При облучении тепловыми нейтронами в результате реакций захвата нейтрона (n, γ) образуются нестабильные изотопы ^{108}Ag и ^{110}Ag . Путём β^- -распада они превращаются в стабильные изотопы ^{108}Cd и ^{110}Cd .

Таким образом, в данном случае источник излучения представляет собой смесь двух генетически независимых изотопов с разными периодами полураспада. Кривая распада изотопов серебра представляет собой сумму двух экспоненциальных функций:

$$A(t) = A_{01} \exp(-\lambda_1 t) + A_{02} \exp(-\lambda_2 t), \quad (42)$$

где A_{01} и A_{02} – активности обоих изотопов в начальный момент времени $t = 0$.

Если периоды полураспада обоих изотопов близки, то полная кривая распада не позволяет выделить распад каждого изотопа и определить λ_1 и λ_2 . Если же периоды полураспада сильно отличаются, то по кривой распада можно определить оба этих периода. В качестве примера на рис. 18 приведена в полупологарифмическом масштабе кривая распада источника, состоящего из двух изотопов с периодами полураспада $T_1=19,8$ с и $T_2=1,65$ мин с одинаковой начальной активностью. Там же показан отдельно распад каждого изотопа.

Большой период можно определить по участку кривой распада при $t \gg T_1$. К этому времени остаточная активность изотопа с периодом T_1 незначительна и ею можно пренебречь. Короткий период T_1 можно определить двумя способами. При малом времени активации, когда $t_{акт} \ll T_2$, полная активность источника в основном определяется короткоживущим изотопом (см. формулу 32). Поэтому наклон начального участка кривой распада определяется постоянной распада λ_1 . Но из рис. 18 видно, что определение T_1 по наклону начального участка кривой распада может обеспечить достаточную точность только при большой начальной активности короткоживущего изотопа по сравнению с долгоживущим.

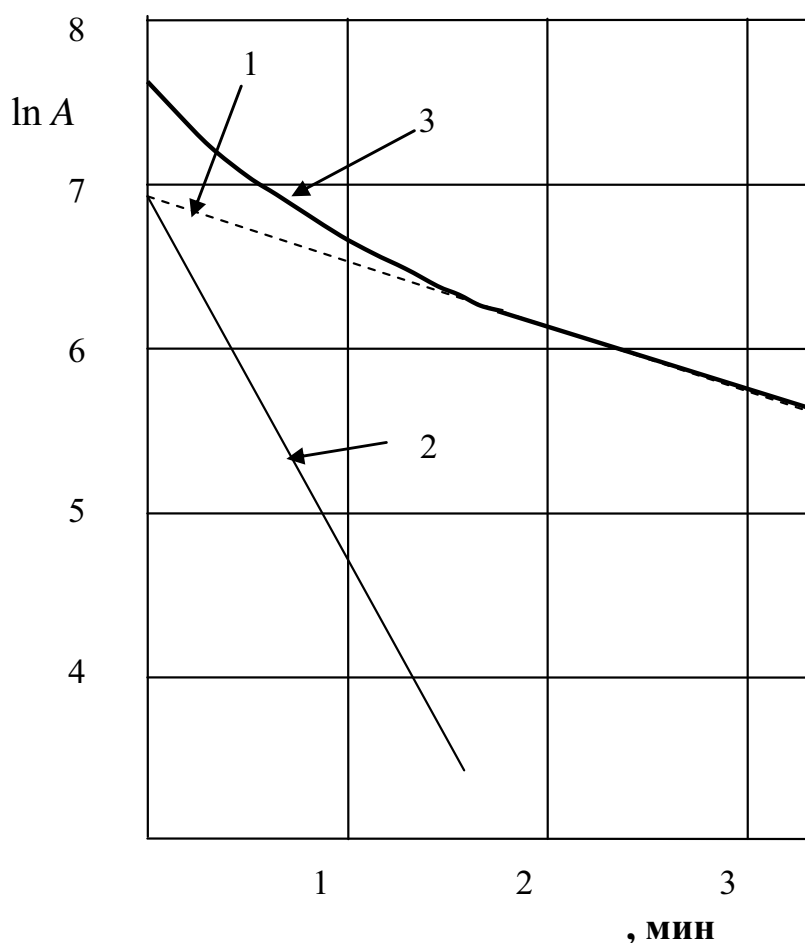


Рис. 1 . Кривая распада источника с двумя изотопами
 1 – кривая распада изотопа с $T_{1/2}=1$, мин,
 2 – изотопа с $T_{1/2}=1$, с, 3 – сумма двух изотопов

Второй способ заключается в разделении кривой распада в полупологарифмическом масштабе на две прямые, представляющие распад изотопов с периодами T_1 и T_2 . Для этого участок прямой в области $t \gg T_1$ экст-

раполируется до момента времени $t = 0$ (на рис. 18 – пунктирная линия). Вычисляются (потенцированием) значения активности, соответствующие этой экстраполированной прямой, и вычитаются из значений для суммарной активности. Остаток обусловлен распадом изотопа с коротким периодом полураспада. Показанная на рис. 18 кривая распада изотопа с периодом полураспада $T_1 = 19,8$ с получена таким способом.

В данной работе для активации изотопов серебра используется полониево-бериллиевый источник нейтронов, помещённый в парафиновый блок для замедления нейтронов. Наведённая активность измеряется с помощью программно-аппаратного комплекса PERIOD, управляющая программа которого позволяет проводить измерения в режиме накопления отсчётов. Описание комплекса приведено в **Приложении**.

Поскольку скорость счёта импульсов n установкой однозначно связана с активностью образца, уравнение (42) можно записать в виде:

$$n(t) = n_{01} \exp(-\lambda_1 t) + n_{02} \exp(-\lambda_2 t)$$

В режиме накопления импульсов регистрируется общее число импульсов за время t :

$$\begin{aligned} N(t) &= \int_0^t n(t) dt = N_{01} [1 - \exp(-\lambda_1 t)] + N_{02} [1 - \exp(-\lambda_2 t)] = \\ &= N_0 - N_{01} \exp(-\lambda_1 t) - N_{02} \exp(-\lambda_2 t), \end{aligned}$$

где $N_0 = N_{01} + N_{02}$ – полное число зарегистрированных импульсов при полном распаде обоих изотопов. При инвертировании этой зависимости относительно N_0 (осуществляется программно) вычисляется величина:

$$N_0 - N(t) = N_{01} \exp(-\lambda_1 t) + N_{02} \exp(-\lambda_2 t).$$

Дальнейшая обработка этой зависимости не отличается от той, которая описана выше для зависимости, даваемой формулой (42).

Порядок работы

1. Изучить порядок работы с программой .
2. Включить и прогреть установку в течении 10 мин (вначале включается крейт КАМАКа, затем компьютер).
3. Запустить программу C:\PERIOD\laba_k.exe
4. Подать напряжение на детектор 320 В (цена деления регулятора блока высокого напряжения 4в, значение регулятора 0,8).

а Измерение периода полураспада изотопа ${}_{47}\text{A}^{110}$.

5. Установить временной интервал между точками кривой накопления отсчётов $\int n(t)dt = f(t)$ ($1 \div 5$ с).
6. Выбрать время активации образца (примерно 50 с). Получить образец серебра и поместить в источник нейтронов.
7. По истечении времени активации **быстро** поместить активированный образец к торцовому счетчику и запустить счёт. Кривую накопления снимать в течение времени полного распада наведённой активности.
8. По окончании счёта сохранить файл данных – «Save File TF_001.txt».
9. Очистить данные – «Clear Date».
10. Удалить образец серебра из установки и запустить счет фона.
11. По окончании счета фона можно сохранить файл данных «Save File TF_002.txt», если предполагается дальнейшая обработка на этом же компьютере. Можно снять показания из строки состояния, установив маркер на конец кривой накопления, и подсчитать скорость счёта фона. Дальнейшая обработка данных – программой **2**.
12. Очистить данные – «Clear Date».
13. Выйти из программы – «Exit»
14. По файлу TF_002.txt определить скорость счета фона. (установить курсор на файл и нажать «F3»)
15. Обработать кривую с помощью программы C:\PERIOD\ **2** . или exp2. Подсчитать $T_{1/2}$ и $\Delta T_{1/2}$.

б Измерение периода полураспада изотопа ${}_{47}\text{A}^{108}$.

16. Активировать образец до насыщения активности изотопа ${}_{47}\text{A}^{108}$.
17. Между моментом окончания активации и началом измерения кривой накопления выдержать паузу, необходимую для высвечивания активности изотопа ${}_{47}\text{A}^{110}$.
18. Установить временной интервал между точками кривой накопления и снять кривую накопления до полного распада активности.
19. Повторить пункты 8÷15.

в Разделение кривых распада изотопов ${}_{47}\text{A}^{108}$ и ${}_{47}\text{A}^{110}$.

20. Активировать образец до насыщения активности изотопа ${}_{47}\text{A}^{108}$.
21. После окончания активации быстро установить образец в счётную установку и запустить счёт. Временной интервал вывода результатов во время распада короткоживущего изотопа должен быть мал.

Затем его нужно увеличить. Эта операция выполняется в процессе измерений и не приводит к потере данных.

22. Кривую накопления нужно снимать до полного распада активности образца.
23. После окончания измерений программно из кривой накопления вычесть фон и инвертировать кривую относительно максимального значения N_{\max} (также программно).
24. Сохранить результат (см. пункт 8).
25. Дальнейшая обработка результатов выполняется графически, как это изложено на стр.42. Инвертированная кривая строится в полулוגарифмическом масштабе; выделяется часть, соответствующая распаду изотопа с большим периодом полураспада $\ln N_2 = f(t)$; потенцированием находятся значения $N_2 = f(t)$; значения N_2 вычитаются из суммарного числа отсчётов $N_{\text{полн}} = N_1(t) + N_2(t)$; по полученным значениям $N_1(t)$ строится зависимость $\ln N_1 = f(t)$ и по ней определяется меньший период полураспада (можно использовать программу **1** . Результаты вычислений удобно заносить в таблицу:

t , сек	$N_{\text{полн}}$	$\ln N_{\text{полн}}$	$\ln N_2$	N_2	$N_1 = N_{\text{полн}} - N_2$	$\ln N_1$

26. На одном графике построить зависимости $\ln N_{\text{полн}}(t)$, $\ln N_2(t)$, $\ln N_1(t)$.

После окончания измерений, прежде чем перейти к обработке данных и необходимым вычислениям, полезно выполнить предварительные оценки с использованием возможностей программы . При манипуляциях с данными с помощью этой программы потери данных не происходят (см. **Приложение**).

Контрольные вопросы

1. Какие реакции обычно используются при активации тепловыми нейтронами?
2. Показать возможность определения периода полураспада при наблюдении распада в режиме накопления импульсов со счётчика.
3. Когда можно измерить периоды полураспада двух радиоактивных изотопов, содержащихся в исследуемом образце? Как это делается?
4. Что находят с помощью активационного анализа? Как он осуществляется?

Список литературы

1. К.Н. Мухин. Введение в ядерную физику. – М.: Госатомиздат, 1963.
2. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика / Т.1. Физика атомного ядра: Учебник для вузов. – Изд. 3-е. – М.: Атомиздат, 1974.
3. Практикум по ядерной физике / И.А. Антонова, А.Н. Бояркина и др. – 4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
4. Сборник лабораторных работ по ядерной физике: Учебное пособие для вузов / под ред. проф. К.Н. Мухина. – Изд. 2-е. – М.: Атомиздат, 1979.
5. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972.
6. Изотопы: свойства, получение, применение / под ред. В.Ю. Баранова. – М.: Изд. АТ, 2000.

. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Все газовые ионизационные детекторы представляют собой конденсаторы, в которых пространство между электродами заполнено каким-либо газом. В зависимости от напряженности электрического поля в газовом промежутке и её распределения эти детекторы обладают разными свойствами. Так, при сравнительно малых напряженностях электрического поля ток, протекающий в электрической цепи, не зависит от напряжения на конденсаторе и равен произведению заряда электрона на число пар ионов, которые возникают в единицу времени в объеме конденсатора. Такие детекторы называют ионизационными камерами. При более высоких значениях напряженности поля в результате вторичной ионизации происходит усиление первичного ионизационного эффекта. При этом ток зависит от напряжения на конденсаторе и пропорционален ионизационному эффекту, создаваемому излучением. Такие детекторы называют пропорциональными счетчиками. Наконец, при еще более высоких значениях напряженности поля в конденсаторе возникает самостоятельный разряд, если в объем детектора попадает заряженная частица. Такие детекторы называют газоразрядными счетчиками.

§ Типы газовых ионизационных детекторов

При движении заряженных частиц в газах в результате ионизации вдоль траектории каждой частицы образуются электроны и ионы. Если же ионизация происходит в объёме между двумя электродами, которые имеют различные потенциалы, то за счёт движения электронов и ионов к соответствующим электродам в электрической цепи возникает ток.

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда и тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении газового детектора. Заряд же, созданный частицей, будет определяться её ионизационными потерями в газе детектора. Поэтому очень важно знать, какая энергия в среднем расходуется на создание одной пары ионов в том или ином газе и как эта средняя энергия зависит от природы и скорости заряженной частицы.

Как показывают и теория и опыт, средняя энергия ω , расходуемая на создание одной пары ион – электрон, слабо зависит от энергии заряженной частицы, от её массы и заряда. Так, многочисленные исследования показали, что в аргоне, например, с точностью до 0,5 % величина ω не зависит от энергии заряженных частиц. Для воздуха величина ω меняется лишь на 10 % для альфа-частиц при изменении их энергии

в 100 раз: от 5 МэВ до 50 кэВ. В табл. 1 приведена величина энергии в эВ, расходуемая в среднем разными заряженными частицами на образование одной пары ион – электрон в различных газах.

Таблица 1

Средняя энергия ионизации, эВ

Частица	Воздух	Н	Не	О	Ar
α -частица	35,0	36,0	30,2	32,2	25,8
Протон	33,3	35,3	29,9	31,5	25,5
Электрон	35,0	38,0	32,5	32,2	27,0

Различие в величине ω для разных газов связано с различными значениями потенциалов ионизации и различной структурой уровней возбуждения атомов газа. Таким образом, измеряя в газовых ионизационных детекторах количество созданных пар ионов, можно легко определить энергию, затраченную частицей на ионизацию газового промежутка детектора. Это обстоятельство позволяет использовать некоторые газовые ионизационные детекторы для спектрометрических целей. С помощью газовых ионизационных детекторов можно определить и интенсивность, и энергетический спектр исследуемого потока заряженных частиц.

Простота, дешевизна и надежность этих детекторов привели к широкому применению их в различных областях науки и техники.

Рассмотрим, например, детектор в виде цилиндрического конденсатора, который состоит из металлической или металлизированной внутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Пусть такой детектор наполнен аргоном, нить служит анодом, а внутренняя поверхность цилиндра – катодом. На рис. 1 приведена принципиальная схема включения такого детектора: r – сопротивление утечки, а C – распределённая ёмкость, которая включает в себя межэлектродную ёмкость конденсатора, ёмкость монтажа и входную ёмкость усилителя.

При прохождении заряженных частиц через объём детектора в результате ионизации образуются электроны и ионы, которые под действием электрического поля двигаются (дрейфуют) к соответствующим электродам. Во время движения электронов и ионов во внешней цепи индуцируется ток, заряжающий ёмкость C . Если выбрать сопротивление утечки настолько большим, чтобы за время зарядки ёмкости C током она не разряжалась, то величина амплитуды A возникающего при этом импульса будет определяться величиной заряда Q , созданного в объёме детектора: $A = Q/C$.

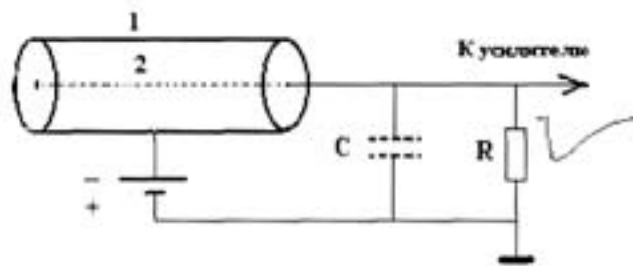


Рис. 1. Принципиальная схема включения ионизационного детектора
 1 – цилиндрический катод 2 – анод

Предположим, что регистрируемая частица создала в объёме детектора n пар ионов, которые при движении к соответствующим электродам испытывают многократные упругие и неупругие столкновения с молекулами газа. Средняя скорость дрейфа пропорциональна напряженности \mathcal{E} электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа P . При $\mathcal{E}/P = 1$ В/см·мм рт. ст. скорость ионов, называемая подвижностью ионов, в аргоне составляет около $2 \cdot 10^3$ см/с. Подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность ионов, следовательно, и время собирания электронов на аноде в тысячу раз меньше времени собирания ионов на катоде. Подвижность ионов – важнейшая характеристика движения ионов в газе, так как от нее зависит быстроедействие детектора. Поэтому желательно, чтобы отрицательные заряды несли лишь подвижные электроны, а не тяжелые ионы, т. е. чтобы газ-наполнитель имел малый коэффициент прилипания электронов.

Коэффициент прилипания показывает вероятность образования тяжелого отрицательного иона при столкновении электрона с нейтральным атомом. Коэффициент прилипания зависит от строения внешней электронной оболочки атома. Наименьшее значение коэффициента прилипания имеют инертные газы – гелий, аргон, криптон и др. У них коэффициент прилипания близок к нулю, поэтому они обычно и используются для наполнения ионизационных детекторов. Но в таких электроположительных газах всегда есть небольшие примеси электроотрицательных газов (пары воды, кислород, азот и др.) с большим коэффициентом прилипания, что существенно увеличивает время собирания на аноде отрицательных ионов. Поэтому газы перед заполнением детекторов тщательно очищают от примесей.

Итак, проследим за вольтамперной (амплитудной) характеристикой такого детектора, т. е. за зависимостью амплитуды импульса на входе усилителя от разности потенциалов между электродами детектора.

При сравнительно малых напряженностях электрического поля величина заряда, созданного в объеме детектора регистрируемой части-

цей, следовательно, и величина импульса A определяются начальным числом пар ионов, образованных частицей (рис. 2, область 1). Начальный рост амплитудной характеристики в этой области обусловлен неполным собиранием образованных регистрируемой частицей ионов из-за их рекомбинации. С ростом напряженности электрического поля вероятность рекомбинации уменьшается, а скорость дрейфа ионов увеличивается, что приводит к возрастанию амплитуды импульса. В области 2 доля рекомбинации пренебрежимо мала и все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью работы ионизационной камеры или областью насыщения. Величина импульса в этой области определяется только начальным числом пар ионов n_0 , созданных частицей:

$$i = n_0 e / C, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, а C – эквивалентная ёмкость детектора и монтажа.

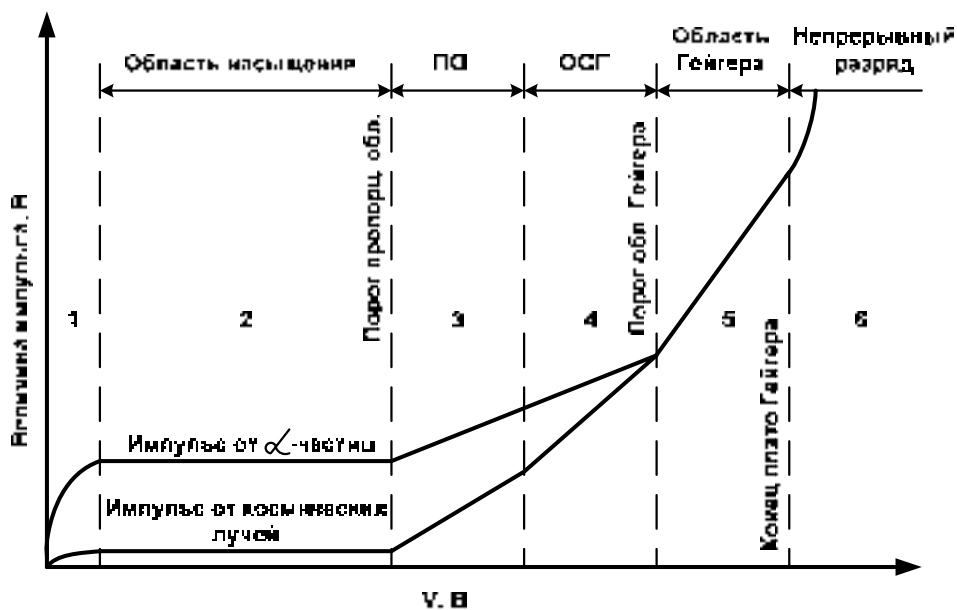


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульса от напряжения на детекторе. Вертикальные штриховые линии подразделяют амплитудную характеристику на несколько областей: 2 – область ионизационной камеры; 3 – область пропорционального счётчика; 4 – область ограниченной пропорциональности; 5 – область Гейгера – Мюллера; 6 – область непрерывного разряда.

Частицы разной ионизирующей способности (например, α -частицы и β -частицы) создают в детекторе разное число пар ионов и, соответственно, разные по величине импульсы. Таким образом, детектор, работающий в режиме ионизационной камеры, может быть использован для

определения ионизирующей способности частиц. Ионизационная камера может служить не только счётным, но и спектрометрическим детектором, т. е. позволяет определять энергию частицы. Это возможно вследствие независимости средней энергии, затрачиваемой в газе на образование одной пары электрон-ион, от энергии ионизирующей частицы и от производимой ею удельной ионизации. Поэтому в случае полного поглощения частицы в рабочем объёме камеры величина заряда, образованного частицей, пропорциональна её энергии.

При повышении напряженности поля дрейфующие к аноду электроны между соударениями с молекулами газа могут приобрести энергию, достаточную для ионизации этих молекул. Возникает вторичная ионизация. Если каждый из n_0 созданных регистрируемой частицей электронов в свою очередь образует в среднем k вторичных электронов, то полное число образовавшихся электронов будет $k \cdot n_0$. Следовательно, величина импульса остается пропорциональной начальной ионизации:

$$A_2 = \frac{n_0 e}{\dots} \cdot k(\dots). \quad (2)$$

Коэффициент газового усиления $k(\dots)$ растет с увеличением \dots и не зависит от n_0 . Однако коэффициент газового усиления постоянен до тех пор, пока можно пренебречь изменением электрического поля из-за пространственного заряда. Рост величины импульса за счет газового усиления используется в пропорциональных счетчиках. Область 3 – область работы пропорционального счетчика.

Пропорциональные счетчики применяются для тех же целей, что и ионизационные камеры, но наличие газового усиления позволяет использовать для регистрации импульсов усилители с меньшим коэффициентом усиления. Поэтому в настоящее время пропорциональные счетчики получили очень широкое распространение в научных лабораториях мира.

При дальнейшем увеличении напряжения на детекторе пропорциональность амплитуды импульса начальной ионизации нарушается, так как появляются дополнительные электроны – n_ϕ . Это фотоэлектроны от взаимодействия фотонов характеристического излучения возбужденных молекул газа и амплитуда импульса будет равна:

$$A_3 = (n_0 + n_\phi) \cdot k(\dots) \cdot e / \dots . \quad (3)$$

Поэтому область 4 амплитудной характеристики называется областью ограниченной пропорциональности.

При дальнейшем увеличении напряжения (область 5) $n_\phi \gg n_0$, и величина импульса становится независимой от первичной ионизации,

возникает самостоятельный разряд. Для возникновения такого разряда достаточно появиться в детекторе хотя бы одной паре ионов. Заряд возрастает до величины, ограниченной характеристиками детектора и внешней цепи. Этот участок амплитудной характеристики – область 5 – называется областью Гейгера-Мюллера. В области Гейгера-Мюллера величина импульса достигает нескольких десятков вольт, поэтому детекторы, работающие в этой области, обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению, хотя они не способны дифференцировать различные виды излучений. Простота, дешевизна и надежность позволили им найти широкое распространение в различных областях науки и техники, как в стационарных, так и в полевых условиях.

Газовый разряд в области Гейгера-Мюллера не может начинаться без внешнего ионизирующего воздействия. Это вынужденный разряд. При дальнейшем увеличении напряжения начинается самопроизвольный газовый разряд, возникающий без наличия ионизирующего излучения в детекторе (область 6). Напряженность поля при этом становится вполне достаточной, чтобы вырвать электроны из электродов, в результате чего возникает самопроизвольный разряд. При еще более высоких напряжениях начинается пробой газа.

§2. Импульсная ионизационная камера

Импульсные ионизационные камеры находят применение в тех экспериментах, где нужно определить ионизацию отдельных частиц или ионизацию, создаваемую потоком частиц. Например, в космических экспериментах, в которых ряды импульсных ионизационных камер чередуются со слоями поглотителя.

Конструкция, форма ионизационных камер обычно определяется задачами эксперимента. Используются плоские, цилиндрические и сферические ионизационные камеры.

Ионизационная камера представляет собой изолированный газовый объем, в котором расположены, в простейшем случае, два электрода. При подаче на электроды постоянного напряжения в пространстве между ними создается электрическое поле. В ионизационной камере с плоскопараллельными электродами электрическое поле однородно. На рис. 3 приведена принципиальная схема включения такой камеры. Заряженная частица, проходя через рабочий объем камеры, производит ионизацию атомов газа, в результате чего вдоль пути частицы образуются электроны и положительные ионы. Под действием электрического поля электроны и ионы начинают двигаться к соответствующим электродам камеры и во внешней цепи камеры индуцируется ток, заряжающий емкость камеры C . Зарядка емкости C , а вместе с ней и нарастание импуль-

са напряжения на выходе камеры прекращаются, как только все электроны и ионы, созданные в газе камеры, достигнут соответствующих электродов. Наряду с этим происходит разрядка емкости C через сопротивление R , приводящая к спаду импульса напряжения на выходе камеры.

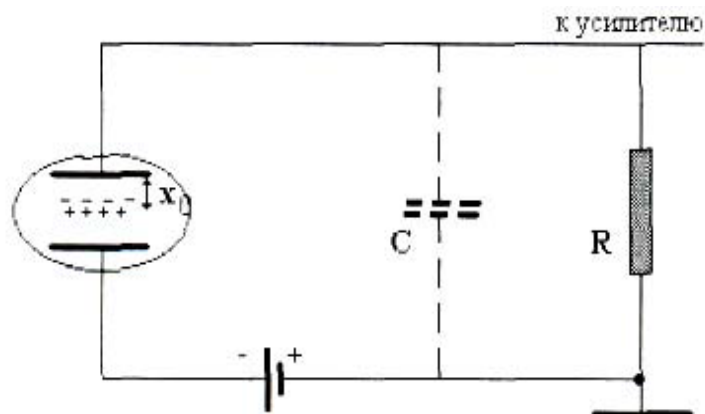


Рис. 3. Принципиальная схема импульсной ионизационной камеры

Таким образом, время собирания зарядов, образованных частицей в газе камеры, зависит от скорости их движения к электродам – скорости дрейфа, причём скорость дрейфа электронов в $\sim 10^3$ раз больше скорости дрейфа ионов. Вследствие этого характерное время собирания электронов ($T_- \sim 10^{-6}$ с) примерно на три порядка меньше времени собирания ионов ($T_+ \sim 10^{-3}$ с).

Если величину сопротивления R взять достаточно большой ($R \gg T_+$), чтобы в процессе собирания зарядов емкость практически не разряжалась, то импульс напряжения на выходе камеры будет нарастать линейно во времени

$$A(t) = \frac{ne}{d} \cdot \frac{+}{-} t, \quad (4)$$

где: ne – заряд, созданный ионизирующей частицей; $+$, $-$ – скорости дрейфа ионов и электронов, d – расстояние между электродами камеры. Однако скорость нарастания импульса неодинакова в течение всего времени собирания зарядов. Действительно, поскольку $u_- \gg u_+$, то в интервале $0 < t < T_-$ скорость нарастания импульса определяется скоростью дрейфа электронов, причем электронная компонента амплитуды импульса равна:

$$A_-(T_-) = \frac{ne}{d} \cdot \frac{-}{-} \cdot \frac{x_0}{-} = \frac{ne}{d} \cdot \frac{x_0}{-}, \quad (5)$$

где x_0 – путь, пройденный электронами от места образования начальной ионизации до положительного электрода. Ионы начинают движение

к отрицательному электроду фактически уже после достижения электронами положительного электрода, поэтому в интервале $T_- < t < T_+$ скорость нарастания импульса определяется скоростью дрейфа ионов, причем ионная компонента амплитуды импульса равна

$$A_+(T_+) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d} = \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d}. \quad (6)$$

Полная амплитуда импульса обусловлена зарядами обоих знаков и равна:

$$A_{\max} = A_- + A_+ = ne/C. \quad (7)$$

Отсюда видно, что полная амплитуда определяется лишь величиной заряда, созданного в газе ионизирующей частицей, и ёмкостью камеры. В то же время соотношение между электронной и ионной компонентами амплитуды зависит от места образования ионизации, причем, чем больший путь (и, следовательно, большую разность потенциалов) прошел заряд в процессе собирания к электродам камеры, тем больше его вклад в полную амплитуду импульса (рис 4).

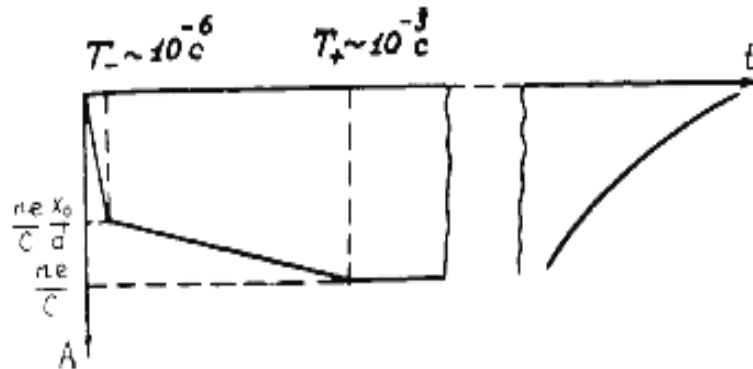


Рис. 4. Форма импульса на выходе ионизационной камеры при $x_0 \gg T_+$

Заметим, что амплитуда импульса не зависит от напряжения на электродах камеры, поскольку предполагается, что все созданные ионизирующей частицей электроны и ионы собираются на электроды и пренебрегается процессом рекомбинации электронов и ионов. Если постепенно уменьшать напряжение на электродах, то, начиная с некоторого значения U_{\min} , амплитуда импульса также станет уменьшаться из-за рекомбинации. Для рассматриваемой камеры величина U_{\min} выше в случае, когда цепочка электронов и ионов, созданных ионизирующей частицей, расположена параллельно линиям напряженности электрического поля и ниже в случае перпендикулярного расположения цепочки ионов относительно силовых линий.

Так как средняя энергия, расходуемая заряженной частицей на образование в данном газе одной пары электрон-ион, не зависит ни от энергии, ни от заряда и массы частицы, то величина произведенной ионизации (заряд ne) пропорциональна энергии частицы, потраченной на ионизацию, и, следовательно, полная амплитуда импульса A_{\max} однозначно связана с этой энергией. Однако использование спектрометрических свойств ионизационной камеры, работающей в режиме полного (электронного и ионного) собирания зарядов, затрудняет низкое временное разрешение: при $\tau \gg T_+$ камера может регистрировать отдельно не более 100 частиц в секунду. Можно, конечно, уменьшить длительность импульса путем уменьшения сопротивления утечки ($T_- \ll \tau \ll T_+$), отказавшись тем самым от полного собирания зарядов и ограничившись собиранием электронов. Но величина электронной компоненты амплитуды импульса в этом случае будет зависеть от места, в котором произведена ионизация.

Эти трудности преодолеваемы при использовании цилиндрической ионизационной камеры. В цилиндрической ионизационной камере поле неоднородно и наибольшая часть падения напряжения приходится на область вблизи внутреннего электрода (анода). Поэтому величина электронного импульса всегда будет близка к величине полного импульса, если только регистрируемая ионизация не произойдет в непосредственной близости от внутреннего электрода. По этой причине цилиндрические (или сферические) ионизационные камеры чаще используются в экспериментах, чем плоские.

Наряду с импульсными ионизационными камерами широкое распространение, прежде всего в дозиметрии, получили токовые камеры. В этом случае измеряется средний ионизационный ток между электродами камерами, несущий информацию о поле излучения, в котором находится камера. Эти камеры имеют самую разнообразную форму и размеры – от доли см³ (так называемые «напёрстковые» камеры) до десятков дм³.

§3. Пропорциональный счетчик

Пропорциональные счетчики и их модификации (дрейфовые пропорциональные камеры, многопроволочные пропорциональные счетчики и пр.) в настоящее время являются одними из наиболее распространенных детекторов среди применяемых в современных установках. Например, эксперимент К. Руббиа, в котором наблюдался промежуточный векторный бозон (1983 г.), проводился на установке, включающей большие дрейфовые камеры, помещенные в магнитное поле напряженностью 7 Т, шесть ионизационных калориметров для определения энергии адронов и еще восемь больших дрейфовых камер, перекрывающих полный телесный угол установки.

Преимуществом пропорционального счётчика перед другими детекторами является то, что он может быть использован для регистрации и измерения малых энергий (например, мягкого рентгеновского излучения или электронов с энергиями в сотни или даже десятки кэВ), т. е. тогда, когда другие детекторы не могут работать из-за слишком малого превышения амплитуды импульсов над амплитудой шумов. При достаточно большой эффективности регистрации мягкого излучения он обеспечивает весьма высокую временную и энергетическую разрешающую способность.

1. Коэффициент газового усиления и его зависимость от напряжения на счетчике

Электроны и ионы, образованные в объёме пропорционального счетчика заряженной частицей или гамма-квантом, при своем движении к электродам испытывают огромное число тепловых соударений с молекулами газа, наполняющего счетчик. При этом ускорением ионов в электрическом поле можно пренебречь, т. к. из-за большой массы они теряют в соударениях с молекулами газа почти всю свою энергию. Электроны же при соударениях благодаря малой массе теряют очень малую долю своей энергии. Средняя энергия их в данном газе будет определяться напряженностью электрического поля E . При достаточно большом значении напряженности электроны могут приобрести энергию, достаточную для ионизации газа камеры:

$$W_{\text{ион}} = e \lambda_{\text{ион}}, \quad (8)$$

где $\lambda_{\text{ион}}$ – это такая величина пробега электрона без столкновений, при которой энергия, приобретенная на этой длине, больше или равна энергии ионизации $W_{\text{ион}}$. Тогда вероятность ионизации равна:

$$W_{\text{ион}} = e^{-\lambda_{\text{ион}}/\lambda_0}, \quad (9)$$

где λ_0 – средняя длина свободного пробега до столкновения.

Количество же вторичных электронов α , образованных одним электроном на пути 1 см вдоль силовой линии поля, будет равно:

$$\alpha = \frac{W_{\text{ион}}}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot e^{-\lambda_{\text{ион}}/\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot e^{-e\lambda_0}, \quad (10)$$

Величина α называется коэффициентом ударной ионизации.

Поскольку длина свободного пробега λ_0 обратно пропорциональна давлению газа $\lambda_0 \sim 1/P$, то

$$\alpha \sim p e^{-bp/}, \quad (11)$$

где b – константа.

Таким образом, коэффициент ударной ионизации зависит от давления газа в счетчике и напряженности электрического поля. Эта зависимость получена при следующих упрощающих ограничениях:

а) если энергия электрона достигла потенциала ионизации, то при столкновении его с атомом газа вероятность ионизации равна 1;

б) хаотическим движением электронов по сравнению с упорядоченным движением вдоль электрического поля можно пренебречь. Отметим, что если поле неоднородно, т. е. $E(x)$ зависит от координат, то и коэффициент ударной ионизации α также зависит от координат.

Введём теперь понятие коэффициента газового усиления m , равного отношению полного числа электронов N , собранных на аноде, к числу первичных электронов N_0 , созданных заряженной частицей:

$$m = N/N_0. \quad (12)$$

Рассмотрим, как развивается электронно-ионная лавина от N_0 первичных электронов, созданных ионизирующим излучением на расстоянии x_0 до анода. Один электрон создает $\alpha(x)dx$ вторичных электронов в слое dx , отстоящем на расстоянии x от точки начальной ионизации. N электронов создадут $dN = N(x)\alpha(x)dx$ вторичных электронов, или $dN/N(x) = \alpha(x)dx$.

Проинтегрировав это выражение по всему пути от 0 до x_0 , получим полное число вторичных электронов, собранных на аноде:

$$\int_0^{x_0} \alpha(x)dx = \ln \frac{N(x_0)}{N(0)}. \quad (13)$$

Так как $N(x_0) = N$, а $N(0) = N_0$, то

$$\frac{N}{N_0} = e^{\int_0^{x_0} \alpha(x)dx}. \quad (14)$$

Это и есть коэффициент газового усиления:

$$m = \frac{N}{N_0} = e^{\int_0^{x_0} \alpha(x)dx}. \quad (15)$$

Как видим, он, так же как и коэффициент ударной ионизации $\alpha(x)$, зависит от координаты образования начальной ионизации. А это означает,

что амплитуда импульса, полученного на аноде, не будет однозначно связана с энергией ионизирующей частицы и счетчиком нельзя пользоваться как спектрометром. Однако коэффициент ударной ионизации $\alpha(x)$, как было показано выше, зависит, в конечном счете, от напряженности поля $E(x)$. Поэтому в полях с сильно выраженной неоднородностью коэффициент $\alpha(x)$ будет принимать резко различные значения в разных областях поля. Примером этого является электрическое поле в цилиндрическом счетчике, где нить служит анодом, а трубка – катодом и $r_a \ll r_k$ (рис. 5). Напряженность такого поля зависит от расстояния до оси как

$$E(r) = \frac{0}{r \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}} \quad (16)$$

Подобная конфигурация электрического поля приводит к тому, что область, где величина напряженности поля достаточна для протекания процесса ударной ионизации, занимает малый объем по сравнению со всем рабочим объемом счетчика и сосредоточена вблизи анода (заштрихованная область на рис. 5). Поэтому всё газовое усиление будет происходить в этой достаточно узкой области и зависимостью от координаты возникновения первичной ионизации N_0 можно пренебречь. Это важное обстоятельство приводит к тому, что пропорциональным счетчиком можно пользоваться для измерения энергии заряженных частиц.

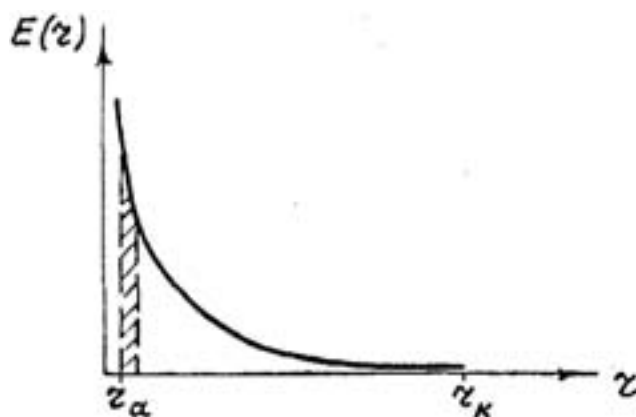


Рис. 5. Зависимость напряженности поля в цилиндрическом счетчике от расстояния до оси

Мы рассмотрели механизм образования электронно-ионной лавины, исходя из процесса ударной ионизации. В действительности имеют место и другие процессы, хотя роль их в газовом усилении существенно меньше. Они названы вторичными эффектами. Рассмотрим влияние их на работу пропорционального счетчика.

1. При движении электронов к аноду наряду с ионизацией будут происходить и соударения, приводящие к возбуждению нейтральных молекул. Возвращаясь в основное состояние, эти молекулы испускают довольно жесткие фотоны, которые могут вызывать фотоэффект на поверхности электродов. Фотоэффект на аноде не играет роли, т. к. фотоэлектроны под действием поля возвращаются обратно на анод и, кроме того, поверхность анода много меньше поверхности катода. Фотоэлектроны же, вылетающие из катода, перемещаются полем к аноду и образуют электронные лавины.

2. Другим вторичным эффектом является выбивание положительным ионом электрона из катода. Если энергия положительного иона равна или больше работы выхода электрона из поверхности катода, то электрон захватывается ионом и образуется нейтральный атом газа. Если же энергия иона превышает работу выхода по крайней мере в 2 раза, то из катода могут быть вырваны 2 электрона, один из которых окажется свободным и на своем пути к аноду также может создать лавину.

Как видим, оба вторичных эффекта участвуют в процессе газового усиления. Чтобы количественно оценить их вклад, введем коэффициент поверхностной ионизации γ , определяемый как отношение числа свободных электронов, образованных в результате вторичных процессов, к числу электронов, образованных ударной ионизацией. Коэффициент γ очень мал и для используемых обычно материалов катода и газов составляет $\sim 10^{-4}$.

Если в результате начальной ионизации было образовано N_0 свободных электронов, то в результате газового усиления за счет ударной ионизации число их возрастет до mN_0 . Вторичные эффекты дадут γmN_0 свободных электронов, которые создадут путем ударной ионизации лавину из $\gamma m^2 N_0$ электронов. Вторичные эффекты снова дадут $\gamma^2 m^2 N_0$ свободных электронов, которые в свою очередь дадут лавину из $\gamma^2 m^3 N_0$ электронов и т. д. Таким образом, полное число электронов в лавине, созданное за счет ударной ионизации и вторичных эффектов, будет равно:

$$N = mN_0 + \gamma m^2 N_0 + \gamma^2 m^3 N_0 + \dots = mN_0(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \dots) = \frac{mN_0}{1 - \gamma m}, \quad (17)$$

а полный коэффициент газового усиления:

$$= \frac{N}{N_0} = \frac{m}{1 - \gamma m}. \quad (18)$$

При небольших значениях m $\gamma m \ll 1$ и $m \cong M$, т. е. практически все газовое усиление обусловлено ударной ионизацией. Если же m велико, то вторичные эффекты играют существенную роль и $M > m$. Это обстоя-

тельство оказывается не всегда полезным. Дело в том, что коэффициент газового усиления m , как было показано выше, связан экспоненциальным законом с коэффициентом ударной ионизации α , а величина α в свою очередь, быстро растет с увеличением напряженности поля E . Поэтому даже при небольшом увеличении напряжения, приложенного к электродам, коэффициент газового усиления очень резко возрастает. Если же учесть вторичные эффекты, то эта зависимость становится еще более сильной, т. к. при $m > 10^3$ полный коэффициент газового усиления M является сильно возрастающей функцией m (рис. 6).

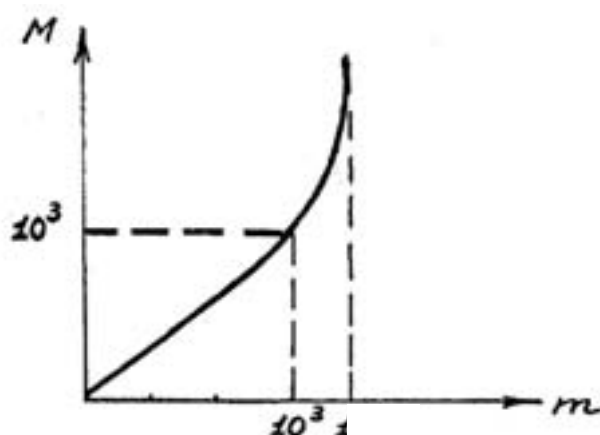


Рис. 6. Зависимость полного коэффициента газового усиления M от коэффициента ударной ионизации

Все это требует очень высокой степени стабилизации напряжения, подаваемого на пропорциональный счетчик, и затрудняет использование его для точных количественных измерений энергии, особенно в области больших m . Поэтому необходимо подавить действие вторичных эффектов. Этого можно достичь следующим образом:

1) увеличением работы выхода поверхности катода путем его оксидирования;

2) добавлением к инертному газу в счетчике (Ne, Ar, Xe) многоатомного газа (CO_2 , CH_4). Возбуждение молекул последнего в этом случае приводит не к высвечиванию, а к диссоциации. Кроме того, молекулы многоатомного газа поглощают также и фотоны, испускаемые возбужденными атомами инертного газа, тем самым препятствуя появлению вторичных эффектов. Использование чистых многоатомных газов в качестве рабочего газа счетчика потребовало бы значительного повышения напряжения на электродах для достижения больших величин коэффициента газового усиления. Поэтому на практике пользуются обычно смесью двух или нескольких газов, например, 90 % Xe + 10 % CH_4 .

На рис. 7 для иллюстрации приведена зависимость коэффициента газового усиления M от напряжения на счетчике при наполнении его аргоном, метаном или смесью $Ar + CH_4$. Из графиков видно, что добавка CH_4 приводит к менее резкой зависимости коэффициента газового усиления M от напряжения на счетчике и позволяет получать относительно стабильные и достаточно большие усиления при не очень высоких напряжениях.

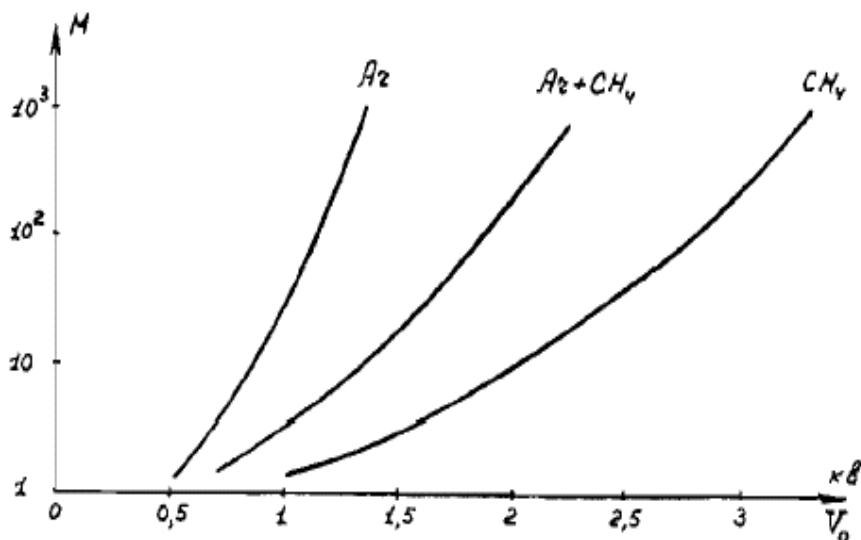


Рис. 7. Зависимость коэффициента газового усиления M от напряжения на счётчике при разных наполнениях

. Амплитуда и форма импульса временное разрешение пропорционального счетчика

В наиболее часто используемых пропорциональных счетчиках отношение $r_\alpha / r_k \ll 1$ и область ударной ионизации занимает очень малый объём вблизи анода, поэтому, как было сказано выше, коэффициент газового усиления не зависит от места возникновения первичной ионизации. Амплитуда и форма импульса также не будет зависеть от положения траектории частицы в рабочем объеме счетчика.

Ионизирующая частица, проходя через счетчик, создает на своем пути N_0 пар ионов. Так как область ударной ионизации очень мала, то в подавляющем большинстве случаев траектория частицы лежит вне этой области. Под действием поля электроны, образованные частицей, будут смещаться по направлению к аноду. Число их при этом не меняется, т. к. напряженность поля E еще недостаточна для ионизации ударом. Ток, протекающий в это время в счетчике, мал, величина скачка потенциала на собирающем электроде также ничтожно мала. Когда электроны вступают в область ударной ионизации, они образуют здесь

электронно-ионные лавины, число частиц в которых нарастает очень быстро из-за резкого увеличения напряженности поля E и лавинообразного процесса газового усиления.

Так как подавляющая часть электронов образовалась на очень малых расстояниях от нити счетчика, то процесс их собирания на аноде протекает очень быстро. Из-за очень большого градиента потенциала в этой области импульс напряжения, появляющийся на аноде, имеет заметную величину, несмотря на малость расстояния. Начало импульса сдвинуто относительно момента прохождения частицы через счетчик на малое время $t_{др}$, называемое временем дрейфа электронов и определяемое скоростью дрейфа электронов. Для счетчиков средних размеров $t_{др} < 10^{-7}$ с. Время нарастания электронной компоненты T_+ зависит от разброса в значениях времени дрейфа отдельных первичных электронов и также очень мало.

Итак, компонента импульса, обусловленная собиранием электронов на аноде, имеет следующие особенности: а) начало импульса сдвинуто относительно момента попадания частицы в счетчик, б) скорость его нарастания очень велика (рис. 8).

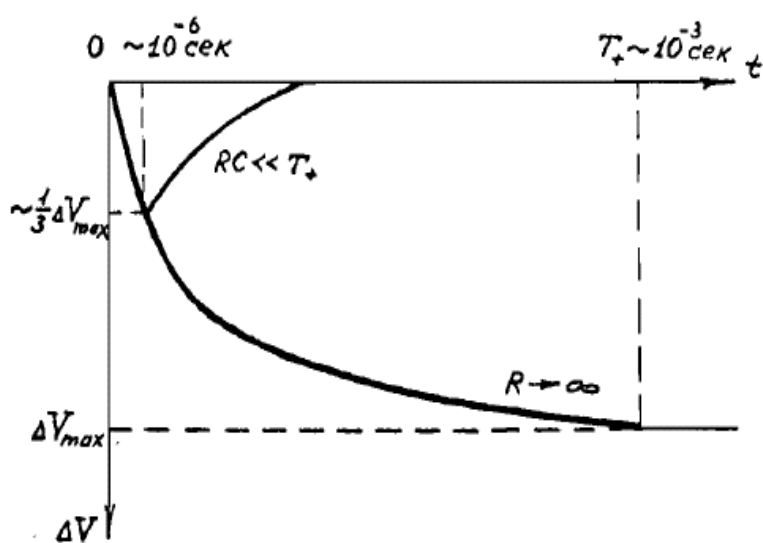


Рис. 8. Форма импульса на выходе пропорционального счётчика

Однако электронная компонента составляет по величине лишь несколько процентов от полной амплитуды импульса, определяемой, в основном, импульсом, создаваемым на катоде положительными ионами. Это происходит вследствие того, что электронно-ионная лавина развивается вблизи анода, и электроны при своем движении к аноду проходят лишь небольшую долю от полной разности потенциалов между электродами, тогда как положительные ионы при движении к катоду проходят практически всю разность потенциалов. Поэтому преобладающая часть амплитуды

ды импульса обусловлена собиранием ионов $\Delta_{\max} \approx m/c, = N_0 e$, т. е. пропорциональна начальной ионизации или энергии частицы.

Время собирания ионов $T_+ \sim 10^{-3}$ сек, это означает, что полная амплитуда импульса достигается через время $\sim 10^{-3}$ сек. Из-за неоднородности электрического поля в счетчике импульс нарастает нелинейно. Примерно 1/3 амплитуды достигается за время 10^{-6} сек, что соответствует движению ионов в поле с большим градиентом. Можно выбрать сопротивление нагрузки так, чтобы $T_- \ll T_+$, тогда амплитуда импульса будет в несколько раз меньше максимальной (при $R \rightarrow \infty$), а длительность его – порядка нескольких микросекунд (рис. 8). При этом свойство пропорциональности амплитуды начальной ионизации сохраняется, а малая длительность импульса обеспечивает пропорциональному счетчику хорошее временное разрешение. В настоящее время с пропорциональных счетчиков получают импульсы длительностью порядка десятков наносекунд (10^{-8} – 10^{-7} с).

. Энергетическое разрешение пропорционального счетчика

Частицам определенной энергии, приходящим на вход счетчика, соответствует некоторое распределение амплитуд импульсов на выходе. Обычно средняя амплитуда p_{cp} импульса на выходе пропорциональна энергии регистрируемых частиц. Энергетическое разрешение детектора определяется как отношение ширины амплитудного распределения на половине его высоты к величине p_{cp} .

Рассмотрим влияние различных факторов на разрешающую способность. Это, в первую очередь, флуктуации начальной ионизации и флуктуации газового усиления. Сказываются также такие явления, как прилипание электронов к электроотрицательным газам, рекомбинация электронов и ионов (в области слабого электрического поля, особенно для треков, параллельных силовым линиям поля). Все эти факторы ведут к некоторому разбросу амплитуд импульсов около среднего значения, а значит, ухудшают разрешающую способность.

Рассмотрим влияние флуктуации начальной ионизации на разрешающую способность. Начальная или первичная ионизация – это число пар ионов, образованных частицей непосредственно при соударениях с атомами среды. Образующиеся при этом электроны могут иметь энергию, достаточную для дальнейшей ионизации атомов среды (δ -электроны) и создавать вторичную ионизацию. При регистрации частиц существенна сумма первичной и вторичной ионизации, т. е. полная ионизация.

Если величину ионизационных потерь энергии разделить на полное число пар ионов, образованных в среде, то получим величину

средней энергии ω , затрачиваемой на образование одной пары ионов. Экспериментально установлено, что ω практически не зависит от начальной энергии частицы, производящей ионизацию, ее заряда и массы. Для газов, применяющихся в качестве рабочего вещества в пропорциональных счетчиках, ω меняется от 22 до 45 эВ. Это различие связано с различными значениями потенциалов ионизации и различной структурой уровней возбуждения атомов.

Независимость величины ω от энергии частицы позволяет определять ее по измеренному значению ионизации, т. е. числу пар ионов. При этом точность измерения энергии частицы, или энергетическое разрешение детектора, определяется величиной флуктуации числа пар ионов. Измерение полной энергии частицы возможно только тогда, когда весь ее пробег укладывается в рабочем объеме детектора. В этом случае все акты ионизации нельзя считать независимыми, так как частица к концу пути должна потерять энергию, точно равную ее первоначальной. Если бы акты ионизации были независимыми, то распределение числа пар ионов около среднего значения, равного $\bar{n}_0 = \omega$, описывалось бы законом Пуассона:

$$p(n) = \frac{n_0^n}{n!} e^{-n_0}, \quad (19)$$

который при достаточно большом n_0 приближается к распределению Гаусса

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n_0}} e^{-\frac{(n-n_0)^2}{2n_0}}. \quad (20)$$

Дисперсия, или среднеквадратичная флуктуация, в этом случае равна среднему значению числа пар ионов \bar{n}_0 :

$$\sigma^2 = D = \overline{(n - \bar{n}_0)^2} = \bar{n}_0. \quad (21)$$

В реальном же случае, когда акты ионизации нельзя считать независимыми,

$$\sigma^2 = D = F \cdot \bar{n}_0. \quad (22)$$

Коэффициент F называется фактором Фано. Тогда предельное энергетическое разрешение

$$\eta = \frac{(\Delta E)_{1/2}}{E} = 2,36 \frac{\sigma}{\bar{n}_0} = 2,36 \frac{\sqrt{F \cdot \bar{n}_0}}{\bar{n}_0} = 2,36 \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{\bar{n}_0}}. \quad (23)$$

Значение F зависит от соотношения между энергиями, затрачиваемыми на ионизацию и возбуждение атомов. Если вероятность ионизации мала по сравнению с вероятностью возбуждения, то энергия, затрачиваемая на ионизацию, мала по сравнению со всей потерянной энергией и не является точно фиксированной. В этом случае акты ионизации можно считать независимыми и дисперсию числа пар ионов равной \bar{n}_0 , а $F = 1$. Для пропорционального счётчика $F \sim 0,4$.

Из приведенной выше формулы видно, что чем больше среднее число пар ионов \bar{n}_0 , тем лучше энергетическое разрешение. Это означает, что для данного рабочего вещества детектора разрешение улучшается с увеличением энергии частицы, так как в этом случае она создает большее число пар ионов.

Газовое усиление, как было показано выше, сильно зависит от напряжения на счетчике. Поэтому для уменьшения флуктуации газового усиления необходима очень высокая степень стабилизации напряжения (обычно изменение напряжения на счетчике на 1 вольт меняет коэффициент газового усиления \sim на 1 %). Кроме того, коэффициент газового усиления зависит также от продольной координаты счетчика. Эта зависимость возникает из-за изменения конфигурации электрического поля около торцов счетчика (краевой эффект) и приводит к тому, что две частицы с одинаковой энергией, образовавшие по n_0 пар ионов вблизи торца счетчика и вдали от него, дадут различные по величине импульсы на выходе счетчика.

Для того, чтобы устранить влияние краевого эффекта, в местах крепления нити (анода) на торцах счетчика устанавливаются корректирующие электроды. Они представляют собой небольшие, коаксиальные с анодом, трубки. На них подается напряжение, равное потенциалу точек газа на расстоянии от нити, равном радиусу этого электрода. В этом случае электрическое поле во всем рабочем объеме счетчика имеет цилиндрическую симметрию и не зависит от продольной координаты.

На практике разрешающая способность пропорциональных счетчиков составляет от нескольких процентов до десятков процентов.

. Эффективность пропорционального счетчика

Необходимым условием регистрации заряженной частицы или гамма-кванта является создание ими в рабочем объеме счетчика хотя бы одной пары ионов. Для любой ионизирующей частицы вероятность такого события близка к единице. Гамма-кванты обладают большой проникающей способностью и для них вероятность образования в газе счетчика вторичного электрона, а, следовательно, и вероятность регистрации, составляет малые доли от единицы.

При прохождении гамма-кванта через рабочий объем счетчика он создает вторичный электрон в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар. Однако для гамма-квантов малых энергий имеет значение только фотоэффект. Сечение фотоэффекта увеличивается с увеличением атомного номера вещества как Z^5 . Поэтому для увеличения эффективности регистрации гамма-квантов необходимо счетчик наполнять газом с большим Z (криптон или ксенон).

Оценим эффективность регистрации пропорциональным счетчиком заряженных частиц (электронов). Вероятность того, что при прохождении через счетчик частица образует пару ионов на малом пути Δ , равна $\nu_0 p \Delta$, где ν_0 – первичная удельная ионизация, т. е. число пар ионов, созданное ионизирующей частицей на единице пути, p – давление газа в счетчике. Вероятность того, что не будет образовано ни одной пары ионов на пути Δ , $(1 - \nu_0 p \Delta)$. Вероятность того, что не будет образовано ни одной пары ионов на всем пути через рабочий объем счетчика – $(1 - \nu_0 p \Delta)^{1/\Delta}$.

Уменьшая длину интервала Δ , найдем:

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} (1 - \nu_0 p \Delta)^{1/\Delta} = e^{-\nu_0 p} \quad (24)$$

Тогда искомая эффективность регистрации будет равна:

$$\varepsilon(\Delta) = 1 - e^{-\nu_0 p} \quad (25)$$

Зная давление газа p , первичную удельную ионизацию для данного газа ν_0 и размеры счетчика Δ , можно вычислить эффективность детектора. Так как величина пути Δ может меняться, то точный расчет эффективности потребовал бы учета углового распределения регистрируемых частиц, что довольно сложно. Поэтому на практике пользуются оценочными данными.

Оценим теперь эффективность регистрации пропорциональным счетчиком фотонов. Если на некоторый слой вещества падает поток фотонов Φ_0 , то значение потока, прошедшего через поглотитель, будет:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x} \quad (26)$$

где μ – коэффициент поглощения, зависящий от энергии фотона и от вещества поглотителя. Если толщина поглотителя выражена в $\text{г}/\text{см}^2$, то величина μ имеет размерность $\text{см}^2/\text{г}$. Считая газовый объем счетчика поглотителем толщины x , получим эффективность регистрации (без учета поглощения в окне счетчика) равной отношению интенсивности потока, поглощенного в счетчике, к интенсивности падающего потока:

$$\varepsilon = \frac{0 - (x)}{0} = \frac{0 - 0e^{-\mu x}}{0} = 1 - e^{-\mu x} \quad (27)$$

Поскольку пропорциональные счетчики используются в основном для измерения излучения малых энергий (порядка десятков кэВ), то определенные требования предъявляются к материалу окна, пропускающего излучение в рабочий объем счетчика. Материал окна выбирается таким, чтобы поглощение в нем для исследуемого диапазона энергий было минимальным. В табл. 2 приведена прозрачность, т. е. коэффициент пропускания (в процентах), некоторых тонких окон для мягкого рентгеновского излучения. Из таблицы видно, что наименьшим поглощением обладает бериллий, особенно для малых энергий. Если учесть вероятность $e^{-\mu_1 x_1}$ того, что фотон пройдет через окно счетчика, не поглотившись, то эффективность регистрации фотона будет

$$\varepsilon = e^{-\mu_1 x_1} (1 - e^{-\mu_2 x_2}), \quad (28)$$

где μ_1 и x_1 – соответственно коэффициент поглощения в окне и его толщина, μ_2 и x_2 – коэффициент поглощения в газе счётчика и его размер, т. е. длина пути, проходимая частицей в счётчике.

Таблица 2

Коэффициенты пропускания окон пропорциональных счётчиков

Материал окна	Толщина окна, мкм	Энергия		
		5,46 кэВ	8,00 кэВ	16,6 кэВ
Алюминий	25	37	71	>90
Слюда	25	40	74	>90
Бериллий	500	60	86	>90

На рис. 9 приведена для иллюстрации эффективность пропорционального счетчика с бериллиевым окном толщиной 70 мкм, наполненного смесью газов 90 % Хе + 10 % СН₄ до общего давления $p = 0,8$ атм.

Пропорциональный счетчик может быть использован и для регистрации нейтронов. В этом случае рабочий объем счетчика наполняется боросодержащим газом, например, ВF. Нейтроны регистрируются по продуктам реакции $n_0 + \text{B}_5 \rightarrow \text{Li}_3 + \text{He}_2 (+2,8 \text{ МэВ})$, эффективное сечение которой очень велико. Для цилиндрического счетчика с типичными характеристиками (давление = 120 мм рт. ст., диаметр анода – 0,05 мм, диаметр катода 22 мм, длина – 150 мм, рабочее напряжение 1500 вольт) при попадании тепловых нейтронов на торец счетчика эффективность

регистрации составляет $\sim 20\%$. Вероятность регистрации быстрых нейтронов значительно меньше, чем медленных. Эффективности счетчиков быстрых нейтронов не превышают долей процента.

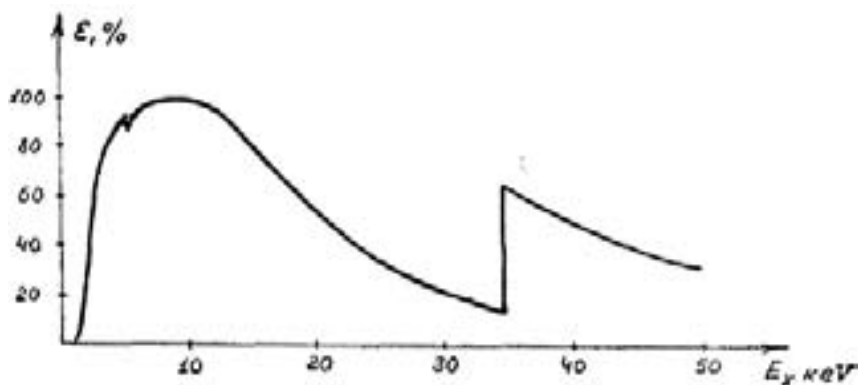


Рис. . Эффективность пропорционального счетчика с бериллиевым окном

§4. Газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера

Газоразрядный счетчик является одним из наиболее распространенных детекторов ядерных излучений. Эти счетчики находят применение в разнообразных задачах, требующих счета частиц без анализа их энергетического состава. Газоразрядные счетчики широко применяют в дозиметрии для измерения мощности дозы излучения, в многочисленных экспериментах по регистрации космического излучения. Их используют также и в промышленности, например, для контроля толщины проката. Широкое применение этих счетчиков обусловлено такими свойствами как высокая эффективность регистрации, возможность регистрации различных видов излучения, большая величина выходного сигнала, простота конструкции. Высокая эффективность счетчика связана с тем, что любой частице, проходящей через него, достаточно создать в объеме счетчика хотя бы одну пару ионов, чтобы вызвать вспышку разряда в нем, т. е. быть зарегистрированной.

Конструкция счетчика очень проста: корпус счетчика изготавливают из различных материалов, выбирая их в зависимости от типа регистрируемого излучения. Для регистрации β -частиц корпус выполняют из алюминия, меди или нержавеющей стали. Чтобы β -частицы не поглощались материалом корпуса, его делают тонкостенным. Часто для увеличения жесткости тонкостенный корпус гофрируют. Корпус счетчика γ -частиц представляет собой стеклянный баллон, на внутренней поверхности которого нанесен электропроводящий слой, служащий катодом счетчика. Поскольку регистрация γ -кванта возможна лишь в случае образования им комптон- или фотоэлектрона, то и толщина стеклянных

стенок выбирается исходя из условия наиболее вероятной регистрации счетчиком этих вторичных электронов.

Для регистрации α -частиц (и β -частиц) обычно используется торцовый счетчик. Один из торцов корпуса закрывают тонкой пленкой из слюды или другого материала. Через пленку в счетчик проникают заряженные частицы.

В качестве анода чаще всего используется вольфрамовая нить, поверхность которой отполирована для исключения влияния неровностей на распространение газового разряда вдоль нити. Схема включения счетчика приведена на рис. 10.

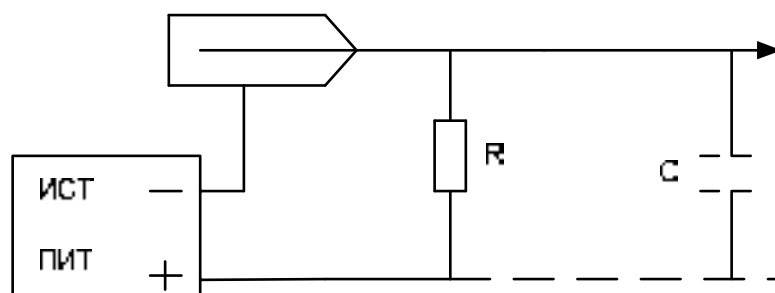


Рис. 10. Схема включения счётчика
– сопротивление утечки, C – ёмкость счётчика и монтажа

В пропорциональном счетчике газовый разряд развивается только в части объема детектора – там, где образуется лавина электронов. Остальной объем не охватывается газовым разрядом. С увеличением напряжения область разряда расширяется. После прохождения через объем счетчика заряженной частицы в газе появляются электроны и ионы, которые дрейфуют к соответствующим электродам.

Электроны достигают нити за время 10^{-7} – 10^{-8} с, образовав по пути новые электроны и ионы и возбуждив молекулы газа. Возбужденные молекулы, возвращаясь в нормальное состояние, испускают коротковолновое ультрафиолетовое излучение, которое может создавать фотоэлектроны в катод счетчика и наполняющем газе. Вновь возникшие электроны также дрейфуют к аноду и, в свою очередь, создают новые лавины. Так как фотоны излучаются изотропно, то за очень короткое время весь счетчик будет охвачен разрядом.

Таким образом, повышение напряжения приводит к распространению газового разряда по объему счетчика. При некотором напряжении *заж*, называемом напряжением зажигания, газовый разряд охватывает весь объем счетчика. Амплитуда импульса перестает зависеть от начальной ионизации, так как каждый начальный электрон порождает огромное количество новых электронно-фотонных лавин,

и вклад первичной ионизации в полный ионизационный ток становится пренебрежимо мал.

Для того чтобы счетчик мог регистрировать следующую частицу, разряд, зажженный предыдущей, должен быть погашен. По способу гашения разряда счетчики Гейгера-Мюллера подразделяют на самогасящиеся и несамогасящиеся.

1. Несамогасящиеся счетчики

Их обычно наполняют каким-либо инертным газом: аргоном, неоном и др. За время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин образованные положительные ионы практически остаются на месте, так как их подвижность намного меньше подвижности электронов. В основном вторичная ионизация происходит вблизи анода, где напряженность поля больше, и поэтому вокруг нити образуется чехол положительных ионов, который снижает напряженность поля около нее, и поэтому образование новых электронно-фотонных лавин прекращается. Образовавшиеся ионы двигаются в направлении катода. По мере отхода их от анода электрическое поле около него восстанавливается, и снова становится возможной ударная ионизация. Обычно развитие лавины не возобновляется, если в объеме счетчика нет свободных электронов. Лишь через время T_+ , когда положительные ионы достигают катода и там нейтрализуются, они могут вырывать свободные электроны из катода (если нейтрализованные молекулы остаются в возбужденном состоянии и их энергия возбуждения превышает работу выхода электронов из катода). Если при этом окажется, что напряжение на счетчике превышает $U_{заж}$, то начинается новая стадия разряда, которая длится до тех пор, пока ее не остановит новый положительный пространственный заряд вблизи анода, и т. д.

Каждая новая стадия производит зарядку емкости C до более высокого потенциала. Если $U_{заж} \gg T_+$, то импульс на аноде счетчика будет от стадии к стадии нарастать, а действующая разность потенциалов уменьшаться (рис. 11). Такое представление о разряде в виде отдельных стадий не совсем верно, так как реально эти стадии могут перекрываться. Это связано с тем, что электроны могут появляться (за счет высвечивания отдельных возбужденных молекул) еще до того, как ионы достигнут катода.

Для прекращения разряда необходимо на емкости C иметь заряд $(U_{заж})/C$, а это возможно, если сопротивление утечки будет достаточно велико. Сопротивление в этом случае называется гасящим. Его можно оценить из предположения $U_{заж} \gg T_+$. Пусть $C \sim 10T_+$. Тогда при $C = 10$ пф имеем $R = 10^8$ Ом. Это означает, что время зарядки емкости больше 10^{-3} с.

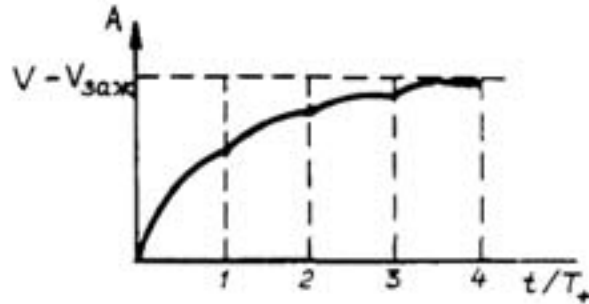


Рис. 11. Возрастание импульса во времени в несамогасящемся счётчике

Поэтому несамогасящийся счетчик имеет очень низкое временное разрешение. На рис. 12 представлена форма импульса в несамогасящемся счетчике. Временное разрешение можно значительно улучшить, если использовать специальные электронные схемы гашения разряда. Однако в настоящее время чаще используют самогасящиеся счетчики Гейгера, разряд в которых прерывается в силу особых свойств его развития.

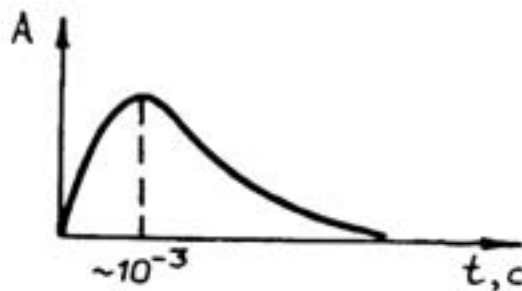


Рис. 12. Форма импульса в несамогасящемся счётчике

. Самогасящийся счетчик

При работе со счетчиками обнаружилось, что небольшие добавки паров этилового спирта в счетчик Гейгера, наполненный аргоном, существенно меняют его временные характеристики. Оказалось, что разряд в таком счетчике прекращается самопроизвольно, независимо от величины сопротивления утечки .

Рассмотрим развитие и гашение разряда в счетчике, наполненном смесью аргона (90 %) и паров спирта (10 %). Электроны, появляющиеся в счетчике в результате первичной ионизации, будут дрейфовать к аноду. Вблизи анода будет происходить возбуждение и ионизация молекул спирта и атомов аргона. Фотоны, испущенные возбужденными атомами аргона, имеют энергию 11,6 эВ, а потенциал ионизации паров спирта равен 11,5 эВ. Так как энергия фотонов близка к энергии ионизации молекул спирта, сечение фотоэффекта оказывается очень большим. При давлении в счетчике 100 мм рт. ст. средний свободный пробег фотонов до по-

глощения равен 0,1 см. Следовательно, разряд будет распространяться вблизи нити, так как возникшие в сильном поле около анода электроны приобретают энергию, возбуждают и ионизуют атомы аргона и спирта, высвеченные фотоны создают новые фотоэлектроны и т. д. Далекие от нити области не будут участвовать в процессе разряда, поскольку фотоны имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи анода. Около нити образуется чехол положительных ионов, который экранирует электрическое поле, и поэтому разряд прекращается. Разряд в самогасящемся счетчике ограничен одной стадией, и вот почему.

При движении ионов к катоду происходит большое число соударений (около 10^4). При соударении ионов аргона с молекулами спирта возможна ионизация молекул спирта и нейтрализация ионов аргона. Вероятность этого эффекта большая – 10^{-3} . Следовательно, к катоду подойдут только ионы спирта. При нейтрализации ионов спирта на аноде не происходит вырывания электронов из катода. Хотя молекулы спирта после нейтрализации и оказываются в возбужденном состоянии, но они не успевают провзаимодействовать с электронами катода, так как время жизни возбужденной молекулы спирта относительно диссоциации (10^{-13} с) значительно меньше времени движения к катоду от места нейтрализации (10^{-7} с). Таким образом, разряд в самогасящемся счетчике заканчивается на первой стадии независимо от того, какую разность потенциалов имеет счетчик в момент подхода ионов спирта к катоду, т. е. независимо от величины сопротивления, с которого снимается импульс.

Гашения разряда в счётчике можно добиться, добавив к инертному газу, наполняющему газовый объём счётчика, небольшую примесь галоидов Cl_2 , Br_2 , I_2 . Молекулы галоидов имеют низкие ионизационные потенциалы в сравнении с атомами инертных газов и выполняют те же функции, что и молекулы органических веществ. В силу большого атомного номера галоидов они более эффективно поглощают возникающее при разряде ультрафиолетовое излучение, чем молекулы органических веществ. Поэтому к основному наполнению счётчика достаточно добавить незначительную примесь галоида, чтобы обеспечить гашение разряда (вместо 10–15 % примеси органических веществ, применяемых обычно в самогасящихся счётчиках). К тому же в галогенных счётчиках диссоциировавшие молекулы в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы частично разлагаются полностью. В результате срок службы галогенных счётчиков больше, чем самогасящихся счётчиков с органическими гасителями.

Зависимость скорости счета от напряжения при постоянной интенсивности облучения называют счетной характеристикой счетчика. Счетная характеристика счетчика имеет почти горизонтальный участок на

протяжении 100 – 200 В. В этом интервале напряжений счетчик регистрирует все частицы, образовавшие хотя бы одну пару ионов в объеме счетчика. Эта часть характеристики называется «плато». Рабочее напряжение счетчика выбирают обычно в средней части плато, где небольшие флуктуации напряжения не будут сказываться на скорости счёта.

Время развития разряда определяется временем распространения его вдоль анода. Скорость его распространения 10^6 – 10^7 см/с, и время распространения разряда вдоль всей нити составляет 10^{-5} – 10^{-6} с. Так как положительные ионы при своем движении к катоду проходят область сильного поля вблизи анода за время 10^{-6} с, значительная часть амплитуды импульса нарастает за это время. Поэтому целесообразно выбрать $\sim 10^{-5}$ с, т. е. $\sim 10^6$ Ом, что позволяет получить довольно короткие импульсы (рис. 13).

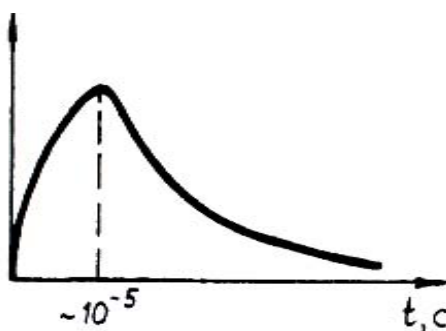


Рис. 13. Форма импульса в самогасящемся счетчике

Однако разрешающее время самогасящегося счетчика определяется не длительностью импульса, а временем, пока ионы не отойдут от анода настолько, чтобы восстановилось электрическое поле, необходимое для развития нового разряда. В продолжение этого промежутка времени τ аппаратура не способна к счёту других частиц. Это время называют мертвым временем $\tau \sim 10^{-4}$ с. Спустя мертвое время, счетчик может снова регистрировать частицы, но амплитуда этих импульсов будет меньшей величины. Электрическое поле восстановится до нормальной величины, когда все ионы соберутся на катоде. Интервал времени до полного собирания ионов на катоде называется временем восстановления.

На рис. 14 приведена осциллограмма импульсов в счетчике. Видно, что в течение мертвого времени τ_m нет наложения импульсов. Но при временах, больших τ_m , на импульс, запускающий развертку, налагаются импульсы, амплитуды которых тем больше, чем позже они возникают. Таким образом, разрешающее время самогасящегося счетчика порядка мертвого времени, т. е. значительно меньше разрешающего времени не-самогасящегося счетчика.

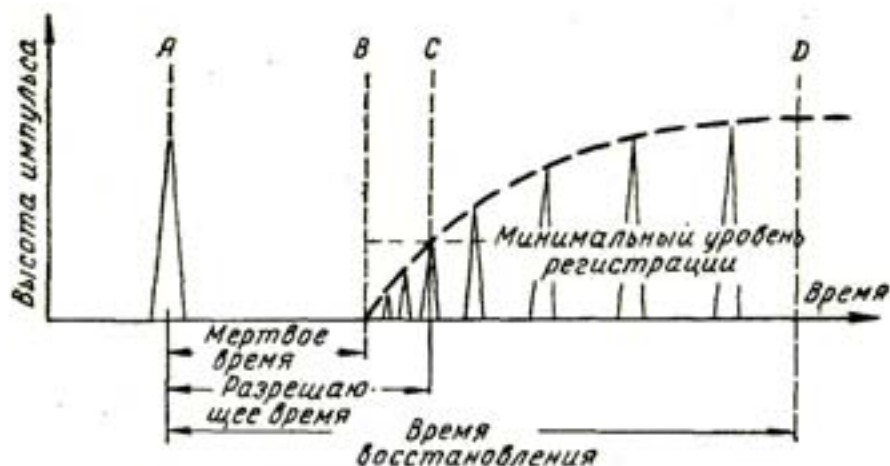


Рис. 1 . Осциллограмма импульсов в счётчике

Эффективность счетчика для заряженных частиц близка к 100 %. Счетчик регистрирует все заряженные частицы, если они появляются в газе с интервалом времени, большим разрешающего времени счетчика, и образуют хотя бы одну пару ионов. Эффективность регистрации γ -квантов зависит от вероятности взаимодействия их с материалом счетчика. Обычно эффективность регистрации γ -квантов не превышает 2 %.

. Виды газоразрядных счётчиков и их характеристики

В зависимости от характера используемого газового разряда газоразрядные счётчики можно разделить на коронные, пропорциональные, искровые и счётчики Гейгера-Мюллера.

В коронных счётчиках непрерывно, независимо от наличия ионизирующего излучения, протекает небольшой (~ 1 мкА) ток коронного разряда. Ионизирующие частицы регистрируются по импульсу тока, возникающего на фоне тока короны. Величина импульса пропорциональна начальной ионизации. Коронные счётчики используются для регистрации тяжёлых заряженных частиц.

В искровых счётчиках появление первичной ионизации приводит к искровому пробое разрядного промежутка. Сила тока и момент гашения разряда определяются параметрами внешней электрической схемы.

Самогасящиеся счётчики Гейгера-Мюллера различаются применяемой гасящей добавкой. В качестве гасящих добавок служат пары и газы органических соединений, галоиды (галогенные счётчики), кислород (кислородные счётчики).

В зависимости от вида регистрируемого излучения приборы подразделяются на счётчики рентгеновского, α -, β - и γ -излучений, счётчики световых квантов и счётчики нейтронов.

В наименовании счётчиков нет стройной единой системы. Существует несколько систем наименований счётчиков, выпускаемых отечественной промышленностью.

В первой системе наименование счётчика состоит из букв СИ, цифры и ещё одной буквы. Первые буквы СИ обозначают «счётчик излучения», цифра указывает номер конструктивной модификации счётчика, а последняя буква характеризует вид регистрируемого излучения: А – альфа, Б – бета, Г – гамма, Н – нейтронное, Р – рентгеновское, Ф – фотоны. Например: СИ-1Р, СИ-10БГ.

Во второй системе первая буква указывает материал катода счётчика: М – медный, Г – графитовый, В – вольфрамовый, Ст – стальной. Вторая буква С обозначает «самогасящийся». У торцовых счётчиков добавляется третья буква – Т. Цифры обозначают номер конструктивной модификации. Например: МС-4, ВС-9, МСТ-18.

В третьей системе первая буква С обозначает слово «счётчик», вторая характеризует вид регистрируемого излучения, третья – конструктивные особенности счётчика: С – стеклянный, М – металлический, Т – торцовый, У – увиолевое стекло. Например: САТ-7, СБМ-10, СНМ-20. Число после букв обозначает условный номер конструктивной модификации.

Существуют и другие системы наименования счётчиков, например СОТ-25-БФЛ, Т-25-БФЛ и др.

Различают импульсные и токовые газоразрядные счётчики. В импульсных счётчиках каждая зарегистрированная частица вызывает на входе электронной схемы импульс тока. О плотности потока частиц или квантов, облучающих счётчик, судят по количеству импульсов в единицу времени, т. е. по скорости счёта. В токовых счётчиках на вход электронной схемы поступают усреднённый ток или напряжение, т. е. регистрируется среднее за определённый промежуток времени значение количества частиц или квантов. Плотность потока и мощность дозы излучения измеряются по значению силы тока, протекающего через счётчик. Область рабочих напряжений, протяжённость плато, наклон плато счётной характеристики относятся к импульсному режиму работы коронного, искрового и гейгеровского счётчиков. Для токовых счётчиков аналогом счётной характеристики импульсных счётчиков является вольтамперная характеристика. Она тоже имеет пологий участок, на котором и рекомендуется работать.

Конструкция счётчика и режим его работы диктуются конкретным назначением счётчика и определяют его эффективность и чувствительность при регистрации излучений.

В коронных счётчиках под действием сильно ионизирующих частиц возникают импульсы тока большой амплитуды, пропорциональные первичной ионизации. Поэтому возможна регистрация этих частиц при нали-

чии фона слабо ионизирующих γ - и β -излучений, если выбрать напряжение дискриминации таким образом, чтобы отсечь как импульсы от этих излучений, так и шумовые импульсы, создаваемые коронным разрядом. Снижение напряжения дискриминации ниже уровня шумовых импульсов от коронного разряда эксплуатацию счётчиков делает невозможной.

Торцовые коронные счётчики САТ с диаметром входного окна от 4 мм до 27 мм предназначены для детектирования α -частиц при наличии фона γ - и β -излучений до 13 мр/с. Массовая толщина слюдяных окон этих счётчиков 1,2 мг/см² или 3 мг/см² в зависимости от модификации. Это позволяет регистрировать α -частицы с энергией от 2 МэВ или от 3 МэВ соответственно. Рабочее напряжение для разных модификаций этих счётчиков – от 380 В до 900 В, протяжённость плато – от 30 В до 300 В. Уровень шумов при правильно установленном пороге дискриминации равен (0,125±0,5) имп/мин.

Искровые счётчики также предназначены для регистрации сильно ионизирующих частиц. В них, как и в коронных, между электродами идёт постоянный ток коронного разряда. Но если в последних попадание в чувствительный объём частицы вызывает несамостоятельный разряд, то в искровых в месте пролёта частицы проскакивает искра. Благодаря большой величине тока искрового разряда возникает импульс с амплитудой несколько сотен вольт. Для того, чтобы искровой разряд не переходил в дугу, в цепь счётчика включается высокоомное сопротивление, поэтому полная продолжительность импульса велика – не менее 10⁻⁴ с. Счётчики работают обычно при атмосферном давлении в воздухе и обладают хорошей счётной характеристикой – скорость счёта практически постоянна при изменении напряжения на счётчике на 2,5–3 кВ. Искровые счётчики полностью нечувствительны к γ - и β -излучениям и могут работать в интенсивных полях этих излучений. Благодаря малому времени нарастания импульса (~10⁻⁷ с) и практически отсутствию временной задержки между моментом пролёта частицы и появлением импульса на выходе искровые счётчики удобны в экспериментах с использованием техники совпадений, например, при измерении времени жизни возбуждённых состояний атомных ядер. К недостаткам искровых счётчиков следует отнести малый чувствительный объём, зависимость эффективности регистрации от направления полёта частицы относительно электродов счётчика и низкую скорость счёта.

В счётчиках Гейгера-Мюллера с органическими гасящими добавками последние должны удовлетворять следующим требованиям:

- потенциал ионизации гасящей добавки должен быть ниже потенциала ионизации наполняющего газа, причём, чем ближе эти потенциалы, тем больше вероятность гашения разряда;

- атомы и молекулы гасящей добавки должны иметь малый коэффициент прилипания электронов;
- ионы органических примесей не должны вызывать вторичную эмиссию электронов с катода.

В качестве гасящих добавок используются: этиловый и метиловый спирты, ацетон, бензол, изоамилацетат, диэтиловый эфир, этилен, изопентан, этилформиат и др. Наиболее часто используются спиртовые добавки. При длительной работе многоатомные молекулы разлагаются, во всё возрастающем количестве образуются такие молекулы, которые могут вырвать с катода вторичные электроны. Продукты разложения осаждаются на внутренних поверхностях счётчика, ухудшая его свойства. Постепенное изменение состава наполнения приводит к росту напряжения начала счёта и наклона плато. Счётная характеристика заметно ухудшается уже после 10^8 – 10^9 импульсов. Поэтому эти счётчики необходимо эксплуатировать при небольших перенапряжениях – не выше 100 В. Это увеличивает ресурс работы счётчиков и делает их работу более стабильной. Необходимо избегать хотя бы кратковременных перегрузок по напряжению и интенсивности излучения, так как это может привести к порче счётчика. Рекомендуется экранировать их от видимого света, так как их чувствительность к свету растёт в процессе длительной работы, особенно при большой скорости счёта.

Вторичная ионизация молекул наиболее вероятна при энергиях, превышающих в несколько раз энергию ионизации. При меньших энергиях электрона в большинстве столкновений образуются возбужденные молекулы. Следовательно, чем больше энергия ионизации газа – наполнителя, тем выше пороговое напряжение. Для аргонных счётчиков с органическими добавками в зависимости от давления газа оно лежит в интервале 800÷1300 В.

Для регистрации β -излучения с энергией частиц от 0,16 МэВ используются торцовые счётчики со слюдяным окном СИ-2Б,3Б, СИ-5Б и МСТ-17. Протяжённость плато этих счётчиков не менее 150 В, наклон плато не более (0,025÷0,05) % на 1В и рабочее напряжение порядка 1500 В.

Для измерения мягких β -излучений (третий, углерод-14) применяются счётчики внутреннего наполнения СБМ и СБС. В качестве наполнителя используется смесь аргона и изопентана. Рабочее напряжение этих счётчиков 1 кВ, длина и наклон плато – 200 В и 0,03 % на 1 В. Для этих же целей используется проточный счётчик с открытым окном СОТ-25-БФЛ, конструкция которого предусматривает быстрое измерение серии образцов, помещаемых последовательно под окном счётчика. Счётчик работает в режиме непрерывного тока гелия, обогащенного па-

рами этилового спирта и диэтилового эфира. Длина плато счётной характеристики 200÷400 В, наклон 0,015 % на 1 вольт.

Торцовый счётчик Т-25-БФЛ, предназначенный для регистрации как мягкого β -излучения, так и α -излучения, имеет хорошую счётную характеристику: наклон плато не более 0,01 % на 15 В при длине не менее 300 В.

Счётчики γ -излучения цилиндрические со стеклянными стенками. Катодом служит нанесённый на внутреннюю поверхность корпуса порошкообразный вольфрам в счётчиках ВС и СИ-4Г, порошкообразная медь в счётчиках МС либо графит в счётчиках СИ-5Г,6Г,7Г. Рабочее напряжение этих счётчиков 800÷1300 В, длина и наклон плато – (100÷250) В и (0,075÷0,1) % на 1В.

Для регистрации рентгеновского излучения выпускаются пропорциональные и самогасящиеся счётчики с органическими гасящими добавками. Ионизация в счётчиках создаётся в основном фотоэлектронами, возникающими при взаимодействии излучения с газом, наполняющим счётчик. Излучение проникает в рабочий объём счётчиков через бериллиевое или слюдяное окно. Пропускные способности окон ограничивают возможность регистрации излучения с длиной волны больше 25 Å. Счётчики МСТР-4, СИ-2Р и СИ-1Р – торцовые, первые два со слюдяным окном толщиной 3÷6 мг/см², последний – с бериллиевым окном толщиной 0,1 мм. Пропорциональный счётчик СРМ-1 имеет окно на боковой поверхности. Рабочее напряжение, длина и наклон плато у этих счётчиков такие же, как и у γ -счётчиков с органической гасящей добавкой.

Промышленностью изготавливаются счётчики для регистрации медленных (тепловых) нейтронов. Нейтроны непосредственно не ионизируют газ. Для перевода нейтронного излучения в ионизирующее используется ядерная реакция на В¹⁰, продукты которой (Li⁷ и α -частица) являются ионизирующими. Бор вводится в счётчик в виде твёрдого покрытия на катоде (коронные счётчики СНМ 9÷14) или в виде газа – трёхфтористого бора ВF₃ (пропорциональные счётчики СНМ-3,5,8,20).

В галогенных счётчиках небольшая (< 1 %) примесь галоидов Cl₂, Br₂, I₂ выполняет те же функции, что и молекулы органических веществ. Наиболее широкое применение нашли низковольтные галогенные счётчики, наполненные неоном с малыми примесями аргона (0,1 %) и галоида (0,1 %). В качестве гасящей примеси обычно используется бром, т. к. он химически менее активен чем хлор, и имеет большее давление паров, чем иод. По сравнению со счётчиками с органической гасящей добавкой эти счётчики имеют свои преимущества и недостатки. Основное их преимущество, кроме низкого напряжения начала счёта, заклю-

чается в большем сроке службы. В галогенных счётчиках диссоциировавшие молекулы в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы частично разлагаются полностью. В результате срок службы галогенных счётчиков больше, он ограничивается в основном химическим взаимодействием галогена с материалами счётчика.

Низкое рабочее напряжение этих счётчиков обусловлено особенностями газового разряда, механизм формирования лавины в котором не связан с ударной ионизацией газа. В неоне первое возбуждённое состояние с энергией 16,57 эВ является метастабильным с достаточно большим временем жизни. В чистом неоне даже спустя 1 с после окончания разряда ещё имеется заметное число возбуждённых метастабильных атомов. Процесс возбуждения метастабильного состояния носит резонансный характер. Сечение процесса резко возрастает при энергии электронов, близкой к энергии возбуждения, в то время как для ионизации нужна энергия, в несколько раз превышающая потенциал ионизации. В сравнительно слабом электрическом поле электрон приобретает энергию сравнительно малыми порциями до тех пор, пока его энергия не достигнет значения, близкого к энергии возбуждения неона. Неупругое столкновение этого электрона с атомом неона переведёт его в возбуждённое состояние, а электрон при этом потеряет почти всю свою энергию и начнёт накапливать её вновь. Происходит накопление возбуждённых метастабильных атомов неона. Энергии ионизации аргона (15,7 эВ) и брома (12,8 эВ) ниже энергии возбуждения неона. Но прямой ионизации этих газов при столкновении с электронами практически не происходит, поскольку, во-первых, их концентрация крайне мала и, во-вторых, сечение ионизации мало по сравнению с сечением возбуждения неона. В процессе многочисленных тепловых столкновений возбуждённые атомы неона передают энергию возбуждения атомам аргона и брома, что приводит к их ионизации и нарастанию числа электронов. Когда пространственный заряд снизит напряженность поля процесс возбуждения атомов неона прекращается. Оставшиеся метастабильные атомы переходят в основное состояние, передавая при столкновениях энергию возбуждения атомам брома и ионизируя их. В галогенном счётчике, в отличие от обычного, в течение некоторого времени после прекращения активной стадии разряда продолжают возникать свободные электроны.

В галогенном счётчике на катоде нейтрализуются почти исключительно ионы брома со сравнительно низкой энергией ионизации. Катоды этих счётчиков подвергаются специальной обработке с целью повышения работы выхода. Поэтому вторичной эмиссии электронов с катода не происходит. Положительные ионы аргона не могут достигнуть катода, так как они нейтрализуются при столкновении с молекулами брома.

Отдельные атомы могут сохранить возбуждённое состояние в течение времени, большего мёртвого времени счётчика. В счётчике может появиться свободный электрон, инициирующий ложный импульс. Вероятность этого события довольно велика, что обуславливает довольно большой наклон плато счётной характеристики галогенного счётчика.

Благодаря медленному развитию разряда в галогенном счётчике время нарастания импульса велико. Время запаздывания момента регистрации импульса относительно момента попадания частицы в счётчик составляет несколько микросекунд. Кроме того, для галогенов (как и для кислорода) коэффициент прилипания электронов имеет заметную величину. Поэтому если первичный электрон будет захвачен атомом брома, время развития лавины будет задержано на время движения отрицательного иона до области сильного поля вблизи анода (вплоть до 10^{-4} с). По этим причинам галогенные счётчики непригодны для использования в схемах совпадений с достаточно высоким временным разрешением.

Отечественной промышленностью выпускается 12 модификаций галогенных β -счётчиков и 14 модификаций γ -счётчиков. Все они имеют рабочее напряжение 390 В, протяженность плато счётной характеристики $(80 \div 100)$ В. Наклон плато для счётчиков, работающих в импульсном режиме, находится в пределах $(0,125 \div 0,3)$ % на 1 вольт, для работающих в токовом режиме – до 1,5 % на 1 вольт. Наклон плато тем больше, чем больше скорость счёта счётчика.

Торцовые β -счётчики СБТ имеют входные окна толщиной от 1,4 до 5 мг/см². Толщина стенок цилиндрических счётчиков (СТС-5,6, СИ-9БГ, СБМ-10) позволяет регистрировать β -частицы с энергией от 0,5 МэВ. Счётчики СБТ-11,14,15,16 могут работать и в импульсном и в токовом режимах. Счётчики СБТ-10,11 – многосекционные (10 и 4 секции соответственно).

Гамма-счётчики СИ-10БГ, 11БГ, 24Г – токовые, СИ-3БГ, СГС-6,8 могут работать и в токовом и в импульсном режимах. Эти счётчики используются при большой плотности потока γ -излучения.

Счётчики СИ 12Б, 13Б, 14Б, СИ 25 БГ-М, 26 БГ-М – управляемые с регулируемой чувствительностью (содержат дополнительный электрод).

. Эффективное мёртвое время счётчика

Частицы, испускаемые радиоактивным источником, распределены во времени случайным образом. Поэтому при всех уровнях счёта имеется конечная вероятность того, что некоторые частицы попадут в счётчик в момент времени, когда система не способна к их регистрации. Поэтому нужно считаться с тем, что даже при выборе наилучшего режима ра-

боты регистрирующего устройства, некоторое число просчётов оказывается неизбежным и это должно быть учтено при обработке результатов измерений. В применяемых установках при регистрации радиоактивного излучения мёртвым временем обладают счётчик и пересчётный прибор. Обычно разрешающая способность установки лимитируется мёртвым временем счётной трубки.

Мёртвое время счётчика связано с процессом восстановления электрического поля между анодом и катодом после очередной вспышки разряда. Поэтому мёртвое время счетчика зависит от напряжённости электрического поля и подвижности ионов. Напряжённость поля возрастает по мере удаления от нити к катоду экранирующего положительного пространственного заряда. Новая величина самостоятельного разряда становится возможной только тогда, когда ионы уходят на достаточное расстояние от нити. Следовательно, мёртвое время зависит и от величины пространственного заряда. Чем больше заряд, тем значительней должно быть расстояние ионов от нити для достаточного уменьшения экранирующего действия. Амплитуда импульса на выходе счётчика будет зависеть от интервала времени между данным импульсом и предыдущим (рис. 16).

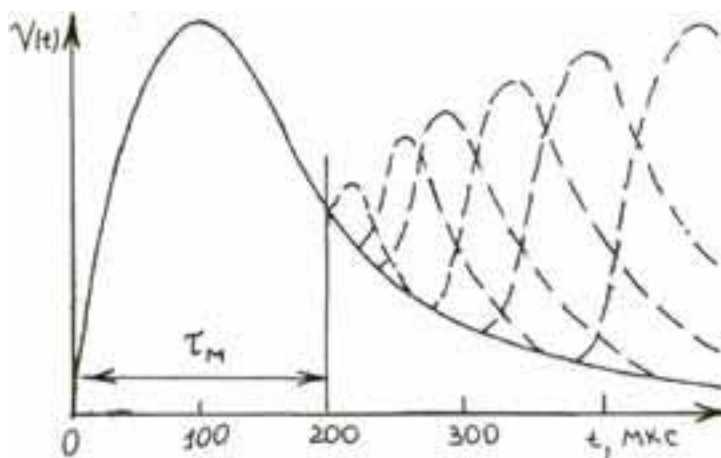


Рис. 1 . Осциллограмма импульсов самогасящегося счётчика

Рассмотрим процесс последовательной регистрации трёх частиц – **A**, **B**, и **C**. Вызванные ими импульсы показаны на рис. 17. В первом случае частица **B** попала в счётчик после регистрации предыдущей частицы **A** спустя время, большее времени восстановления счётчика. Во втором случае интервал времени между частицами **A** и **B** меньше времени восстановления. Поэтому объёмный заряд и, следовательно, амплитуда импульса, вызванного частицей **B** будет меньше, чем в первом случае. Соответственно,

интервал времени для восстановления напряжённости электрического поля, необходимой для регистрации следующей частицы **С** будет меньше. Таким образом, время нечувствительности счётчика после регистрации частицы **В** в этих случаях будет разным. Количество просчётов при регистрации частиц будет определяться некоторым «эффективным» мёртвым временем, зависящим от загрузки счётчика, т. е. от скорости счёта.

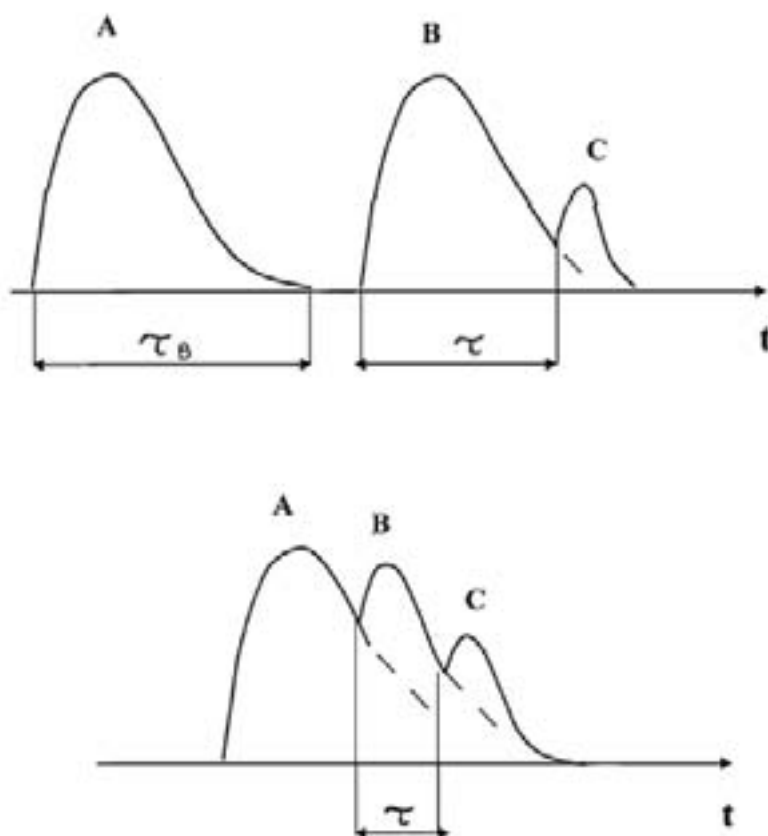


Рис. 1 . Последовательная регистрация трёх частиц счётчиком Гейгера Мюллера

Чем больше скорость счёта, тем больше доля частиц, попадающих в счётчик во время восстановления и, следовательно, меньше «эффективное» мёртвое время.

Если известно мёртвое время, то просчёты нетрудно определить для практически важного случая, когда $n_0\tau \ll 1$, где n_0 – скорость счёта частиц при нулевом мёртвом времени, т. е. при отсутствии просчётов. Если за время t должно быть зарегистрировано n_0t частиц, а зарегистрировано nt импульсов, то часть времени, равного $nt\tau$, счётчик был нечувствителен к попаданию частиц. За это время не зарегистрировано $nt\tau n_0$ частиц. Поэтому можно записать равенство:

$$n_0 t = nt + nt\tau n_0, \quad (29)$$

откуда находим:

$$n_0 = \frac{n}{1 - \tau n}. \quad (30)$$

Относительное число просчётов (не зарегистрированных частиц):

$$\frac{n_0 - n}{n_0} = n\tau. \quad (31)$$

Эти соотношения справедливы для мёртвого времени непродлевающего типа, когда попадание частицы в счётчик во время его восстановления не увеличивает время его нечувствительности, т. е. мёртвое время. Именно таким мёртвым временем обладают счётчики Гейгера-Мюллера.

Из формулы (30) следует, что для случая, когда мёртвое время не зависит от загрузки, его можно определить экспериментально, если знать закон изменения n_0 и измерять n . Действительно, пусть известен закон изменения n_0 в функции какой-либо переменной x (время, расстояние между источником и детектором и т. д.), тогда, измерив n при двух различных значениях x , можно по известному закону $n_0(x)$ и по $n(x_1)$ и $n(x_2)$ найти τ .

Можно, например, определить эффективное мёртвое время при измерениях зависимости скорости счёта от времени при облучении детектора частицами из источника с известным периодом полураспада. При $\tau = 0$, т. е. при отсутствии просчётов, число отсчётов изменяется во времени по закону:

$$n_0(t) = A \exp(-\lambda t). \quad (32)$$

Измерив скорости счёта $n(t_1)$ и $n(t_2)$ вблизи $t=t_1$ и $t=t_2$ в соответствии с (30) можем записать:

$$A \exp(-\lambda t_1) = \frac{n(t_1)}{1 - n(t_1)\tau}, \quad (33)$$

$$A \exp(-\lambda t_2) = \frac{n(t_2)}{1 - n(t_2)\tau}. \quad (34)$$

Разделив одно уравнение на другое, после элементарных преобразований получаем:

$$\tau = \frac{n(t_2) - n(t_1) \cdot \exp[-\lambda(t_2 - t_1)]}{n(t_1)n(t_2)[1 - \exp(-\lambda t_2 + \lambda t_1)]}. \quad (35)$$

В общем случае, если невозможно определить однозначно тип мёртвого времени или если τ является функцией скорости счёта, то можно определить поправочную функцию для учёта просчётов:

$$f(n, \tau) = n(t) \exp(\lambda t) / n(t_3) \exp(\lambda t_3), \quad (36)$$

где $n(t_3)$ – скорость счёта в такой момент t_3 , когда просчётами регистрирующего устройства можно пренебречь. Чтобы найти область, где просчёты несущественны, необходимо построить в функции времени произведение $n(t) \exp(\lambda t)$. Независимость этого произведения от t и укажет искомую область и позволит получить поправочную функцию $f(n)$ для внесения поправок на просчёты:

$$n_0 = n / f(n). \quad (37)$$

При использовании γ -источника мёртвое время можно найти, измерив скорости счёта на двух разных расстояниях r_1 и r_2 между источником и детектором. Если при этом выполнены условия:

- а) число квантов, попадающих в детектор, пропорционально телесному углу, под которым виден детектор из источника,
- б) отсутствует поглощение излучения в промежутке источник – детектор, то:

$$n_0(r) = A / r^2 \quad (38)$$

и из уравнений, аналогичных (33) и (34), получаем:

$$\tau = \frac{\frac{2}{n(r_1)} - \frac{2}{n(r_2)}}{\frac{2}{r_1^2} - \frac{2}{r_2^2}}. \quad (39)$$

Довольно распространён метод измерения τ с помощью двух источников. Пусть в определённом положении источника 1 регистрируется скорость счёта n_1 . Облучая детектор одновременно первым и вторым источниками, измеряется скорость счёта $n_{1,2}$ и затем, убрав первый источник, измеряется скорость счёта n_2 . Тогда исправленные на просчёты скорости счёта для первого, второго и двух источников:

$$n_1^0 = \frac{n_1}{1 - n_1 \tau}, \quad n_2^0 = \frac{n_2}{1 - n_2 \tau}, \quad n_{1,2}^0 = \frac{n_{1,2}}{1 - n_{1,2} \tau}. \quad (40)$$

Ясно, что $n_{1,2}^0 = n_1^0 + n_2^0$, или

$$\frac{n_{1,2}}{1 - \tau n_{1,2}} = \frac{n_1}{1 - \tau n_1} + \frac{n_2}{1 - \tau n_2}. \quad (41)$$

Отсюда следует уравнение для τ :

$$\tau^2 - \frac{2}{n_{1,2}}\tau + \frac{n_1 + n_2 + n_{1,2}}{n_1 n_2 n_{1,2}} = 0 \quad (42)$$

Решение этого уравнения:

$$\tau = \left(1 - \sqrt{1 - (n_1 + n_2 - n_{1,2})n_{1,2}/n_1 n_2}\right) / n_{1,2}. \quad (43)$$

При $n_{1,2}\tau \ll 1$, т. е. когда среднее время между импульсами существенно больше τ и относительное число подсчетов мало, из уравнения (42) следует приближённое выражение для τ , если пренебречь первым членом уравнения ($\tau^2 \ll \frac{2}{n_{1,2}}\tau$):

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2n_1 n_2}. \quad (44)$$

Задание № 11

- *Измерить зависимость эффективного мёртвого времени счётчика Гейгера-Мюллера от скорости счёта с помощью двух источников.*

Порядок выполнения работы

1. Включить установку согласно инструкции.
2. Снять счетную характеристику счетчика и установить рабочее напряжение.
3. Радиоактивные источники размещать таким образом, чтобы получить скорости счета, близкие к указанным в табл. 1. При этом необходимо стремиться к тому, чтобы n_1 и n_2 были по возможности близки друг к другу.
4. Предварительно подобрав положения источников измерить скорости счёта в последовательности $n_1, n_{1,2}, n_2$. Каждое измерение проводить в течение 20 минут.
5. Результаты измерений занести в табл. 3.
6. Построить график $\tau = f(n_{1,2})$.
7. Записать выражение для ошибки измерения τ , учитывая только чисто статистические погрешности измерения $n_1, n_2, n_{1,2}$.

8. Построить зависимость относительного числа просчётов от скорости счёта.

Таблица 3

*Счётчик типа
Рабочее напряжение*

$N_1=$ $N_2=$ $N_{12}=$	$t=$ $t=$ $t=$	$n_1=$ $n_2=$ $n_{12}=(50 \text{ умн/с})$	$\tau_1=$
$N_1=$ $N_2=$ $N_{12}=$	$t=$ $t=$ $t=$	$n_1=$ $n_2=$ $n_{12}=(100 \text{ умн/с})$	$\tau_2=$
$N_1=$ $N_2=$ $N_{12}=$	$t=$ $t=$ $t=$	$n_1=$ $n_2=$ $n_{12}=(200 \text{ умн/с})$	$\tau_3=$
$N_1=$ $N_2=$ $N_{12}=$	$t=$ $t=$ $t=$	$n_1=$ $n_2=$ $n_{12}=(250 \text{ умн/с})$	$\tau =$
$N_1=$ $N_2=$ $N_{12}=$	$t=$ $t=$ $t=$	$n_1=$ $n_2=$ $n_{12}=(320\div 350 \text{ умн/с})$	$\tau =$

Контрольные вопросы

1. Мёртвое время указывается в паспорте счётчика, но не указывается загрузка, при которой это мёртвое время измерено. Что понимается в этом случае под мёртвым временем? Как можно измерить мёртвое время, приведённое в паспорте?
2. Чем отличается мёртвое время от разрешающего времени?
3. Зависит ли мёртвое время от напряжения на счётчике Гейгера-Мюллера?

Задание № 1

- **Измерить эффективность регистрации β -частиц торцовым счётчиком Гейгера Мюллера.**

При измерении числа частиц, попадающих в детектор, требования к функции отклика детектора очень скромные – эта функция определяет только вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании частицы в детектор. Не каждая частица (особенно незаряженные – фотон, нейтрон) взаимодействуют с детектором при попадании в него. Более того, даже если взаимодействие

и произошло, то сигнал будет зарегистрирован тогда, когда его значение будет превышать уровень чувствительности регистрирующей системы. Вероятность регистрации может зависеть от вида излучения и его энергии, размеров детектора, удалённости и геометрической формы источника излучения, уровня дискриминации регистрирующего устройства (уровня чувствительности).

Вероятность регистрации можно нормировать по разному: к активности источника, к числу частиц, попадающих в детектор, к потоку частиц в том месте, где расположен детектор. В зависимости от этого вероятности регистрации будут различными, и функции отклика носят разные названия. Дадим определения некоторым из них, наиболее распространённым.

Эффективность детектора ε – это отношение числа зарегистрированных сигналов n_p (импульсов, треков, световых вспышек и т. д.) к числу частиц n_{det} , попавших в детектор:

$$\varepsilon = n_p / n_{det}. \quad (45)$$

Чувствительность детектора δ – это отношение числа зарегистрированных сигналов в единицу времени n_p к потоку частиц в месте, где расположен детектор излучения. Если в детектор попадает в единицу времени n_{det} частиц, а площадь окна детектора $S_{ок}$, то поток равен $n_{det} / S_{ок}$ и, следовательно:

$$\delta = \frac{n_p}{n_{det} / S_{ок}}. \quad (46)$$

Светосила – это отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, испущенных источником. Светосила, как это следует из определения, существенно зависит от взаимного расположения детектора и источника излучения, она скорее характеризует измерительное устройство в целом, чем сам детектор. Поэтому светосилу часто называют **эффективностью измерительной установки** $\varepsilon_{уст}$. Если число частиц задавать в единицу времени, то

$$\varepsilon_{уст} = n_p / A, \quad (47)$$

где A – активность источника.

Из приведённых определений ясно, что ε и $\varepsilon_{уст}$ являются безразмерными величинами и могут принимать значения в пределах от 0 до 1.

Чувствительность детектора имеет размерность площади. Её физический смысл состоит в следующем. Детектор с чувствительностью, например, 5 см^2 регистрирует столько же частиц, как и детектор с площадью входного окна $S_{\text{ок}} = 5 \text{ см}^2$, обладающий эффективностью регистрации $\varepsilon = 1$. Из формул (45) и (46) следует связь эффективности и чувствительности детектора:

$$\varepsilon_{\text{д}} = S_{\text{д}} / S_{\text{ок}} \quad S_{\text{д}} = \varepsilon_{\text{д}} S_{\text{ок}}. \quad (48)$$

Чувствительность детектора может принимать значения $S_{\text{ок}} \geq S_{\text{д}} > 0$.

Эффективность измерительной установки, эффективность и чувствительность детектора связаны между собой, однако эти связи в общем случае оказываются достаточно сложными.

Если эффективность $\varepsilon_{\text{узм}}$ известна, то определение, например, активности исследуемого образца сводится к элементарной операции измерения скорости счёта. Эффективность установки зависит от многих факторов: эффективности самого детектора, геометрии опыта, углового и энергетического распределения излучения и т. д. Вычисление с достаточной точностью $\varepsilon_{\text{узм}}$, $S_{\text{д}}$, ε не всегда оказывается простой задачей.

Абсолютными измерениями называются измерения, при которых предварительно вычисляется $\varepsilon_{\text{узм}}$, а затем по показаниям детектора находится истинное значение активности источника. Значительные трудности определения $\varepsilon_{\text{узм}}$ заставляют прибегать к **относительным** измерениям, при которых показания детектора при работе с исследуемым источником $n_{\text{рх}}$ сравниваются с показаниями $n_{\text{р этал}}$ от некоторого эталонного источника, активность которого $A_{\text{этал}}$ заранее известна. Если это сравнение можно выполнить так, чтобы значения $\varepsilon_{\text{узм}}$ в обоих случаях были заведомо одинаковыми, то из соотношений $n_{\text{рх}} = \varepsilon_{\text{узм}} A_x$ и $n_{\text{р этал}} = \varepsilon_{\text{узм}} A_{\text{этал}}$ следует, что A_x можно определить по непосредственно измеряемым показаниям детектора:

$$A_x = n_{\text{рх}} A_{\text{этал}} / n_{\text{р этал}}. \quad (49)$$

Рассмотрим связь между измеряемой торцовым счётчиком скорости счёта и активностью β -источника в условиях малого телесного угла. Из источника в направлении окна счётчика в единицу времени вылетает $A \cdot \omega$ частиц, где ω – относительный телесный угол, под которым чувствительный объём счётчика (или диафрагмы, стоящей перед окном счётчика, при условии, что последняя полностью экранирует окно) виден

из центра препарата в долях полного телесного угла, если задаётся активность источника в полный телесный угол 4π , либо его половины, если задано излучение источника в полусферу. Соответственно $\omega = \Omega/4\pi$ или $\omega = \Omega/2\pi$, где Ω – телесный угол, под которым диафрагма или окно счётчика видны из источника. Если источник имеет конечные размеры, то необходимо внести поправку δ таким образом, чтобы усреднённый по площади источника относительный телесный угол $\bar{\omega} = \delta \cdot \omega$ определял долю частиц, вылетающих из источника в направлении детектора.

Число частиц n_{dem} , попавших во входное окно счётчика, будет отличаться от числа испущенных $A \cdot \omega$. Часть будет поглощена во входном окне счётчика и слое воздуха между источником и счётчиком, часть испытает рассеяние и поглощение в самом источнике. Возможно и то, что часть частиц, первоначально вылетевших из источника вне телесного угла $\bar{\omega}$, попадут в счётчик, испытав обратное рассеяние от подложки препарата или рассеяние на краях отверстия диафрагмы. В общем случае:

$$n_{dem} = A \cdot \bar{\omega} \cdot k \cdot f_s \cdot f_d, \text{ где} \quad (50)$$

k – коэффициент прозрачности слоя вещества между препаратом и чувствительным объёмом счётчика, $k \leq 1$; f_s – коэффициент обратного рассеяния β -излучения от подложки препарата, учитывающий вероятность того, что частица, вылетевшая в сторону подложки, в результате рассеяния попадёт в счётчик с энергией, достаточной для регистрации, $f_s \geq 1$; f_s – коэффициент самопоглощения и саморассеяния β -излучения в препарате, определяющий вероятность того, что частица, вылетевшая в сторону детектора, избежит поглощения в веществе источника и попадёт в счётчик с энергией, достаточной для надёжной регистрации, $f_s \leq 1$; f_d – коэффициент, учитывающий рассеяние β -частиц на краях отверстия диафрагмы в сторону детектора, $f_d \geq 1$.

Из n_{dem} частиц должно быть зарегистрировано $n_\beta = n_{dem} \cdot \varepsilon_\delta = A \cdot \bar{\omega} \cdot k \cdot f_s \cdot f_d \cdot \varepsilon_\delta$ частиц, где ε_δ – собственная эффективность детектора. Но часть частиц не будет зарегистрирована из-за просчётов, обусловленных конечным временным разрешением детектора, и, наоборот, дополнительно будут регистрироваться импульсы, обусловленные фоном. Поэтому в измеренную скорость счёта необходимо внести поправки. Скорость счёта импульсов, обусловленных попаданием частиц из источника – $n_\beta = n_0 - n_\phi$, где n_0 – измеренная скорость счёта, исправленная на просчёты, n_ϕ – скорость счёта импульсов фона. Окончательно получаем:

$$n_0 - n_\phi = A \cdot \bar{\omega} \cdot k \cdot f_s \cdot f_d \cdot \varepsilon_\delta. \quad (51)$$

Отсюда при известной активности источника A можно найти эффективность детектора

$$\varepsilon_\delta = \frac{n_0 - n_\phi}{A \cdot \bar{\omega} \cdot k \cdot f_s \cdot f_d}, \quad (52)$$

или оценить активность исследуемого препарата при известной эффективности ε .

Введение не связанных между собой поправок, представленных в формуле (52), является до некоторой степени искусственным. Например, поглощение и самопоглощение, обратное рассеяние β -излучения зависят от используемого телесного угла и являются взаимно связанными. Поэтому при определении активности препарата или эффективности счётчика для точного проведения эксперимента необходимо учитывать конкретную геометрию и физические условия последнего, что представляет, вообще говоря, достаточно сложную задачу. Рассмотрим каждую поправку по отдельности.

Поправка на разрешающее время

Разрешающее время самогасящихся счётчиков при достаточно малой постоянной времени входной цепи регистрирующего устройства обычно составляет $(1-3) \cdot 10^{-4}$ сек. Разрешающее время пересчётных устройств много меньше этой величины и его можно не учитывать. Поправку на просчёты, вызванные конечной величиной τ , обычно находят с помощью формулы (30). Однако, как было показано в некоторых работах, по крайней мере для некоторых счётчиков, поправку на просчёты вводить не следует вплоть до $n=100 \text{ с}^{-1}$, так как в этой области просчёты компенсируются увеличением числа ложных импульсов. Наличие или отсутствие просчётов даёт неточность в определении истинной скорости счёта: до 3 % при 100 имп/сек и около 1 % при 50 имп/сек. Из указанных соображений рекомендуется использовать скорость счёта $20 \div 50$ имп/сек, что позволяет за разумное время получить достаточную статистическую точность.

Поправка на фон

Поправку на фон, а затем и остальные поправки вводятся после того, как скорость счёта исправлена на просчёты в счётчике. Для уменьшения фона счётчик помещается в свинцовый домик. Стенки счётчика изнутри выкладываются легким материалом для уменьшения доли рас-

сеянного от стенок β - и γ -излучения. Величину фона определяют, помещая на пути между препаратом и окошком счётчика слой поглотителя из легкого вещества (алюминия, полиэтилена, плексигласа и т. п.), достаточный для того, чтобы полностью задержать β -излучение препарата. Полученная при этом скорость счёта n_ϕ вычитается из исправленной на просчёты измеренной скорости счёта n_0

$$n_\beta = n_0 - n_\phi. \quad (53)$$

Если препарат испускает также γ -излучение, то во время измерения оно будет учтено. При точных измерениях следует иметь в виду, что скорость счёта γ -излучения без поглотителя может иметь иное значение, чем при измерении фона. Это может быть обусловлено следующим.

- Эффективность торцового счётчика к γ -излучению заметно возрастает, когда окошко счётчика закрывается поглотителем достаточной толщины, что для ряда препаратов приведёт к ошибке в определении n_β , достигающей 1–2 %, а для изотопов с малым отношением $\beta:\gamma$ к ещё большей ошибке.
- Во-вторых, источник позитронов даёт дополнительное аннигиляционное излучение, что также может привести к искажению в определении фона до 1 %.
- В-третьих, если β -излучение препарата достаточно жёсткое, а γ -излучение достаточно мягкое, то в поглотителе, поглощающем все электроны, заметно ослабится и γ -излучение, отчего значение фона получится заниженным.

С уменьшением атомного номера Z поглотителя уменьшаются первая и третья из указанных выше ошибок. Поэтому следует стремиться использовать для фильтров плексиглас, бумагу, бериллиевые фольги и т. п.

Поправка на поглощение и рассеяние

Поглощение электронов β -спектра в веществе приблизительно подчиняется экспоненциальной зависимости:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot t_{\text{эфф}}\right), \quad (54)$$

где n – измеренная скорость счёта при толщине поглощающего слоя t ; n_0 – скорость счёта при $t_{\text{эфф}} = 0$, т. е. в отсутствии поглощения; $t_{\text{эфф}}$ – эффективная толщина поглощающего слоя, возрастающая при данном t с увеличением $\bar{\omega}$, т. к. при этом увеличивается доля β -частиц,

длина пути которых до счётчика больше расстояния t между источником и счётчиком; μ/ρ – массовый коэффициент поглощения β -излучения. Зависимость коэффициента поглощения μ/ρ от максимальной энергии ϵ_{\max} в спектре β -частиц для алюминиевого поглотителя можно подсчитать по эмпирической формуле:

$$\mu/\rho = 17 \frac{\epsilon_{\max}^{-1,43}}{\text{см}^2/\text{г}}, \quad (55)$$

дающей хорошее согласие с экспериментальными данными. Поскольку μ/ρ слабо зависит от материала поглотителя, этой формулой можно пользоваться без внесения поправок и для других поглотителей, для которых атомный номер Z не сильно отличается от Z для Al.

В соответствии с формулой (55) поправка на поглощение

$$k = n/n_0 = \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot t_{\text{эфф}}\right), \quad (56)$$

где $t_{\text{эфф}}$ – суммарная толщина входного окна счётчика и воздушного промежутка между источником и счётчиком в г/см². Величина этой поправки очень сильно зависит от энергии β -частиц. Окно из слюды толщиной 3 мг/см² поглощает около 7 % частиц при максимальной энергии β -спектра 1 МэВ и 30 % при энергии 0,3 МэВ.

Коэффициент пропускания можно представить в функции толщины слоя половинного ослабления $t_{1/2}$, ослабляющей поток частиц наполовину. В соответствии с определением $t_{1/2}$

$$n_0/2 = n_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot t_{1/2}\right) \quad (57)$$

После логарифмирования находим:

$$\mu/\rho = \ln 2/t_{1/2}. \quad (58)$$

Подстановка этого выражения в (56) даёт:

$$\ln \frac{n_0}{n} = \frac{t_{\text{эфф}}}{t_{1/2}} \cdot \ln 2 = \ln 2^{t_{\text{эфф}}/t_{1/2}} \quad (59)$$

$$k = n(t)/n_0 = 2^{-\{t_{\text{эфф}}/t_{1/2}\}} \quad (60)$$

Значения $t_{1/2}$ для Al можно вычислить по формулам

$$\begin{aligned}
 t_{1/2} &= 55 \cdot \beta^{1,66}, \quad (0,15 < \beta < 0,7); \\
 t_{1/2} &= 53 \cdot \beta^{1,47}, \quad (0,7 < \beta < 2,5).
 \end{aligned}
 \tag{61}$$

Здесь $t_{1/2}$ выражено в мг/см², а E_β – в МэВ. Если поглотитель состоит из вещества с атомным номером, сильно отличающимся от Al, то толщина слоя половинного ослабления для вещества с атомным номером Z

$$t_{1/2}(Z) = \frac{118 \cdot t_{1/2}(A)}{105 + Z}.
 \tag{62}$$

Точность определения составляет $\pm 3\%$. Ошибка, вносимая этой неточностью в измерение, для жёстких β -спектров ничтожна, а для мягких β -спектров достигает 3–6 %.

Если спектр сложный, то k вычисляется отдельно для каждого парциального β -спектра.

Необходимо учитывать то, что возможен и противоположный поглощению процесс. Рассеяние в воздухе при расстояниях между источником и окном счётчика порядка нескольких сантиметров и при малой энергии β -частиц может увеличивать число отсчётов до нескольких процентов.

При использовании диафрагм возникает дополнительная ошибка, учитываемая поправкой f_d , из-за того, что электроны рассеиваются и частично проходят через края диафрагмы. Эта ошибка пропорциональна отношению телесного угла, под которым виден из источника срез диафрагмы, к телесному углу, ограничиваемому окном диафрагмы. Чем меньше толщина диафрагмы, тем выше точность диафрагмирования пучка. Если толщина диафрагмы равна 0,5 мм, то ошибка в определении ω составит $\pm 2\%$ для препарата, находящегося на расстоянии 25 мм от диафрагмы.

При больших значениях $\bar{\omega}$ не имеет смысла проводить абсолютные измерения. Как уже указывалось выше, $t_{эфф}$ зависит от телесного угла при данном t . Только в случае малого телесного угла можно положить $t_{эфф} \approx t$.

Поправка на самопоглощение и саморассеяние в источнике

При определении коэффициента f_s приходится учитывать два фактора, действующих в противоположных направлениях. Поглощение в источнике уменьшает число отсчётов счётчика, а рассеяние электронов увеличивает число отсчётов. Соотношение между вкладами этих процессов при фиксированной истинной активности препарата зависит от его толщины. Это объясняется тем, что в тонких слоях препарата рассеяние оказывается сильнее, чем поглощение электронов, причем электроны, пересекающие препарат под большими углами испытывают более силь-

ное рассеяние и увеличивают показания счётчика, расположенного по направлению нормали к источнику. При толщинах препарата, больших $(\frac{1}{4} \text{ } \frac{1}{3})t_{1/2}$, доминирующим становится поглощение и при дальнейшем увеличении толщины скорость счёта падает по экспоненциальному закону. Коэффициент самопоглощения и саморассеяния f_s , который определяется как отношение скорости счёта от препарата конечной толщины к скорости счёта при такой же активности в невесомом слое, имеет в тонких слоях, следовательно, значение $f_s \geq 1$, а в толстых $f_s \leq 1$.

Значение f_s зависит не только толщины активного слоя препарата, но и от телесного угла, энергии β -частиц, эффективного атомного номера препарата и подложки, толщины поглощающего слоя между препаратом и чувствительным объёмом счетчика. Исследования показали, что если требуется, чтобы в условиях измерения в малом телесном угле самопоглощение и саморассеяние не превосходило 1 % от скорости счёта, толщина препарата должна быть не больше $t_{1/2}/80$ для лёгких веществ и $t_{1/2}/200$ для препаратов с большим $Z_{эфф}$. Для источника Tl^{204} :

$$t_{1/2}(T) = \frac{118t_{1/2}(A)}{105 + Z} = \frac{118 \cdot 36}{105 + Z} = 23 \text{ мг/см}^2, \quad (63)$$

$$\frac{t_{1/2}(T)}{200} = \frac{23}{200} = 0,11 \text{ мг/см}^2 > 0,06 \text{ мг/см}^2.$$

В данной работе используется источник с толщиной слоя $0,06 \text{ мг/см}^2$.

Если источник имеет значительную толщину, то поправку на поглощение части излучения в самом источнике можно рассчитать по формуле:

$$f_s = \frac{[1 - \exp(-5 \cdot t/)]}{5t}, \quad (64)$$

где A_{max} – максимальный пробег β -частиц в г/см^2 , t – толщина источника в г/см^2 . Пробег в A в зависимости от граничной энергии β -спектра можно подсчитать по эмпирическим формулам:

$$= 0,543 A_{max} - 0,160 \quad A_{max} > 0,8 \text{ МэВ} \quad (65)$$

$$= 0,542 A_{max} - 0,133 \quad A_{max} > 0,8 \text{ МэВ} \quad (66)$$

$$= 0,407 A_{max}^{1,38} \quad 0,15 < A_{max} < 0,8 \text{ МэВ} \quad (67)$$

$$= 0,11 \left(\sqrt{1 + 22,4 \frac{E_{\max}^2}{m^2}} - 1 \right) \quad 0 < E_{\max} < 3 \text{ МэВ} \quad (68)$$

$$= 0,571 \frac{E_{\max}}{m} - 0,161 \quad E_{\max} > 1 \text{ МэВ} \quad (69)$$

Поправка на обратное рассеяние β -излучения от подложки препарата

Под коэффициентом обратного рассеяния понимается отношение скорости счёта препарата с подложкой к скорости без подложки. Коэффициент увеличивается с толщиной подложки и достигает насыщения при толщине, равной приблизительно $0,2 m$, где m – максимальный пробег β -частиц в подложке. Для алюминия $m=289 \text{ мг/см}^2$, $0,2 m=57 \text{ мг/см}^2$. Кроме того, он зависит от атомного номера материала подложки, от используемой геометрии и толщины поглощающего слоя между препаратом и окном счётчика. Использование толстых подложек из материалов с большим атомным номером может привести к увеличению скорости счёта на (50÷60) %.

Таким образом, желательно экспериментальным путём определить коэффициент обратного рассеяния, что достигается путем сравнения скорости счёта от препарата, нанесенного на папиросную бумагу, рассеиванием от которой можно пренебречь, и от препарата с подложной. При нулевых толщинах поглотителя экстраполированное значение для Al – 1,28; для латуни – 1,47 и для Pb – 1,85. С увеличением толщины поглощающего слоя значения уменьшаются, так как рассеянное излучение имеет более мягкий спектр. Поэтому поправка на обратное рассеяние существенно меняется с изменением толщины поглощающего слоя между препаратом и чувствительным объёмом счётчика.

Эффективность счётчика

Для развития разряда в счётчике достаточно образования в его объёме одной пары ионов. Если на длине пробега внутри счётчика частицы в среднем образуют \bar{m} пар ионов, то, в соответствии со статистикой Пуассона, вероятность для частицы не образовать ни одной пары равна $\exp(-\bar{m})$. Следовательно, вероятность того, что частица будет зарегистрирована, равна $1 - \exp(-\bar{m})$. Таким образом, эффективность регистрации частицы выражается формулой:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\bar{m}). \quad (70)$$

В аргоне при атмосферном давлении электрон с энергией 1 МэВ создаёт в среднем ~120 пар ионов на 1 см. При давлении аргона 90 мм рт. ст.

на пути 2 см внутри счётчика будет создано $\bar{m} \simeq 30$ пар ионов и эффективность окажется равной $\varepsilon = 1 - \exp(-30)$, т. е. равной 100 %.

Следует, однако, иметь ввиду, что электроны, прошедшие вблизи краёв окошка, пересекут лишь малую часть чувствительного объёма и эффективность для них может оказаться заметно меньше 1. То же самое, независимо от места попадания в окошко, можно сказать о мягких β -частицах, для которых мал остаточный пробег внутри чувствительного объёма. По последней причине эффективность счётчика может несколько изменяться в зависимости от энергии β -излучения. Практическая же эффективность счётчика ε , т. е. отношение числа разрядов к числу электронов, попавших внутрь счётчика, превысит 100 % за счёт появления многократных и других ложных импульсов. Измерения показали, что если рабочее напряжение на (30÷50)В выше напряжения начала плато, то $\varepsilon \approx 1,01$.

Величина чувствительного объёма различна для разных конструкций счётчиков. Если отрезки пути частиц в чувствительном объёме малы, то они имеют заметную вероятность не создать ни одной пары ионов. Этот эффект особенно заметен в счётчиках с пониженным давлением газовой смеси и ε может оказаться меньше единицы.

Телесный угол

Для протяжённых источников вычисление телесного угла $\bar{\omega}$, под которым видна диафрагма или окно счётчика из источника, в общем случае является достаточно сложной задачей. Действительно, разные точки источника видят диафрагму под разными телесными углами. При этом и из одной точки источника разные участки диафрагмы тоже видны под разными углами, т. е. необходимо выполнять усреднение телесного угла для данной геометрии по площади и источника и диафрагмы. При этом дополнительная сложность возникает из-за необходимости учёта углового распределения частиц, вылетающих из источника, которое не всегда можно считать изотропным. Поэтому проведение абсолютных измерений при больших углах $\bar{\omega}$ нежелательно из-за слишком больших погрешностей. Абсолютные измерения, требующие вычисления угла $\bar{\omega}$, целесообразно проводить только в условиях малого телесного угла, когда радиус отверстия в диафрагме много меньше расстояния от неё до источника.

Точное выражение для телесного угла легко получить для точечного источника на оси диафрагмы. Рассмотрим этот случай. Точечный источник расположен на оси отверстия диафрагмы с радиусом r на расстоянии l от неё (рис. 18). Опишем вокруг источника сферу с радиусом

$= \sqrt{a^2 + r^2}$. Диафрагма на этой сфере отсекает шаровой сегмент, основание которого совпадает с контуром отверстия диафрагмы, а высота равна $a = \dots$. Очевидно, что относительный телесный угол, под которым видна диафрагма из источника, равен отношению поверхности шарового сегмента $S_{сегм}$ к поверхности всей сферы $S_{сф}$.

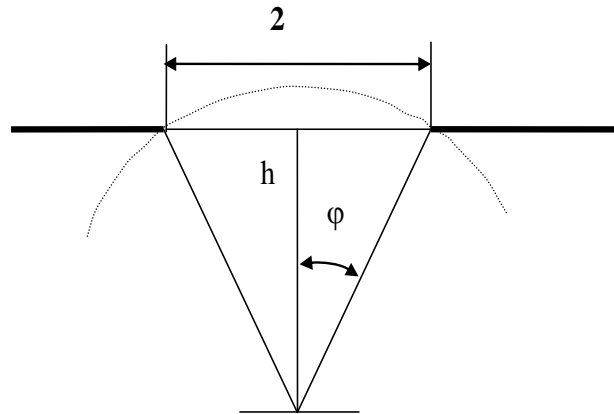


Рис. 1. Вычисление телесного угла для точечного источника на оси диафрагмы

$$S_{сегм} = 2\pi r h = 2\pi r \left(\sqrt{a^2 + r^2} - r \right) \quad (71)$$

$$\omega = \frac{S_{сегм}}{S_{сф}} = \frac{2\pi r \left(\sqrt{a^2 + r^2} - r \right)}{4\pi r^2} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{r} \right) \quad (72)$$

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\sin^2 \varphi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{r} \right) = \frac{1}{2} (1 - \cos \varphi), \quad (73)$$

так как $\frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} = \cos \varphi$, где φ – половина угла раствора конуса излучения, попадающего в диафрагму. Значения ω для разных a/r приведены в таблице:

a/r	ω	a/r	ω	a/r	ω	a/r	ω
0,05	0,475	0,50	0,275	1,6	0,076	5,0	0,0097
0,10	0,450	0,60	0,245	1,8	0,063	6,0	0,0068
0,15	0,425	0,70	0,215	2,0	0,053	7,0	0,00505
0,20	0,400	0,80	0,190	2,5	0,037	8,0	0,00385
0,25	0,375	0,90	0,165	3,0	0,0255	9,0	0,00305
0,30	0,355	1,0	0,146	3,5	0,0195	10,0	0,0025
0,35	0,355	1,2	0,116	4,0	0,015	–	–
0,40	0,315	1,4	0,093	4,5	0,012	–	–

Как видно из табл., значения ω для малых расстояний сильно изменяются при небольших отклонениях в φ . Чтобы геометрические условия измерений воспроизводились с высокой точностью расстояние должно быть как можно больше. Но при увеличении расстояния возрастает поглощение и рассеяние β -излучения в воздухе и из-за уменьшения телесного угла падает скорость счёта. Поэтому целесообразно помещать в препарат на средних расстояниях 3–5 см от окошка диафрагмы.

Абсолютное значение телесного угла:

$$\Omega = 4\pi\omega = 2\pi(1 - \cos\varphi). \quad (74)$$

Для малого телесного угла $r \ll R$ $\frac{r^2}{2R^2} \ll 1$ и в (73) возможна замена

$$\frac{1}{\sqrt{1 + (r^2/R^2)}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2}. \text{ Тогда}$$

$$\omega \approx \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2} \right) \right] = \frac{1}{4} \frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{r^2}{R^2} \text{ и} \quad (75)$$

$$\Omega \approx 4\pi\omega = \frac{r^2}{R^2}, \quad (76)$$

где $S = \pi r^2$ – площадь отверстия диафрагмы. Последнее приближённое соотношение асимптотически приближается к точному по мере уменьшения площади S . Так при $R/r = 10$ ошибка вычисления угла составляет 0,75 %, а при $R/r = 5$ она увеличивается до 3 %.

Выделим на плоскости отверстия диафрагмы малую площадку d . Телесный угол, под которым видна эта площадка из источника

$$d\Omega = d \frac{\sin\alpha}{R^2} = d \cdot \frac{\sin\alpha}{R^3}. \quad (77)$$

Здесь $\sin\alpha$ и R зависят от координаты выделенного элемента d в плоскости диафрагмы. Интегрирование последнего соотношения по площади диафрагмы позволяет найти точное значение среднего телесного угла, под которым видно всё отверстие диафрагмы из точечного источника:

$$\bar{\Omega} = \int \frac{d \sin\alpha}{R^3} = \int \frac{d}{R^3}. \quad (78)$$

В качестве примера выполним эту операцию для случая, когда точечный источник находится на оси диафрагмы (рис. 19). Ввиду осевой

симметрии удобно d выбрать в виде тонкого кольца $d = 2\pi\rho \cdot d\rho$, где ρ – радиус кольца. Телесный угол, под которым виден элемент d :

$$d\Omega = \frac{2\pi\rho \cdot d\rho \cdot s\alpha}{r^2} = \frac{2\pi\rho \cdot d\rho}{(r^2 + \rho^2)^{3/2}}. \quad (79)$$

Телесный угол, под которым видна вся диафрагма:

$$\bar{\Omega} = \int_0^r \frac{2\pi \rho \cdot d\rho}{(r^2 + \rho^2)^{3/2}} = 2\pi \left(1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + r^2}} \right) = 2\pi(1 - s\varphi), \quad (80)$$

что, естественно, находится в согласии с формулой (74).

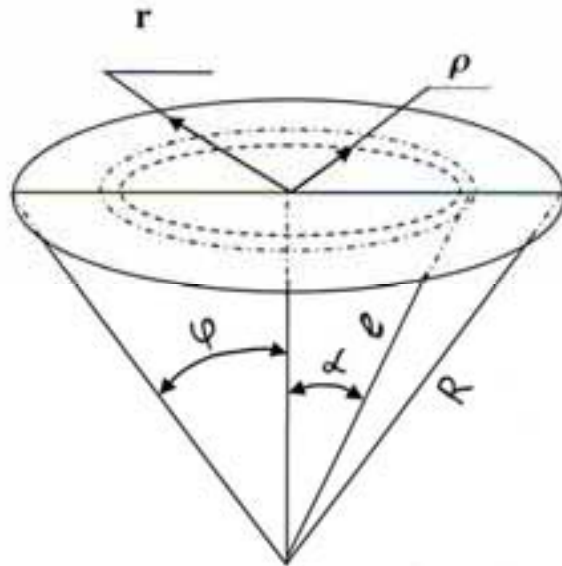


Рис. 1 . Вычисление телесного угла по формуле ()

Если точечный источник смещён с оси диафрагмы на расстояние x , то для приближённого вычисления телесного угла при $r \ll$ можно воспользоваться соотношением (77), если переписать его в виде:

$$\Omega \approx \frac{\cdot s\alpha}{2} = \frac{\cdot}{3} = \frac{\cdot}{(r^2 + x^2)^{3/2}}, \quad (81)$$

где \cdot – расстояние от источника до центра диафрагмы, а α – угол между линией, соединяющей источник с центром диафрагмы, и нормалью к плоскости диафрагмы (рис. 20).

В случае источника конечных размеров интегрирование соотношения (81) по площади источника позволяет найти средний телесный угол

для этого источника. Наиболее просто это осуществить для круглого источника, соосного с диафрагмой (рис. 21).

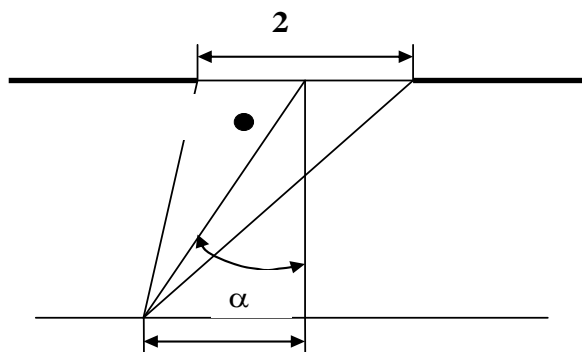


Рис. 20. К вычислению телесного угла точечного источника, смещённого с оси диафрагмы

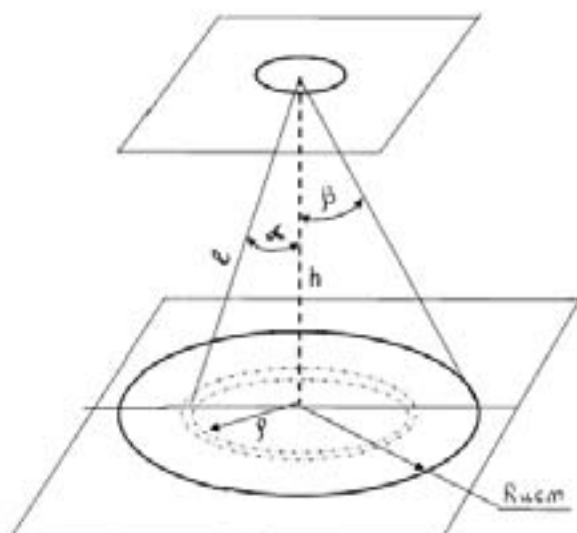


Рис. 21. Вычисление телесного угла для круглого источника

Выделим на поверхности источника тонкое кольцо с радиусом ρ толщиной $d\rho$. Из любой точки этого кольца диафрагма площадью видна под телесным углом:

$$\Omega(\rho) = \pi \cdot \frac{r \alpha}{2} = \frac{\pi r \alpha}{2}, \quad (82)$$

где $r = (\rho^2 + h^2)^{1/2}$. Относительный телесный угол

$$\omega(\rho) = \frac{\Omega(\rho)}{4\pi(\rho^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (83)$$

Усредним это выражение по поверхности всего источника площадью

$$S_{ист} = \pi r_{ист}^2 :$$

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &= \int_0^{r_{ист}} \frac{2\pi\rho \cdot d\rho}{S_{ист}} \omega(\rho) = \frac{1}{2 r_{ист}} \int_0^{r_{ист}} \frac{\rho \cdot d\rho}{(r_{ист}^2 + \rho^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{1}{2 r_{ист}} \left[\frac{1}{\sqrt{r_{ист}^2 + \rho^2}} \right]_0^{r_{ист}} = \frac{1}{2 r_{ист}} (1 - s\beta), \end{aligned} \quad (84)$$

где $s\beta = \frac{r_{ист}}{\sqrt{r_{ист}^2 + r_{ист}^2}}$ – половина угла, под которым из центра диафрагмы виден источник. Полученная формула, как и исходная, справедлива для малого телесного угла – из любой точки источника диафрагма должна быть видна под малым углом, т. е. необходимо выполнение условия $\beta \ll 1$.

Подобным образом можно найти средний телесный угол для квадратного источника (рис. 22) со стороной квадрата a площадью $S_{ист} = a^2$. Направим оси координат x и y параллельно сторонам квадрата, а начало координат поместим в центре квадратного источника. Тогда в формуле (82)

$$\omega^3 = \left(r_{ист}^2 + x^2 + y^2 \right)^{3/2}. \quad (85)$$

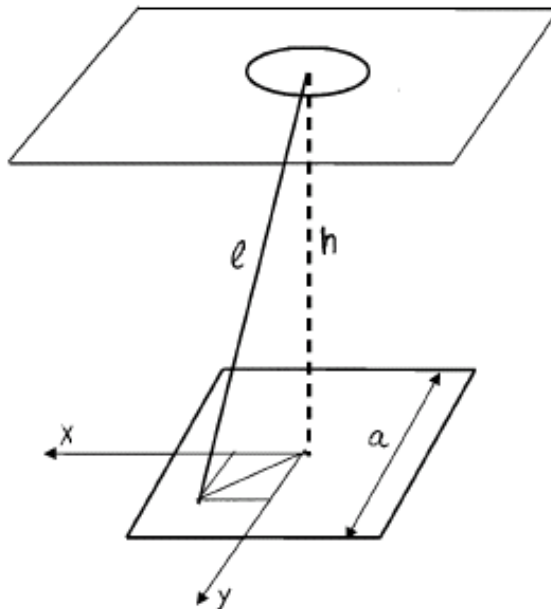


Рис. 22. Вычисление телесного угла для квадратного источника

Из точки с координатами x, y диафрагма видна под углом

$$\omega(x, y) = \frac{1}{4\pi \left(r^2 + x^2 + y^2 \right)^{3/2}}. \quad (86)$$

Усреднение выполним по четверти квадрата: $x = 0 \div a/2, y = 0 \div a/2$.

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &= \int_0^{a/2} \int_0^{a/2} \frac{dx \cdot dy}{\pi \cdot \text{ист} / 4} \omega(x, y) = \frac{1}{\pi \cdot \text{ист}} \int \int \frac{dx \cdot dy}{\left(r^2 + x^2 + y^2 \right)^{3/2}} = \\ &= \frac{1}{\pi \cdot \text{ист}} \arctan \frac{\text{ист}}{4 \sqrt{r^2 + \text{ист} / 2}}. \end{aligned} \quad (87)$$

В качестве примера для диафрагмы с радиусом отверстия 1 см при $h = 10$ см в таблице приведены расчёты относительных телесных углов по формулам (84) и (87) соответственно для круглого $\bar{\omega}_{кр}$ и квадратного $\bar{\omega}_{кв}$ источников с одинаковой площадью (сторона квадратного источника $a = \sqrt{\pi \cdot \frac{2}{\text{ист}}}$).

$R_{\text{ист}}, \text{ см}$	$\omega_{кр}$ млстерадиан	$\omega_{кв}$ млстерадиан
0	2,4814	2,4814
1	2,4814	2,4805
2	2,4274	2,4240
3	2,3430	2,3366
4	2,2351	2,2250
5	2,1114	2,0990

Для вычисления точного значения телесного угла интегрирование выражения (82) должно выполняться как по площади источника, так и по площади диафрагмы. Интегральное выражение в этом случае приобретает вид:

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{\text{ист}} \int_{\text{ист}} \int_{\text{ист}} \frac{d \cdot d}{3}. \quad (88)$$

Вычисление этого двойного интеграла представляет значительные трудности.

Порядок выполнения работы

1. Включить и прогреть установку.
2. Осторожно извлечь препарат из контейнера (не касаясь пальцами) и поместить на полку стойки из плексигласа.
3. Выбрать геометрию измерений и поставить диафрагму перед окном счетчика.
4. Закрывать домик, подать на счетчик требуемое напряжение и измерить скорость счета.
5. Не вынимая препарата, поместить между последним и диафрагмой плексигласовый поглотитель и измерить скорость счёта фоновых импульсов.
6. Установить диафрагму с другим размером отверстия и повторить пункты 4 и 5.
7. Исправить полученные скорости счёта от препарата на мёртвое время счётчика и на фон. Полученные данные занести в табл. 4.
8. Учитывая геометрию измерения найти все поправки, заполнить табл. 5 и вычислить эффективность счётчика.
9. Приблизённо оценить погрешность измерения эффективности счётчика.

В работе используется препарат $^{204}\text{Tl}_{81}$ с периодом полураспада 3,78 года и максимальной энергией β -спектра 0,766 МэВ, γ -излучение у Tl^{204} отсутствует. Максимальный пробег в алюминии $m=289$ мг/см², слой половинного поглощения в алюминии $d=36$ мг/см².

Паспорт излучателя:

1. Описание источника: вкладыш с радиоактивным препаратом, вклеенный в подложку и покрытый сверху слоем клея БФ.
2. Маркировка: Т 236-87.
3. Характеристика источника:
 - диаметр подложки – 66 мм;
 - толщина подложки – 1 мм;
 - площадь активной части – 10 см²;
 - материал – алюминий марки АД1 (АО);
 - толщина активного слоя вместе с герметизирующим покрытием – 0,30÷0,60 мг/см².
4. Внешнее излучение в угол 2π стерадиан: $1,7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \pm 20 \%$.
5. Неравномерность распределения радиоактивного препарата по поверхности источника: $\pm 20 \%$.
6. Дата измерения: III-87 г.
7. Назначенный срок службы источника: один год.

Задание № 1

- **Исследовать зависимость счётной характеристики от загрузки счётчика.**
- **Изучить зависимость формы импульса от скорости счёта и от напряжения на счётчике.**

Качество счётчика Гейгера-Мюллера характеризуется протяженностью плато счётной характеристики и его наклоном. Типичная счётная характеристика счётчика Гейгера приведена на рис. 23. При напряжении $<_{заж}$ счёт отсутствует, так как условия возникновения самостоятельного разряда не выполняются. Напряжённость электрического поля вблизи анода меньше пороговой, необходимой для размножения электронов и возникновения электрического разряда. Амплитуды импульсов настолько малы, что они не регистрируются электронной схемой. При напряжении $_{заж}$ появляются импульсы на выходе счётчика, которые регистрируются электронной схемой. Напряжение зажигания сильно зависит от наличия в малой концентрации примесей, энергия ионизации которых меньше энергии возбуждения атомов основного газа. Эти примесные атомы ионизируются при столкновении с возбуждёнными метастабильными атомами основного газа. Начальный участок счётной характеристики имеет резкий подъём, который сильно зависит от чувствительности применяемого регистрирующего устройства, т. е. от порога дискриминации амплитуд импульсов. Здесь счётчик работает в области ограниченной пропорциональности. Амплитуды импульсов зависят от напряжения. Вследствие флуктуаций в развитии и гашении разряда имеет место значительный разброс импульсов по амплитудам и заметная доля импульсов может оказаться несосчитанной. С ростом напряжения амплитуды импульсов резко возрастают, разброс по амплитудам уменьшается, скорость счёта быстро нарастает. При некотором напряжении $_{1}$ амплитуды импульсов выравниваются и скорость счёта становится равной числу частиц, поступающих в счётчик в единицу времени и вызывающих ионизацию газа. При дальнейшем росте напряжения регистрируется каждая попавшая в счётчик частица независимо от вызванной ею ионизации, т. е. скорость счёта не должна меняться – это область плато счётной характеристики. В действительности в области плато скорость счёта медленно растёт с ростом напряжения. Это обусловлено целым рядом причин.

При малой первичной ионизации, например при одном электроны, имеется значительная вероятность того, что этот электрон достигнет анода, не произведя лавины путём соударений. Эта вероятность зависит

от места возникновения первичных электронов. С увеличением напряжения на счётчике вероятность образования лавины будет постепенно увеличиваться.

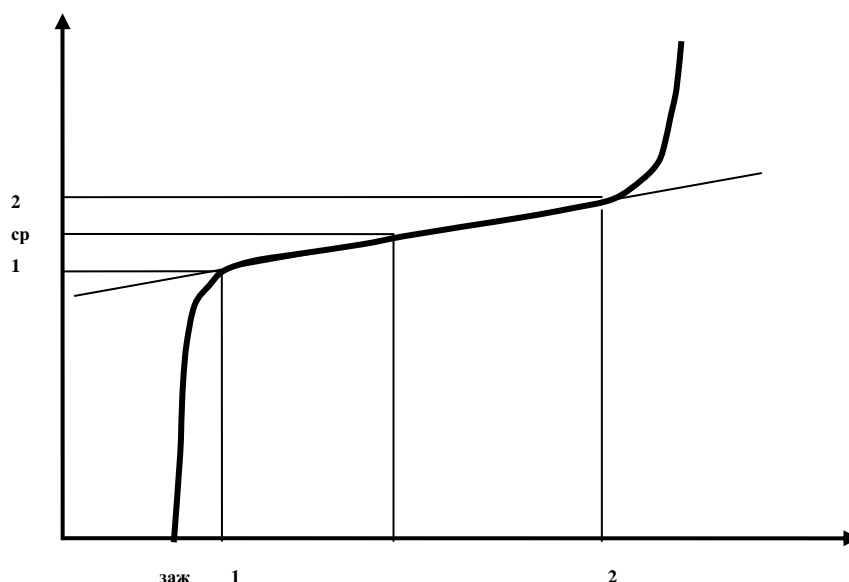


Рис. 23. Счётная характеристика самогасящегося счётчика

Некоторое возрастание можно объяснить краевыми эффектами (поле вблизи концов счётчика не имеет резкой границы и с ростом напряжения увеличивается эффективный чувствительный объём счётчика).

Основной же причиной возрастания скорости счёта в области плато самогасящихся счётчиков является возникновение послеразрядных (ложных) импульсов, появляющихся после основных импульсов, вызванных ионизирующей частицей.

Причиной появления ложного импульса может быть положительный ион органической гасящей добавки. Хотя в подавляющем большинстве случаев после нейтрализации на катоде возбуждённая молекула диссоциирует (время жизни до диссоциации $\sim 10^{-13}$ с), возможность высвечивания полностью не исключена (время жизни до высвечивания $\sim 10^{-8}$ с). Из сравнения времён жизни этих процессов следует, что вероятность высвечивания фотона возбуждённой молекулой составляет $\sim 10^{-5}$. Фотон с вероятностью 10^{-4} – 10^{-5} вырывает электрон из катода. Таким образом, вероятность образования свободного электрона одним ионом гасящей добавки составляет 10^{-9} – 10^{-10} . Поскольку количество положительных ионов в разряде велико, вероятность образования свободного электрона на один разряд может составить заметную величину.

Причиной ложных импульсов могут быть метастабильные состояния возбуждённых атомов, имеющих достаточно большое время жизни.

Такой атом может попасть на катод и вырвать из него электрон в то время, когда счётчик вновь становится чувствительным и может дать новый импульс. Этот процесс особенно часто происходит в инертных газах, например в аргоне и неоне. Это объясняет сравнительно большой наклон плато галогенных счётчиков с неоновым наполнением.

Следующей причиной появления ложного импульса может быть образование отрицательных ионов в газе с достаточно большим коэффициентом прилипания электронов. Отрицательный тяжёлый ион с малой подвижностью движется медленно и может достигнуть области сильного поля около анода спустя время, большее времени нечувствительности счётчика, и, освободив электрон, даст старт новой лавине. Заметное число отрицательных ионов образуется лишь в галогенах, кислороде и парах воды.

И, наконец, нельзя исключить из рассмотрения тот маловероятный случай, когда положительный ион основного газа на пути к катоду случайно избежит нейтрализации при столкновениях с молекулами гасящего газа. Образующийся в процессе его нейтрализации на катоде свободный электрон вызовет повторную вспышку разряда.

С ростом напряжения на счётчике увеличивается число положительных ионов и метастабильных атомов, образующихся в разряде. Соответственно растёт число ложных импульсов.

Диссоциация очень сложных органических молекул гасящей добавки в результате разрядов не сразу выводит счётчик из строя, так как при этом появляются более простые молекулы, но ещё обладающие гасящими свойствами. Наиболее часто используемые спиртовые счётчики, например, выдерживают на два порядка больше разрядов, чем счётчики, наполненные метаном.

При длительном и интенсивном облучении счётчиков с органической гасящей добавкой, либо после хотя бы кратковременного пребывания в режиме непрерывного разряда счётная характеристика ухудшается вплоть до полного исчезновения плато. Но если после этого снять напряжение и дать счётчику «отдохнуть», то счётные свойства могут восстановиться. После отдыха в течение нескольких суток простые радикалы, появившиеся в результате разрядов, образуют более сложные молекулы, обладающие гасящими свойствами. Счётные свойства постепенно восстанавливаются, но полного восстановления не происходит и в конце концов счётчик перестанет быть самогасящимся. Счётчики с органической гасящей добавкой не используются для регистрации излучений с большой плотностью потока. В этом случае используются так называемые проточные счётчики, в которых газовое наполнение счётчика в процессе работы обновляется.

Длина и наклон плато спиртовых счётчиков зависят от температуры. При понижении температуры происходит конденсация паров спирта и в рабочем объёме счётчика остаётся малое количество гасящих молекул. Например, при температуре -20 С давление насыщенных паров спирта равно всего 3,3 мм рт. ст. Спиртовые счётчики при этом перестают быть самогасящимися. Метан при понижении температуры не конденсируется. Поэтому счётная характеристика метановых счётчиков не зависит от температуры.

В галогенных счётчиках гасящие добавки после диссоциации восстанавливаются. Поэтому эти счётчики сохраняют свои свойства после работы в полях с большими плотностями потоков β - и γ -излучений. Они сохраняют свои свойства и после случайно зажженного непрерывного разряда. Галогенные счётчики могут работать при температурах до -80 С.

Недостатком галогенных счётчиков является сложность технологии их изготовления, связанная с присутствием в рабочем объёме химически активных элементов – галогенов.

Амплитуда импульса в счётчиках Гейгера-Мюллера определяется только характеристиками самого счётчика – его размерами, составом газа, величиной рабочего напряжения, и совершенно не зависит от величины начальной ионизации, созданной частицей.

Блок-схема лабораторной установки приведена на рис. 24. На цилиндрический счётчик 1 для счёта γ -квантов или торцовый с тонким окошком для счёта β -частиц подается высокое напряжение от блока питания 2. Для согласования высокоомного выхода счетчика с низкоомным входом усилителя 4 служит эмиттерный повторитель 3. С усилителя импульсы поступают на вход счетной установки 5, позволяющей регистрировать число импульсов, поступающих на ее вход, за установленное экспериментатором время. Усилитель может быть и совмещён со счётной установкой.

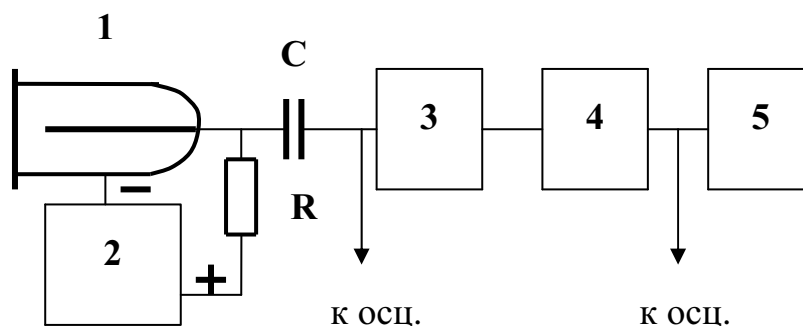


Рис. 2 . Блок схема экспериментальной установки

Порядок работы

Для исследования работы газоразрядного счётчика предлагается найти экспериментально его счётные характеристики в условиях большой и малой загрузки, предварительно оценив значения скоростей счёта, соответствующие большой и малой загрузке. Для этого:

1. Включить счётную установку и блок питания счётчика, предварительно убедившись, что ручки установки выведены на минимальные значения. Дать приборам прогреться в течение 10 минут.
2. Установить время счёта 1000 сек. Плавно увеличивать напряжение питания на счётчике до тех пор, пока не появятся импульсы на его выходе. Напряжение, при котором начинается счёт импульсов, будет напряжением зажигания. Записать его значение.
3. Снять счётные характеристики при большой и малой загрузках, постепенно увеличивая напряжение на счётчике. Шаг увеличения напряжения должен быть мал вначале счётной характеристики, что необходимо для правильного определения значения n_1 . На плато шаг можно увеличить, его значение зависит от длины и наклона плато. Как только скорость счёта после относительного постоянства начнёт значительно увеличиваться, измерения следует прекратить и отключить напряжение, подаваемое на счётчик. Время измерения каждой точки характеристик установить так, чтобы число отсчётов было равно примерно 1000.
4. Построить счётные характеристики на одном графике.
5. Определить протяжённость $n_2 - n_1$ и наклон $\Delta n / [n_{cp} \cdot (n_2 - n_1)]$ (% / В) плато характеристик, рабочее напряжение счётчика U_p . Для счётчиков с органическими гасящими добавками рекомендуется $U_p = \frac{2}{3} U_{заж} + U_{заж}$, для галогенных $U_p = (U_1 + U_2) / 2$.
6. Включить осциллограф, в режиме ждущей развёртки установить длительность развёртки, равную времени восстановления счётчика.
7. Получить на экране картину, аналогичную изображённой на рис. 14 и 16.
8. Увеличить время развёртки и проследить за изменением амплитуды и длительности импульсов в зависимости от напряжения на счётчике и скорости счёта. Объяснить полученные результаты.

Контрольные вопросы

1. Объяснить причины различия счётных характеристик при большой и малой загрузках.

2. В чём различие процессов газового разряда в счётчиках с органическими гасящими добавками и в галогенных счётчиках?
3. Почему наклон плато в галогенных счётчиках больше, чем в счётчиках с органическими добавками?
4. В чём различие в механизмах влияния фотонного излучения на развитие разряда в самогасящихся и в несамогасящихся счётчиках?

Список литературы

1. П.А. Тишкин. Экспериментальные методы ядерной физики // Часть 1 / Детекторы ядерных излучений: Учебное пособие для вузов. – Ленинград: Изд-во Ленинградского университета, 1970. – 232 с.
2. Группен К. Детекторы элементарных частиц: Справочное издание. Пер. с англ. – Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. – 408 с.
3. Э. Фюнферт, Г. Нейнрт. Счётчики излучений. – М.: Атомиздат, 1961. – 403 с.
4. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев. Детекторы элементарных частиц. – М.: Изд-во Наука, 1966. – 408 с.
5. В.Е. Левин, Л.П. Хамьянов. Измерение ядерных излучений. – М.: Атомиздат, 1969. – 223 с.
6. Дозиметрическая, радиометрическая и электронно-физическая аппаратура и её элементы // Каталог. – М.: Атомиздат, 1968. – 410 с.
7. Абрамов А.И., Казанский Ю.А. Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Изд-е 2-е. – М.: Атомиздат, 1977. – 528 с.
8. Бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигбана. – М.: Гос-ое изд-во физико-математической литературы, 1959. – 906 с.
9. Браунбек В. Методы измерений в ядерной физике. – М.: Госатомиздат, 1961. – 87 с.
10. Практикум по ядерной физике / под ред. Барышевского В.Г. – Минск: Изд-во БГУ, 1983. – 141 с.
11. Баранов В.И., Сердюкова А.С., Горбушина Л.В. и др. Лабораторные работы и задачи по радиометрии. – М.: Атомиздат, 1964. – 308 с.

I. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ

§ Введение

Применение сцинтилляционных счетчиков и спектрометров позволяет решать многие задачи как ядерной физики, так и задачи, связанные с использованием различных видов ионизирующих излучений: исследование схем распада ядер, измерение вероятностей γ -переходов, анализ изотопного состава радиоактивных смесей, определение абсолютной активности источников, определение спектров γ -излучения, прошедших защитные материалы и т. д. Это стало возможным прежде всего благодаря таким достоинствам сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации γ -излучения, быстродействие, пропорциональность выходного сигнала поглощенной энергии. К недостаткам сцинтилляционного гамма-спектрометра следует отнести низкое по сравнению с другими типами спектрометров энергетическое разрешение. В области энергий γ -квантов 100 кэВ – 10 МэВ энергетическое разрешение лежит в пределах (14 – 4) %.

Очень серьезным недостатком сцинтилляционных гамма-спектрометров с одним небольшим кристаллом является сложная форма их аппаратурной линии. Это сильно затрудняет обработку измеренных спектров, особенно когда регистрируемое излучение содержит несколько групп моноэнергетических квантов, либо его спектр непрерывен. Обработка такого спектра почти невозможна без применения трудоемких машинных методов. Это послужило основанием для создания спектрометров с большими кристаллами – спектрометров полного поглощения. Применение таких кристаллов заметно улучшает форму аппаратурной линии благодаря существенному подавлению непрерывного распределения в спектре. Другие методы, направленные на подавление непрерывного распределения, привели к созданию многокристальных сцинтилляционных спектрометров.

К ним относятся: спектрометр с защитным сцинтиллятором на антисовпадениях; комптоновский спектрометр совпадений; спектрометр суммарных совпадений; интегрально-пороговый спектрометр совпадений с суммарными пиками; трехкристальный спектрометр пар и др. Общими недостатками всех этих спектрометров являются: значительное усложнение аппаратуры, снижение эффективности регистрации и быстродействия.

§ Основные характеристики однокристалльного гамма спектрометра

Важной характеристикой сцинтилляционного спектрометра является **аппаратурная форма линии АФЛ** или функция отклика спектрометра, которая представляет собой спектр амплитуд импульсов от моноэнергетического γ -источника. АФЛ спектрометра определяется физической картиной взаимодействия излучения с кристаллом и окружающими материалами и зависит от энергии γ -квантов, материала и размеров сцинтиллятора, геометрии облучения кристалла, характеристик электроники. Люминесцентные явления в кристалле вызываются вторичными электронами, возникающими при взаимодействии γ -квантов с веществом (фотоэффект, комптон-эффект и образование пар). Распределение импульсов по амплитудам воспроизводит, в известной степени, распределение электронов по энергиям. При энергии γ -квантов не выше 1,02 МэВ спектр электронов определяется фотоэффектом и комптон-эффектом. При фотоэффекте образуются моноэнергетические электроны, имеющие энергию, равную энергии γ -квантов за вычетом энергии связи электрона в атоме. Для атомов йода, например, эта энергия для К-оболочки составляет 28 кэВ. Ионизованный атом сцинтиллятора переходит в основное состояние, испуская квант характеристического рентгеновского излучения, который обычно поглощается в сцинтилляторе. В этом случае вся энергия γ -кванта остается в кристалле. При комптон-эффекте рассеянный γ -квант имеет энергию γ' , зависящую от угла рассеяния θ :

$$\gamma' = \frac{\gamma}{1 + \frac{\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (1)$$

Электрон отдачи в зависимости от угла рассеяния кванта имеет энергию

$$E_e = \gamma - \gamma' = \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)}{m_0 c^2 + \gamma (1 - \cos \theta)}. \quad (2)$$

и летит преимущественно вперед.

Возможные значения энергии электрона ограничены пределами

$$0 \leq E_e \leq \frac{\gamma}{1 + \frac{\gamma}{m_0 c^2}}. \quad (3)$$

Таким образом, максимальная энергия комптоновских электронов ниже, чем энергия электронов, возникающих при фотоэффекте на величину γ , равную энергии кванта, рассеянного на угол $\theta = 0$:

$$\gamma = \frac{\gamma}{2 + \frac{\gamma}{m_0 c^2}}. \quad (4)$$

Кривая распределения комптоновских электронов по энергиям задается выражением:

$$\frac{d\sigma_k}{d_e} = \frac{\pi r_0 Z m_0 c^2}{\gamma} \left\{ 2 + \frac{m_0^2 c^4}{\gamma^2 (\gamma - e)^2} + \frac{(\gamma - 2m_0 c^2)}{\gamma (\gamma - e)} \right\} \quad (5)$$

и характеризуется весьма резким возрастанием около точки их максимальной энергии. При малых размерах сцинтиллятора вероятность многократного комптоновского рассеяния γ -квантов мала и поэтому непрерывный спектр электронов отдачи, образующихся в кристалле, будет определяться процессом однократного рассеяния. Спектры комптоновских и фотоэлектронов для этого случая приведены на рис. 1. Соотношение между количеством тех и других определяется соотношением между сечениями комптон и фотоэффекта для вещества сцинтиллятора.

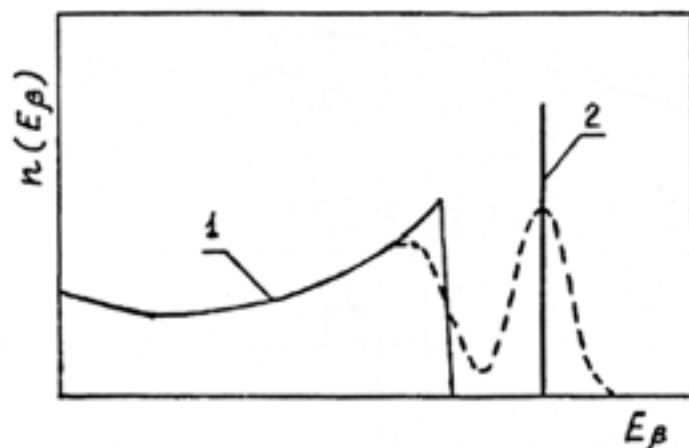


Рис. 1. Спектр комптоновских электронов при однократном рассеянии γ квантов (1) и фотоэлектронов (2) (пунктир – аппаратный спектр)

На рис. 2 и рис. 3 приведены эффективные сечения для сцинтилляторов с большим и малым Z в зависимости от γ .

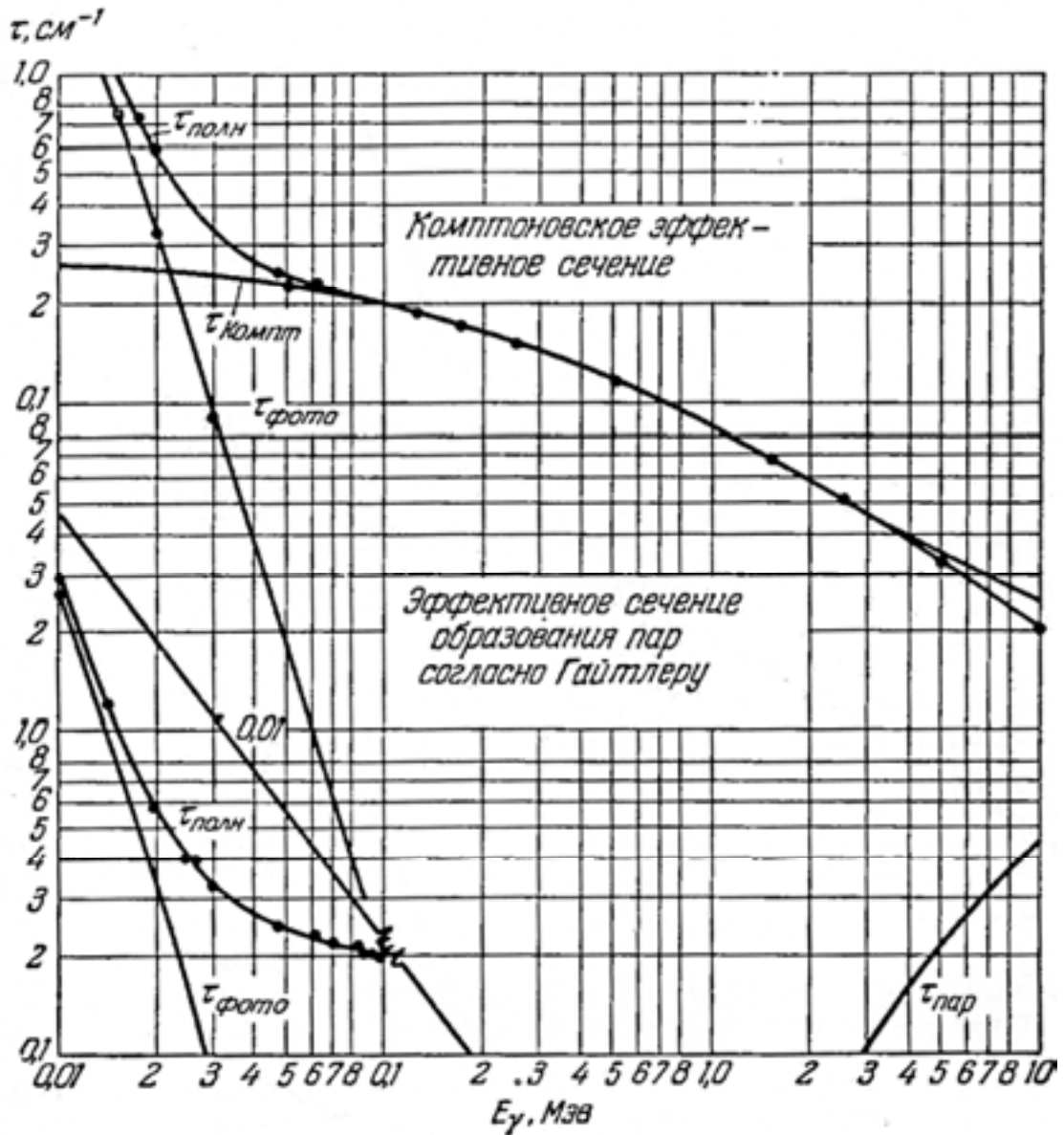


Рис. 2. Эффективные сечения взаимодействия γ квантов для антрацена

Процессы в сцинтиляторе и фотоэлектрические процессы в ФЭУ являются чисто статистическими явлениями. Поэтому моноэнергетические электроны дают на выходе детектора распределение амплитуд импульсов, описываемое нормальным законом

$$\frac{dn(\epsilon)}{d\epsilon} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1)$$

где ϵ_0 — средняя амплитуда импульса, σ^2 — дисперсия нормального распределения, связанная с энергетическим разрешением спектрометра (ϵ) следующим образом:

$$D(\epsilon) = \sigma^2(\epsilon) = \frac{(\epsilon_e)}{2\sqrt{2}} \frac{\epsilon}{2} \approx 0.42 (\epsilon_e) \epsilon. \quad (7)$$

Величина σ характеризует ширину распределения амплитуд импульсов на половине высоты:

$$\Delta = 2.3 \sigma. \quad (8)$$

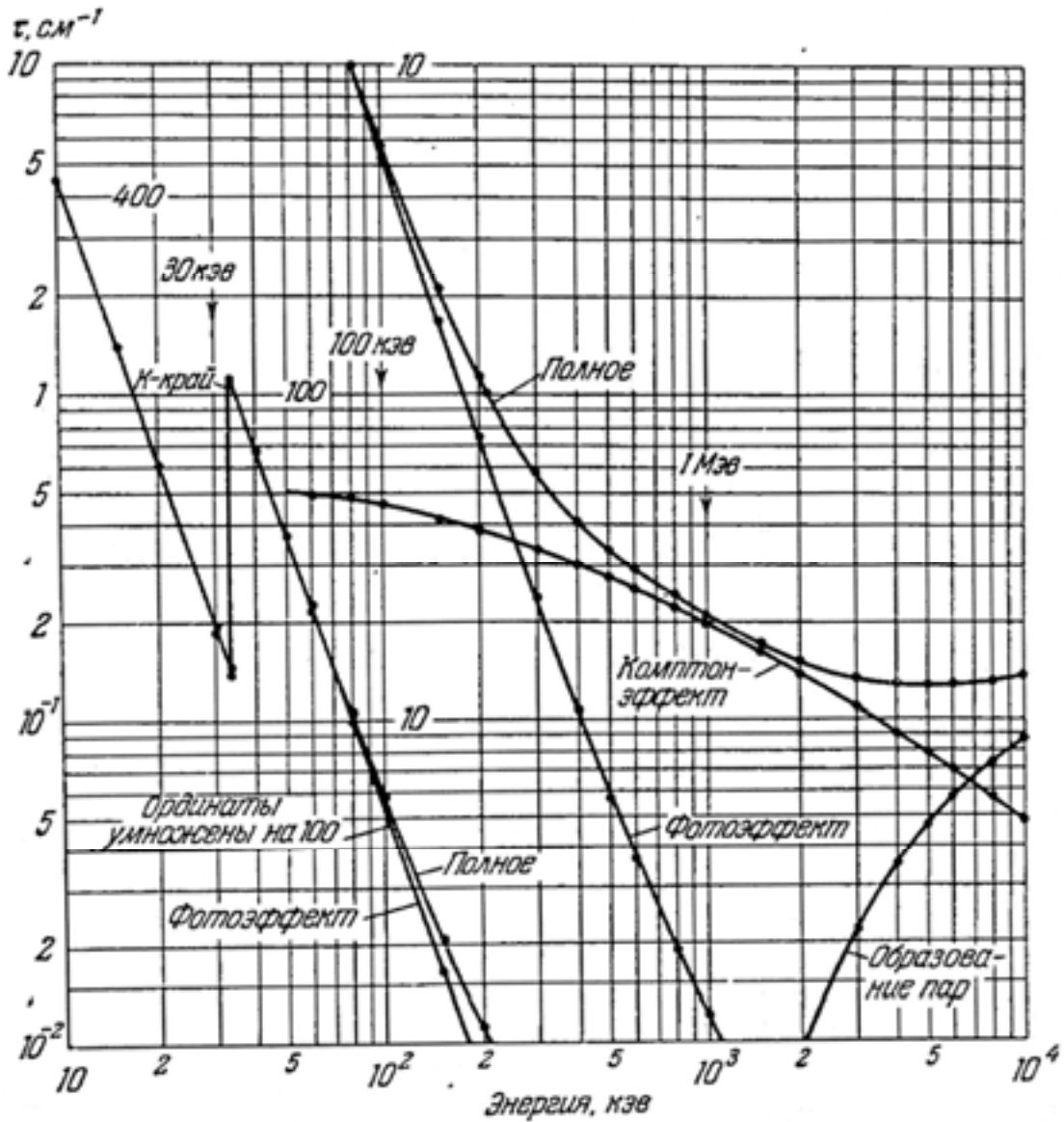


Рис. 3. Эффективные сечения взаимодействия γ квантов для кристалла Na (Т)

По этим же причинам размывается распределение амплитуд, соответствующих краю комптоновского распределения со стороны высоких энергий. В результате спектр амплитуд импульсов будет иметь вид, опи-

сываемый пунктирной линией на рис. . Пик на рис. , возникающий при фотоэлектрическом поглощении γ -квантов, называют **фотопиком** .

Провал между фотопиком и непрерывным распределением, обусловленный разницей энергий фотоэлектронов и максимальной энергией комптон-электронов, даваемой формулой (3), будет уменьшаться по мере роста энергии γ -квантов. С ростом энергии γ -квантов энергия обратно рассеянных квантов γ меняется мало (см. табл.), а полуширина фотопика и степень размытия границы комптоновского распределения растут примерно пропорционально $\sqrt{\gamma}$. В результате фотопик и непрерывное распределение сливаются.

Таблица

Энергия обратно рассеянных γ квантов

γ	0,5	,0	,5	2,0	3,0	4,0	МэВ
$\gamma()$	9	203	2	22	235	240	кэВ

С ростом размеров сцинтиллятора увеличивается вероятность для γ -квантов испытать многократное комптоновское рассеяние. Это приводит к перекачке импульсов в сплошном спектре (кривая на рис.) из низкоэнергетической части в высокоэнергетическую. Часть γ -квантов после многократного рассеяния, имея сравнительно низкую энергию, испытывает фотоэлектрическое поглощение. В кристалле при этом будет оставлена такая же энергия, как и при однократном фотоэффекте, т. е. равная γ . Эти события формируют **пик полного поглощения** , который совпадает с фотопиком. При энергии квантов несколько МэВ в кристаллах большого размера именно этот процесс дает основной вклад в формирование пика. В пик полного поглощения перекачиваются с наибольшей вероятностью импульсы из высокоэнергетического конца комптоновского спектра, т. к. испытать фотопоглощение имеют наибольшую вероятность рассеянные кванты с наименьшей энергией. Несмотря на то, что фотопик и пик полного поглощения формируются за счет процессов, при которых γ -кванты полностью теряют свою энергию в сцинтилляторе, они оказываются несколько сдвинуты относительно друг друга. Световой выход сцинтиллятора , приходящийся на единицу энергии вторичного электрона, потерянной в кристалле, сравнительно слабо, но зависит от начальной энергии электрона. Для кристалла () эта зависимость показана на рис. 4. Средняя энергия электронов, образующихся в процессе многократного

комптоновского рассеяния, и энергия электрона при однократном фотоэффекте отличаются друг от друга.

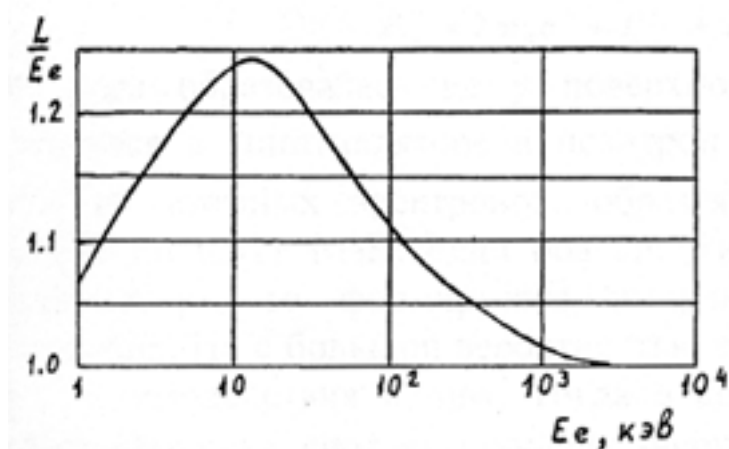


Рис. . Функция чувствительности кристалла Na (Т) к электронам

Поэтому интенсивности вспышек в сцинтилляторе при этих процессах будут несколько отличаться и соответствующие им пики несколько сдвинуты. Поэтому суммарный пик от обоих процессов, представляющий собой сумму двух сдвинутых относительно друг друга гауссианов, может оказаться асимметричным. С ростом энергии γ -квантов происходит усреднение средней энергии вторичных электронов и пик полного поглощения становится более симметричным.

Дополнительное искажение в пик полного поглощения вносит **утечка электронов** из кристалла. Если вторичный электрон образуется вблизи поверхности кристалла, он может покинуть кристалл, не потеряв в нем полностью энергию и вызвав вспышку меньшей интенсивности. Это приводит к уширению левой (низкоэнергетической) части пика полного поглощения. Этот же эффект деформирует и сплошной спектр амплитуд, поднимая его низкоэнергетическую часть за счет высокоэнергетической. Для больших кристаллов этот эффект несущественен, т. к. из-за малой длины пробега электронов доля электронов, покидающих кристалл, мала. С ростом энергии γ -квантов и, следовательно, вторичных электронов, его вклад увеличивается в связи с увеличением длины пробега электронов. При регистрации γ -излучения достаточно большой энергии даже для кристаллов больших размеров эффект утечки может оказывать заметное влияние на форму аппаратурной линии, ухудшая энергетическое разрешение спектрометра. Так, в кристалле диаметром 20 и длиной 200 мм при энергии γ -квантов 4 МэВ, вклад в энергетическое разрешение за счет утечки составляет около 5%, а при энергии 0 МэВ достигает 10%.

При больших энергиях заметными становятся и искажения, связанные с утечкой из кристалла квантов **тормозного излучения**, генерируемого в нем быстрыми электронами.

При $\gamma > 2m_0c^2 = .02$ МэВ становится возможным эффект рождения электрон-позитронных пар. Для кристалла () этот эффект заметен начиная с энергий примерно 2 МэВ. Энергия γ -кванта тратится на создание электрона и позитрона и на сообщение им кинетической энергии:

$$\gamma = 2m_0c^2 + e^- + e^+ \quad (9)$$

Если пара образовалась не у поверхности кристалла, то энергия e^- и e^+ теряется в сцинтилляторе и позитрон после замедления аннигилирует с одним из атомных электронов, образуя два аннигиляционных кванта с энергиями по 0,5 МэВ. Если оба аннигиляционных кванта поглощаются в сцинтилляторе, то формируется импульс, попадающий в пик полного поглощения. Но с большой вероятностью эти кванты могут и покинуть кристалл без взаимодействия с ним. Тогда в спектре амплитуд формируются два паразитных пика, соответствующих энергиям ($\gamma - 0.5$) МэВ и ($\gamma - .02$) МэВ, если соответственно вылетает один или оба кванта. Эта так называемые **пики одиночного вылета** и **пики двойного вылета**. Если один или оба аннигиляционных кванта испытывают рассеяние в сцинтилляторе, то образуется комптоновское распределение в области от $\gamma - 2m_0c^2$ до $\gamma - 2m_0c^2 - 3$.

Из-за эффекта утечки электронов из кристалла нижняя граница этого распределения будет размыта. Вероятность вылета 2-х квантов ниже, чем вероятность вылета одного. С ростом размеров кристалла эти вероятности уменьшаются. С ростом γ амплитуды пиков вылета растут и при $\gamma \geq (4 - 5)$ МэВ становятся больше пика полного поглощения.

Одновременно увеличивается абсолютный разброс по амплитудам импульсов и эти пики все хуже разделяются и при энергиях γ выше 7 МэВ практически сливаются в один широкий максимум, включающий и пик полного поглощения.

Кроме утечки вторичных электронов возможна утечка из кристалла квантов характеристического излучения, сопровождающего фотоэффект вблизи его поверхности. Это приводит к образованию паразитного пика с энергией ($\gamma - k$) **пика утечки характеристического излучения**. Энергия связи k электрона на К-оболочке для иода

(в кристалле ()) равна 2 кэВ, для (в ()) 9, кэВ. Пик утечки выделяется на аппаратурной линии при энергиях γ -квантов порядка сотен кэВ. С увеличением энергии излучение возникает более глубоко в кристалле и вероятность утечки становится меньше, сам пик сливается с пиком полного поглощения.

На форму аппаратурной линии влияет и геометрия измерения. Обычно необходимо экранировать детектор от постороннего излучения (см. рис. 5). Устройство такой защиты, которая не вызывала бы серьезных искажений спектра, является непростой задачей. Первичные γ -кванты образуют в материалах, окружающих детектор, вторичное излучение, которое может попадать в чувствительный объем детектора и поглощаться в нем. Такое рассеянное излучение не только дает вклад в непрерывное распределение, но и может быть причиной образования новых паразитных пиков, либо искажения формы имеющихся.

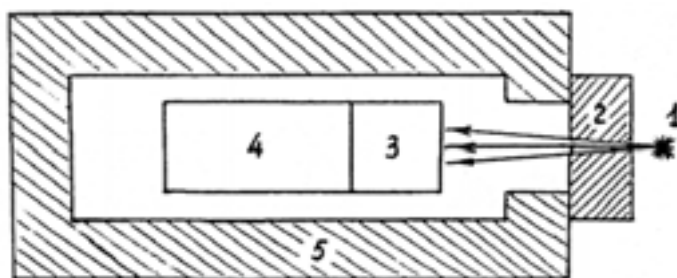


Рис. . Защита сцинтилляционного датчика
 1 – источник, 2 – конический коллиматор,
 3 – сцинтиллятор, 4 – ФЭУ 5 – экран

Комптоновское рассеяние является главной причиной излучения от экранов и его труднее всего исключить, т. к. оно наблюдается при любых энергиях квантов и его распределение очень чувствительно к геометрии источника, экрана, детектора. Для уменьшения рассеяния лучше использовать при изготовлении экрана 5 и коллиматора 2 (рис. 5) материалы с большим Z , а экран 5 располагать по возможности дальше от сцинтиллятора. При этом уменьшается телесный угол, под которым виден детектор из точки на поверхности экрана. Источник должен быть помещен в фокусе конического коллиматора, а раствор конуса необходимо выбирать так, чтобы только часть объема кристалла участвовала в поглощении прямого пучка. Остальная часть при этом способствует эффективной перекачке импульсов из непрерывного распределения под пик полного поглощения. Роль коллиматора отражена на рис. .

Рассеяние γ -квантов на малые углы на пути источника излучения сцинтиллятор (на упаковке источника и в самом источнике, на стенках

коллиматора, на упаковке кристалла) приводит к поднятию левого крыла пика полного поглощения.

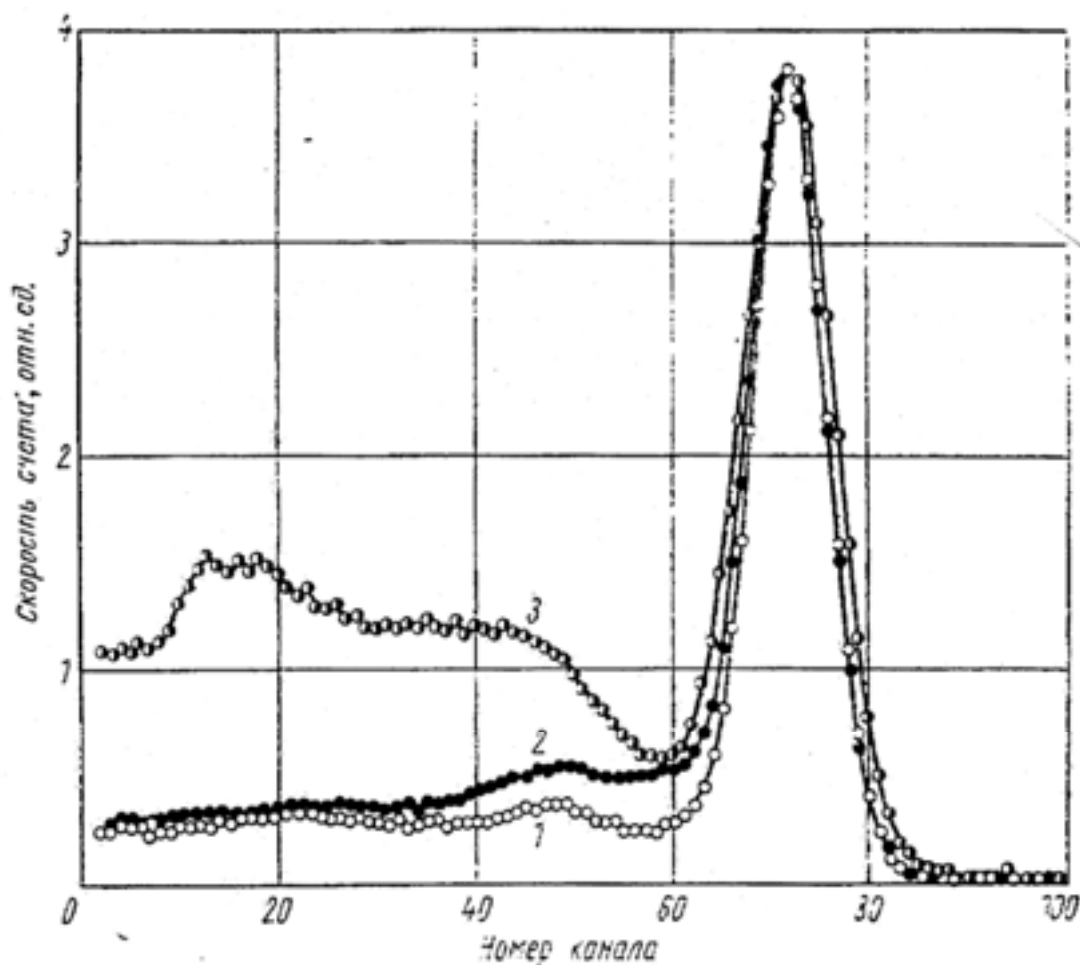


Рис. . Аппаратурные спектры s^{13} ,
 полученные с кристаллом $Na(T)$ $\varnothing 120$ мм \times 100 мм
 1 – источник в фокусе коллиматора, 2 – источник смещён
 вдоль оси коллиматора на 2 мм от фокуса, 3 – без коллиматора

В диапазоне углов рассеяния, близких к 0 , энергия рассеянных квантов слабо зависит от угла. Поэтому регистрация γ -квантов, прошедших сцинтиллятор без взаимодействия или рядом со сцинтиллятором и рассеянных от элементов детектора и защиты назад в сцинтиллятор, будет вызывать формирование несимметричного пика, соответствующего поглощенной энергии

$$r(\theta) = \frac{\gamma}{\gamma + 2m_0c^2}$$

Это так называемый **пик обратного рассеяния**.

Регистрация аннигиляционных γ -квантов при образовании пар излучением источника вне кристалла формирует **пик аннигиляционного излучения**, соответствующий энергии **0,5 МэВ**.

Окружающие сцинтиллятор материалы являются источником рентгеновского излучения, возникающего при фотоэлектрическом поглощении в них γ -излучения источника. Регистрация этого излучения формирует в спектре амплитуд **пик характеристического излучения**, соответствующий энергии k . С увеличением атомного номера материала увеличиваются вероятность фотоэффекта и энергия характеристического излучения k , что приводит к росту пика характеристического излучения и перемещению его в более высокоэнергетическую область спектра. Обычно большое k имеет материал защиты детектора как правило, свинец ($k = 72$ кэВ), так что в аппаратурном спектре обычно есть пик, соответствующий энергии **72 кэВ**. Он может быть значительно уменьшен применением многослойных экранов, в которых вещество с большим k закрыто одним или несколькими слоями веществ с убывающими атомными номерами, эффективно поглощающими излучение флуоресценции каждого предыдущего слоя. Обычно поверхность свинца покрывают сначала слоем кадмия толщиной 1 мм, а затем слоем меди толщиной десятые доли мм. Характеристическое излучение может возбуждаться и в самом γ -источнике при радиоактивном распаде. На рис. 7 показана схема распада ^{137}Cs , сопровождаемого характеристическим излучением ^{137}Ba с энергией $k = 32$ кэВ.

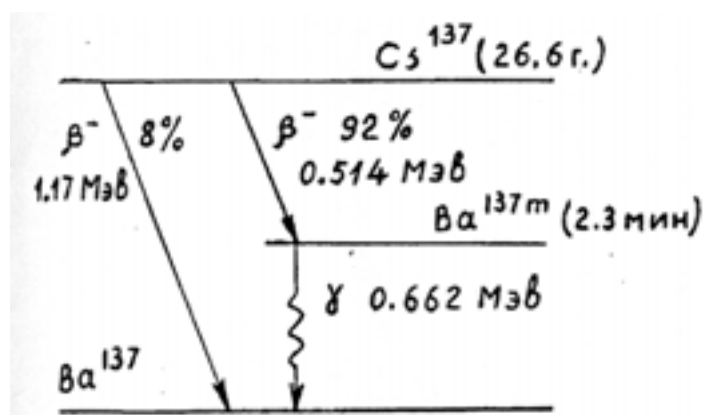


Рис. 7. Схема радиоактивного распада ^{137}Cs

Комптоновские и фотоэлектроны в окружающих сцинтиллятор материалах генерируют тормозное излучение, которое может давать вклад в аппаратурный спектр в низкоэнергетическом конце сплошного распределения.

Возможно наложение импульсов от 2-х квантов, последовательно попадающих в детектор с временным интервалом, меньшим разрешающего времени спектрометра. Это приводит к появлению в аппаратурном спектре компонент, называемых суммарными распределениями. Различают суммирование импульсов от коррелированных во времени событий (например, регистрация частиц, образованных в каскаде, регистрация аннигиляционных γ -квантов) и случайное суммирование (регистрация частиц, статистически распределенных во времени).

Для увеличения светосилы используются кристаллы больших размеров с колодцем, в которые помещается исследуемый источник. В кристалл могут попадать частицы или кванты, вылетающие из источника и в противоположных направлениях. В этом случае при регистрации каскадных γ -квантов с энергиями γ_1 и γ_2 образуется **пик суммирования**, соответствующий поглощенной в детекторе энергии $(\gamma_1 + \gamma_2)$ и непрерывное распределение в области $0 - (\gamma_1 + \gamma_2 - \sum \gamma_i)$. При исследовании позитронно-активных излучателей возникают пики, соответствующие поглощенной энергии $m_0c^2 + \frac{m_0c^2}{3}$, $\gamma + m_0c^2$, $2m_0c^2$ и соответствующие им непрерывные распределения. Пики суммирования от коррелированных событий хорошо аппроксимируются распределением Гаусса, как и пики полного поглощения. На рис. приведены аппаратурные спектры ^{60}Co с кристаллом () диаметром 23 см для случаев, когда источник находится в колодце кристалла и вне кристалла.

При случайном наложении также образуются пик суммирования и непрерывное распределение. Однако пик имеет несимметричную форму и при суммировании импульсов от частиц с одинаковой энергией γ простирается от пика полного поглощения до амплитуд, соответствующих поглощенной энергии 2γ , что обусловлено зависимостью амплитуды импульса от двух последовательных вспышек в кристалле от времени между вспышками.

Вклад суммарного распределения в аппаратурный спектр уменьшается с уменьшением светосилы, а при случайном суммировании также при уменьшении временного разрешения спектрометра и интенсивности источника.

В сцинтилляционной γ -спектрометрии обычно применяют кристаллы (), которые обладают наибольшим световыходом (конверсионная эффективность около), содержат атомы йода с большим атомным номером ($Z = 53$) и поэтому являются эффективными детекторами γ -излучения. Органические сцинтилляторы имеют эффективный атом-

ный номер около 5, световой выход вчетверо меньше, чем у (), и по этим причинам, как правило, для регистрации γ -излучения не используется. Форма аппаратурной линии при этом определяется практически только комптоновским рассеянием (с малой вероятностью многократного рассеяния) и эффектом утечки электронов из кристалла. Поэтому расшифровка сложных спектров при использовании органического сцинтиллятора практически невозможна.

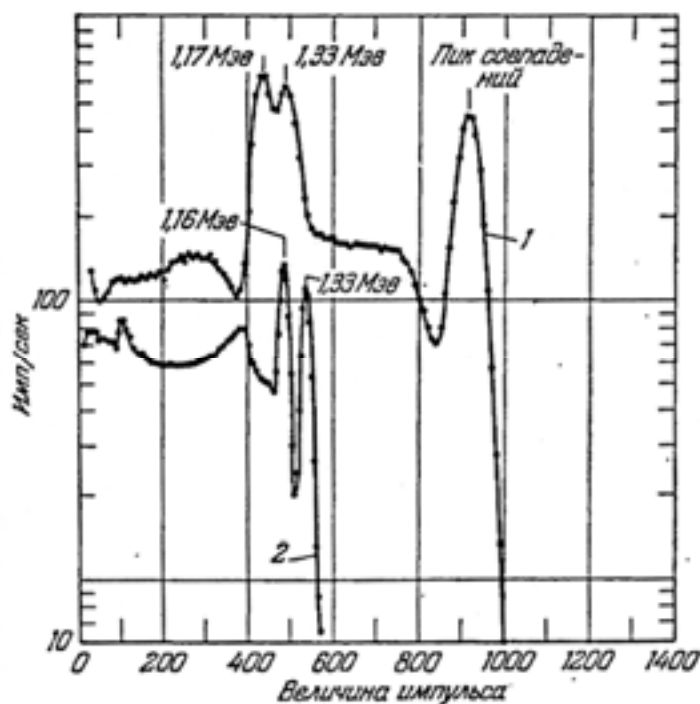


Рис. 9. Амплитудные распределения для γ ^{60}Co
 1 – источник в кристалле, 2 – источник вне кристалла

На рис. 9 приведено стилизованное изображение аппаратурных линий однокристалльного γ -спектрометра для большой ($E_\gamma > 2m_0c^2$) и малой ($E_\gamma \approx 200 \text{ кэВ}$) энергии γ -квантов.

Таким образом, аппаратурная форма линии сцинтилляционного спектрометра является сугубо индивидуальной для каждого прибора и зависит даже от положения и упаковки исследуемого источника.

Разрешение спектрометра определяется как отношение ширины Δ пика в единицах энергии на половине высоты к энергии E_0 , соответствующей максимуму кривой. Это отношение называют относительной полушириной

$$\eta = \frac{\Delta}{E_0} \quad (9)$$

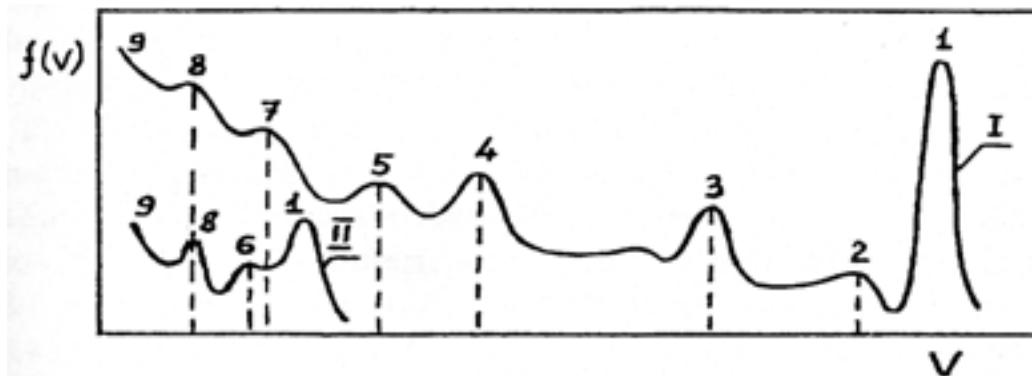


Рис. . Форма аппаратной линии сцинтиляционного γ спектрометра
 I – $\gamma > 2m_0c^2$, II – $\gamma \leq 200$ кэВ

- 1 – пик полного поглощения, 2 – край комптоновского распределения,
 3 – пик одиночного вылета, – пик двойного вылета,
 – пик аннигиляционного излучения, – пик утечки характеристического
 излучения, – пик обратно обратного рассеяния,
 – пик характеристического излучения, – тормозное излучение

Оно тождественно относительной полуширине амплитудного распределения $\frac{\Delta}{\nu_0}$ только в том случае, если сцинтиляционный спектрометр в целом – линейная система, т. е. если зависимость $\nu = nst \cdot$ – линейная функция. В действительности это не так из-за зависимости функции чувствительности кристаллов а (Тl) и (Тl) от энергии электронов. Из рис. 4 следует, что если нормировать ее на единицу при энергии 2 МэВ, то в диапазоне энергий от 10 кэВ до 2 МэВ отклонение от этого значения составляет примерно 13 %. С такой точностью амплитуда импульса пропорциональна энергии электрона.

Отклонение от линейности функции $\nu = f(\nu)$ для γ -квантов будет меньше, т. к. с ростом энергии γ -кванта увеличивается вероятность создания нескольких вторичных электронов, что уменьшает их среднюю энергию (табл. 2). В общем случае

$$\eta = \frac{\Delta}{\nu_0} = \frac{\Delta}{\nu_0} \left[\frac{f(\nu)}{f(\nu_0)} \right]_{\nu_0} . \quad (11)$$

Амплитуда импульса определяется числом электронов на выходе ФЭУ – N_e . Флуктуации N_e определяют разрешение спектрометра, т. к. вкладом электронной аппаратуры обычно можно пренебречь. Величина этих флуктуаций определяется многими факторами: флуктуацией числа образованных в кристалле фотонов света, флуктуациями сбора

света на фотокатод, статистическим разбросом числа фотоэлектронов, вероятностью попадания последних на первый диод умножителя, статистическими флуктуациями в процессе умножения последующими диодами. Обозначим p – вероятность того, что фотон, образованный в сцинтиляторе, приведет к появлению электрона на первом диоде ФЭУ. Эта вероятность определяется тем, какая доля фотонов достигает фотокатода, вероятностью фотоэффекта на фотокатод k и вероятностью попадания фотоэлектрона на первый диод. Параметры p, k , характеризуют процессы взаимосвязанные, поэтому следует рассматривать лишь общую эффективность преобразования фотонов:

$$p = k \quad (12)$$

а не каждый фактор p, k , в отдельности. Если под действием γ -кванта в сцинтиляторе создается в среднем N_ϕ фотонов, то

$$N_e = N_\phi p \quad (13)$$

где Δ – средний коэффициент усиления ФЭУ. Если N_ϕ, p и k статистически независимы, то относительная среднеквадратическая флуктуация амплитуды импульса связана с флуктуациями N_ϕ, p и k следующим образом:

$$\frac{\Delta^2}{N_e^2} = \frac{\sigma_{N_\phi}^2}{N_\phi^2} + \frac{\sigma_p^2}{p^2} + \frac{\sigma_k^2}{k^2}. \quad (14)$$

Таблица 2

Зависимость амплитуды Δ импульса на единицу энергии от энергии γ излучения

Изотоп	γ , МэВ	Δ / γ , отн.ед.
m^{241}	0,05957	1,158
i^{177}	0,11297	1,094
i^{131}	0,20836	1,043
e^{131}	0,36447	1,019
e^7	0,478	1,011
i^{207}	0,5695	1,006
i^{137}	0,66162	1,000
88	0,8989	0,989
i^{207}	1,0637	0,985
Z^{65}	1,114	0,983
88	1,837	0,968

Процесс возбуждения центров люминесценции является чисто случайным – при поглощении в кристалле строго моноэнергетических электронов имеет место разброс в числе световых фотонов. Относительное значение дисперсии в числе фотонов равно:

$$\frac{\sigma_{N_\phi}^2}{N_\phi^2} = \frac{1}{N_\phi}. \quad (15)$$

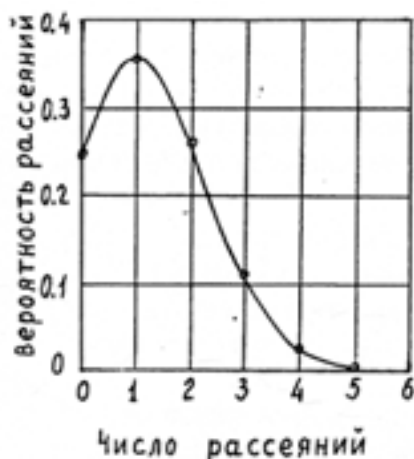


Рис. 10. Вероятность комptonовских рассеяний γ квантов с энергией 0,662 МэВ в Na (Т) $\varnothing 40 \times 0$ мм

Разброс в числе образованных в кристалле фотонов объясняется в том числе и отмеченной ранее зависимостью светового выхода от энергии электронов. Поэтому с ростом числа вторичных электронов, между которыми распределяется энергия первичного γ -кванта, полный световой выход также увеличится по той причине, что большая часть первичной энергии поглощается в кристалле посредством поглощения низкоэнергетических электронов, дающих больший световой выход по сравнению с высокоэнергетическими электронами. Амплитуда вспышки характеризуется разбросом, зависящим от распределения вторичных электронов по числу и энергиям, причем распределение амплитуд при этом не описывается кривой Гаусса. На рис. 10 приведены рассчитанные методом Монте-Карло вероятности для γ -квантов с энергией 0,662 МэВ испытать одно или несколько рассеяний при полном поглощении в кристалле а (Тl) $\varnothing 40 \times 50$ мм³. К такому же эффекту приводит и распределение δ -электронов по числу и энергиям, а также и неравномерное распределение активатора по объему кристалла.

Величина σ_p^2/p^2 зависит от конкретных свойств кристалла и ФЭУ, особенно от того, насколько однороден кристалл (его прозрачность, конверсионная эффективность), какова однородность оптического контакта его с ФЭУ, насколько одинакова конверсионная эффективность фотокатода в разных точках и т. д.

Поскольку величина σ_p^2/p^2 зависит от места вспышки в кристалле, σ_p^2/p^2 зависит и от энергии γ -квантов и геометрии пучка, поскольку от этого зависит распределение вспышек по объему кристалла.

Дисперсия коэффициента усиления ФЭУ равна дисперсии в числе электронов на аноде ФЭУ, если на первый диод попадает нефлуктуирующее число электронов (в нашем случае $N_\phi \cdot p$). Здесь основной вклад вносит дисперсия коэффициента вторичной электронной эмиссии на первых диодах. Можно показать, что если χ для всех диодов одинакова, а дисперсию χ принять равной χ , то

$$\frac{\sigma_k^2}{2} = \frac{1}{N_\phi p (\chi - 1)}. \quad (16)$$

Таким образом

$$\frac{\Delta_0^{-2}}{2} = \frac{1}{N_\phi} + \frac{\sigma_p^2}{p^2} + \frac{1}{N_\phi p (\chi - 1)} = \frac{p(\chi - 1) + 1}{N_\phi p (\chi - 1)} + \frac{\sigma_p^2}{p^2}. \quad (17)$$

Полагая, что распределение амплитуд импульсов описывается гауссианом, а функция $\Delta_0 = f(\Delta_0)$ линейна, получаем

$$\eta^2 = \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_0} \right)^2 = 8 \ln 2 \frac{\Delta_0^{-2}}{2} = (2.36)^2 \left(\frac{p(\chi - 1) + 1}{N_\phi p (\chi - 1)} + \frac{\sigma_p^2}{p^2} \right). \quad (18)$$

Обозначая первый член через δ и учитывая, что N_ϕ связано с энергией γ -кванта, можно записать:

$$\eta^2 = \delta + \frac{c}{\gamma}. \quad (19)$$

Здесь δ и c зависят от энергии γ -квантов, поскольку от нее зависят условия светосбора и равномерность конверсионной эффективности фотокатода ФЭУ. Но поскольку эта зависимость сравнительно слабая, в первом приближении можно полагать δ и c не зависящими от энергии квантов. В области энергий около 2 МэВ зависимость η от γ хорошо аппроксимируется формулой (19).

В области больших энергий γ -квантов начинает сказываться утечка электронов и тормозного излучения из кристалла и разрешение ухудшается, статистические флуктуации уже не имеют основного значения. Поскольку с ростом размеров кристалла утечка уменьшается, разрешение должно улучшаться.

Исходя из статистической независимости процессов, происходящих в ФЭУ и сцинтилляторе, можно записать

$$\eta^2 = \eta_k^2 + \eta_\phi^2 \quad (20)$$

где η_k и η_ϕ – разрешение сцинтиллятора и ФЭУ соответственно. Величина η_ϕ может быть измерена независимо с помощью источника равноярких световых импульсов. В существующих спектрометрах вклад η_k всегда больше вклада η_ϕ .

Разрешение ФЭУ в значительной степени зависит от правильного выбора потенциалов на его электродах, в первую очередь на диафрагме и первом диноде, от стабильности напряжения питания ФЭУ.

Энергию регистрируемого γ -излучения определяет положение максимума пика полного поглощения в энергетической шкале спектрометра. Градуировка энергетической шкалы спектрометра производится с помощью изотопов, излучающих γ -кванты известной с большой точностью энергии. В табл. 3 приведены наиболее часто используемые для этой цели источники.

Градуировочная кривая спектрометра (т. е. зависимость амплитуды импульса или номера канала анализатора, соответствующего положению максимума пика) от энергии излучения (рис. 11) близка к прямой линии для не слишком малых энергий – больших примерно 200 кэВ. Основная причина отклонения от линейности энергетической шкалы – зависимость световых выхода кристалла от энергии. Степень отклонения иллюстрируют данные табл. 2. Нелинейность может возникнуть из-за плохого качества оптического отражателя вокруг кристалла. Кванты небольшой энергии поглощаются в основном в верхней части кристалла, тогда как кванты большой энергии более равномерно по объёму.

Таблица 3

Изотопы, используемые для градуировки сцинтилляционных γ спектрометров

Изотоп	Период полураспада	Тип распада	Энергия γ -квантов, МэВ	Выход γ -квантов, %	Энергия β -частиц, МэВ
119	39 час	ε	0,024	17,3	0,019 0,023
Dy 159	144 дня	ε	0,058	4	0,050
m 241	45,8 г	α	0,0139 0,05957	29 35,3	0,01–0,054
e 141	32,5 дня	β^-	0,0367 0,1455	16,6 49	0,438 0,580
177	6,7 дня	β^-	0,20836	7,4	0,4968

Окончание табл. 3

Изотоп	Период полураспада	Тип распада	Энергия γ -квантов, МэВ	Выход γ -квантов, %	Энергия β -частиц, МэВ
m ¹⁵³	47 час	β^-	0,1032	20,6	0,640 0,710 0,810
g ²⁰³	47 дней	β^-	0,2792 0,0746	81,5 12,18	0,2755 0,211
⁵¹	27,8 дня	ϵ	0,325	9,9	–
¹³¹	8 дней	β^-	0,3645 0,7229	82,4 1,63	0,6063
e ⁷	54 дня	ϵ	0,477	10,3	–
¹⁹⁸	2,7 дня	β^-	0,4118	95,5	0,9610
¹³⁷	26,6 г	β^-	0,6616	84,6	0,520 1,17
⁹⁵	35 дней	β^-	0,7658	99,8	0,1597
n ⁵⁴	312,5 дня	ϵ	0,8348	99,98	–
i ²⁰⁷	30 лет	ϵ	0,5695 1,0637	16,6 79	0,975
⁸⁶	18,7 дня	β^-	1,077	8,78	1,767
Zn ⁶⁵	245 дней	β^+, ϵ	0,511 1,276	3,4 50,6	0,325
a ²²	2,6 г	β^+, ϵ	1,173 1,332	78 100	1,83 0,54
⁶⁰	5,26 г	β^-	1,173 1,332	99,88 100	0,309 0,63 1,478
⁴²	12,36 часа	β^-	1,53	17,9	1,995 3,52
⁸⁸	104 дня	β^+, ϵ	0,8989 1,837	93,4 99,37	0,58 0,012
a ²⁴	15 час	β^-	1,369 2,756	100 99,85	0,34 1,40 4,16

При плохом отражателе потери света в этом случае будет больше для вспышек от γ -квантов малой энергии.

Дополнительное ухудшение линейности спектрометра может быть обусловлено следующим.

- **Нелинейностью динамической световой характеристики ФЭУ, вызванной динамическим объемным зарядом, который создается**

в момент прохождения импульса тока через определенный промежуток ФЭУ. Эффект определяется не только амплитудой импульса, но и его длительностью.

- **Дрейфом напряжения** питания ФЭУ.
- **Дрейфом коэффициента усиления** ФЭУ, связанным с процессом утомления.
- **Нелинейностью электронной аппаратуры** (предусилитель, усилитель, анализатор).
- **Дрейфом коэффициента усиления** электронных схем а, также, его зависимостью от частоты следования импульсов.

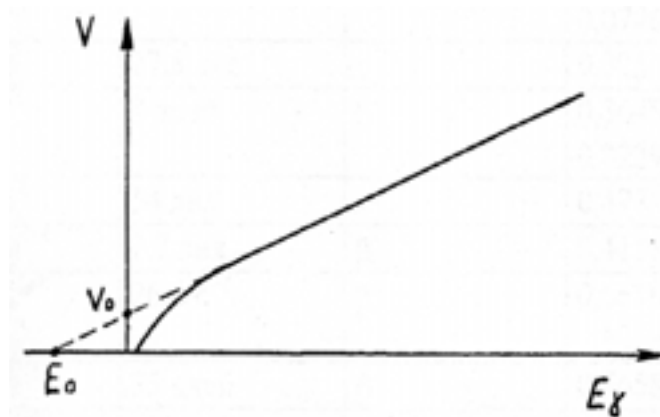


Рис. 11. Градуировочная кривая спектрометра

Поскольку небольшого дрейфа избежать практически нельзя, спектрометр требует регулярного контроля неизменности градуировки перед началом измерений и в конце. Так как отклонение от линейности градуировочной кривой малы, в ограниченном интервале энергий в первом приближении ее можно экстраполировать прямой линией (см. рис. 11):

$$V = k(E_x - E_0), \quad (21)$$

где E_0 – координата так называемой «начальной точки преобразования», получаемая экстраполяцией линейной части градуировочной кривой в сторону низких энергий до пересечения с осью энергий в отрицательной области. Значение E_0 для каждого конкретного спектрометра определяется характеристиками сцинтилляционного датчика и анализатора и близко к величине порядка 20 кэВ. Формулу (21) можно переписать в виде

$$V = a(N - N_0)$$

или

$$V = b(N - N_0), \quad (22)$$

где: $a = 1/k$; $b = a \cdot c \cdot nst$; N – номер канала, соответствующий амплитуде импульса; n_0 и N_0 – положение начальной точки преобразования на оси амплитуд или номеров каналов соответственно.

В γ -спектре, снятом на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом а (Тl), меньше всего подвержен искажению пик полного поглощения, поскольку на его форму мало влияет рассеянное излучение, а изменение энергетического разрешения не сказывается на площади под пиком. Поэтому относительную и абсолютную интенсивность γ -линий удобно определять по соотношению площадей под фотопиками. Отношение числа γ -квантов n_ϕ , отдавших в кристалле всю свою энергию, к общему числу зарегистрированных γ -квантов n называется фотовкладом или фоточастью P

$$P(\gamma) = \frac{n_\phi}{n} \quad (23)$$

Экспериментально фотовклад определяется как отношение площади под пиком полной энергии ϕ к площади под полным амплитудным распределением $= \phi + \kappa$, включающей площадь под пиком ϕ и непрерывным распределением κ

$$P(\gamma) = \frac{\phi}{\phi + \kappa} \quad (24)$$

Отношение числа γ -квантов, полностью поглотившихся в кристалле, к числу γ -квантов n_0 , попавших в кристалл, называется **фотоэффективностью** спектрометра:

$$\varepsilon_\phi(\gamma) = \frac{n_\phi}{n_0} \quad (25)$$

Полная эффективность регистрации γ -квантов:

$$\varepsilon(\gamma) = \frac{n}{n_0} \quad (26)$$

Следовательно

$$\varepsilon_\phi = P \cdot \varepsilon \quad (27)$$

Чем больше кристалл и чем лучше коллимирован пучок γ -квантов, тем выше фотовклад и фотоэффективность спектрометра.

Нижний предел чувствительности спектрометра с кристаллом а (Tl) объемом порядка 500 см^3 для энергии γ -квантов 0,662 МэВ достигает 10^{-14} кюри/г, что позволяет измерять спектры γ -излучения веществ с активностью ниже естественной. Этот предел в значительной мере определяется собственным фоном материалов кристалла, защиты и конструктивных элементов, основной вклад в который вносит K^{40} .

§3. Обработка аппаратурных спектров

В аппаратурном спектре все пики, за исключением пика с максимальной для данного спектра энергией, расположены на **пьедестале** комптоновского распределения от γ -квантов с максимальной энергией. Если пик расположен на склоне непрерывного распределения, то центр пика смещается – он как бы поднимается по склону. Точное измерение положения пиков и площадей под ними требует выделения их из аппаратурного спектра. Обработка отдельных пиков может проводиться вручную прямо по спектрограмме, нанесенной на миллиметровку.

Пик с максимальной энергией в обрабатываемом спектре с низкоэнергетической стороны вырезают симметрично его высокоэнергетической стороне и получают кривую, близкую по форме к гауссовской. Для выделения остальных пиков нужно экстраполяцией выделить линию пьедестала, на котором находится пик, и вычесть его из спектра в области пика. За положение пика может быть принят канал с максимальным отсчетом или средневзвешенный канал. При графической обработке за положение пика можно принять точку, в которой обращается в нуль первая производная аппроксимирующей функции. Если одну из границ пика выделить нельзя (например, из-за наложения близлежащего пика), то ее можно выбрать симметричной другой границе. Площадь под пиком можно определить поканальным суммированием, либо вычислить как **площадь гауссиана**:

$$\begin{aligned} \phi &= \sigma \sqrt{2\pi} \cdot \approx 1.064 \cdot \Delta n \cdot \\ \Delta n &= 2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.36 \cdot \sigma. \end{aligned} \quad (28)$$

где Δn – ширина пика на половине его высоты; – высота пика.

Точность такого определения $\pm 2,65$ %.

Большую точность определения параметров пика дает аппроксимация гауссианом с использованием метода наименьших квадратов для оптимального выбора параметров гауссиана.

При решении ряда задач требуется разложения спектра от источника, испускающего несколько линий γ -излучения, на более простые ап-

паратурные спектры, обусловленные каждой линией излучения в отдельности. В этом случае необходимо знать форму аппаратурной линии спектрометра для каждой энергии γ -квантов. Она может быть найдена экстраполяцией аппаратурных линий, полученных экспериментально с использованием γ -источников, испускающих кванты одной энергии.

При выполнении заданий данного раздела выделение пиков полного поглощения осуществляется на ЭВМ в полуавтоматическом режиме: из общего спектра вычитается гауссиан, параметры которого задаются машине. Варьируя эти параметры, необходимо стремиться к тому, чтобы остаток после вычитания пика представлял собой гладкое комптоновское распределение.

Задание № 1

- *Проверить линейность энергетической шкалы сцинтилляционного спектрометра.*
- *Измерить зависимость разрешения и фотовклада от энергии γ -квантов.*

Лабораторная установка

В данной работе для накопления, записи и сохранения спектра используется программно-аппаратный комплекс Анализатор аппаратурного спектра. Состав комплекса и порядок работы с ним изложен в **Приложении**.

Коллимированный пучок γ -квантов от источника попадает на сцинтиллятор, расположенный вместе с ФЭУ в светонепроницаемом кожухе. Датчик помещен в свинцовый домик, сменные коллиматоры устанавливаются на домик сверху. Для получения аппаратурной линии для неколлимированного источника корпус одного из коллиматоров не залит свинцом. Блок высокого напряжения служит для питания ФЭУ, низковольтный источник для питания эмитерного повторителя ЭП. Сигнал усиливается спектрометрическим усилителем (СУ), который объединен с амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП). Крейт КАМАК обеспечивает связь между компьютером и датчиком БДЭГ. Для записи исследуемых спектров используется компьютер.

На рис. 2 показано крепление сменных сцинтилляторов в датчике. В зависимости от размеров кристалла применяются сменные светозащитные колпачки 3 и центрирующие кольца 5.

Перед установкой кристалла необходимо:

- а) тщательно протереть соприкасающиеся поверхности кристалла и ФЭУ

- б) в центр входного окна ФЭУ поместить каплю масла для обеспечения оптического контакта;
- в) при установке кристалла следить за тем, чтобы в момент соприкосновения поверхности кристалла и ФЭУ были параллельны друг другу.

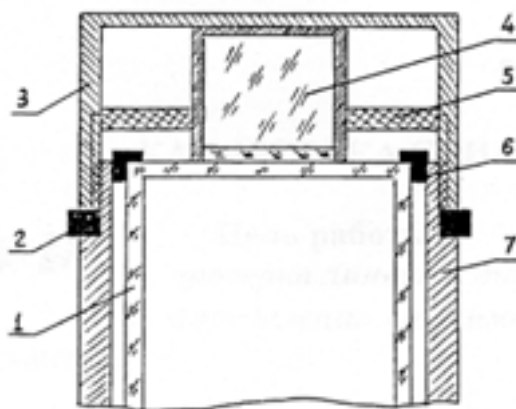


Рис. 12. Установка сцинтиллятора в датчике
 1 – ФЭУ, 2 – уплотнитель, 3 – светозащитный колпак,
 4 – сцинтиллятор, 5 – центрирующее кольцо, 6 – манжета, 7 – кожух ФЭУ

ВНИМАНИЕ ПРИ СМЕНЕ КРИСТАЛЛА ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ, ПОДАВАЕМОЕ НА ФЭУ, ДОЛЖНО БЫТЬ ОТКЛЮЧЕНО. В ПРОТИВНОМ СЛУЧАЕ ФЭУ ВЫХОДИТ ИЗ СТРОЯ ПРИ ПОПАДАНИИ СВЕТА НА ФОТОКАТОД.

Порядок выполнения работы

1. Изучить описание комплекса «Анализатор аппаратурного спектра», освоить приёмы работы с анализатором (см. Приложение).
2. Изучить порядок снятия и обработки спектров (см. Приложение).
3. Установить в сцинтилляционном датчике кристалл а (Тl) диаметром 63 мм.
4. Установить на свинцовый домик коллиматор с наименьшим диаметром отверстия.
5. Включить все приборы в сеть и прогреть их не менее 15 минут.
6. Установить источник γ -излучения с максимальной энергией. Подобрать напряжение на ФЭУ и коэффициент усиления усилителя таким образом, чтобы спектр заполнял всю шкалу анализатора (пик полного поглощения должен быть в конце шкалы).
7. Снять амплитудное распределение, выбрав время измерения таким образом, чтобы в максимуме пика полного поглощения было зарегистрировано не менее 2000 отсчетов. Сохранить спектр.
8. Не меняя напряжение на ФЭУ и коэффициент усиления последовательно измерить амплитудные распределения с другими источниками.

9. Повторить измерение с первым источником для контроля отсутствия дрейфа электронной аппаратуры и питания ФЭУ.
10. С помощью программы «retal» или «retalne» провести обработку аппаратурных спектров с целью определения положения пиков полного поглощения, энергетического разрешения и фотоклада.

Порядок обработки аппаратурных спектров

1. Изучить порядок обработки спектров с помощью программ «retal» или «retalne» (см. Приложение).
2. Ввести в ЭВМ экспериментальные данные, произвести сглаживание и обработку спектров.
3. В отчете привести графики исходных спектров, а также непрерывных распределений, оставшихся после вычитания пиков, параметры пиков. Обязательно указать имя, которое вы присвоили файлам своих данных.
4. Построить калибровочную кривую «номер канала – энергия», аппроксимируя ее прямой линией согласно уравнению (21). Параметры прямой k и γ_0 найти с использованием метода наименьших квадратов на ЭВМ.
5. Оценить степень нелинейности энергетической шкалы спектрометра.
6. Построить зависимость энергетического разрешения спектрометра от энергии γ -квантов в координатах $\eta^2 = f(1/\gamma)$.
При определении полуширины пиков в единицах энергии воспользоваться найденным уравнением для калибровочной кривой.
7. Построить зависимость фотоклада от энергии γ -квантов.

Контрольные вопросы

1. Какие процессы взаимодействия γ -квантов с веществом сцинтилляторов a и b являются преобладающими при энергии γ -излучения единицы МэВ?
2. За счёт каких процессов формируется пик полного поглощения в сцинтилляционном спектрометре?
3. Как и почему зависит энергетическое разрешение спектрометра и фотоклад от энергии γ -квантов?

Задание № 1

- *Исследовать зависимость формы аппаратурной линии γ -спектрометра от размера и типа сцинтиллятора геометрии опыта.*
- *Исследовать зависимость фотоклада и разрешения спектрометра от размеров кристалла .*

Порядок работы

1. Повторить пункты 1–6 задания № 14.
2. Снять амплитудный спектр с кристаллом a (Tl) $\varnothing 63$ мм без коллиматора. Для этого использовать корпус коллиматора, не залитый свинцом.
3. Снять спектры амплитуд импульсов с несколькими кристаллами a (Tl) меньших размеров, используя коллиматор. Измерить и записать размеры сцинтилляторов: диаметр и высоту. Спектры необходимо снимать для двух γ -источников с разными энергиями, один из которых используется только для калибровки энергетической шкалы.
4. Снять спектры амплитуд импульсов с двумя пластмассовыми сцинтилляторами разных размеров. Поскольку световой выход этих сцинтилляторов в несколько раз меньше, чем у a (Tl) , коэффициент усиления нужно соответственно увеличить. Измерить и записать размеры сцинтилляторов. Здесь спектр калибровочного источника снимать не нужно.
5. Провести обработку спектров, полученных с кристаллами a (Tl) с помощью программы «*pe t al*» или «*pe t alne*».

Порядок обработки аппаратурных спектров

1. Определить паразитные пики, которые могут иметь место при энергии γ -квантов используемого источника. Рассчитать энергию, соответствующую этим пикам.
2. Выполнить обработку спектров, полученных с использованием коллиматора и кристаллов a (Tl) , на ЭВМ с целью выделения пика полного поглощения и всех других имеющихся пиков и определения параметров этих пиков.
3. Распечатать на принтере исходные спектры и оставшиеся непрерывные распределения после вычитания пиков. На распечатках указать имя файла с исходными данными. Для удобства сравнения аппаратурных спектров для кристаллов разных размеров при распечатке желательно масштабы по осям ординат для разных спектров выбирать одинаковыми.
4. Для каждого из указанных в п.2 аппаратурных спектров провести калибровку по двум точкам, предполагая линейность энергетической шкалы анализатора.
5. Отметить положение возможных паразитных пиков на спектрах.
6. Построить зависимости фотоклада и разрешения от размеров кристалла. Размеры кристалла задать произведением его диаметра на высоту.

7. Проанализировать деформацию аппаратурной линии при изменении размеров кристалла. Объяснить причины наличия или отсутствия тех или иных паразитных пиков. Проанализировать зависимость отношения площади под паразитным пиком к площади под всем спектром от размеров кристалла.
8. Построить спектры амплитуд импульсов для кристалла $\varnothing 63$ мм, снятые с коллиматором и без него. При построении спектры отнормировать таким образом, чтобы амплитуды пиков полного поглощения были одинаковы. Объяснить влияние коллиматора на форму спектра.
9. Построить амплитудные распределения для пластмассовых сцинтилляторов. Объяснить характер зависимости формы распределений от размеров сцинтиллятора.

7. Контрольные вопросы

1. Чем вызвана асимметрия пика полного поглощения?
2. В чём отличие между фотопиком и пиком полного поглощения?
3. Почему некоторые пики в аппаратурном спектре называют «паразитными»? Как они формируются?
4. Почему фактор Фано для сцинтилляционного спектрометра принимают равным единице?
5. В каком диапазоне энергий γ -квантов энергетическая шкала сцинтилляционного спектрометра линейна?
6. Почему в спектрометрии γ -излучения не применяются пластмассовые сцинтилляторы?

Список литературы

1. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 28–246, 370–375.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигбана. – М.: Изд. ИЛ, 1969. – Вып. 1. – С. 261–275.
3. Вяземский В.О. Сцинтилляционный метод в радиометрии. – М.: Госатомиздат, 1961. – С. 21–26, 286–299, 317–318.
4. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. – М.: Атомиздат, 1975. – С. 10–23, 102–128.
5. Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов. – М.: Атомиздат, 1974. – С. 238–244.
6. Столярова Е.Л. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1964. – С. 208–214, 219–235.
7. Группен К. Детекторы элементарных частиц: Справочное издание. Пер. с англ. – Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. – 408 с.

II. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Полупроводниковые детекторы (ППД) получили широкое распространение как счетчики числа частиц и как приборы для измерения энергии частиц (спектрометры) с высокой разрешающей способностью. Принцип их работы основан на том, что при прохождении через счетчик ионизирующей частицы заряды, образованные в веществе счетчика, собираются на электродах, т. е. в первом приближении ППД можно рассматривать как ионизационную камеру с твердым диэлектриком между электродами. Однако процессы генерации и переноса носителей заряда в полупроводнике и механизм рекомбинации носителей имеют другую природу, чем аналогичные процессы в газе. На образование одной пары носителей заряда в полупроводниковом счетчике требуется в 10 раз меньше энергии, чем в газах. В сцинтилляторе на образование одного фотоэлектрона в системе, состоящей из сцинтиллятора и фотоумножителя, расходуется энергия 300 эВ, т. е. в 100 раз больше, чем в полупроводниковом детекторе. Увеличение числа носителей заряда и, следовательно, уменьшение относительной флуктуации величины сигнала является одной из причин гораздо более высокого разрешения ППД по сравнению с ионизационными и сцинтилляционными детекторами.

Чувствительный объем ППД может достигать сотен кубических сантиметров. При большой плотности вещества (в $\sim 10^3$ раз выше чем плотность газов) в нём могут полностью тормозиться не только тяжёлые частицы с энергией в десятки МэВ, но и электроны с энергией до 2 МэВ. Эффективность регистрации γ -излучения у некоторых типов ППД сравнима с эффективностью сцинтилляционных детекторов большого объёма. В тоже время ППД можно изготовить с очень малым промежутком между электродами, а один из электродов сделать очень тонким. Такой детектор используют для измерения удельных потерь энергии.

Кроме того, для ППД характерны короткий временной фронт сигнала, обеспечивающий временное разрешение порядка нескольких наносекунд, и линейная зависимость амплитуды сигнала от энергии, поглощенной в чувствительном объеме детектора.

Наконец, важной особенностью полупроводниковых счетчиков являются их малые габариты. Это сильно расширило возможности применения таких детекторов не только в области физического эксперимента, но и в технике в приборах технологического контроля и в медицине.

§ Свойства полупроводников

Для выяснения работы детектора необходимо понять некоторые основные положения теории переноса заряда в полупроводниках. Как известно, в изолированном атоме любого вещества электроны находятся на определенных энергетических уровнях. В твердом теле атомы находятся на близких расстояниях друг от друга. Энергетические уровни для каждого изолированного атома расщепляются на близко расположенных подуровней, так как на движение каждого электрона влияют электрические поля соседних атомов.

Такая совокупность близко расположенных энергетических уровней образует зону. При расщеплении валентных уровней соответствующая им зона называется валентной. Электроны с энергией, соответствующей такой зоне, принадлежат всему кристаллу в целом, а не отдельному атому. Следующая зона, в которой электроны еще менее чем в валентной зоне связаны с атомами кристалла, называется зоной проводимости. Схема расположения этих зон показана на рис. .

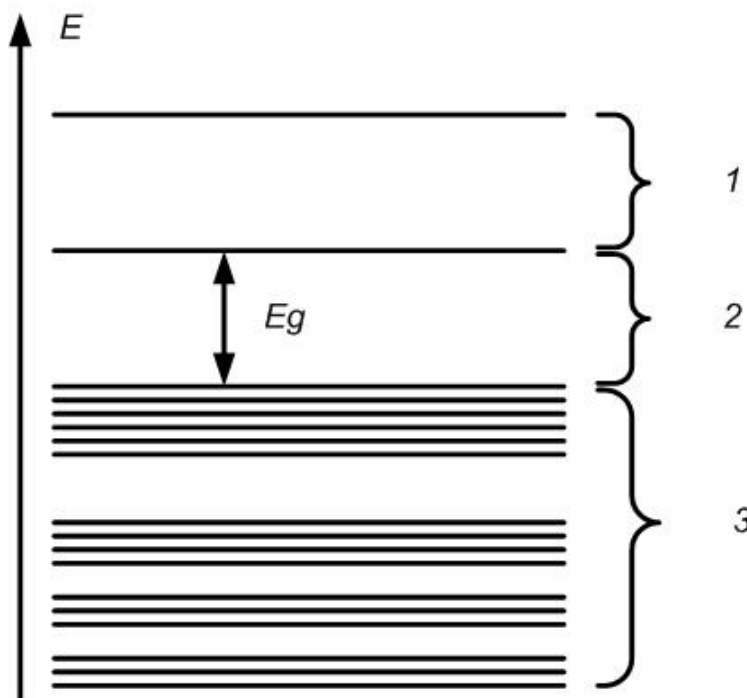


Рис. 1. Схема расположения энергетических зон в полупроводнике
1 – зона проводимости, 2 – запрещенная область, 3 – разрешенная область

Структура этих зон и степень заполнения их электронами определяет электрические свойства вещества. Так, в металлах валентная зона перекрывается с зоной проводимости. Под действием внешнего элек-

трического поля электрон в зоне проводимости не будет перемещаться как свободная частица, так как подвержен действию периодического поля ионных остовов кристалла и электрических полей других электронов. В зависимости от величины его импульса и от направления движения, внешнее поле в совокупности с внутренними полями может ускорить (или замедлить) электрон сильнее, чем только одно внешнее поле. Однако можно все же рассматривать электрон как свободный, но имеющий некоторую эффективную массу, меньшую (или большую) массы свободной частицы, т. е. в рассмотрение вводится представление об электроне как о квазичастице с некоторой эффективной массой.

В диэлектриках зона проводимости и валентная зона разделены энергетическим зазором E_g (запрещенная зона). Валентная зона заполнена полностью, а в зоне проводимости электроны отсутствуют. Если ширина запрещенной зоны больше 2 эВ, то вещество считается изолятором, а если меньше 2 эВ, то полупроводником.

Рассмотрим вначале чистый полупроводник кремний. Для кремния ширина запрещенной области $E_g = 1,11$ эВ. При температуре $T = 0$ К в кремнии валентная зона заполнена полностью, а в зоне проводимости электронов нет, т. е. он является изолятором. При повышении температуры за счет теплового движения валентные электроны могут приобрести энергию, достаточную для преодоления энергетической щели E_g , и перейти в зону проводимости. Вероятность такого перехода экспоненциально возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны. Такая проводимость называется собственной, в отличие от примесной, о чем будет сказано ниже. Здесь надо подчеркнуть следующее обстоятельство. В полупроводнике при температуре $T = 0$ носителями тока будут как электроны, находящиеся в зоне проводимости, так и электроны, находящиеся в валентной зоне. Последнее возможно потому, что после переброски электрона в зону проводимости в валентной зоне остаются незаполненные места — дырки. Электроны, находящиеся вблизи верхней границы или потолка валентной зоны, получают возможность перемещаться под действием электрического поля, внося вклад в ток. Электропроводность будет тем больше, чем больше дырок в валентной зоне. Удобнее вместо движения электронов валентной зоны рассматривать движение квазичастиц — дырок, приписывая им положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона, и массу, близкую к массе свободного электрона. Такую проводимость называют дырочной или p-проводимостью (σ_p). Обычную или электронную проводимость называют n-проводимостью (σ_n). Носителями тока в полупроводнике являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Таким образом, в полупроводнике при повышении температуры возникают пары носителей заряда, каждая из пар — это электрон и дырка. При обратном переходе электрона в валентную зону вакантный уровень заполняется, что эквивалентно процессу уничтожения или рекомбинации пары.

Проводимость, о которой шла речь выше, называют собственной проводимостью полупроводника или проводимостью типа, а сам полупроводник — полупроводником типа. Полупроводником типа является идеальный кристалл без примесей чужеродных атомов и нарушений в структуре кристаллической решётки. Число электронов и равное ему число дырок при комнатной температуре, например в кремнии, составляет $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Такая концентрация носителей заряда обусловлена двумя конкурирующими процессами — переходом электронов в зону проводимости и рекомбинацией пар.

Для изготовления ППД используются в основном кремний и германий — четырёхвалентные элементы с простой структурой кристаллической решётки и ковалентными связями, полностью насыщенными при низкой температуре. Для этих кристаллов характерна малая ширина запрещённой зоны и сравнительно высокая подвижность электронов и дырок. Некоторые характеристики чистых (беспримесных) кремния и германия приведены в табл. 1.

Таблица
Некоторые характеристики беспримесных кремния и германия

Характеристика	Кремний	Германий
Атомный номер,	14	32
Плотность, г см^{-3}	2,33	5,33
Ширина запрещенной зоны, эВ	1,1	0,7
Средняя энергия образования пары носителей ω , эВ	3,7	3,0
Плотность собственных носителей при $T = 300 \text{ К}$, см^{-3}	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{13}$
Подвижность электронов, $\text{см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}$ при $T = 300 \text{ К}$ при $T = 77 \text{ К}$	$1,5 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^3$ $4 \cdot 10^4$
Подвижность дырок, $\text{см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}$ при $T = 300 \text{ К}$ при $T = 77 \text{ К}$	$4,5 \cdot 10^2$ $2 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^3$ $4 \cdot 10^4$
Удельное сопротивление, Ом $\cdot \text{см}$ при $T = 300 \text{ К}$	$240 \cdot 10^3$	5

В реальном кристалле всегда имеются примеси. Из кремния особенно трудно удалять бор, германий очень сложно очищать от кислорода. При изготовлении ППД примеси вводят искусственно, используя для этого атомы пятивалентных (фосфор, мышьяк) или трёхвалентных (бор,

алюминий) элементов. Рассмотрим теперь так называемую примесную проводимость. Если в чистый полупроводник, например, кремний, ввести атом другого вещества, имеющий большую валентность (например, фосфор), то такой атом, заместив в кристаллической решетке атом кремния, принесёт с собой в кристалл добавочный (лишний) электрон. Четыре валентных электрона фосфора размещаются в валентной зоне кремния, тогда как пятому электрону, оставшемуся связанным с атомом примеси, отвечает локальное энергетическое состояние, расположенное в запрещённой зоне. Такой электрон оказывается слабо связанным с атомом примеси, а его энергетический уровень, называемый донорным, находится вблизи зоны проводимости, как это показано на рис. 2, б. Разность между образовавшимся таким образом уровнем в атоме донорной примеси и нижней границей зоны проводимости составляет всего около 0,05 эВ.

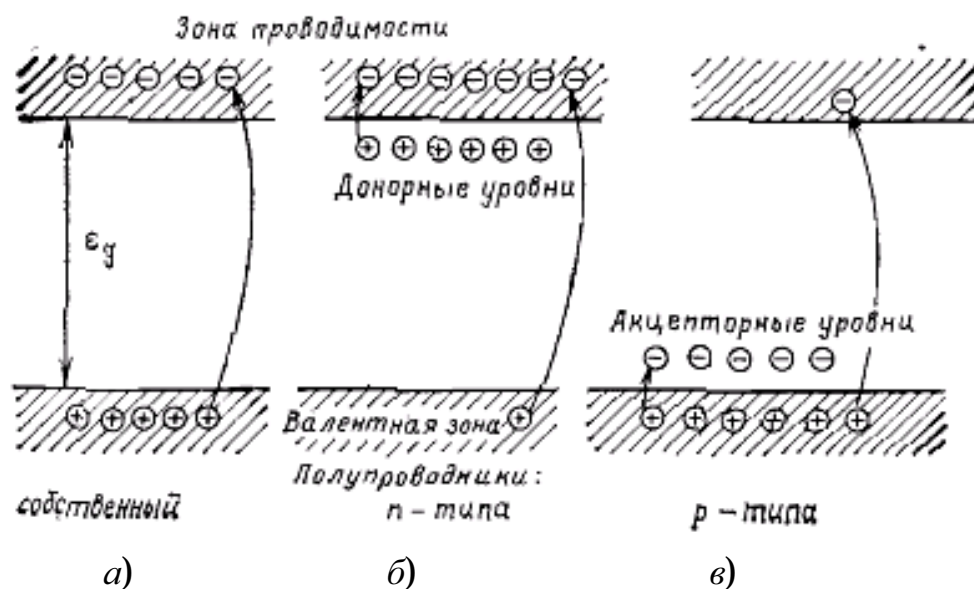


Рис. 2. Энергетические схемы полупроводников
а – собственного б – n типа в – p типа

Даже при низкой температуре электрон с донорного уровня легко переходит в зону проводимости, не образуя дырок в валентной зоне, поскольку освободившийся уровень связан с закреплённым в решетке ионизованным примесным атомом. При увеличении концентрации электронов в зоне проводимости увеличивается вероятность их обратного перехода в валентную зону, т. е. вероятность рекомбинации, что приводит к уменьшению концентрации дырок в валентной зоне. Получается так называемый n -кремний, в котором проводимость практически полностью обусловлена электронами.

Аналогичная картина получается при изготовлении полупроводников с p -типом проводимости. Для этого в чистый полупроводник вводят инородные атомы, имеющие меньшее число валентных электронов, чем у исходного вещества. Такой примесный атом захватывает из валентной зоны электрон на акцепторный уровень, расположенный в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. Такого рода вакантные уровни способны не только захватывать электроны, но и удерживать их в течение довольно длительного времени. В результате в полупроводнике образуется дырка без образования второго носителя заряда — свободного электрона. На рис. 3 показано расположение ионов при наличии в кристаллической решетке кремния примесных атомов бора. Атомы кремния четырехвалентные, а бора — трехвалентные. Поэтому, чтобы заместить атом кремния, бор присоединяет к себе чужой электрон из валентной зоны, тем самым, создавая дырку. Энергетический уровень этого электрона лежит выше валентной зоны всего на $0,05$ эВ (рис. 2, в). Таким образом, благодаря примеси бора кремний становится полупроводником p -типа. Поскольку увеличение концентрации дырок приводит, как и в кристалле n -типа, к увеличению вероятности рекомбинации то, следовательно, уменьшается концентрация электронов в зоне проводимости. Кристалл с акцепторной примесью обладает дырочной проводимостью.

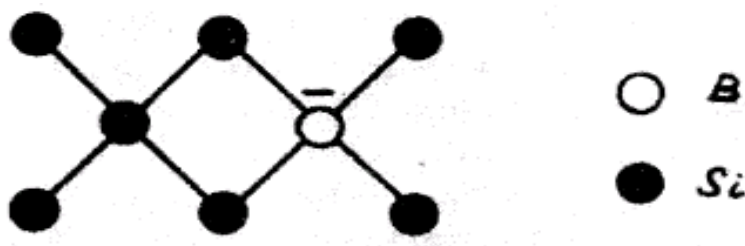


Рис. 3. Расположение ионов в кристаллической решётке кремния при наличии примесных атомов бора

В реальном полупроводнике обычно имеются примеси как донорного типа, так и акцепторного. Если преобладающей является донорная примесь, то n -тип. В таком полупроводнике электроны являются основными носителями, дырки — неосновными носителями, а сам полупроводник называется полупроводником n -типа. Если же преобладающей является акцепторная примесь, то p -тип, основными носителями являются дырки — это полупроводник p -типа.

Даже небольшое количество донорной или акцепторной примеси значительно уменьшают удельное сопротивление полупроводниковых кристаллов, т. к. при этом увеличивается количество носителей зарядов. Например, если в беспримесный кремний при комнатной температуре

добавить по одному атому примеси на $3 \cdot 10^{10}$ атомов кремния, то удельное сопротивление такого кремния уменьшится на два порядка. ***Сопротивление кристалла является параметром определяющим возможность его использования в качестве детектора.*** При подаче на электроды, между которыми находится полупроводник, даже небольшого напряжения по цепи потечёт постоянный ток, пропорциональный проводимости кристалла. Число носителей электрических зарядов, участвующих в образовании постоянного тока, испытывает статистические флуктуации. В связи с этим будут иметь место флуктуации выходного сигнала (собственный шум ППД) независимо от того, прошла через счётчик частица или нет. Если амплитуда этих флуктуаций сравнима с числом носителей, образованных заряженной частицей, то становится невозможным отличить полезный сигнал от шума. Очевидно также, что наличие шума ухудшает энергетическое разрешение детектора. Флуктуации темнового тока тем меньше, чем меньше сам ток. Поэтому кристалл должен иметь большое сопротивление – концентрация свободных носителей заряда в нём должна быть минимально возможной.

Беспримесные кремний и тем более германий не могут быть использованы из-за недопустимо низкого удельного сопротивления при комнатной температуре. При охлаждении до температуры жидкого азота 77 К плотность собственных носителей в германии и кремнии становится исчезающе малой. Следовательно, при глубоком охлаждении они могли бы с успехом использоваться для создания детекторов. Однако техника очистки германия и кремния не может обеспечить концентрацию атомов электрически активных примесей менее чем один атом на $5 \cdot 10^{10}$ атомов основного материала. Поэтому даже при глубоком охлаждении сопротивление примесных полупроводников определяется только примесями и из-за малой энергии активации примесных уровней сопротивление примесного полупроводника остаётся недостаточно высоким.

Увеличение сопротивления примесного полупроводника возможно либо за счёт увеличения степени очистки, что связано с очень большими техническими трудностями, либо путём компенсации примесной проводимости введением другой примеси с противоположной проводимостью. Например, в кристалл n-типа можно ввести атомы с акцепторными свойствами. При правильно подобранной концентрации акцепторов в кристалле n-типа почти все электроны, потерянные донорами, будут уловлены акцепторами. Примесный кристалл становится кристаллом i-типа, в котором концентрация свободных носителей зарядов близка к таковой в беспримесном кристалле (рис. 4). Такой полупроводник называют «скомпенсированным». Его удельное сопротивление близко к сопротивлению абсолютно чистого кристалла, но не может его превзойти.

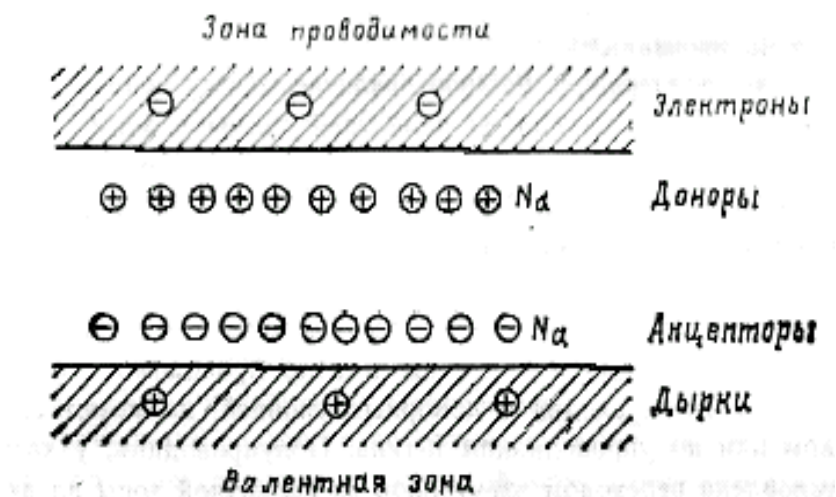


Рис. . Компенсированный полупроводник с полностью ионизованными атомами примеси

§2. Переходы в полупроводниках

Чтобы из полупроводникового монокристалла с недостаточно высоким удельным сопротивлением изготовить ППД используют свойства переходной области между двумя областями полупроводника с разным типом проводимости. Существуют разные способы создания перехода. В качестве примера рассмотрим свойства перехода типа р–п в кремниевом ППД.

На поверхность пластинки кремния с дырочной проводимостью и минимально возможной концентрацией акцепторной примеси наносится слой вещества, содержащего фосфор или мышьяк. Пластина выдерживается при высокой температуре. В результате термической диффузии донорных атомов в основной кристалл на его поверхности образуется тонкий n-слой с высокой проводимостью, в котором концентрация доноров значительно превышает концентрацию акцепторов. На рис. 5, а показано расположение примесных носителей зарядов в n- и p-слоях. Кроме показанных носителей и в том, и в другом слоях есть собственные пары носителей «электрон–дырка», созданные тепловыми переходами через запрещённую зону. Но поскольку при наличии примесей увеличивается вероятность рекомбинации, концентрация этих носителей невелика. Кроме того, необходимо помнить, что донорные и акцепторные центры (обведены кружком) закреплены в кристаллической решётке и не могут перемещаться, т. е. не являются свободными носителями заряда. В отсутствие внешнего электрического поля электроны проводимости, поставляемые донорами (например, фосфором), будут в основном находиться в n-области (рис. 5, а), так как электроны притягиваются положительным пространственным зарядом донорных ионов. Дырки, поставляемые акцепторами (например, атомами бора), в основном находятся в p-области,

ибо притягиваются отрицательно заряженными ионами акцептора. Однако, на границе раздела p- и n-слоёв, вследствие диффузии, электроны и дырки будут перемешиваться, т. е. дырки будут уходить в n-область, оставляя за собой отрицательный заряд, нескомпенсированный акцептором, а электроны, переходя в p-область, создают на границе n-области положительный заряд ионов доноров.

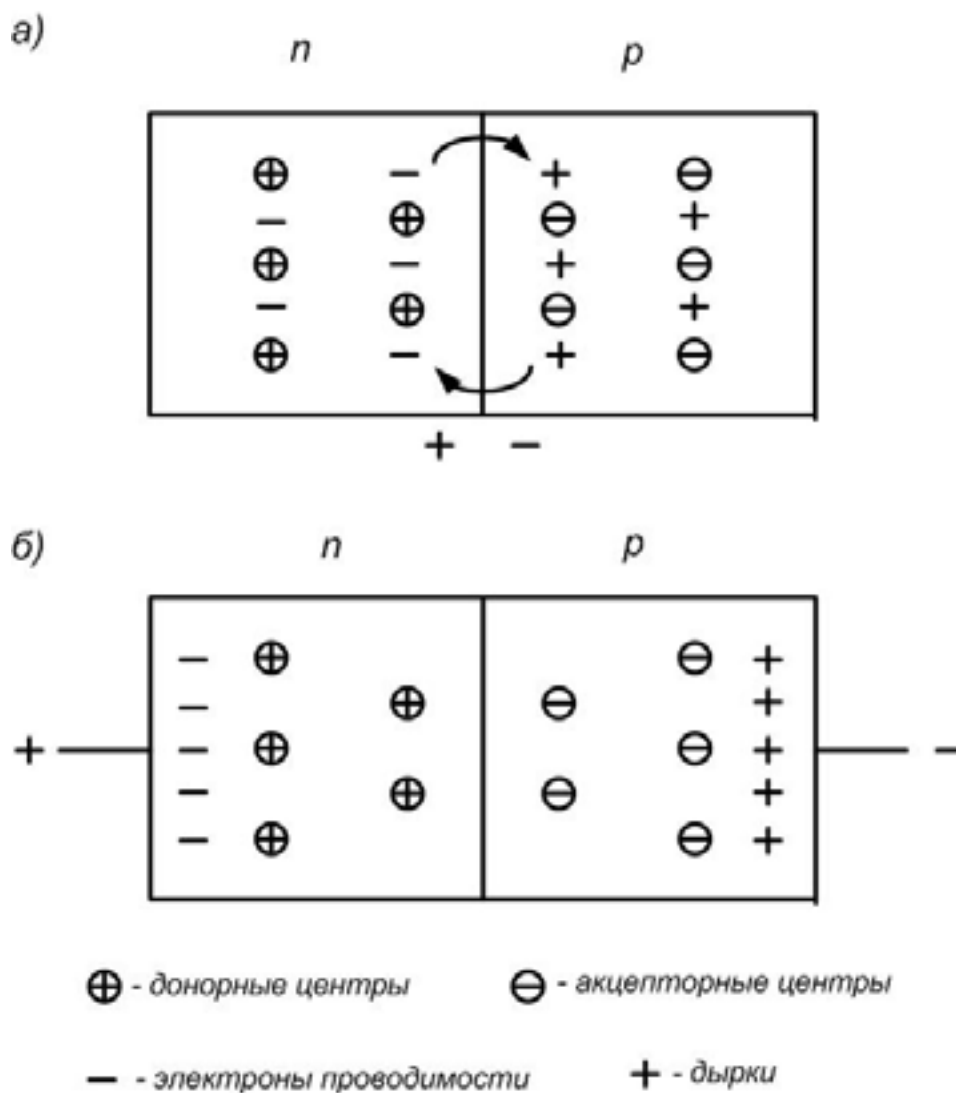


Рис. . Расположение примесных носителей заряда
 а – без внешнего электрического поля,
 б – во внешнем электрическом поле

Таким образом, вследствие диффузии на границе p-n-слоя образуется двойной электростатический слой, электрическое поле которого прекращает дальнейшую диффузию электронов и дырок через границу слоя. На границе раздела формируется область, обеднённая свободными

ми носителями заряда, в которой существует электрическое поле и при отсутствии внешнего источника напряжения. Но ввиду малой ширины этой области ($<10^{-4}$ см) она не может использоваться для детектирования заряженных частиц. Чувствительную область детектора можно увеличить благодаря приложению к кристаллу внешнего электрического поля, такого, чтобы еще более усилить действие двойного электростатического слоя. Для этого к р-области приложено отрицательное напряжение, благодаря чему носители заряда – дырки подтянуты к отрицательному электроду, а электроны из n-слоя – к другому (положительному) электроду. Получаемая картина распределения носителей заряда в этом случае показана на рис. 5, б. В результате внутри кристалла образуется сравнительно протяженная переходная область (обеднённая область), в которой отсутствуют носители заряда – электроны и дырки. В этой области находятся лишь атомы исходного полупроводника, ионы акцепторов и доноров, образующие двойной электростатический слой. Именно эта область полупроводника и является рабочей или чувствительной областью детектора.

§3. Образование носителей под действием ионизирующего излучения

При прохождении ионизирующей частицы возникают быстрые электроны, которые в каскадном процессе ударной ионизации выбивают электроны из различных энергетических зон, в том числе и из самых глубоких. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электронов не станет меньше пороговой – примерно $1,5 E_g$. Рождение электронно-дырочных пар в каскадном процессе, длящемся в течение времени замедления первичной заряженной частицы ($\sim 10^{-12}$ с), показано на рис. 6, а.

Затем в результате различного типа взаимодействий электронов с решеткой кристалла электроны опускаются на дно зоны проводимости, а дырки поднимаются к верхнему краю валентной зоны, т. е. распределение скоростей созданных частицей неравновесных носителей становится тепловым – равновесным (рис. 6, б). Эта стадия также заканчивается за время порядка 10^{-12} с, т. е. генерация и замедление носителей до тепловых скоростей заканчиваются практически вместе с замедлением первичной частицы.

Средняя энергия ω , необходимая для создания одной электронно-дырочной пары, приблизительно в три раза больше ширины запрещённой зоны E_g , которая является минимальной энергией, необходимой для образования пары. Одна из причин увеличения ω заключается в том, что

вторичные электроны, достигнув пороговой энергии, в дальнейшем могут терять её только на взаимодействия с решёткой. Кроме того, в процессе замедления до тепловых скоростей электроны взаимодействуют с решёткой, возбуждая колебания в основном в оптическом диапазоне, на что тратится оставшаяся избыточная энергия.

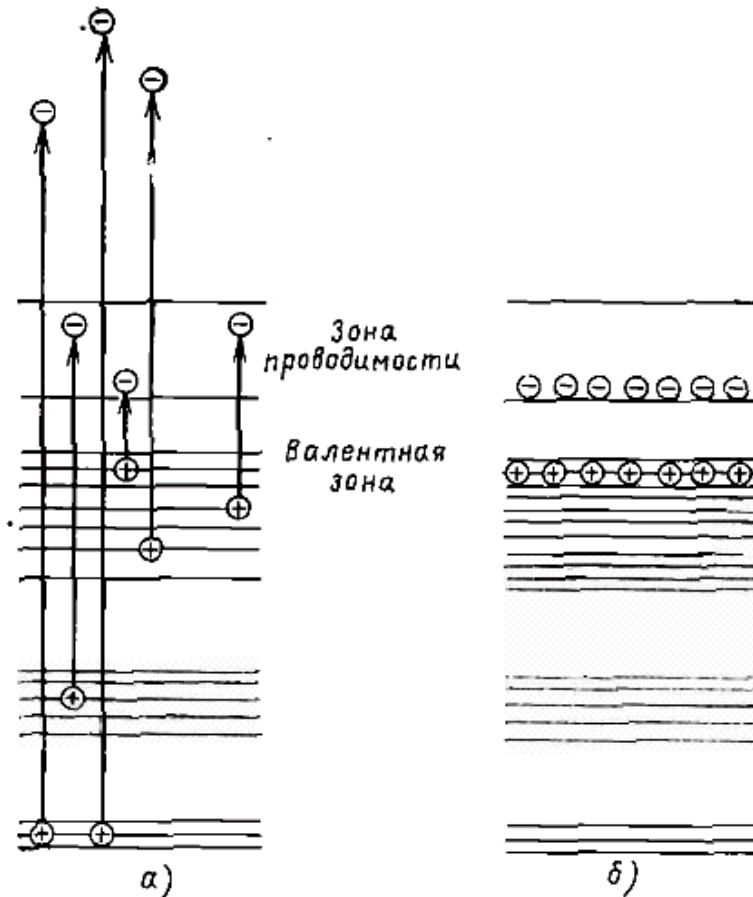


Рис. . Энергетическая диаграмма процесса образования электронно дырочных пар

§4. Энергетическое разрешение ППД

Флуктуации выходного сигнала ППД при регистрации моноэнергетических частиц, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме детектора, зависит от процессов, происходящих как в самом детекторе, так и в электронном тракте. Причинами этих флуктуаций являются:

- 1) флуктуации числа образованных пар носителей;
- 2) флуктуации числа собранных носителей;
- 3) тепловые шумы;
- 4) флуктуации токов утечки;
- 5) шумы предусилителя.

Амплитудное распределение импульсов с достаточно хорошей точностью можно описать распределением Гаусса с дисперсией $\sigma^2 = \sum_i \sigma_i^2$, где каждому источнику разброса амплитуд сигналов соответствует своё парциальное среднеквадратическое отклонение σ_i . На практике за меру разброса амплитуд импульсов принимают ширину распределения на полувысоте, которая в случае распределения Гаусса равна $2,36\sigma$. Часто среднеквадратическое отклонение количества собранных пар носителей σ или σ_i выражают в энергетических единицах, считая его равным энергии частицы, образующий сигнал, равный среднеквадратическому отклонению. В этом случае среднеквадратическое отклонение в единицах энергии равно $\omega \cdot \sigma$.

Флуктуации числа образованных пар носителей. Они обусловлены статистическим характером распределения энергии между процессом ионизации и конкурирующими процессами. Среднее число образованных пар $N = \omega / \omega$, где ω – энергия частицы. Если доля энергии, идущая на ионизацию, мала и образование пар подчиняется статистике Пуассона для независимых событий, то дисперсия числа пар равна

$$\sigma^2 = N = \omega / \omega. \quad (1)$$

Однако в ППД заметная часть (~30 %) энергии частицы идёт на образование носителей и поэтому процесс не описывается распределением Пуассона. Отклонение от этого распределения учитывается фактором Фано F , равным отношению наблюдаемой дисперсии к дисперсии для статистики Пуассона. Если бы вся энергия частицы расходовалась только на образование носителей, т. е. осуществлялось бы равенство $\omega = \omega$, то фактор Фано был бы равен нулю. В сцинтилляционных счётчиках требуется от 400 до 1000 эВ для образования одного фотоэлектрона при падении сцинтилляционного света на фотокатод. Поэтому для них $F = 1$. С учётом фактора Фано в энергетических единицах

$$\sigma = \omega \sqrt{F / \omega} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma}{\omega} = \sqrt{F / \omega}. \quad (2)$$

Для кремния и германия в зависимости от качества F лежит в интервале 0,05–0,15. Для кремниевого детектора с $\omega = 3,7$ эВ при $E = 1$ МэВ получаем: $\sigma = \sqrt{0,1 \cdot 10^6 \cdot 3,7} = 0,5$ кэВ, $\Delta E = 2,36\sigma = 1,2$ кэВ и относительное разрешение $\Delta / E = 0,15\%$. Соотношение (2) определяет принципиальный предел энергетического разрешения ППД.

Флуктуации числа собранных носителей обусловлены тем, что во время сбора носителей заряда в результате их рекомбинации и временного захвата ловушками они могут не доходить до электродов. Этими флуктуациями можно пренебречь, если время сбора носителей много меньше их среднего времени жизни до рекомбинации и захвата. Дополнительный вклад во флуктуации вносит неравномерное распределение ловушек в объёме детектора. Это особенно существенно для полупроводниковых спектрометров γ -излучения, имеющих большой объём чувствительной области.

Тепловые шумы вызываются флуктуациями скорости теплового движения носителей, приводящими к неоднородному распределению носителей в полупроводнике. При комнатной температуре тепловой шум в единицах кэВ:

$$\sigma \approx (1,2 \div 1,5)\sqrt{C}, \quad (3)$$

где C – ёмкость перехода в пФ.

Флуктуации токов утечки. Проводимость переходной области, к которой приложено напряжение смещения, отлична от нуля. Поэтому через переход протекает ток, который принято называть током утечки. Флуктуации количества носителей заряда в этой области, возникающих при тепловой генерации, приводят к флуктуациям тока. Кроме того, из-за разной концентрации электронов и дырок в n - и p -областях возникает диффузионный ток через переход. Последний примерно на два порядка меньше тока генерации.

Помимо объёмных токов утечки по боковым поверхностям кристалла протекают поверхностные токи утечки, зависящие от качества изготовления ППД.

Тепловые шумы и токи утечки, следовательно, и энергетическое разрешение детектора очень сильно зависят от температуры. На рис. 7 приведена зависимость от температуры разрешения γ -спектрометра с детектором из особо чистого германия (e -детектор). Резкое ухудшение разрешения при температуре выше 150 К обусловлено ростом тока утечки. На рис. 8 показана зависимость разрешения этого детектора от напряжения смещения. Подъём кривых в области малых напряжений объясняется увеличением ёмкости детектора, а в области больших напряжений – ростом токов утечки.

Шумы предусилителя в основном определяются головным (первым) каскадом, для построения которого обычно применяют полевые транзисторы. Для уменьшения шумов зачастую предусилитель монтируют совместно с детектором, охлаждают и вакуумируют. Несмотря на эти

меры шумы вносят существенный вклад в энергетическое разрешение при спектрометрии рентгеновского излучения с энергией несколько кэВ.

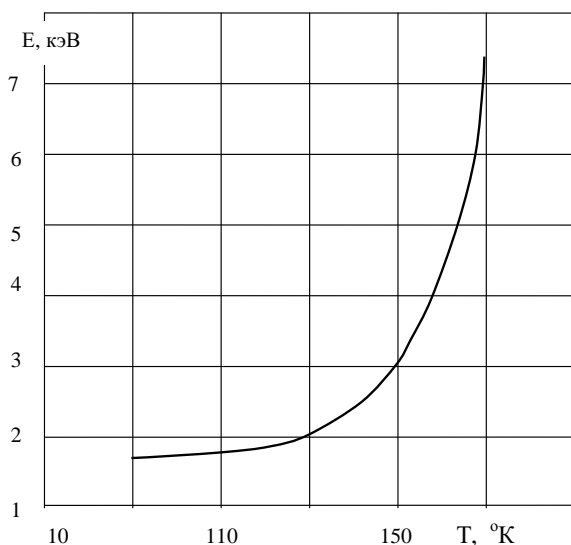


Рис. 1. Зависимость энергетического разрешения полупроводникового детектора от температуры

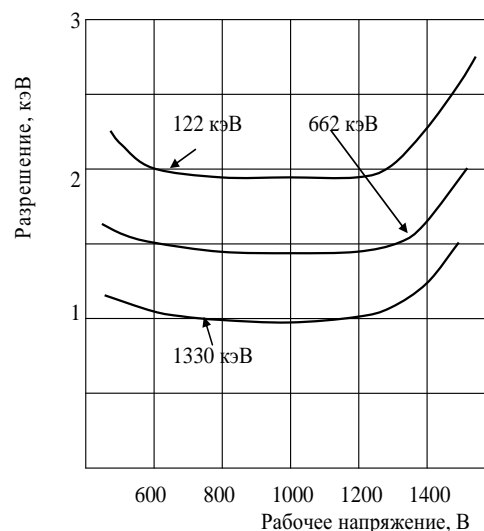


Рис. 2. Зависимость разрешения R е детектора от напряжения

§5. Спектрометрия тяжелых заряженных частиц, электронов и γ -квантов

Тяжелые заряженные частицы – α -частицы с энергией до нескольких десятков МэВ, осколки деления (кинетическая энергия порядка сотен МэВ) – чаще всего являются объектами спектрометрии с использованием поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов. Для этих короткопробежных частиц, как правило, реализуется условие

$$\Delta x \ll \lambda \quad (4)$$

где Δx – пробег частицы в веществе детектора, λ – толщина чувствительной области. В спектрометрах короткопробежных частиц обычно используют кремниевые поверхностно-барьерные детекторы, для которых величина Δx определяется формулой (5). Альфа-спектрометры с такими детекторами позволяют получать высокое энергетическое разрешение (порядка нескольких кэВ) и выявлять детали тонкой структуры α -спектров. Условие (4) обеспечивает высокую линейность кривой энергетической градуировки α -спектрометров.

При регистрации **электронов** полупроводниковые детекторы могут применяться либо просто как счетные приборы (например, в широко используемых промышленностью β -реле), либо в качестве самостоя-

тельного спектрометрического устройства. Для электронов – частиц малой массы – заметную роль играет обратное рассеяние, которое приводит к уменьшению амплитуды импульсов счетчика. Поэтому в случае моноэнергетических электронов, пробег которых целиком укладывается в обедненном слое (т. е. выполняется условие (4)), спектр амплитуд импульсов состоит из пика полного поглощения и спектра уменьшенных по амплитуде импульсов, имеющего практически постоянный уровень. С ростом энергии электронов E , когда условие (4) перестает выполняться, пик полного поглощения остается, что обусловлено многократным рассеянием электронов внутри чувствительного слоя. Поэтому энергия моноэнергетических электронов (например, электронов внутренней конверсии) может быть определена по пику полного поглощения даже в том случае, когда условие (4) не выполняется, что характерно для поверхностно-барьерных счетчиков. Однако с увеличением E высота пика полного поглощения непрерывно убывает и все большая часть электронов оставляет в детекторе энергию, близкую к средним потерям для электронов с минимальной ионизацией. Эффективность счета по пику полного поглощения непрерывно уменьшается.

Изучение непрерывных энергетических спектров электронов (например, β -спектров) с помощью таких детекторов нецелесообразно. Для целей β -спектрометрии обычно используют толстые диффузионно-дрейфовые детекторы. Тонкие полупроводниковые детекторы удобно использовать для измерения удельных ионизационных потерь. Они часто применяются при идентификации частиц в составе $(\Delta E - E)$ -телескопов в качестве ΔE -счетчиков.

Большой прогресс в **спектрометрии γ -квантов** связан в основном с созданием германиевых полупроводниковых детекторов. Эти детекторы позволяют получать энергетическое разрешение на один-два порядка выше, чем у сцинтилляционных детекторов с кристаллами NaI (Т1).

Основное отличие детекторов γ -излучения от детекторов заряженных частиц состоит в том, что заряженная частица, попавшая в чувствительный объем детектора, регистрируется как правило с вероятностью, равной единице, тогда как вероятность регистрации γ -квантов значительно меньше единицы. Эта вероятность существенно зависит от атомного номера рабочего вещества детектора и от объема чувствительной области. Выбор германия в качестве исходного материала для изготовления детектора, несмотря на большие трудности в изготовлении, связан с тем, что сечение взаимодействия γ -квантов сильно зависит от атомного номера вещества Z . Особенно сильно зависит от Z сечение фотоэффекта ($\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$), сечение же комптон-эффекта пропорционально Z , а сечение процесса образования

электрон-позитронных пар $\sim Z^2$. Большое значение Z у германия ($Z(e) = 32$, а $Z(i) = 14$) и определяет выбор этого материала, поскольку обеспечивает более высокую эффективность регистрации γ -квантов по сравнению с кремниевым детектором. Коаксиальная геометрия детектора позволяет значительно повысить эффективность регистрации γ -квантов по сравнению с детектором в планарной (плоскостной) геометрии.

Как и в сцинтилляционных детекторах, в полупроводниковых детекторах регистрация γ -излучения осуществляется по вторичным электронам, которые образуются при взаимодействии γ -квантов с рабочим веществом детекторов. Наличие трех процессов взаимодействия (фотоэффект, комптон-эффект, образование пар) приводит к тому, что амплитудное распределение, соответствующее монохроматическому излучению, довольно сложно. Фотоэффект в конечном счете дает в амплитудном распределении пик, положение максимума которого соответствует энергии γ -квантов. Гамма-кванты, испытавшие комптоновское рассеяние, образуют в веществе детектора электроны с энергиями от 0 до E_{\max} . Величина E_{\max} в зависимости от γ принимает значение на 150 – 250 кэВ меньше γ .

Таким образом, функция отклика для энергий γ , меньших порога образования пар, состоит из плавного распределения и пика полного поглощения, часто называемого фотопиком. Соотношение интенсивностей между пиком и непрерывной частью определяется отношением эффективных сечений фотоэффекта и комптон-эффекта и зависит от энергии гамма-кванта и объема детектора. При энергиях γ -квантов, больших энергии порога образования пар (1022 кэВ), картина усложняется, и, в общем случае, функция отклика дополнительно будет иметь еще два пика, наличие которых связано с вылетом из детектора одного или двух аннигиляционных квантов (рис. 9).

Эти кванты возникают в результате аннигиляции позитронов, образовавшихся при поглощении γ -излучения в детекторе. В амплитудном распределении им соответствуют два дополнительных пика. Они находятся на расстояниях до фотопика, соответствующих энергиям 511 кэВ и 1022 кэВ. Относительная интенсивность трех пиков зависит от энергии γ -квантов и от размеров детектора.

Таким образом, наблюдаемое амплитудное распределение для реального γ спектра имеет сложный характер и состоит из плавной части с отдельными пиками. В большинстве методов обработки амплитудных распределений информацию о γ спектре извлекают лишь из параметров пиков, а непрерывную составляющую считают «фоном» независимо от ее происхождения. По этой причине часто, говоря о функции отклика, имеют в виду только пик без фона.

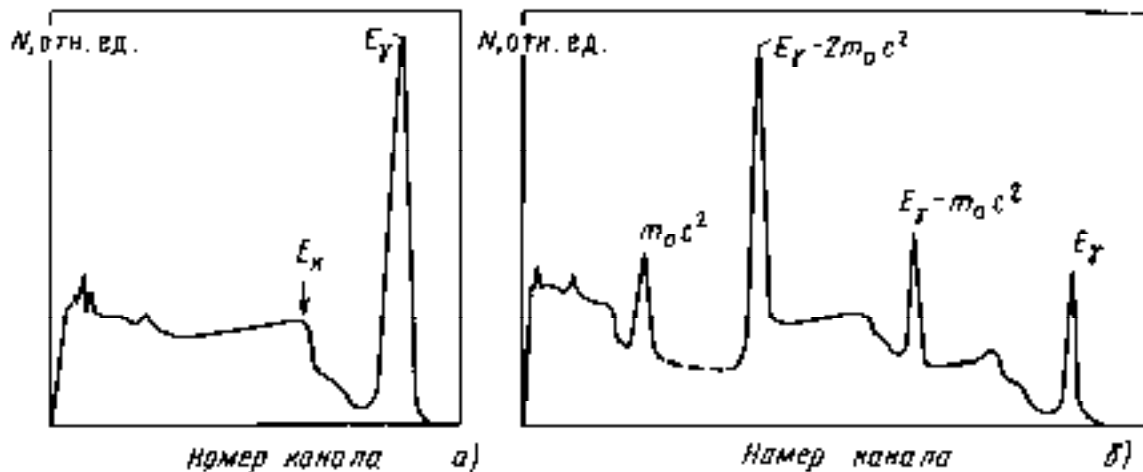


Рис. . Аппаратурные спектры гамма излучения при $\gamma < 2m_0c^2$ (а)
и $\gamma > 2m_0c^2$ (б)

увеличением объема детектора становится заметным эффект многократного комптоновского рассеяния и возрастает вероятность полного поглощения энергии, принесенной γ квантом, т. е. с увеличением размеров уменьшается относительная интенсивность плавной части распределения.

Как уже было сказано, обработка спектров чаще всего ведется с использованием только фотопиков. Поэтому для характеристики γ -спектрометра важна зависимость «пиковой» эффективности от энергии. «Пиковая» означает, что нас интересуют лишь те случаи регистрации γ -квантов, которые дают вклад в пики. Пиковая эффективность сильно зависит от энергии γ -квантов и определяется как зависимостью сечений взаимодействия γ -излучения с веществом (фотоэффект, комптон-эффект, эффект образования пар), так и вкладом многократных процессов взаимодействия с веществом кристалла. Зависимость эффективности от γ может быть измерена экспериментально по источникам γ -излучений с известными значениями интенсивностей.

§6. Основные типы полупроводниковых детекторов

Хорошие параметры полупроводниковых детекторов, реализация которых стала возможной после создания малошумящей и высокостабильной электронной аппаратуры и разработки специальных систем охлаждения и вакуумирования, позволяют широко применять их почти во всех областях ядерной физики.

По методам образования переходов ППД подразделяют на поверхностно-барьерные, диффузионные детекторы р-і-п-типа, называемые

также дрейфовыми, и детекторы на основе очень чистого германия – е-детекторы.

В **поверхностно-барьерном** детекторе п–р-переход образуется окислением кислородом поверхности п-кремния с последующим нанесением тонкого слоя золота на образованный таким способом поверхностный р-слой (рис. 10). Толщина рабочей области таких детекторов не превышает 0,2÷0,5 мм, поэтому они используются в основном для регистрации и спектрометрии тяжёлых частиц при энергетическом разрешении единицы кэВ. Толщина чувствительной области d зависит от напряжения смещения :

$$d = 5,3 \cdot 10^{-5} (\rho)^{1/2} \text{ см}, \quad (5)$$

где ρ – удельное сопротивление в Ом·см, –напряжение смещения в вольтах. Для увеличения толщины этой области, необходимого для измерения энергии длиннопробежных частиц, можно повышать напряжение смещения. Но повышение напряжения на детекторе влечёт за собой увеличение шумов. Эти детекторы могут работать при комнатной температуре без специального охлаждения.

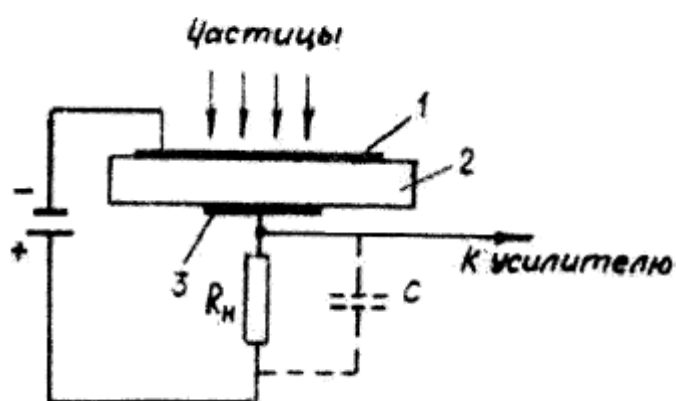


Рис. 10. Схема включения поверхностно барьерного полупроводникового детектора

1 – тонкий слой золота, 2 – пластина из кремния п типа, 3 – слой никеля

В **диффузионных** детекторах переход получают путём компенсации примесной р-проводимости кремния диффузией в него донорных атомов (обычно фосфора). По характеристикам и области применения они близки к поверхностно-барьерным детекторам и также работают при комнатной температуре.

Особенно большой объём чувствительной области имеют **детекторы с -переходом** (точнее $n^+ - p - p^+$, знак + означает сильное леги-

рование), полученным с помощью дрейфа ионов лития. Ионы лития благодаря своим малым размерам легко диффундируют внутрь кремния и германия, располагаясь не в узлах решётки, а в междоузлиях. Коэффициент диффузии лития в германий, например, в 10^7 раз больше, чем у обычных доноров. На поверхность p-полупроводника напыляется литий, который при нагревании до температуры около 400 °С диффундирует на глубину примерно 0,1 мм, образуя тонкий высоколегированный n^+ -слой. Затем к этому p–n-переходу прикладывается напряжение (плюс к n-слою), под действием которого происходит управляемая диффузия ионов лития в p-полупроводник до тех пор, пока количество ионов лития не станет точно равным количеству акцепторных атомов (это обычно бор). Противоположная поверхность легируется атомами бора с энергией ~ 10 кэВ, в результате чего образуется тонкий p^+ -слой с высокой проводимостью. Поверхностные p^+ - и n^+ -слои служат электродами. Между ними располагается чувствительная область толщиной до 1 см полностью скомпенсированного полупроводника, удельное сопротивление которого равно сопротивлению чистого кристалла. Кремниевые детекторы могут работать без охлаждения, при этом энергетический эквивалент шума составляет несколько десятков кэВ.

Германиевые детекторы должны работать и храниться при низкой температуре. Хранение при низкой температуре необходимо, чтобы предотвратить необратимый процесс выхода лития из объёма детектора вследствие того, что его внедрено в германий больше, чем должно быть в равновесном растворе i в e . Германиевые детекторы получили широкое распространение в γ -спектроскопии из-за высокой разрешающей способности и высокой эффективности регистрации благодаря большому значению Z . Плоские (планарные) детекторы имеют объём до $10 \div 15$ см³. Детекторы коаксиального типа имеют объём до 100 см³ и, следовательно, высокую эффективность регистрации γ -квантов. Недостатком германиевых детекторов является большая сложность изготовления.

Детекторы с i - n -переходом из особо чистого германия. Технология изготовления i -детекторов подобна технологии изготовления i -дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа i вглубь p-кристалла. Здесь между поверхностными n^+ - и p^+ -слоями – электродами находится не скомпенсированный литием германий, а очень чистый германий с концентрацией примесей около 10^{10} см⁻³. При такой концентрации примесей при охлаждении до температуры жидкого азота сопротивление полупроводника возрастает настолько, что становится возможным создание ППД с толщиной чувствительной области около 1 см. Структура такого детектора показана на рис. 11. Максимально допустимая концентрация атомов примесей в германии, при которой ещё можно

изготовить ППД без компенсации, составляет $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. e^- -детекторы отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около 10^{-11} А) и высоким разрешением.

В отличие от полупроводниковых детекторов из кремния германиевые детекторы необходимо эксплуатировать при низкой температуре. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны E_g германия заметно меньше, чем у кремния (0,66 эВ у германия и 1,09 эВ у кремния). В связи с этим вероятность тепловой генерации неосновных носителей заряда у германия существенно выше, и при комнатной температуре токи утечки недопустимо велики. Одним из существенных преимуществ e^- -детекторов перед аналогичными диффузионно-дрейфовыми e^- (i)-детекторами является возможность хранения их при комнатной температуре в период между измерениями, хотя при работе они также должны быть охлаждены до температуры жидкого азота (подавать напряжение смещения на неохлажденный детектор нельзя!). e^- (i) детекторы обладают столь же высоким энергетическим разрешением, что и e^- -детекторы, однако должны постоянно находиться в криостате с жидким азотом – даже кратковременное повышение температуры e^- (i)-детектора до комнатной, вызванное, например, несвоевременной заправкой криостата жидким азотом, выводит детектор из строя.

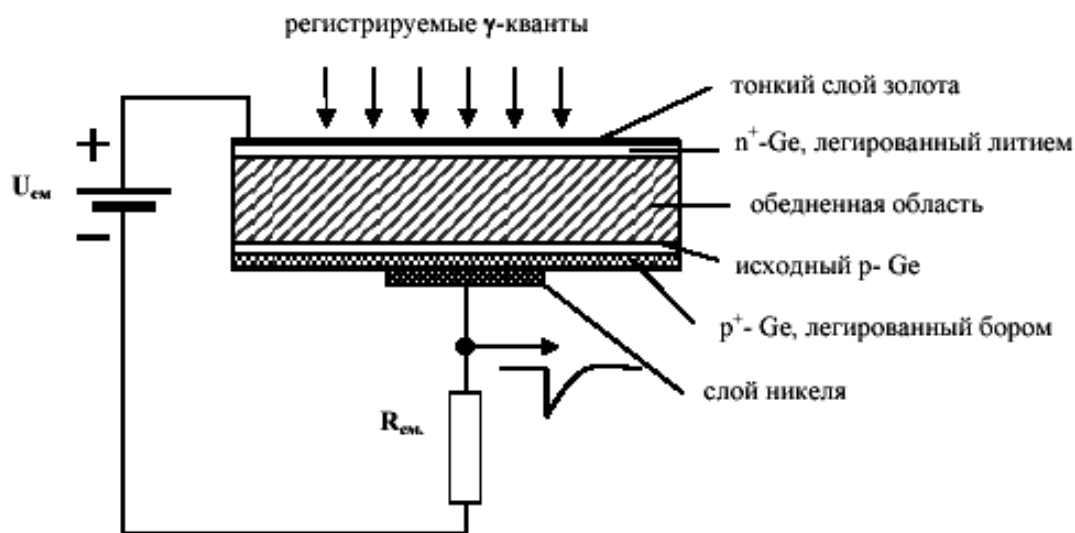


Рис. 11. Структура P-детектора

На рис. 12 показано устройство e^- -детектора. Непосредственно сам детектор крепится на медном стержне, другой конец которого помещен в дьюар с жидким азотом. Вакуум в системе обеспечивается сорбционным насосом. Сорбент (цеолит), охлаждаемый жидким азотом, позволяет поддерживать вакуум в криостате в течение длительного времени.

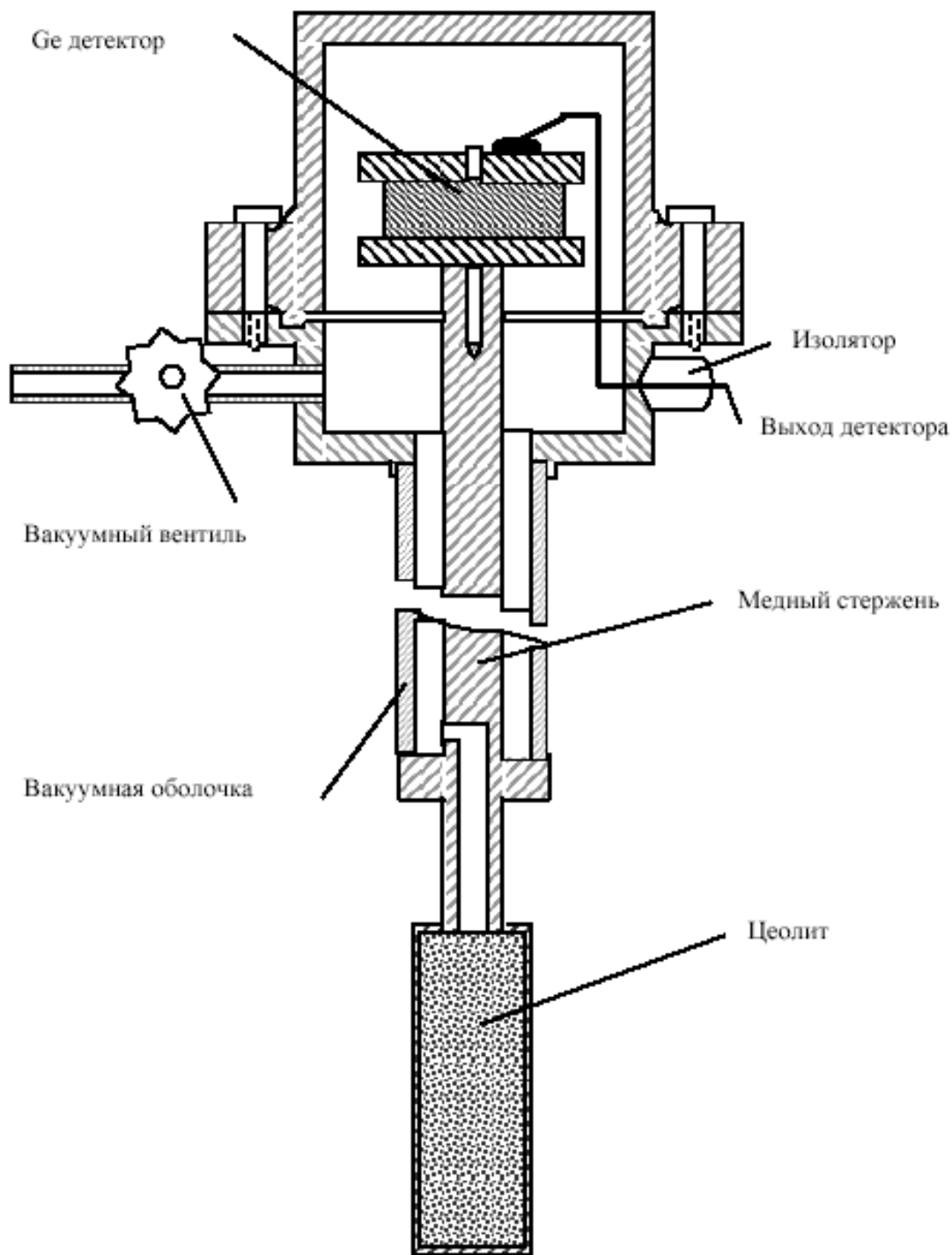


Рис. 12. Р е детектор в криостате

§7. Усилительный тракт полупроводникового спектрометра

На усилительный тракт возлагается решение трёх основных задач:

- 1) усиление сигналов с ППД;
- 2) формирование сигналов по длительности;
- 3) фильтрация шумов.

По соображениям минимизации шумов усилитель должен находиться непосредственно на детекторе. В тоже время он должен располагаться около системы регистрации, т. к. имеет органы управления. Поэтому усилительный тракт спектрометра обычно состоит из двух секций: предусилителя и основного усилителя.

Если постоянная времени входной цепи предусилителя много больше времени сбора заряда в детекторе, то напряжение на входной ёмкости возрастает до максимальной величины к концу сбора носителей, а затем экспоненциально убывает. Амплитуда импульса, снимаемого с детектора:

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{д}} / (C_{\text{д}} + C_{\text{вх}}) \quad (6)$$

где $C_{\text{д}}$ – ёмкость перехода в детекторе, $C_{\text{вх}}$ – входная ёмкость предусилителя. Ёмкость детектора зависит от напряжения обратного смещения, так как с изменением напряжения смещения изменяется толщина чувствительной области (см. формулу (5)). Кроме того, существующая технология не позволяет изготавливать ППД с абсолютно одинаковыми параметрами. Характеристики каждого экземпляра ППД индивидуальны. Таким образом, нарушается однозначная связь амплитуды импульса с величиной заряда, образованного в обедненной области ионизирующей частицей. Избежать этого позволяет предусилитель, чувствительный не к величине напряжения, а к величине заряда. Это инвертирующий усилитель с обратной связью. Чувствительность к заряду достигается введением ёмкостной отрицательной обратной связи. На рис. 13 показана схема подключения детектора к предусилителю.

Если коэффициент усиления предусилителя без обратной связи равен K_0 , то $U_{\text{вых}} = -K_0 U_{\text{вх}}$. Ёмкость обратной связи C_0 оказывается включенной параллельно ёмкости $C = C_{\text{д}} + C_{\text{вх}}$, так что заряд, образованный ионизирующей частицей, распределяется между этими двумя ёмкостями:

$$Q = C U_{\text{вх}} + C_0 U_{\text{вых}},$$

$$U_{\text{вых}} = - \frac{C}{C_0} U_{\text{вх}}.$$

Отсюда получаем

$$U_{\text{вых}} = - \frac{C}{C_0} U_{\text{вх}} + U_{\text{вх}} = - \left(\frac{C}{C_0} - 1 \right) U_{\text{вх}} = - \frac{C - C_0}{C_0} U_{\text{вх}},$$

$$U_{\text{вых}} = - \frac{C_{\text{д}}}{C_0 + C_{\text{вх}}} U_{\text{вх}}.$$

Коэффициент усиление $K = U_{\text{вых}} / U_{\text{вх}}$ велик по сравнению с $(C_0 + C) / C_0$. Поэтому $K \cong - C_{\text{д}} / (C_0 + C_{\text{вх}})$, т. е. не зависит от ёмкости детектора. Величина ёмкости обратной связи C_0 выбирается достаточно малой (единицы пикофард

при 500) и к ней предъявляются высокие требования в отношении стабильности.

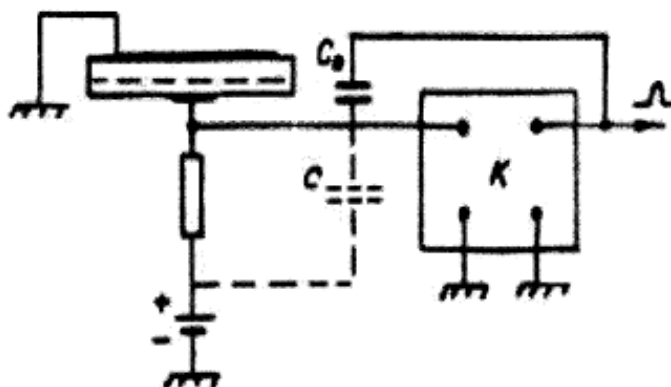


Рис. 13. Схема подключения детектора к усилителю

Помимо усиления сигналов, на **основной усилитель** возлагаются также функции формирования импульсов по длительности и фильтрации шумов; кроме того, основной усилитель содержит органы регулировки его параметров. Функции формирования и фильтрации обычно неразделимы. Формирование сигналов по длительности необходимо для снижения искажений вследствие наложений импульсов и изменения постоянных составляющих. В простейших случаях формирование выполняется с помощью дифференцирующих и интегрирующих С-цепей. Одновременно эти цепи выполняют фильтрацию шумов, ограничивая полосу пропускания усилителя со стороны нижних и верхних частот. Спектральный состав составляющих шума, о которых говорилось выше, различается. Вследствие этого существуют оптимальные значения постоянных времени интегрирования и дифференцирования, которые на практике следует искать экспериментально при настройке аппаратуры на конкретные условия. Чаще всего наилучшие результаты получаются при $\tau = \tau_{\partial} = \tau_u$, где τ_{∂} – постоянная дифференцирования, τ_u – постоянная интегрирования.

В ряде случаев в основном усилителе используется режим порогового усиления – режим экспандера. Для правильного описания формы пика и его положения в аппаратурном спектре необходимо, чтобы он был определён, по крайней мере, несколькими каналами. Обычно достаточно, чтобы полуширина линии укладывалась в 5÷10 каналов, т. е. цена канала в энергетических единицах (кэВ/канал) должна составлять $\sim(0,1 \div 0,2)$ от полуширины линии спектра. При исследовании спектра излучения в широком диапазоне энергий цена канала может оказаться слишком большой. Режим порогового усиления позволяет

использовать всю шкалу каналов анализатора для записи участка спектра в ограниченном диапазоне энергий, т. е. позволяет уменьшить энергетическую цену канала. Уменьшение исследуемого диапазона энергий достигается дискриминацией по амплитуде импульсов, поступающих на вход анализатора. Отличие обычного режима работы дискриминатора и режима экспандирования иллюстрирует рис. 14.

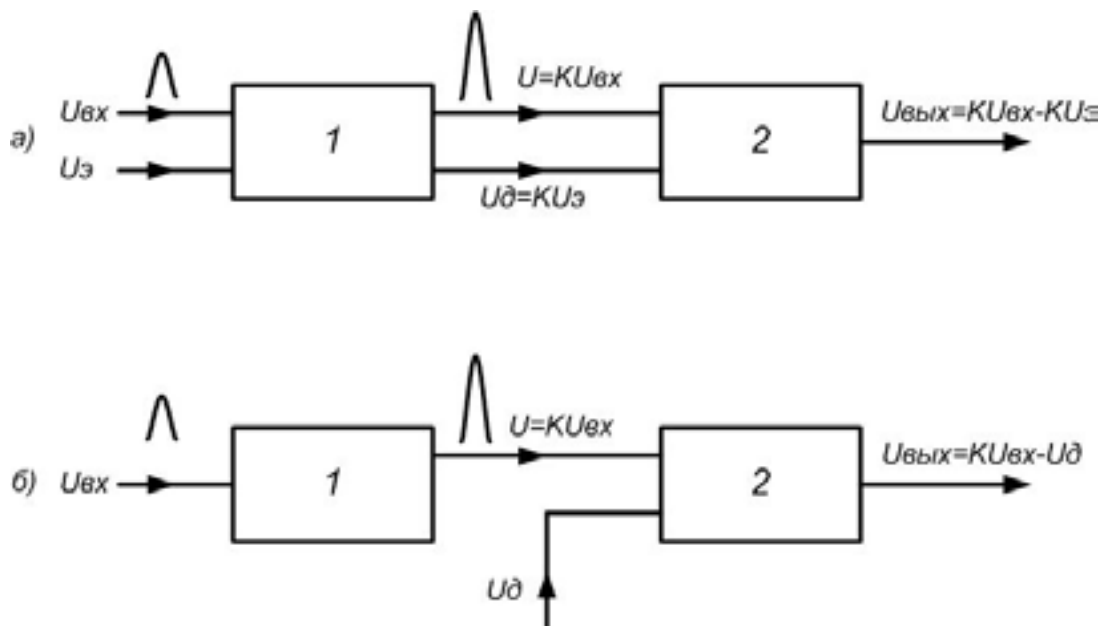


Рис. 1 . Усилительный тракт
в режиме экспандера (а) и в обычном режиме (б)
1 – усилитель, 2 – дискриминатор, K – коэффициент усиления

В режиме экспандирования уровень дискриминации зависит от коэффициента усиления « ». Поэтому в режиме экспандирования импульсы с амплитудой ниже уровня экспандирования , с ростом коэффициента усиления остаются ниже уровня дискриминации и на вход анализатора не поступают (рис. 15).

Обрезание исследуемого спектра по энергии задаётся значением , и не зависит от коэффициента усиления. На рис. 16 показаны аппаратурные спектры: **а** – исходный при нулевом экспандировании; **б** – уровень экспандирования равен амплитуде импульсов, поступающих в четырёхсотый канал ; **в** – коэффициент усиления увеличен вдвое; **г** – коэффициент усиления увеличен в четыре раза. Здесь же показаны калибровочные графики для каждого спектра и соответствующая им цена канала.

Поскольку номер канала пропорционален амплитуде импульса на входе амплитудного анализатора, т. е. на выходе дискриминатора, формулу

$$v_{вых} = K(v_{вх} - v_{э}) \quad (7)$$

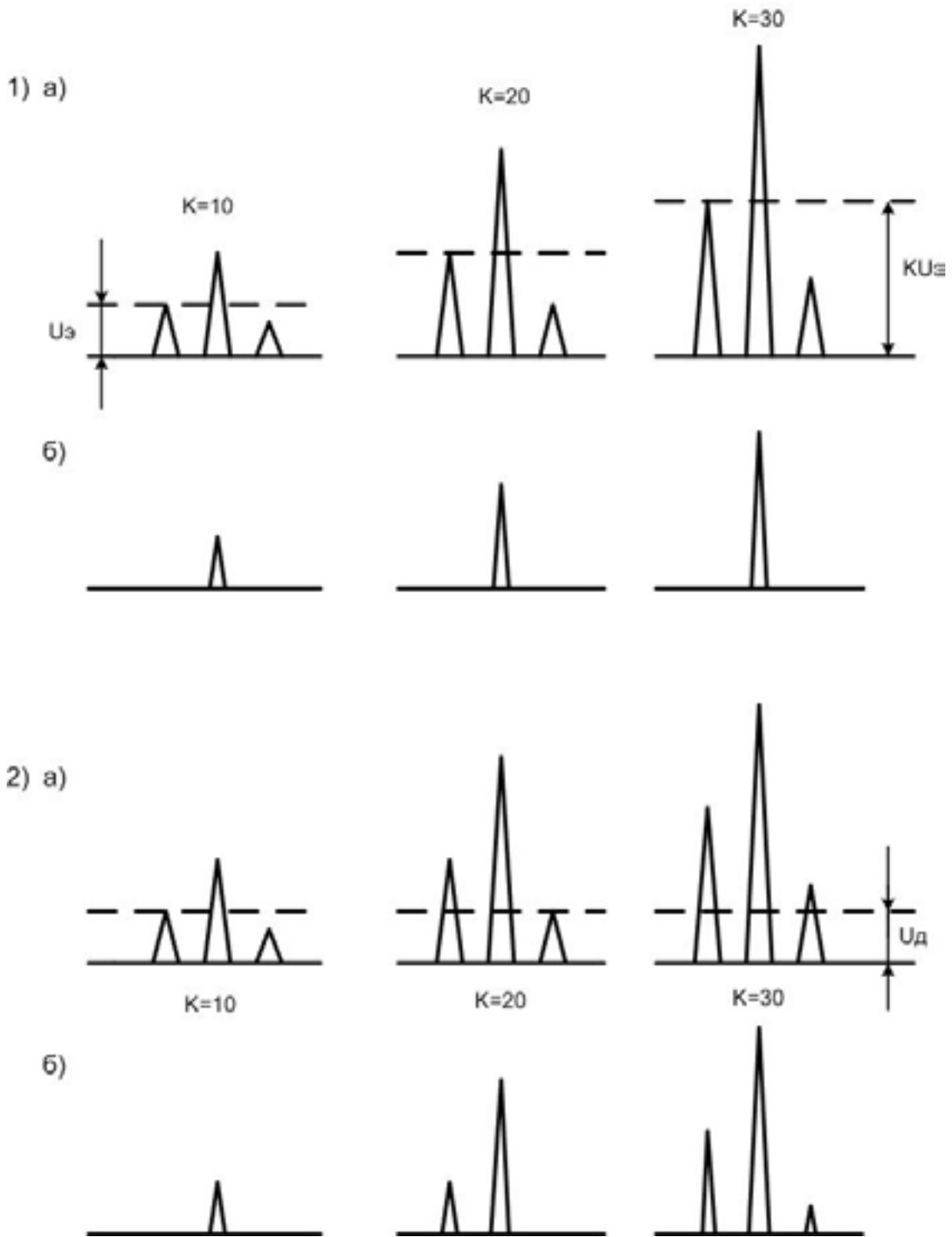


Рис. 1 . Импульсы на входе (а) и выходе (б) дискриминатора при разных коэффициентах усиления усилителя
 1 – режим экспандера, 2 – обычный режим

можно переписать в виде:

$$N = N_0 - N_3, \quad (8)$$

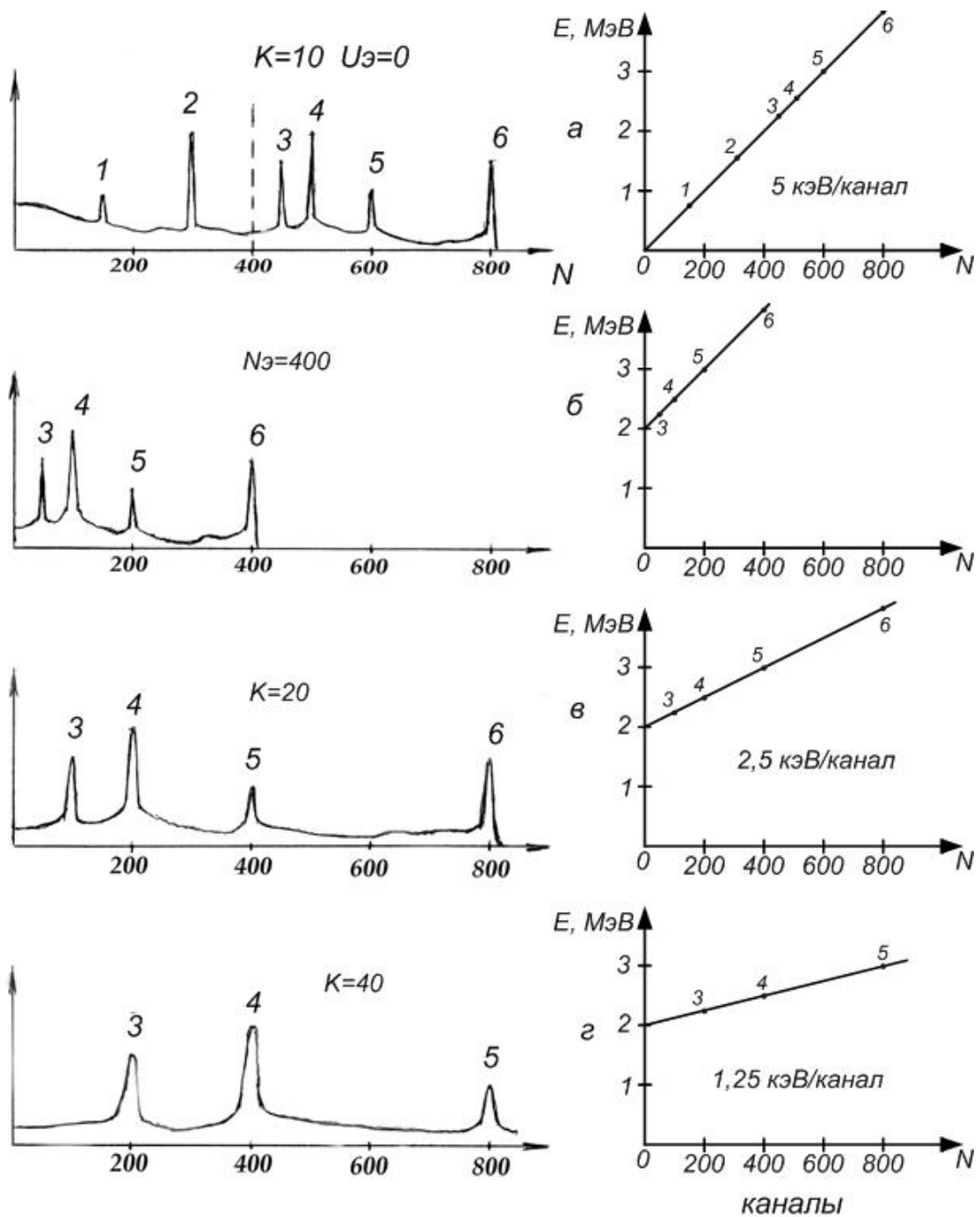


Рис. 1 . Вид аппаратных спектров источника, содержащего смесь линий с энергиями

1 – 0, МэВ, 2 – 1, МэВ, 3 – 2,3 МэВ, 4 – 2, МэВ, 5 – 3 МэВ, 6 – МэВ

где N_0 – номер канала, соответствующий амплитуде импульса на входе анализатора $k_{вх}$, т. е. при нулевом экспандировании, а $N_э$ – номер канала, соответствующий амплитуде импульса $k_э$. Если при нулевом экспандировании и коэффициенте усиления k_0 линия спектра располага-

лась в канале N_0 , то при установке уровня экспандирования ε она переместится в канал

$$N_1 = (N_0 - N_\varepsilon) = N_0 \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon}, \quad (9)$$

где N_ε – номер канала, соответствующий входным импульсам с амплитудой, равной ε_0 . Последующее увеличение коэффициента усиления до значения k_1 сдвинет линию в канал

$$N_2 = N_1 \frac{k_1}{k_0} = (N_0 - N_\varepsilon) \frac{k_1}{k_0} = N_0 \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon} \frac{k_1}{k_0}. \quad (10)$$

Если уровень экспандирования установить равным амплитуде импульса, попадающего в 430-й канал и коэффициент усиления увеличить до ста, то линия спектра 3 останется в канале 200, а линия 4 переместится на 700-й канал и ширина канала уменьшится до 0,4 кЭВ/канал.

§8. Временные характеристики спектрометра

Процессы измерения и регистрации импульсов требуют некоторого времени. Во-первых, длительность процесса преобразования амплитуды в код составляет $10 \div 100$ мкс и может зависеть от номера канала. Во-вторых, компьютер затрачивает какое-то время на приём и обработку сигналов от АЦП, причем это время переменное и четко не определено.

Так как анализируемые импульсы распределены во времени статистически, то при любом быстродействии устройств возможен приход очередного импульса в тот момент, когда происходит анализ предыдущего. В этом случае может произойти искажение результата. Чтобы избежать этого, после поступления импульса вход АЦП закрывается на время, необходимое для обработки сигнала (до прихода сообщения от компьютера о том, что номер канала прочитан). Это время называется **мёртвым**. Оно может иметь значение от микросекунд до десятков миллисекунд. В течение мёртвого времени приход других импульсов на вход АЦП не приводит к их регистрации. Время, в течение которого АЦП в полной готовности ждет прихода очередного импульса, называется **живым** временем. Из-за мертвого времени возникает потеря информации – просчеты. Однако в данном случае мёртвое время приводит лишь к уменьшению числа зарегистрированных в каждом канале импульсов и не отражается на форме полученного распределения. В самом деле, заблокированное состояние АЦП и появление в течение времени блокировки очередного импульса – события независимые. Поэтому число потерянных в каком то канале импульсов пропорционально об-

щему числу импульсов в этом канале. Это справедливо для всех каналов. Таким образом, наличие мёртвого времени не искажает амплитудного распределения. Оно должно учитываться при абсолютных измерениях интенсивностей и при сравнении разных спектров. На практике потеря информации от просчетов учитывается путем измерения живого времени в процессе накопления данных.

Средняя частота поступления статистически распределенных во времени импульсов на вход спектрометрического тракта называется **загрузкой**. При больших загрузках интервалы между импульсами могут оказаться сравнимыми с длительностью импульсов. Возникнут наложения сигналов в спектрометрическом тракте, что приведет к искажению амплитудного распределения, в частности, к ухудшению разрешения. Для предотвращения этого эффекта при конструировании усилителей и преобразователей принимаются соответствующие меры. Тем не менее, актуальность этой проблемы во многих случаях сохраняется. Время набора данных зависит от многих конкретных условий. Часто одним из таких условий является допустимая статистическая ошибка. Для ускорения набора до заданной «статистики» можно увеличить загрузку, например, за счет большей активности источника или приближения его к детектору. Однако при этом следует проявлять осторожность в связи со сказанным выше.

Задание № 16

- *Ознакомиться с устройством α -спектрометра на базе полупроводникового счётчика и многоканального амплитудного анализатора.*
- *Измерить зависимость амплитуды импульса и энергетического разрешения кремниевого ППД от напряжения смещения.*
- *Исследовать энергетические спектры α -источников комплекта ОСАИ.*
- *Измерить потери энергии α -частиц в воздухе.*

Экспериментальная установка

В работе используется установка, состоящая из комплекта блоков детектирования с полупроводниковыми детекторами и электронной аппаратуры для работы с ними, предназначенная для спектрометрии тяжёлых заряженных частиц. Блок-схема установки показана на рис. 17. Сигнал с блока детектирования 1, усиленный предусилителем 2 и усилителем 3, может подаваться либо на многоканальный амплитудный анализатор 5, либо на модули 7 и 8 программно-аппаратного комплекса

«Анализатор амплитудного спектра» системы КАМАК и далее уже в оцифрованной форме на компьютер. Для компьютерной обработки спектров используются программы или .

В качестве детектора используется золото-кремниевый поверхностно-барьерный ППД. Толщина чувствительной области определяется соотношением (5) и в зависимости от приложенного напряжения смещения составляет 20÷50 мкм, что позволяет изучать спектры α -частиц с энергией до 8 МэВ. Энергетический эквивалент толщины мёртвого слоя детектора не превышает 50 кэВ.

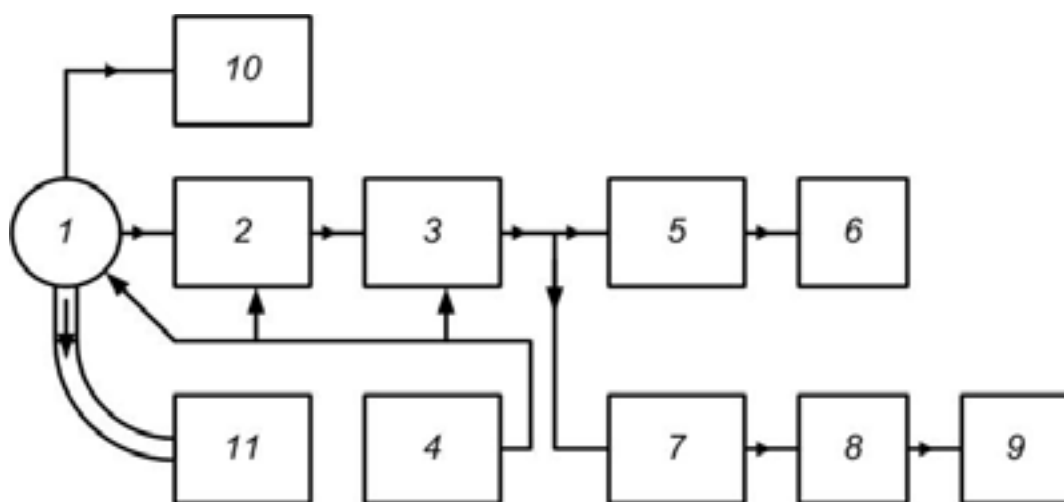


Рис. 1 . Блок схема экспериментальной установки
 1 – блок детектирования, 2 – предусилитель, 3 – усилитель,
 – блок питания, – амплитудный анализатор АИ – 102 ,
 – цифropечатающее устройство, – усилитель КАМАКа,
 – АЦП КАМАКа, – компьютер, 10 – вакуумметр,
 11 – форвакуумный насос

В рабочей камере блока детектирования находится поворотный диск с семью гнёздами для исследуемых излучателей. Поворотом диска храповым механизмом излучатели подводятся под окно детектора. Устройство передвижения детектора позволяет менять расстояние между поверхностью излучателя и чувствительной поверхностью ППД в пределах 6÷40 мм. Конструкция блока детектирования обеспечивает возможность проведения измерений как при постоянной откачке блока форвакуумным насосом, так и при атмосферном давлении.

Предусилитель имеет чувствительность не менее $2 \cdot 10^{12}$ В/к, максимальный коэффициент усиления усилителя 3 – 500. В усилительном тракте реализуется режим порогового усиления. Нелинейность усилительного тракта не превышает ± 2 %.

Порядок включения и отключения форвакуумного насоса

1. Включить насос.
2. Через 1 минуту открыть вакуумный вентиль (рядом с насосом).
3. Через 2÷3 минуты медленно снять зажим с вакуумного шланга, идущего к блоку детектора. **Быстро открывать отверстие в шланге нельзя**
4. Включить вакуумметр. Начинать работу можно после снижения давления в блоке детектора до 4–5 делений по шкале вакуумметра. Отключение насоса производится в обратном порядке.
 1. Выключить вакуумметр.
 2. Пережать вакуумный шланг зажимом.
 3. Закрыть вакуумный вентиль.
 4. Выключить насос.
5. Открыть вентиль на верхней крышке насоса, уравнив давление внутри насоса с атмосферным, и сразу же закрыть вентиль. Разгерметизация блока детектора осуществляется открытием крышки окна для загрузки излучателей.

Порядок выполнения работы

Включение установки

1. Изучить техническое описание амплитудного анализатора АИ-1024 и правила работы с программно-аппаратным комплексом «Анализатор амплитудного спектра».
2. Включить вакуумный пост и откачать блок детектирования до 4–5 делений по шкале вакуумметра ВИТ-2 при токе манометрической лампы 115 мА.
3. Включить и прогреть в течение 10 мин предварительный усилитель, усилитель-экспандер, анализатор АИ-1024, стойку КАМАКа и компьютер.
4. Установить напряжение смещения $U_{см} = 6$ В, $U_{г} = 0$ и используя анализатор АИ-1024 произвести настройку спектрометра на линии спектра используемых излучателей. Определить положение излучателей в ячейках блока детектирования. В работе используется комплект образцовых спектрометрических α -источников ОСАИ.

Измерение зависимости амплитуды импульса от напряжения смещения

Если при $U_{г} = 0$ энергетический эквивалент уровня интегральной дискриминации амплитудного значения сигнала пренебрежимо мал по срав-

нению с амплитудой сигнала от α -частицы, то в этом случае амплитуда импульса прямо пропорциональна номеру канала, в который записывается импульс. Это условие выполняется при измерениях с использованием анализатора АИ-1024. Номер канала середины линии спектра в функции от $\epsilon_{см}$ и даёт искомую зависимость в относительных единицах.

1. Выбрать источник, содержащий одиночную линию.
2. Установить $\epsilon_0 = 0$ и $\epsilon_{см} = 0$.
3. Коэффициент усиления подобрать так, чтобы спектральная линия содержала достаточное число каналов для уверенного определения номера канала ϵ_0 середины пика.
4. Меняя напряжение смещения через 3 В в интервале 0÷40 В измерить зависимость $\epsilon_0 = f(\epsilon_{см})$. После каждого измерения набранный спектр нужно сбросить из памяти анализатора (кнопка «сброс») и после установки следующего значения $\epsilon_{см}$ выдержать в течении 1 мин паузу для установки рабочего режима спектрометра.
5. Построить график зависимости $\epsilon_0 = f(\epsilon_{см})$.

Таблица 2

Краткая техническая характеристика источников ОСАИ

Изотоп	Период полураспада, лет	Энергия α -перехода, кэВ	Выход, % на распад	Внешнее излучение, част/с	Собственная полуширина линии источника, кэВ
238	86,4	5499 5456	72 28	$2,3 \cdot 10^4$	≤ 10
239	$24,39 \cdot 10^3$	5156 5143 5105	73,3 15,1 11,5	$1,9 \cdot 10^3$	≤ 10
α^{226} + продукты распада	1617	4599 4782 5490 6002 7687	5,4 94,6 100 100 100	$1,9 \cdot 10^4$	≤ 20
238 + 239 + 233		5499 5456 5156 5143 5105 4821 4778	72 28 73,3 15,1 11,5 83,4 14,6	$1,9 \cdot 10^4$	≤ 20

Измерение зависимости разрешения от напряжения смещения

Для определения энергетического разрешения с достаточной точностью линия спектра должна укладываться минимум в ~20 каналов. Поэтому в данном случае необходимо использовать экспандирование для растягивания аппаратурного спектра и, следовательно, необходимо иметь как минимум две одиночные линии для калибровки шкалы анализатора. Здесь для записи и обработки спектров удобнее использовать компьютер.

1. Переключить выход усилителя-экспандера на вход усилителя КАМАК.
2. Подобрать излучатель, содержащий не менее двух изолированных линий в спектре.
3. Меняя уровень экспандирования и коэффициент усиления добиться, чтобы нужный участок спектра находился в начале шкалы анализатора при $U_{см} = 0$, а линия спектра содержала достаточное число каналов.
4. Набрать спектр при $U_{см} = 0$. Определить положение середины линии и её полуширину Δ в каналах.
5. Выполнить калибровку шкалы анализатора и определить энергетическую ширину канала – кэВ/канал.
6. Найти полуширину линии в единицах энергии, вычислить относительное разрешение Δ / E .
7. Пункты 4÷6 повторить, увеличивая $U_{см}$ до 15 В через 3 В.
8. Построить зависимости $\Delta E = f(U_{см})$ и $\frac{\Delta}{E} = f(U_{см})$.

Определение энергетического разрешения спектрометра

1. Установить напряжение смещения, соответствующее минимальному значению ΔE .
2. Выбрать две близко расположенные в спектре линии и подбирая коэффициент усиления и уровень экспандирования максимально растянуть эти линии по шкале анализатора. Выполнив калибровку по двум точкам, определить энергетическое разрешение прибора.

Измерение энергетических потерь α частиц при движении в газовой среде (воздухе)

1. Выбрать источник, содержащий одиночную линию.
2. Установить $U_{см} = 0$ и подобрать коэффициент усиления таким образом, чтобы линия спектра находилась вблизи высокоэнергетического края шкалы анализатора.
3. Не меняя настроек выполнить калибровку шкалы анализатора с использованием имеющихся излучателей.

4. Вернув на место выбранный источник, измерить параметры аппаратурной линии при нулевой толщине воздуха между излучателем и детектором (т. е. в вакууме).
5. Выключить насос в последовательности, изложенной выше.
 - . Нарушить вакуум в блоке детектора открытием заслонки загрузочного окна, затем заслонку закрыть.
7. Не изменяя исходных настроек аппаратуры измерить параметры аппаратурной линии, увеличивая расстояние между детектором и излучателем, начиная с 3 мм с шагом 3 мм.
 - . Используя градуировочный график построить зависимости: $E_{\text{ср}}(x)$, $\Delta(x)$, $\mu = f(x)$, где $E_{\text{ср}}$ средняя энергия в спектре, Δ полуширина спектрального распределения в единицах энергии, μ — средние потери энергии на единице пути.

Для качественной обработки полученных спектральных распределений рекомендуется пользоваться программами SPECTRUM или SPECTRUM2 . Порядок работы с этими программами приведён в **Приложении**. В отчёте сделать выводы по каждому разделу и объяснить полученные зависимости.

Контрольные вопросы

- . Что такое обеднённая область в полупроводниковом детекторе и зачем её нужно создавать
2. Как с изменением энергии регистрируемого излучения будет меняться энергетическое разрешение полупроводникового детектора, если пренебречь всеми остальными процессами в детекторе кроме статистического характера энергетических потерь
3. Из каких соображений задаётся рабочее напряжение детектора
4. Объяснить физический смысл энергетического разрешения спектрометра.
5. Какова область применения поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов

Задание № 1

- Изучить программно-аппаратный комплекс для радиоизотопного анализа проб объектов окружающей среды и определения активности радионуклидов в натурных пробах.
- Освоить методику обработки аппаратурных спектров с помощью программы SPECTRUM .

- *Определить состав радионуклидов неизвестного источника по их γ -излучению.*

Экспериментальная установка

В ядерной физике к настоящему времени разработан большой арсенал приборов, служащих для измерения спектров γ -излучения. Среди них необходимо упомянуть сцинтилляционные спектрометры, которые имеют высокую эффективность регистрации γ -квантов (до 100 %), но низкое энергетическое разрешение ($\sim 10\%$), а также кристалл-дифракционные спектрометры, имеющие, наоборот, высокое разрешение (0.01 %) при низкой светосиле. Наибольшей универсальностью обладают γ -спектрометры с полупроводниковыми детекторами, использующими германий. Они имеют высокую разрешающую способность по энергии при хорошей эффективности. Это обусловило их широкое применение не только в ядерной физике, например, для изучения структуры атомных ядер, но и для решения многих других задач, где используются ядерно-физические методы исследований.

В частности, как для научных исследований, так и для решения проблем охраны окружающей среды и здоровья человека необходимы измерения аккумулированной радиоактивности и концентраций радионуклидов как естественного происхождения, так и продуктов ядерных взрывов, а также радионуклидов, выбрасываемых в окружающую среду (в штатных и во внештатных ситуациях) предприятиями ядерного топливного цикла и АЭС. Используемый в данной работе полупроводниковый гамма-спектрометр на основе германиевого детектора типа ДГДК-100В с паспортной чувствительностью 100 мм^2 предназначен именно для этих целей.

Структурная схема спектрометра показана на рис. 18. В состав комплекса входят:

- блок детектирования, включающий охлаждаемый диффузионно-дрейфовый $e(i)$ -детектор, размещённый в криостате, спектрометрический зарядочувствительный предусилитель, расположенный непосредственно около детектора;
- спектрометрическое устройство, включающее в себя основной усилитель, АЦП, высоковольтный блок питания детектора, низковольтный источник питания;
- компьютер и программное обеспечение.

Электронный тракт состоит из набора стандартных источников питания и усилителя системы «ВЕКТОР».

Высокоточный АЦП-4К-Т (рис. 19) с преобразованием по методу Вилкинсона предназначен для измерения амплитуд входных импульсов

путём аналого-цифрового преобразования и накопления полученных данных в виде спектров во внутренней буферной памяти. Поскольку АЦП имеет собственное запоминающее устройство, он выполняет функции компьютера по регистрации и временному хранению данных. В основной компьютер данные передаются по мере необходимости. Такая схема имеет определенные преимущества, так как не загружает компьютер в процессе накопления данных, в частности, накопление может происходить даже тогда, когда компьютер занят другой работой. Недостаток такой схемы состоит в том, что отображение данных происходит с задержками. Вместе с подключенным компьютером и соответствующим программным обеспечением АЦП образует многоканальный амплитудный анализатор.

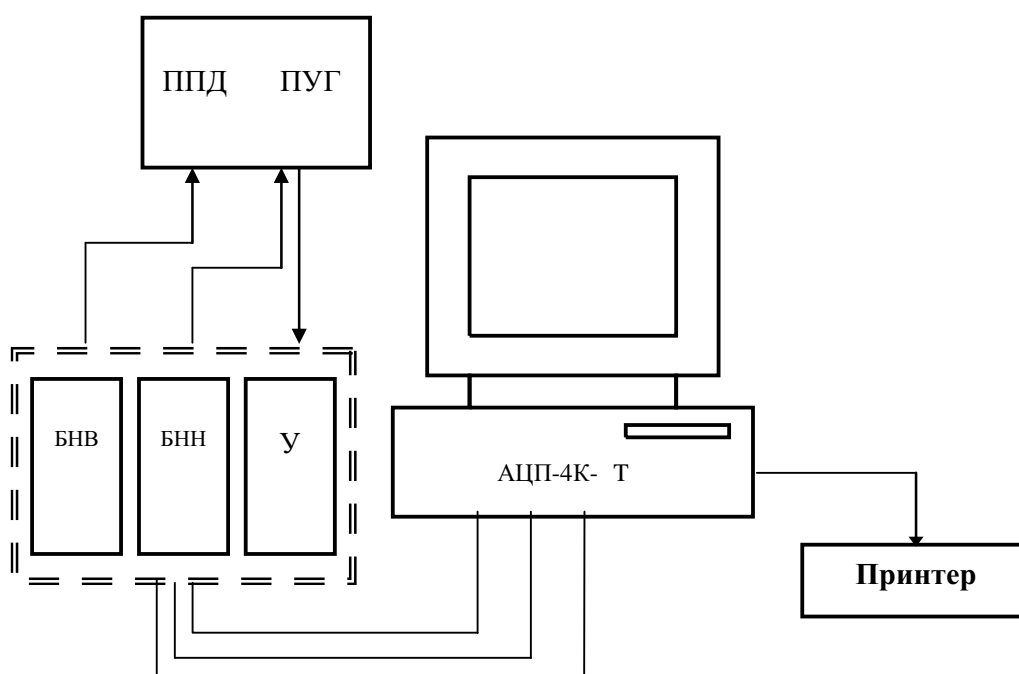


Рис. 1 . Структурная схема гамма спектрометра

ППД – полупроводниковый германиевый детектор,

ПУГ – предусилитель спектрометрический, БНВ и БНН – соответственно блоки высоковольтного и низковольтного напряжения, У – основной усилитель, АЦП К Т – амплитудно цифровой преобразователь

Для обработки аппаратурных гамма-спектров используется программа «п атта», разработанная компанией Аспект (Россия), которая позволяет проводить:

- управление анализатором и параметрами накопления спектра;
- хранение и представление экспериментальных данных в графической и цифровой форме;

- математическую обработку данных, включая градуировку по энергии, калибровку по полуширине и эффективности;
- идентификацию изотопов и вычисление активностей, ошибки и минимальной детектируемой активности.



Рис. 1 . Внешний вид платы АЦП К Т

Имеются встроенные библиотеки, содержащие сведения о γ -излучениях изотопов и паспорта стандартных радиоактивных источников. Эти библиотеки используются в процедурах идентификации нуклидов и расчетов их активности. В главном окне экрана монитора (рис. 20) отображается гистограмма амплитудного распределения. Здесь же имеется маркер в виде вертикальной линии, указывающий на выбранный канал. Управление спектрометром осуществляется программным путем с помощью мыши и **пиктограмм** («клавиш») на экране монитора. Вид всплывающих окон при работе с программой и порядок работы с ней приведены в **Приложении**.

Качество гамма-спектрометрических измерений находится в сильной зависимости от степени защищенности детектора (кратности ослабления естественного гамма-фона помещения). Защиту детектора обеспечивает низкофоновая камера (НФК), внутри которой размещён детектор. НФК (рис. 21) представляет собой комбинированную защиту в виде последовательного набора слоев из защитных материалов: свинца, стали, алюминия. Основной защитный материал – свинец толщиной 100 мм во всех направлениях относительно детектора. Для уменьшения вклада в аппаратурный спектр моноэнергетической линии характеристического рентгеновского излучения от свинца внутренняя поверхность камеры облицована 10-ти миллиметровым слоем стали и 10-ти миллиметровым слоем алюминия. Подставка под НФК, в которой размещён сосуд Дьюара с жидким азотом,

также облицована 50-ти миллиметровым слоем свинца. Применение НФК обеспечивает эффективное подавление внешнего фонового излучения, что свидетельствует о незначительном содержании природного радионуклида K^{40} в конструкционных материалах камеры и детектора.

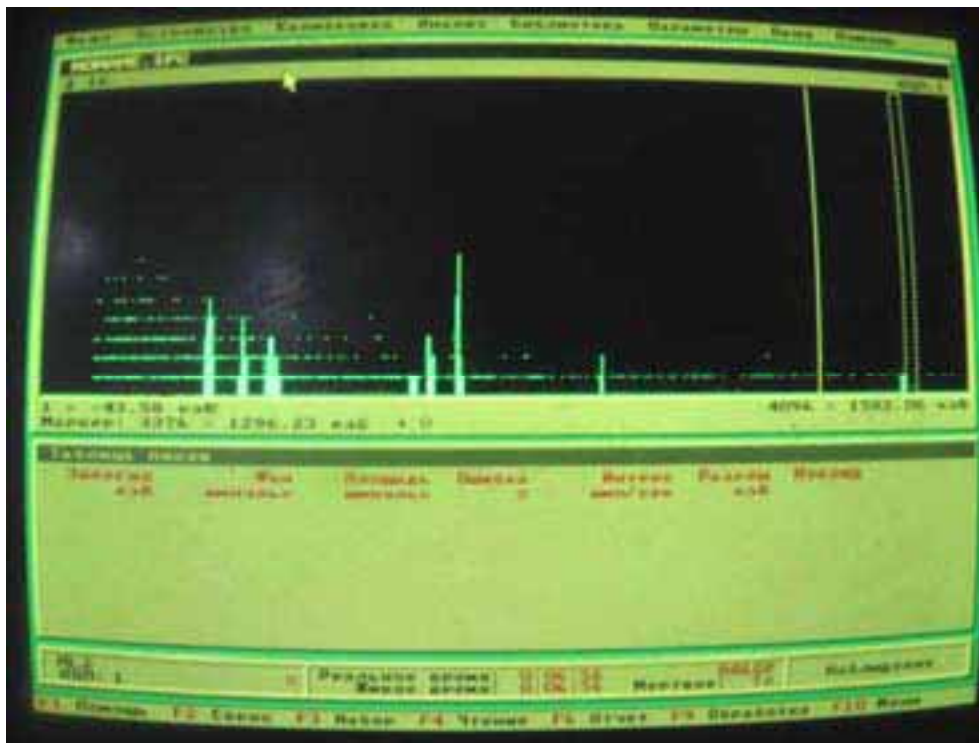
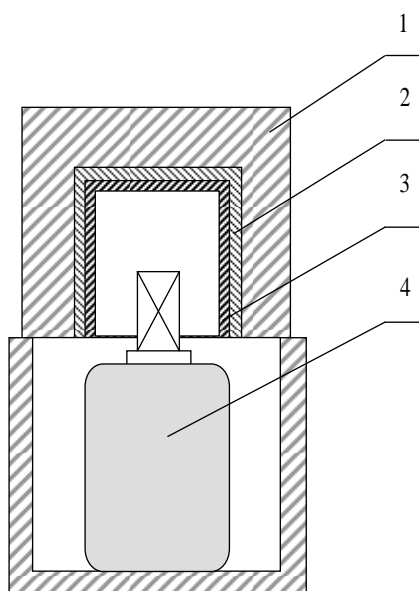


Рис. 20. Вид главного окна программы в режиме наблюдения за накоплением спектра



*Рис. 21. Расположение полупроводникового детектора в НФК
1 – свинец, 2 – железо, 3 – алюминий, 4 – ППД на сосуде Дьюара*

Спектрометр аттестован представителем «ВНИИФТРИ» со следующими результатами аттестации:

1. Энергетический диапазон – 77 – 2848 КэВ.
2. Скорость счета фон в диапазоне 656–667 кэВ – 0.0078 имп/с.
3. Энергетическое разрешение по линии 662 КэВ (^{137}Cs) – 4 КэВ.
4. Эффективность регистрации гамма-квантов для 656–667 КэВ – $0.0039 \text{ с}^{-1}\text{Бк}^{-1}$.
5. Нижний порог измерения за 1 час для ^{137}Cs – 6 Бк.

Порядок включения спектрометрического комплекса

1. Убедиться, что потенциометр на блоке БНВ-31 стоит на нуле (выкручен влево до упора).
2. Включить тумблер на стойке . Через несколько минут включить тумблер на стойке .
3. На блоке питания БНВ-31 включить питание и установить напряжение 2400 В, что соответствует 12 оборотам потенциометра.
4. Включить компьютер, загрузить t n. После загрузки t n запустить программу « n ампа» (путь: 8 2 2. .

Порядок выполнения работы

Перед набором спектра образца с неизвестными радионуклидами необходимо выполнить калибровку спектрометра по энергии и провести измерение фона для последующего его вычитания. Калибровка выполняется с помощью источника ^{152}Eu . Он удобен тем, что его спектр представлен набором γ -линий, разбросанных в широком диапазоне энергий (табл. 3).

Таблица 3

Наиболее интенсивные линии калибровочного источника ^{152}Eu

Е, кэВ	121,8	244,7	344,3	444,0	778,9	964,0	1112,1	1408,1
--------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	--------	--------

Калибровка энергетической шкалы спектрометра

1. Изучить техническое описание гамма-спектрометра и правила работы с программой « n ампа».
2. Установить источник ^{152}Eu на детектор в низкофоновую камеру. Между источником и детектором устанавливается ванночка с водой для подавления линий спектра ^{152}Eu в области очень низких энергий. Закрывать крышку низкофоновой камеры.

3. Снять спектр γ -152 в течение 30 минут. Для этого необходимо проделать следующее:
- Установите режим измерения по команде меню **Устройство**→**Режим** (заполняется время измерения).
Обратите внимание на то, где стоит галочка единиц измерения времени. Далее – **Ввод**.
 - Очистите буфер по команде меню **Устройство**→**Очистка** и экран меню **Устройство**→**Чтение**. Пиктограмма **Очистка** стирает данные в автономной памяти АЦП. Эту команду обязательно следует подать перед началом работы, так как в автономной памяти АЦП может быть случайная информация, имеющаяся при включении аппаратуры.
 - Запустите установку по команде меню **Устройство**→**Набор**. Остановка происходит автоматически, но возможна остановка до истечения времени по команде меню **Устройство**→**Стоп**.
 - Сохраните спектр в файл по команде меню **Файл**→**Сохранить**. Появится диалоговое окно. В нижней половине окна войдите в директорию γ нажатием двойного клика на этой директории. Далее в конце строки **Файл** написать имя файла спектра с расширением «.sp» и нажмите **Ввод**.
 - Подключите библиотеку со спектром европия-152. Для этого выберите команду меню **Библиотека**→**Загрузить**. В появившемся диалоговом окне в левой половине выберите библиотеку γ -152 и перепишите значения энергий для этого радионуклида. По окончании нажмите **Закреть**.
 - Задайте компьютеру команду по обработке спектра **Анализ**→**Обработка**.
 - В нижнем окне «**Таблица пиков**» оставляем пики, энергия которых удовлетворяет энергии γ -152, остальные удаляем клавишей .
 - Вызываем диалоговое окно калибровки по команде меню **Калибровка**→**Энергия**.
 - Производим сброс предыдущей информации, нажав <Сброс> . Далее в окне под словами **Центр Энергия** выделяем первую строку. В строке **Маркер** несколькими нажатиями клавиши «<>» переводим маркер в самое левое значение. Жмем **Добав** и вводим энергию самого левого пика (меньшая энергия из записанных из библиотеки), затем нажимаем **Ввод**. Далее выделяем вторую строку, смещаем маркер вправо одним нажатием «>», жмем **Добав**. Вводим энергию второго пика.

- Аналогичные операции провести с остальными пиками.
 - Для построения графика на панели калибровки нажать **График**.
4. Из графика определить цену канала в единицах энергии (энергетическую ширину канала).

Измерение спектра фона

1. Очистите буфер и экран.
2. Снять спектр фона. Убедитесь, что включен режим постоянного чтения спектра (в окне состояния АЦП должно стоять сообщение НАБЛЮДЕНИЕ). Если режим выключен, то необходимо его включить, нажатием $< It +$ и в окне состояния АЦП появится сообщение НАБЛЮДЕНИЕ.
3. Задайте компьютеру команду по обработке спектра фона, меню **Анализ→Обработка фона**.
4. Сохраните спектр фона, меню **Анализ→Сохранить**. Спектр фона сохраняется аналогично основному спектру, только расширение файла следует указать «. ».

Измерение спектра источника с неизвестными изотопами

1. Очистить буфер и экран.
2. Поместить на ванночку неизвестный источник.
3. Снять спектр.

Вычитание фона и обработка спектра неизвестного источника

1. Загрузить фон по команде меню **Анализ→Загрузить**. Появится диалоговое окно. В нижней половине окна войдите в директорию нажатием двойного клика на этой директории. Далее в конце строки **Файл** написать имя файла спектра фона с расширением «. » (того, который до этого сохранили) и нажмите **Ввод**.
2. Войдите в окно параметров обработки по команде **Параметры→Обработка**. В появившемся окне установить галочку напротив вычитания фона и нажмите **Ввод**.
3. Задайте компьютеру команду по обработке спектра.
4. В нижнем окне «**Таблица пиков**» появятся результаты обработки спектра. Занесите их в таблицу:

Таблица 4

Состав нуклидов в исследуемом источнике

Е, кэВ	Фон, импульсов	Площадь, импульсов	Ошибка, %	Интенсивность, имп/сек	Разрешение, кэВ	Нуклид

Контрольные вопросы

1. Поясните технологию изготовления диффузионно-дрейфовых $e(i)$ -детекторов и e -детекторов.
2. Почему германиевые детекторы могут работать только при охлаждении до низких температур в отличие от кремниевых?
3. Почему $e(i)$ -детекторы необходимо хранить при низких температурах?
4. Для чего предназначена НФК и чем объясняется ее конструктивное исполнение?
5. Дайте определение аппаратного спектра, какой вид имеют аппаратные линии полупроводниковых альфа-, бета- и гамма-спектрометров?
6. Что называют «пиковой» эффективностью спектрометра?
7. Почему в полупроводниковых спектрометрах используются зарядочувствительные, а не обычные предусилители?

Список литературы к заданию № 16

1. А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики: Учебное пособие для вузов. – 3-е изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 488 с.: ил.
2. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев. Детекторы элементарных частиц. – М.: Изд-во Наука, 1966. – 408 с.
3. Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. – М.: Атомиздат, 1967.
4. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. – М.: Атомиздат, 1965.
5. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчётов при регистрации ядерных частиц. – М.: Физматгиз, 1959.
6. Худсон Д. Статистика для физиков. – М.: Мир, 1967.
7. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
8. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю.К. Акимов, О.В. Игнатов, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.
9. Группен К. Детекторы элементарных частей: Справочное издание. Пер. с англ. – Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. – 408 с.

Список литературы к заданию № 17

1. Панов Е.А. Практическая гамма-спектрометрия на атомных станциях. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 200 с.

2. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю.К. Акимов, О.В. Игнатов, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.
3. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
4. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев. Детекторы элементарных частиц. – М.: Изд-во Наука, 1966. – 408 с.
5. Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. – М.: Атомиздат, 1967.
6. Группен К. Детекторы элементарных частиц: Справочное издание. Пер. с англ. – Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. – 408 с.

III. ПРИЛОЖЕНИЯ

Критические точки распределения Стьюдента

Число степеней свободы,	Уровень значимости α (двухсторонняя крит. область)					
	0, 0	0,05	0,02	0,0	0,002	0,00
	,3	2,70	3 , 2	3,70	3 ,30	37,0
2	2,92	4,30	,97	9,92	22,33	3 ,
3	2,35	3,	4,54	5, 4	0,22	2,9
4	2, 3	2,7	3,75	4, 0	7, 7	,
5	2,0	2,57	3,37	4,03	5, 9	,
	,94	2,45	3, 4	3,7	5,2	5,9
7	, 9	2,3	3,00	3,50	4,79	5,40
	,	2,3	2,90	3,3	4,50	5,04
9	, 3	2,2	2, 2	3,25	4,30	4,7
0	,	2,23	2,7	3, 7	4, 4	4,59
	, 0	2,20	2,72	3,	4,03	4,44
2	,7	2,	2,	3,05	3,93	4,32
3	,77	2,	2, 5	3,0	3, 5	4,32
4	,7	2, 4	2, 2	2,9	3,79	4, 4
5	,75	2, 3	2, 0	2,95	3,73	4,07
	,75	2, 2	2,5	2,92	3, 9	4,0
7	,74	2,	2,57	2,90	3, 5	3,9
	,73	2, 0	2,55	2,	3,	3,92
9	,73	2,09	2,54	2,	3,5	3,
20	,73	2,09	2,53	2, 5	3,55	3, 5
22	,72	2,07	2,5	2, 2	3,5	3,79
24	,7	2,0	2,49	2, 0	3,47	3,74
2	,7	2,0	2,4	2,7	3,44	3,7
2	,70	2,05	2,4	2,7	3,40	3,
30	,70	2,04	2,4	2,75	3,39	3, 5
40	,	2,02	2,42	2,70	3,3	3,55
0	, 7	2,00	2,39	2,	3,23	3,4
20	,	,9	2,3	2, 2	3, 7	3,37
∞	, 4	,9	2,33	2,5	3,09	3,29
	0,05	0,025	0,0	0,005	0,00	0,0005
	Уровень значимости α (односторонняя крит. область)					

Критические точки χ^2 распределения Пирсона

Число степеней свободы	Уровень значимости α					
	0,99	0,975	0,95	0,05	0,025	0,0
	0,000	0,0009	0,0039	3, 0	5,00	, 0
2	0,020	0,05	0, 03	,00	7,40	9,20
3	0, 5	0,2	0,352	7, 0	9,40	,3
4	0,297	0,4 4	0,7	9,50	,	3,3
5	0,554	0, 3	, 5	,	2,	5,
	0, 72	,24	, 4	2,	4,4	,
7	,24	, 9	2, 7	4,	,0	,5
	, 5	2,	2,73	5,5	7,5	20,
9	2,09	2,70	3,33	,9	9,0	2 ,7
0	2,5	3,25	3,94	,3	20,5	23,2
	3,05	3, 2	4,57	9,7	2 ,9	24,7
2	3,57	4,40	5,23	2 ,0	23,3	2 ,2
3	4,	5,0	5, 9	22,4	24,7	27,7
4	4,	5, 3	,57	23,7	2 ,	29,
5	5,23	,2	7,2	25,0	27,5	30,
	5,	,9	7,9	2 ,3	2 ,	32,0
7	,4	7,5	, 7	27,	30,2	33,4
	7,0	,23	9,39	2 ,9	3 ,5	34,
9	7, 3	,9	0,	30,	32,9	3 ,2
20	,2	9,59	0,9	3 ,4	34,2	37,
2	,90	0,3	,	32,7	35,5	3 ,9
22	9,54	,0	2,3	33,9	3 ,	40,3
23	0,2	,7	3,	35,2	3 ,	4 ,
24	0,9	2,4	3,	3 ,4	39,4	43,0
25	,5	3,	4,	37,7	40,	44,3
2	2,2	3,	5,4	3 ,9	4 ,9	45,
27	2,9	4,	,2	40,	43,2	47,0
2	3,	5,3	,9	4 ,3	44,5	4 ,3
29	4,3	,0	7,7	42,	45,7	49,
30	5,0	,	,5	43,	47,0	50,9

3. Значения функции $\varphi(z) = \frac{1}{2\pi} e^{-\{z^2/2\}}$

	$\varphi(z)$		$\varphi(z)$		$\varphi(z)$
0,0	0,3989	1,2	0,1942	2,4	0,0224
0,1	3970	1,3	1714	2,5	0175
0,2	3910	1,4	1497	2,6	0136
0,3	3814	1,5	1295	2,7	0104
0,4	3683	1,6	1109	2,8	0079
0,5	3521	1,7	0940	2,9	0060
0,6	3332	1,8	0790	3,0	0044
0,7	3123	1,9	0656	3,1	0033
0,8	2897	2,0	0540	3,2	0024
0,9	2621	2,1	0440	3,3	0017
1,0	2420	2,2	0355	3,4	0012
1,1	2179	2,3	0283	3,5	0009

4. Значения функции Лапласа $\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t e^{-z^2/2} dz$

	Φ		Φ		Φ
0,20	0,0793	1,10	0,3643	2,20	0,4861
0,40	0,1554	1,20	0,3849	2,40	0,4918
0,60	0,2257	1,40	0,4192	2,60	0,4953
0,80	0,2881	1,60	0,4452	2,80	0,4974
0,90	0,3159	1,80	0,4641	3,00	0,49865
1,00	0,3413	2,00	0,4772	4,00	0,49997

5. Программно-аппаратный комплекс Анализатор амплитудного спектра

Программно-аппаратный комплекс «Анализатор» предназначен для накопления и обработки амплитудных спектров от детекторов ионизирующего излучения.

«Анализатор» является составной частью более мощного программно-аппаратного комплекса, позволяющего создавать гибкие автоматизированные системы сбора и обработки информации в физических экспериментах с использованием аппаратуры в стандарте «КАМАК».

На рис. 1 представлена, в качестве примера, схема построения спектрометрического комплекса для накопления, отображения и обработки спектра от радиоактивного изотопного источника.

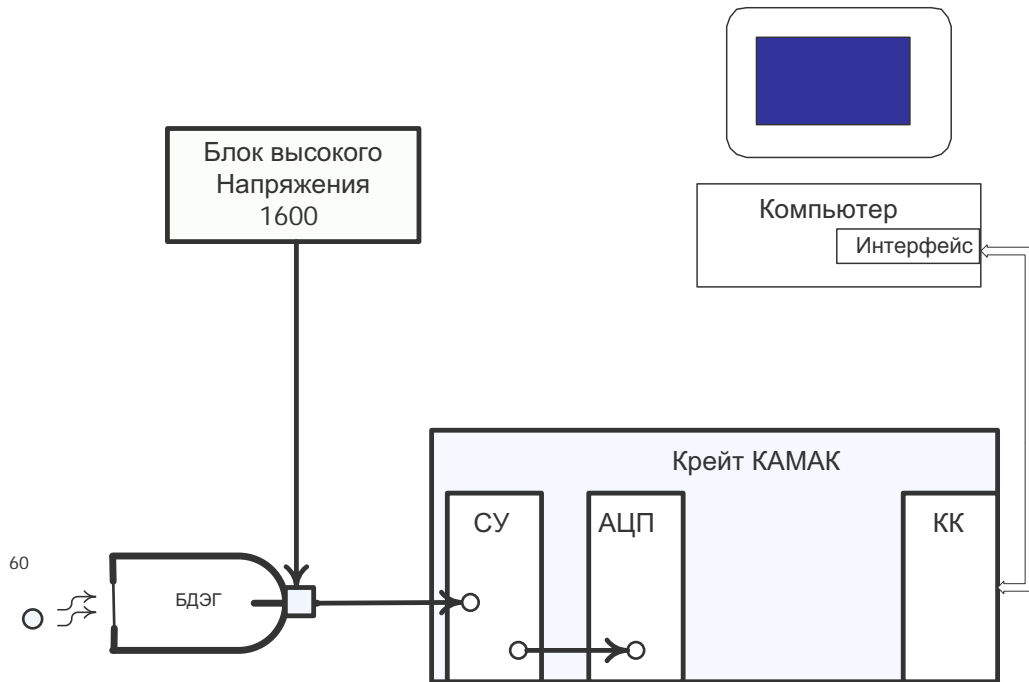


Рис. 1. Структурная схема аппаратуры для накопления и анализа спектра БДЭГ – сцинтилляционный блок детектирования на основе кристалла NaI, СУ – спектрометрический усилитель (Active amplifier 1101, P/N), АЦП – амплитудно цифровой преобразователь (AD 12 P/N), КК – крейт контроллер типа K00

Комплекс «Анализатор» обеспечивает:

1. Автоматическое накопление амплитудного спектра с заданной экспозицией по времени или числу импульсов.
2. Визуализацию спектра в графическом окне в процессе накопления и в режиме просмотра архивов.
3. Расчет статистических характеристик участка спектра.
4. Архивирование спектров в текстовом файле.

Обслуживающая программа работает в режиме реального времени и имеет интерактивный графический интерфейс.

Навигация в графическом окне

Вход в главное меню (Диспетчер) осуществляется программой *DISPATCH*. Окно «Диспетчера», как и любое другое, имеет список доступных команд, строку статуса в верхней части экрана и строку помощи в нижней. Передвижение по пунктам меню осуществляется клавишами «↑↓». При этом выбранный пункт подсвечивается белым цветом. Выполнение команды осуществляется клавишей < T >. Клавиши быстрого доступа выделены цветом (желтым). В случае multifunctionality пункта меню в строке помощи указывается список доступных клавиш.

В данной инструкции подробно описаны команды, необходимые для управления «Анализатором».

Диспетчер

Список доступных команд

Настройка цветов		Настройка мультиплексора –75
Настройка крейта		Амплитудная калибровка
Накопление спектра		Временная калибровка
Настройка генератора	–1507Г	Контроль инт. линейности
Настройка ЦАП	–ФК70	Контроль адд. линейности
Настройка ИП	–1508И	Контроль диф. линейности
Настройка ИП	–Б5-45	Контроль пиков
Настройка ИП	–Б5-49	Контроль стабильности
Настройка ИП	–Б5-50	Выход
Настройка схемы	–СС4	

Для работы анализатора важны следующие пункты:

- 1. Настройка цветов** – управляет цветовым оформлением всех окон программы. Без необходимости настройки лучше не менять, поскольку сохраняется последняя настройка и вернуть исходную можно, если ее предварительно записать в пункте **копирование → запись файла** и восстановить командой **копирование → чтение файла**. Эта процедура сохранения настроек в файле реализована для всех дочерних окон одинаково.
- Настройка крейта**
 - 1. Контроллер** базовый адрес =D000, уровень прерывания = 2, номер крейта =0. Это рекомендованные значения. Редактировать лучше, используя клавиши и , поскольку программа предложит выбор из ряда допустимых значений.
 - Позиции** устанавливаются номера позиции в крейте для всех поддерживаемых системой блоков КАМАК. Устанавливать позиции есть смысл для тех блоков, с которыми предполагается работать. Для работы «Анализатора» это может быть **АЦП 712**. Позиции остальных блоков безразличны.
 - Копирование** данную конфигурацию можно сохранить в файле. Однако это имеет смысл делать в случае конфигурирования сложных систем, где задействовано много блоков. Текущую установку система сохранит по умолчанию.
- Накопление спектра**
 - 1. Режим** устанавливаются тип АЦП (АЦП 712) и номер входа для многоканальных АЦП.

. . **Накопление** окно интерактивной программы накопления спектра представлено на рис 2.

Команды (не в порядке следования):

Накопление – включает/выключает процесс накопления спектра.

Удаление – удаляет набранный спектр.

Установка экспозиции набора по времени или по числу событий производится активацией (выбором) пункта меню «**время**» или «**события**». При этом активный пункт выделяется белым цветом. Повторное нажатие < T выключает режим экспозиции. Если экспозиция не установлена, набор производится до нажатия «**Накопл. выкл.**». Установка значения экспозиции возможна, если данный пункт экспозиции выключен. Для этого нажимается клавиша < (забой) и в строке **стоп** забивается старое значение экспозиции и набирается новое и – < T . Если активирован режим экспозиции, то процесс набора можно приостановить и возобновить нажатием < T в пункте «**Накопл. выкл. вкл.**». В окнах экспозиции отображаются текущие значения времени набора и числа зарегистрированных событий.

Маркеры **левый** и **правый** отображаются красными линиями в окне спектра и предназначены для выбора области визуализации части спектра и расчета статистических характеристик.

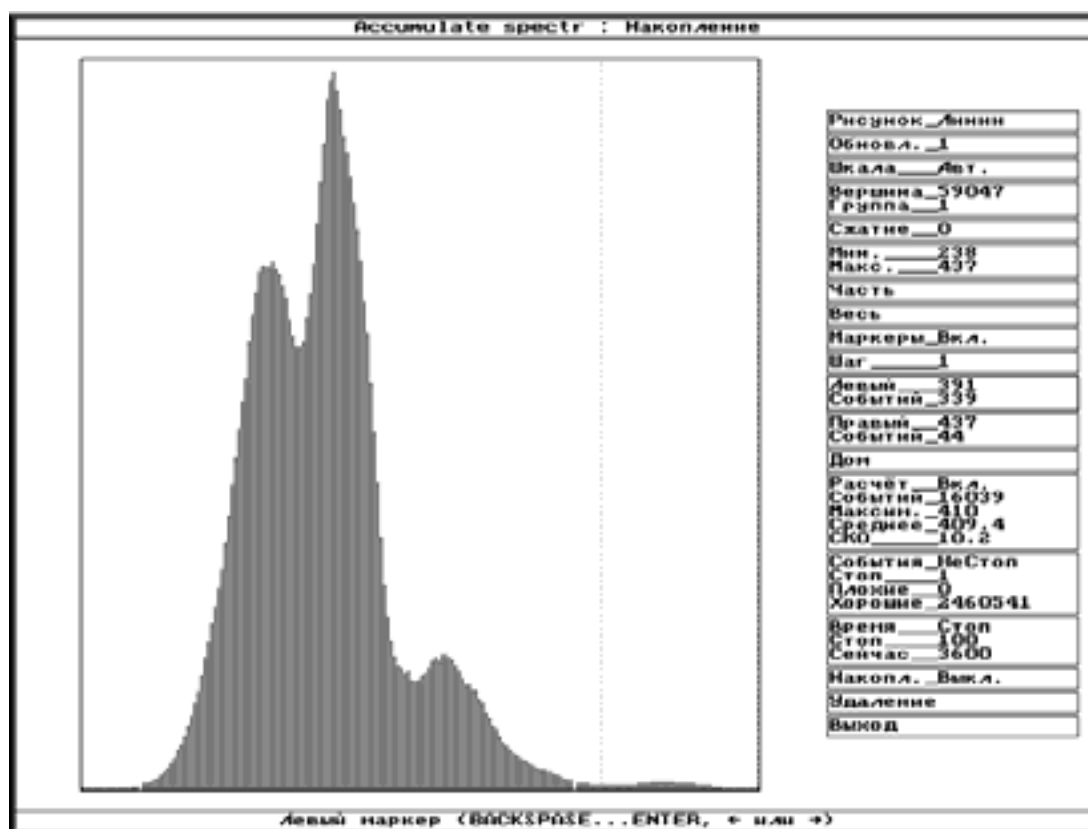


Рис. 2. Графическое окно анализатора спектра

Передвижение выбранного маркера может производиться клавишами ← → с шагом, установленным в пункте **Шаг** (от 1 до 100 каналов) или прямым набором номера канала так же как и в процедуре установки экспозиции. В окне маркера отображается его положение и текущее число событий в данном канале. Команда **Дом** возвращает маркеры к краям текущего окна спектра.

Пункт **Расчет** включает расчет и индикацию статхарактеристик спектра между маркерами. Это число событий в области, номер канала с максимальным значением, номер канала среднего значения и средне-квадратичное отклонение в единицах числа каналов. Активация пункта может привести к увеличению мертвого времени в процессе набора при больших загрузках (8 ÷ 10 кГц.).

Команда **Часть** устанавливает новые границы отображения спектра между маркерами.

Команда **Весь** восстанавливает границы отображения спектра 0 ÷ 4095 каналов, не изменяя текущих позиций маркеров.

Пункт **Шкала (авт. ручн.)** переключает режим установки масштаба вертикальной оси графика спектра. В автоматическом режиме происходит переустановка масштаба при достижении вершиной спектра верхней границы окна спектра. В ручном режиме становится доступен пункт **Вершина**, в котором устанавливается значение верхней границы окна спектра путем прямого редактирования.

Пункт **Обновл хх** устанавливает период обновления окна спектра в секундах. Для уменьшения мертвого времени при больших нагрузках период обновления экрана полезно увеличить.

Пункт **Рисунок** изменяет способ соединения точек спектра.

Пункт **Сжатие** отображает уровень группировки каналов в окне спектра.

Пункты **Мин и Макс** отображают минимальное и максимальное число событий в каналах спектра.

Следует помнить, что при входе в окно накопления спектра отображается последняя картина работы в этом окне.

- . . **Копирование** предназначен для записи установок или накопленного спектра в файл и чтения из файла записанных спектров для автономного их просмотра.

Наиболее важны 2 пункта: **запись текстового файла** и **чтение текстового файла**. Имя файла (его номер) для записи и чтения выбирается клавишами <+ , <- или прямым редактированием номера. Спецификация файла имеет формат: . , где хх – номер файла от 1 до 99. Файлы располагаются в рабочей директории пакета Т D. Файл

состоит из 2 цифровых колонок, разделенных пробелом, где первая – номер канала, вторая – число событий в канале. Этот файл легко импортируется в любой пакет математической обработки данных.

Технические требования

Комплекс «Анализатор» функционирует в операционной среде D версии 3 и выше.

Компьютер типа T должен позволять устанавливать частоту шины () < 15 МГц. Это связано со спецификой контроллера K009. Желательно использовать дисплей или .

На интерфейсной плате установить уровень прерывания 2 и базовый адрес памяти = D000.

В . необходимо зарезервировать область расширенной памяти командой: D = : D 386. am x=D000-D800.

Необходим русификатор . или другой, поддерживающий верхнюю половину кодовой таблицы в графическом режиме.

Порядок работы с Анализатором амплитудного спектра

1. Включить установку в порядке:
 - включить питание крейта КАМАК;
 - включить компьютер, убедиться, что горит световой индикатор «крейт выбран» на крейте КАМАК;
 - включить питание блоков спектрометра.
2. Открыть программу «Анализатор аппаратурного спектра»: перейти на диск «С», папка « Z», файл . .
3. В открытом графическом окне выбрать последовательно пункты **Накопление спектра** → **Накопление** , откроется окно, показанное на рис. 23.
4. В открывшемся графическом окне анализатора задать нужное число каналов – не более 300 если предполагается использование для обработки спектра программы . При использовании программы это ограничение отсутствует (пункты «мин. макс.» → → задать минимум 0 → → задать максимум → .
5. Установить нужный источник, включить накопление (пункт «**Накопл. Вкл. Выкл.**»), подобрать коэффициент усиления усилителя таким образом, чтобы спектр заполнял всю шкалу анализатора (пик с максимальной энергией должен быть в конце шкалы). Подбрав коэффициент усиления, остановить накопление (пункт «**Накопл. Вкл. Выкл.** →), очистить окно (пункт «удаление» →).

6. Снять спектр (включить накопление), выбрав время измерения таким образом, чтобы в максимуме пика полного поглощения было зарегистрировано не менее 2000 событий (пункт «Вершина»).
7. Набрал необходимое число событий остановить накопление и сохранить спектр (выбрать пункты **выход** → **копирование** → **Запись текстового файла** задать имя → → **выход** → **Накопление**). Текстовый файл сохраняется в виде « re t 1. t».
8. Выйти из программы «Анализатор аппаратного спектра».
9. Вставить дискету и копировать из папки « Z» записанные вами текстовые файлы. Для этого пометить нужный файл, вызвать таблицу выбора левой панели (It+ 1), указать на диск A и копировать файл (5→Выполнить→ nte).

6. Программно-аппаратный комплекс Период

Аппаратно – программный комплекс (рис. 3) позволяет:

- проводить автоматическое измерение числа импульсов, поступающих с детектора элементарных частиц (торцового β -счетчика) с заданным временным шагом;
- вычитать фон и производить оценку периода полураспада изотопа;
- сохранять данные в текстовом файле.

Обслуживающая программа работает в режиме реального времени и имеет интерактивный графический интерфейс.

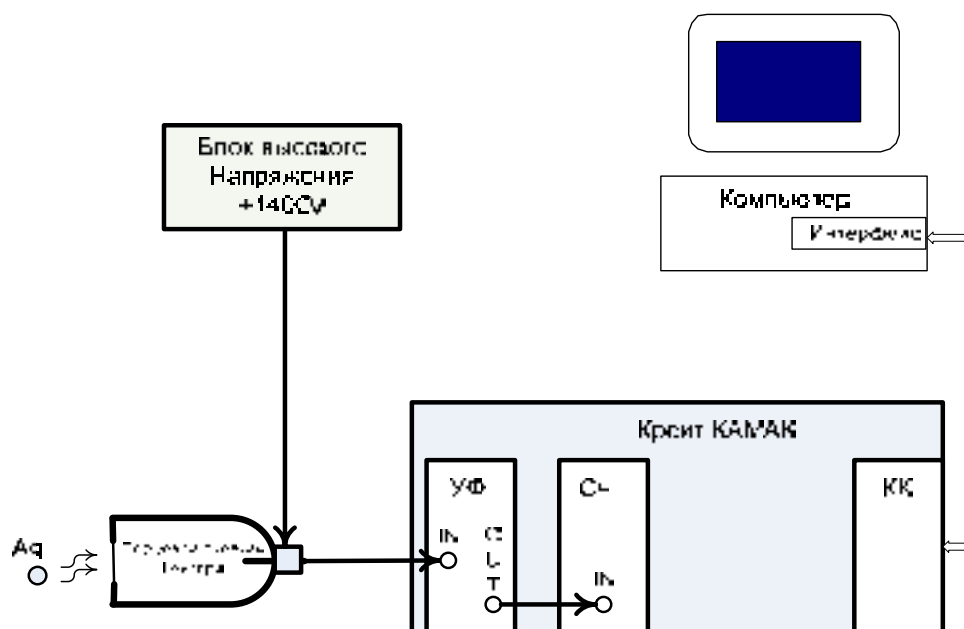


Рис. 3. Структурная схема аппаратуры

УФ – усилитель – формирователь (выходной сигнал в стандарте N),
Сч – двоичный счетчик 32 разряда, КК – крейт контроллер

Навигация в графическом окне

При входе в программу появляется графическое окно вывода данных (рис. 4) и меню выбора операций вертикального исполнения. Передвижение по пунктам меню осуществляется клавишами «↑↓». При этом выбранный пункт подсвечивается зеленым цветом.

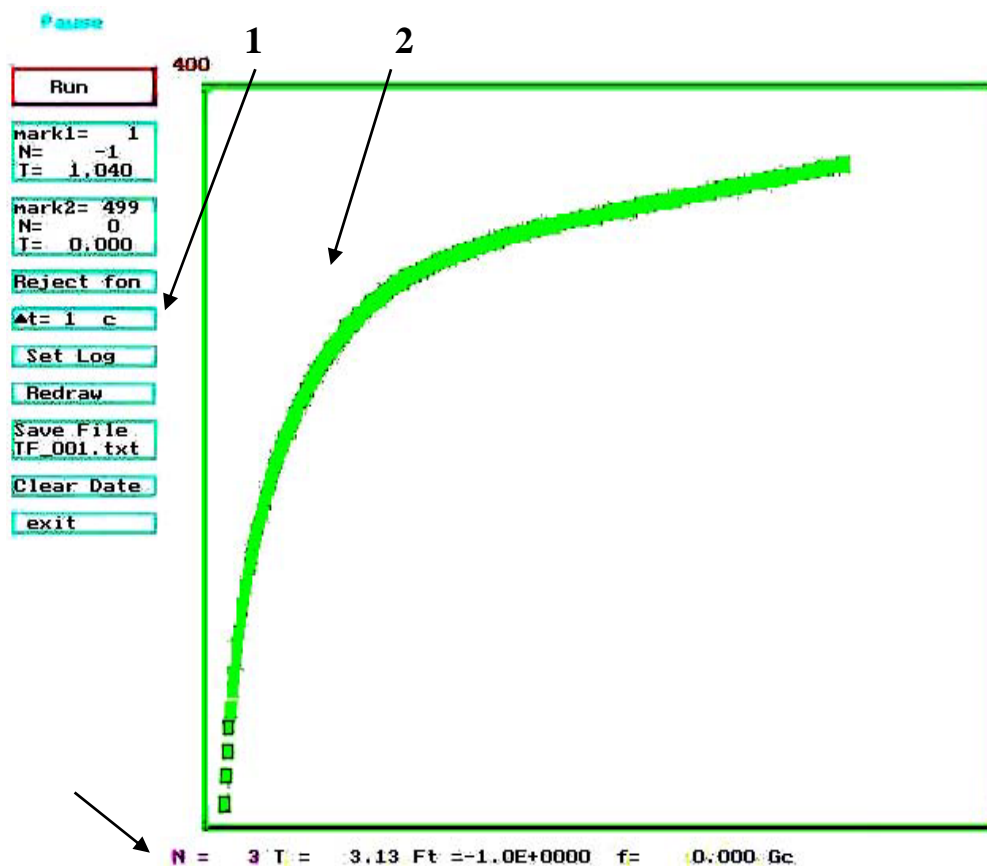


Рис. . Окно программы АВА
1 – меню программы, 2 – графическое окно вывода данных,
3 – строка состояния

Меню

1. – первым нажатием клавиши « » включается счет импульсов в счетчике. Начинает заполняться таблица данных, содержащая значения моментов времени и число импульсов, сосчитанное счетчиком к этому времени. По достижении 500 отсчетов набор прекращается. В графическом окне строится интегральная кривая числа импульсов, сосчитанных счетчиком. Внизу экрана высвечивается информация текущего отсчета: – порядковый номер, – время от начала счета, – число импульсов, – частота импульсов, усредненная за 3 последних отсчета. Повторное нажатие кла-

- виши « \leftarrow » приостанавливает заполнение таблицы и вывод на экран, но не останавливает счет импульсов и счет времени. Если число отсчетов < 500 , то накопление данных можно продолжить.
2. и управление маркерами осуществляется клавишами « \leftarrow \rightarrow ». При этом в окне маркера высвечивается соответствующая его положению информация: – порядковый номер, – время от начала счета, – число импульсов. Надо помнить, что все операции обработки данных производятся для выборки между маркерами. Передвижение маркеров возможно и в режиме набора. При этом потери информации не происходит.
 3. – вызываемые последовательно нажатием клавиши « \leftarrow » процедуры статистической обработки. Доступны в режиме «t p». – вычитание фона, обусловленного естественной радиоактивностью. Необходимо предварительно маркерами выбрать прямолинейный участок кривой накопления (как правило, в конце шкалы, где вклад активности короткоживущего изотопа незначителен). Эта операция производится в **режиме линейной шкалы**, хотя нет программного запрета проделать ее на логарифмической шкале. – инвертировании кривой радиоактивного распада относительно максимального значения. – определение времени полураспада. Предварительно **в логарифмической шкале** маркерами выбирается линейный участок. Программа считает коэффициент линейной регрессии на выбранном участке и величину, обратную этому значению, берёт в качестве оценки времени полураспада, которую выводит вверху экрана. Результаты статистической обработки не сохраняются в файле, поскольку предполагается самостоятельная обработка данных студентом программой .
 4. Δ – установка временного интервала считывания данных со счетчика. Исходное значение – 1с. Клавишами « \leftarrow \rightarrow » можно выбрать другое значение из ряда 0.5, 1, 2, 5, 10 с. Эту операцию можно проводить и в процессе набора, при этом потеря данных не происходит. Это может быть использовано для набора начальной части кривой распада с малым временным интервалом, а заключительной, где изменения счета невелики – с большим.
 5. – нажатием клавиши устанавливается логарифмическая (по основанию 2) или линейная шкала вертикальной оси. Функция доступна в режиме «t p».
 6. нажатием клавиши восстанавливает исходные данные и обновляет графическую картинку. Функция полезна, когда в результате математической обработки и манипуляций с g-

шкалой графическая картинка безнадежно испорчена. Функция доступна в режиме « t p».

7. – нажатием клавиши записывается файл данных с именем, указанным в рамке ниже. При этом модифицируется имя файла, который будет записан при следующем нажатии . В текстовый файл записываются 3 столбца данных, снабженных шапкой с их наименованиями.
8. нажатие клавиши стирает все исходные данные и подготавливает программу к новому сеансу измерений. Счетчик файлов при этом не обнуляется, обеспечивая запись текущего файла с оригинальным именем.
9. – нажатием клавиши осуществляется выход из программы.

Окно вывода данных

Показывает кривую накопления и все манипуляции с ней.

Строка состояния

Показывает текущий номер отсчета , соответствующее ему время T сек, количество зарегистрированных частиц (t), частоту следования, имп/сек.

Требование к системе

Компьютер с – слотом и частотой процессора < 200 МГц.

Монитор – или .

Операционная система – D версии не ниже 6.

Программа написана в двух вариантах: для крейт-контроллера K009 и для крейт-контроллера КК??? (не опознанный изготовитель) с обращением через / порты.

В системе с крейт-контроллером K009 для монитора необходимо зарезервировать адреса памяти командой в . : De i e-
ig = : D 386.exe am =D000-D800

Базовый адрес на интерфейсной плате установить D000.

В системе с крейт-контроллером К ??? базовый адрес порта на интерфейсной плате установить 600 (переключатели 2, 3 =).

Позиция счетчика в крейте – 8.

Программа

Известно, что распад радиоактивных атомов, ослабление потока γ - и β -излучений в веществе описываются экспоненциальным законом. При этом предполагается, что скорость счета или число отсчетов реги-

стрирующей аппаратуры y_i (за вычетом фона) подчиняется такой же закономерности:

$$y_i = y_0 \exp(-\alpha x_i); i = 1, 2, 3, \dots, p.;$$

Если исследуется радиоактивный распад, то x_i – время, а α – постоянная распада λ . Если изучается поглощение излучения в веществе, то x_i – толщина поглощающего слоя, а α – коэффициент ослабления излучения. В обоих случаях y_i – число зарегистрированных аппаратурой импульсов за определённый интервал времени.

По экспериментальной выборке $y_i = f(x_i)$ нужно найти значения параметров y_0 и α экспоненциальной функции, наилучшим образом согласующейся с экспериментальными данными. В методе наименьших квадратов эта задача решается поиском значений y_0 и α , при которых сумма квадратов отклонений экспериментальных значений y_i от значений, задаваемых искомой функцией, будет минимальной.

После логарифмирования искомая функция становится линейной относительно новой переменной $\ln y_i$:

$$\ln y_i = b - \alpha x_i, \text{ где } b = \ln y_0.$$

В выражениях для решений методом наименьших квадратов следует обратить внимание на правильное определение весовых коэффициентов ω_i , обусловленных статистическими ошибками и неравноточностью отдельных отсчётов y_i . Зная веса величин y_i , легко получить и веса для их логарифмов:

$$\sigma_{\ln y} = \frac{d \ln y}{dy} \sigma_y = \frac{\sigma_y}{y};$$

$$\omega_{\ln y} = \frac{1}{\sigma_{\ln y}^2} = \frac{y^2}{\sigma_y^2} = y^2 \omega_y^2.$$

Если измеряется число отсчётов, т. е. $y_i = N_i$, то $\sigma_N = \sqrt{N}$, $\omega_n = N^{-1/2}$, $\omega_{\ln N} = N$. Сумма квадратов уклонений с учётом весовых коэффициентов имеет вид:

$$= \sum N_i (\ln N_i - b + \alpha x_i)^2.$$

Искомые параметры α и b находим решением уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial b} = 0.$$

$$b = \frac{\sum N_i \ln N_i \sum N_i x_i^2 - \sum N_i x_i \sum N_i x_i \ln N_i}{\sum N_i \sum N_i x_i^2 - (\sum N_i x_i)^2} = \frac{D - BF}{A - B^2};$$

$$\alpha = \frac{\sum N_i \sum N_i x_i \ln N_i - \sum N_i \ln N_i \sum N_i x_i}{\sum N_i \sum N_i x_i^2 - (\sum N_i x_i)^2} = \frac{AF - BD}{A - B^2}.$$

Здесь $A = \sum N_i$, $B = \sum N_i x_i$, $C = \sum N_i x_i^2$, $D = \sum N_i \ln N_i$, $F = \sum N_i x_i \ln N_i$.

В программе, написанной на языке ++ вычисляются: средние значения и среднеквадратичные ошибки параметров $b \pm \Delta b$; $\alpha \pm \Delta \alpha$; дисперсии D_b и D_α .

Порядок работы с программой

После запуска (командой `./program` в командной строке терминала) по запросу программы необходимо выполнить следующее.

1. Напротив строки «введите количество измерений n=» ввести число произведенных опытов. Нажать `Enter`.
2. После появления строки «введите x[i],y[i]» ввести, разделяя пробелом, пары чисел x[i] и y[i], нажимая после каждой пары `Enter`.
3. После появления строки «введите фон f=» ввести значение фона, нажать `Enter`. Если y[i] – число отсчетов за произвольный интервал времени, то и f должно быть за тот же интервал.
4. На экране появится результат расчётов:
 - $y = a + b \cdot x$ – вид искомой функции в полулогарифмическом масштабе;
 - $a =$ – значение найденного коэффициента a;
 - $b =$ – значение найденного коэффициента b;
 - $D_a =$ – дисперсия параметра a;
 - $D_b =$ – дисперсия параметра b;
 - $\Delta a =$ – среднеквадратичная ошибка a;
 - $\Delta b =$ – среднеквадратичная ошибка b;
5. После этого на экране появится надпись «еще раз? 1 – да, 0 – нет». Если необходимо повторить обработку – нажать 1, в противном случае – 0, после чего нажать `Enter`.

Программа

При облучении некоторых стабильных изотопов потоком тепловых нейтронов могут быть получены искусственно радиоактивные элементы. Накопление радиоактивных атомов при облучении является результатом двух процессов, действующих в противоположном направлении:

процесса образования радиоактивных атомов и процесса их распада. Соотношение, описывающее кинетику накопления радиоактивных атомов в облучаемом образце, имеет вид:

$$A(t) = A_{нас} [1 - \exp(-\lambda t)],$$

где A – активность, λ – постоянная распада получающегося изотопа. Такая же зависимость описывает кривую распада радиоактивного изотопа, измеряемую в режиме накопления импульсов.

С помощью метода наименьших квадратов по экспериментальной выборке можно найти коэффициенты $A_{нас}$ и λ . Перепишем предыдущее выражение в следующем виде: $N(t_i) = N_0(1 - e^{-\lambda t_i})$. Прологарифмируем и приведем к следующему виду:

$$\ln(N_0 - N_i) = \ln N_0 - \lambda t_i.$$

Обозначим $N_0 - N_i = a_i$. Введем весовые коэффициенты ω :

$$\begin{aligned} \omega_{\ln(N_0 - N_i)} &= \frac{1}{\sigma_{\ln(N_0 - N_i)}^2}; \\ \sigma_{\ln(N_0 - N_i)} &= \frac{d \ln(N_0 - N_i)}{d(N_0 - N_i)} \cdot \frac{d(N_0 - N_i)}{dN_i} \cdot \sigma_{N_i} = \frac{1}{N_0 - N_i} (-1) \sqrt{N_i}; \\ \sigma_{\ln(N_0 - N_i)}^2 &= \frac{N_i}{(N_0 - N_i)^2}; \quad \omega_{\ln(N_0 - N_i)} = \frac{(N_0 - N_i)^2}{N_i}. \end{aligned}$$

Сумма квадратов уклонений с учетом весовых коэффициентов имеет вид:

$$= \sum \frac{a_i^2}{N_i} (\ln a_i - \ln N_0 + \lambda t_i)^2.$$

Обозначим $\ln N_0 = b$, и учтём, что

$$\frac{\partial(\ln a_i)}{\partial b} = \frac{\partial}{\partial b} (\ln(N_0 - N_i)) = \frac{\partial}{\partial b} (\ln(e^b - N_i)) = \frac{e^b}{e^b - N_i} = \frac{N_0}{N_0 - N_i},$$

и
$$\frac{\partial a_i}{\partial b} = \frac{\partial}{\partial b} (e^b - N_i) = e^b = N_0.$$

С учётом последнего найдем производные $\frac{\partial}{\partial \lambda}$, $\frac{\partial}{\partial b}$ и приравняем их к нулю. В результате преобразований получим систему уравнений:

$$\lambda = \frac{b \sum A_i - \sum A_i \ln a_i}{\sum A_i t_i};$$

$$N_0 (\sum B_i \ln a_i + \sum B_i) - b N_0 (2 \sum B_i + \sum t_i) + N_0 \lambda (2 \sum B_i t_i + \sum t_i^2) + N_0 b^2 \sum t_i + N_0 \lambda^2 \sum t_i^2 - 2 N_0 b \lambda \sum t_i + b \sum a_i - \sum a_i B_i = 0.$$

где:

$$A_i = \frac{a_i^2 t_i}{N_i}, \quad B_i = \frac{a_i \ln(a_i)}{N_i}, \quad t_i = \frac{a_i}{N_i}$$

Эту систему можно решать методом простых итераций, задавая погрешность ε и меняя N_0 до тех пор, пока не выполнится условие $\left| \frac{\partial}{\partial(\ln N_0)} \right| \leq \varepsilon$. В данной программе использован другой способ нахождения N_0 и λ . Задаем ряд значений N_{0j} , по которым вычисляем λ_j и t_j . Среди ряда t_j находим наименьшее значение, которому соответствуют искомые N_0 и λ . Этот способ позволяет сократить объем вычислений и освободиться от введения погрешности, оптимальное значение которой трудно оценить заранее. На основе этого способа написана программа на языке программирования C++, позволяющая по экспериментальным данным получать коэффициенты N_0 и λ .

Порядок работы с программой

1. Программа запускается командой `2` в командной строке терминала.
2. Напротив строки «введите количество измерений n=» ввести число произведенных опытов. Нажать `nte`.
3. После появления строки «введите x[i],y[i]» ввести, разделяя пробелом, пары чисел $t[i]$ и $a[i]$, нажимая после каждой пары `nte`.
4. После появления строки «введите фон =» ввести значение фона, нажать `nte`.
5. На экране появятся результаты:
 - $y=a+bx$ – вид линейной функции, где $y=\ln(N_0 - N)$, $a=\ln N_0$, $b=\lambda$, $x=t$.
 - a =(значение найденного коэффициента a)
 - b =(значение найденного коэффициента b)
 - D_a =(дисперсия параметра a)
 - D_b =(дисперсия параметра b)
 - Δa =(среднеквадратичная ошибка a)
 - Δb =(среднеквадратичная ошибка b)
6. После этого на экране появится надпись «еще раз? 1 – да, 0 – нет».

Если необходимо повторить обработку – нажать 1, в противном случае нажать – 0, после чего нажать nte .

При вводе исходных данных из записанного файла T 001.txt. последний должен содержать числовые данные в трех столбцах:

T,сек	импульсов
-------	-----------

Примечание: перед работой с файлом T 001.txt с помощью программы необходимо удалить шапку:

=== определение периода полураспада ===	
T,сек	импульсов

. Программа Компьютерная лаборатория

Программа «Компьютерная лаборатория» (КЛ), разработанная доцентом кафедры Прикладная физика ФТФ В.И. Беспаловым, предназначена для моделирования методом Монте Карло реальных взаимодействий элементарных частиц (электронов, позитронов, фотонов и протонов) с веществом и получения численных результатов этих взаимодействий. Этими результатами могут быть, например, коэффициенты отражения и пропускания, энергетические и угловые распределения частиц за различными барьерами, распределение поглощенной энергии в веществе и т. д.

Использование этой программы позволяет:

- показать наглядно физические процессы, которые происходят при попадании ионизирующего излучения в вещество;
- дополнить реальный натуральный эксперимент (в лабораторной работе) более разнообразными начальными данными. Например, типом и геометрией источника, его энергетическим и угловым распределением, геометрией поглотителя, набором веществ поглотителя и т. д. Это, в свою очередь, позволит получить (рассчитать) нужную характеристику поля излучения в более широком интервале, чем в экспериментальной части лабораторной работы;
- проводить численные эксперименты для ряда задач, когда реальный физический эксперимент невозможен по причине отсутствия необходимого лабораторного оборудования.

Метод Монте Карло (и алгоритм, который используется в программе КЛ) позволяют моделировать процессы взаимодействия элементарных частиц с веществом в полном соответствии с реальной действительностью. Кроме этого у метода Монте Карло почти нет затруднений для учета реальных характеристик поглотителя и детектора.

В программе КЛ учитываются следующие виды взаимодействий частиц:

- электроны – упругие и ионизационные столкновения, тормозное излучение;
- позитроны – упругие и ионизационные столкновения, тормозное излучение, эффект аннигиляции;
- фотоны – фотоэффект, комптоновское рассеяние, эффект образования пар;
- протоны – упругие и ионизационные столкновения.

Расчет по программе КЛ происходит в полном соответствии с постановкой реального эксперимента:

- выбирается источник,
- выбирается поглотитель,
- задаются параметры детектора,
- начинается расчет и его результаты выводятся на экран дисплея,
- после анализа результатов можно изменить начальные данные и начать новый расчет.

Такой расчет по программе КЛ с полным основанием можно назвать численным экспериментом на ЭВМ.

После запуска программы в верхней части экрана появляется меню, с помощью которого реализуются следующие режимы работы.

1. **ДЕМОНСТРАЦИЯ (ДЕМО)**. Демонстрация процессов распространения различных типов частиц в веществе. Работа в этом режиме осуществляется через меню **ДЕМО** → **ДЕМО**. В меню **ДЕМО** находится файл помощи с описанием порядка работы в этом режиме.
2. **ФАКТОР НАКОПЛЕНИЯ (ФН)**. Расчёт факторов накопления для различных источников фотонного излучения за однородными и гетерогенными барьерами и в полубесконечной геометрии для различных веществ поглотителей. Работа в режиме расчёта ФН – через меню **ФН** → **ФН**. Там же находится файл помощи.
3. **АЛЬБЕДО**. Расчёт методом Монте Карло интегральных и дифференциальных характеристик альбедо электронов, фотонов, позитронов, протонов для однородных и гетерогенных барьеров. Запуск через меню → . Подменю также содержит файл помощи.
4. **4**. Расчёт сечений и распределений, необходимых для работы всех программ. Для запуска: **4** → .
5. Через подменю производится запуск программы расчёта защиты из , е и бетона от тормозного и рентгеновского излучений.

Расчёты по программе КЛ выполняются достаточно просто, программа постоянно подсказывает что нужно делать.

Режим ДЕМОНСТРАЦИЯ

В этом режиме программа проводит моделирование методом Монте-Карло процессов распространения электронов, позитронов, фотонов и протонов в различных веществах с их визуализацией на экране дисплея. При этом на экран выводятся некоторые численные результаты взаимодействия излучения с веществом: коэффициенты отражения и пропускания частиц, доза за защитой и для отраженного излучения (только от фотонов).

Моделирование траекторий.

После запуска программы кнопками (в верхней панели) → необходимо ответить на вопрос о наличии электрического и магнитного полей (при необходимости ввести нужные значения). Далее программа последовательно предлагает ввести начальные данные:

- вещество поглотителя;
- тип излучения источника;
- начальная энергия источника;
- тип углового распределения источника;
- геометрию, в которой будут отображаться траектории частиц. Выбор осуществляется нажатием одной из клавиш: **1** – , **2** – Z , **3** – Z и подтверждается клавишей « ». Ось Z направлена вдоль оси первичного пучка.

Сразу после ввода всей информации о поглотителе и источнике начинается моделирование траекторий частиц, которые последовательно выводятся на дисплей в выбранных координатах. Окно программы в режиме ДЕМОНСТРАЦИЯ показано на рис. 5.

Слева в трех окнах выводится следующая информация:

1. Цвет траектории в соответствии с типом частиц: ЭЛЕКТРОНЫ – голубой, ПОЗИТРОНЫ – зеленый, ФОТОНЫ – красный, ПРОТОНЫ – черный.
2. Минимальная энергия, до которой строятся траектории частиц.
3. Числовые значения некоторых функционалов, которые рассчитываются:
 - отношение числа частиц, выходящих из барьера вперед, к числу упавших (коэффициент пропускания по числу частиц для $Z=Z_{\max}$);
 - энергия частиц, выходящих из барьера вперед (коэффициент пропускания по энергии для $Z=Z_{\max}$);

- числовое токовое альbedo;
- энергетическое токовое альbedo;
 - поглощенная доза ($a\Gamma p=10^{-18}\Gamma p$) в воздухе (только для фотонов) за максимальной толщиной поглотителя на оси первичного пучка;
 - 0 – поглощенная доза в воздухе на оси первичного пучка только от фотонов, выходящих из барьера назад.

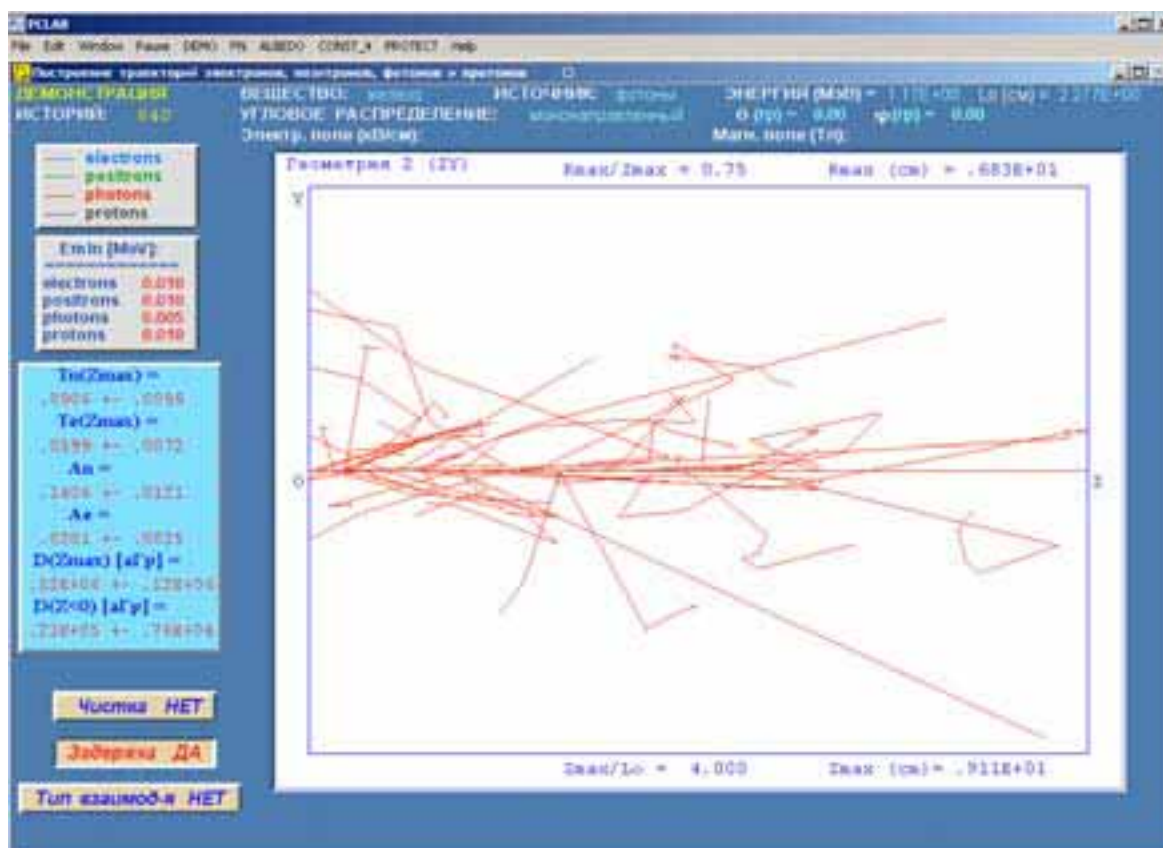


Рис. . Окно программы в режиме ДЕМОНСТРАЦИЯ

Для всех рассчитываемых функционалов приводится среднеквадратичное отклонение, которое рассчитывается в процессе моделирования. Все результаты нормируются на одну первичную частицу источника.

Во время моделирования можно менять метод построения траекторий частиц. Для этого служат кнопки **Чистка** и **Задержка**, которые являются циклическими (включено – ДА, выключено – НЕТ).

Чистка – в режиме ДА на экране будет отображаться только одна (последняя) траектория. Чтобы построить следующую, надо нажать левую кнопку мыши и т. д.

Задержка – в режиме ДА траектория строится постепенно, с задержкой во времени перед построением следующего отрезка траектории.

Режим работы **ТИП ВЗАИМОД-Я**. В этом режиме автоматически включаются **Чистка** и **Задержка** и кроме этого при каждом взаимодействии частицы, в окне, которое появляется на месте окна результатов, сообщается тип этого взаимодействия и энергия вторичной частицы:

ИОНИЗАЦИЯ – энергия дельта-электрона,
ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ – энергия фотона,
АННИГИЛЯЦИЯ – энергия кванта с большей энергией,
ФОТОЭФФЕКТ – энергия фотоэлектрона,
КОМПТОН ЭФФЕКТ – энергия комптоновского электрона,
ОБРАЗОВАНИЕ ПАР – энергия позитрона.

Число соответствующих взаимодействий суммируется по всем построенным траекториям и результат выводится на дисплей. Этот режим выключается после очередного нажатия клавиши **Тип взаимодей-я**.

Используя раздел меню любую часть экрана можно выделить, скопировать в буфер и затем поместить в файл, например, -файл. В момент выделения экрана расчёт приостанавливается, а после копирования в буфер продолжается. Это можно делать и после окончания расчета.

Программа позволяет, не выходя из нее, изменить начальные данные и начать новое моделирование. Это надо делать через раздел меню **ДЕМО** → (изменить). Изменить можно:

- тип первичного излучения,
- энергию частиц источника,
 - вещество поглотителя,
- угловое распределение частиц источника,
- толщину поглотителя.
 - тип геометрии, в которой отображаются траектории частиц,
 - радиус поглотителя,
- 0** – начальные координаты частиц источника.

Внимание! Изменения не работают, если включен режим **ЧИСТКА**.

Расчёт кривой ослабления.

В разделе меню **ДЕМО** → задаём толщину поглотителя в единицах отношения этой толщины (Z_{\max}) к среднему пробегу фотонов в выбранном веществе при заданной энергии. То есть в поле $Z_{\max}/$ необходимо вводить толщину поглотителя, поделенную на . Значение Z_{\max} отображается в правом нижнем, а в правом верхнем углу окна программы.

Последовательно увеличивая толщину поглотителя, записываем значения $T_n(Z_{\max})$ для каждой толщины. В процессе расчётов в левом

верхнем углу окна отображается число построенных траекторий N_0 , определяющее статистическую погрешность результата. Расчёт необходимо продолжать до достижения требуемой точности.

$Tn(Z_{max}) = \frac{x}{n_0} = \frac{n_x}{n_0}$, где x – число частиц, прошедших барьер толщиной

x , а n_0 – число падающих частиц, n_x и n_0 – соответствующие скорости счета. Следовательно, необходимые для кривой ослабления значения n_x находятся умножением $Tn(Z_{max})$ на скорость счета при нулевой толщине поглотителя.

Режим ФАКТОР НАКОПЛЕНИЯ

После входа в режим расчёта фактора накопления с помощью кнопки меню необходимо последовательно задать необходимые характеристики источника, геометрии, вещества поглотителя, характеристики детектора. Последовательность действий подскажет сама программа. Вся вводимая информация появляется на дисплее. В конце задается число слоев, на которые разбивается весь барьер (это задает число рассчитываемых точек по толщине барьера), и статистическая погрешность расчета. Окно программы в режиме расчёта ФН показано на рис. 6. ФН вычисляются последовательно за каждым слоем, толщина которого постепенно возрастает до толщины всего барьера.

Расчет ФН начинается автоматически, после задания всех начальных данных. Для каждого слоя расчет протекает в два этапа:

1. Расчет характеристик не рассеянного излучения за барьером заданной толщины. Для моноэнергетического и мононаправленного излучения он выполняется аналитически $\{ \exp(-\mu(\cdot) \cdot x) \}$, а для изотропного источника и источников тормозного и рентгеновского излучения – методом Монте-Карло выполняется интегрирование соответственно по угловому или спектральному распределению источника.
2. Расчет рассеянного излучения за барьером методом Монте Карло.

Не рассеянная и рассеянная компоненты поля излучения считаются с большей точностью, чем заданная точность. Результирующая погрешность вычисляется как погрешность косвенных измерений.

Слева на экране выводится рисунок схемы «эксперимента», который изменяется в соответствии с рассчитываемой величиной и номером слоя барьера. Справа выводятся результаты расчета и их точность, которая изменяется с изменением числа рассчитанных траекторий. Результаты могут выводиться и в текстовом и в графическом виде. Для смены надо нажать кнопку **Рисунок**, которая является циклической (рисунок/текст).

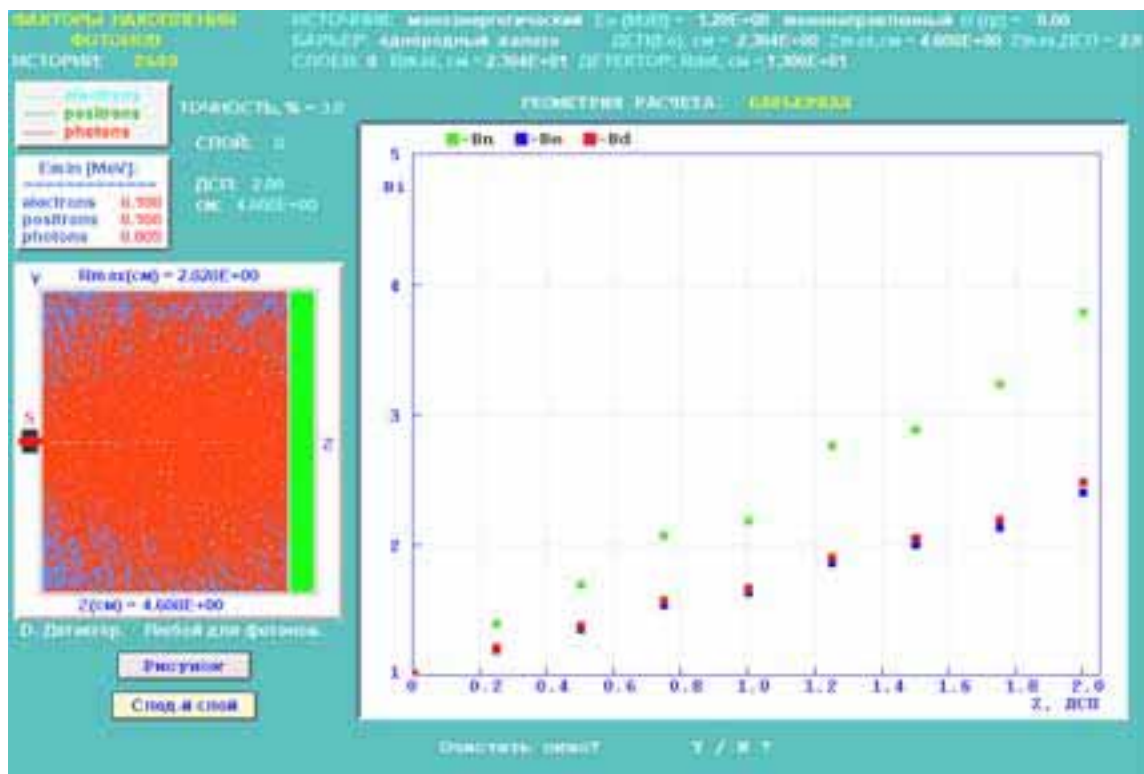


Рис. . Окно программы в режиме расчёта фактора накопления

Одновременно рассчитываются: числовой токовый ФН – , энергетический токовый ФН – , дозовый ФН для поглощенной дозы в воздухе за барьером – , который в данном случае является и ФН поглощения энергии в воздухе.

Результаты расчетов ФН по программе КЛ должны быть представлены в графическом виде как результаты проведенного численного эксперимента.

10. Программа

Программа « re t al» предназначена для обработки аппаратных спектров сцинтиляционного γ -спектрометра с целью выделения пиков полного поглощения и определения их параметров. Перед запуском программы необходимо записать или копировать с дискеты на рабочий компьютер файлы данных аппаратных спектров, подлежащих обработке. Текстовый файл представляет две колонки чисел. В первой записываются номера каналов, во второй – число событий. Число каналов не должно превышать 299. Если записанный с дискеты спектр содержит большее число каналов, то необходимо удалить все записи дальше 299 канала.

Программа запускается командой в командной строке терминала. Терминал можно найти: **пуск** шапка на панели инструментов → **система** → **терминал**. В терминале прописать « re t al», затем

ввести имя текстового файла данных с расширением (например, `pe t 1. t`), ввести необходимое количество сглаживаний спектра ($1 \div 5$). Появятся три окна (рис. 7).

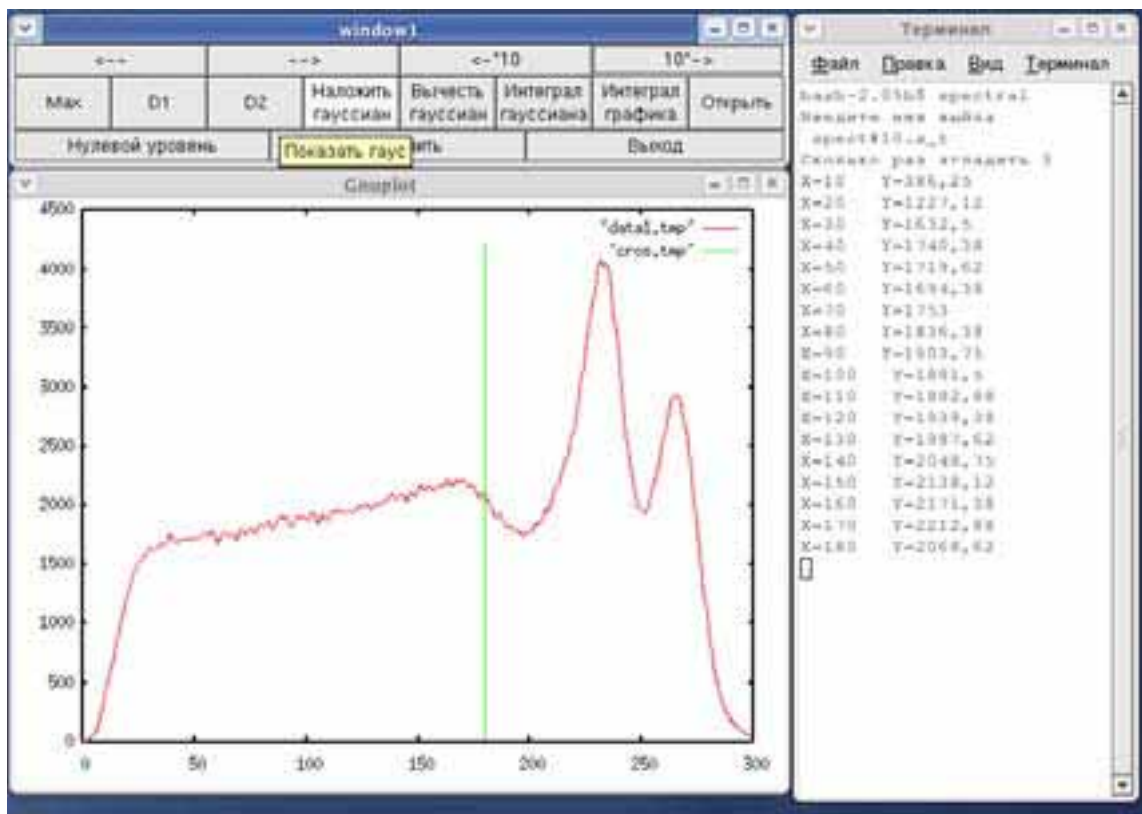


Рис. 7. Графические окна программы `pestra`

в) В окне « `in` » находятся кнопки управления, в окне « `plot` » отображается спектр и все манипуляции над ним, в окне «терминал» отображаются значения номера канала « `X` » и число событий в канале « `Y` » в точке нахождения маркера. Маркер перемещается кнопками в верхнем ряду окна « `in` », с помощью маркера задаются все необходимые для обработки спектра параметры.

Можно начинать обработку пиков, начиная с крайнего правого (соответствующего наибольшей энергии). Пик обрабатывается путём наложения на него гауссиана. Для наложения на пик гауссиана необходимо выполнить последовательно следующие пункты.

- а) Задать нулевой уровень (уровень фона) (кнопка «нулевой уровень»); для этого установить маркер на тот канал, в котором число отсчётов совпадает с фоном;
- б) Задать точку максимума пика (кнопка « `max` »). В окне терминала отобразится строка «<< `max` =номер канала максимума, `count` =число событий в максимуме» (рис. 8).

Задать точки полувысот (кнопки «D1» и «D2»). В окне терминала отобразится строчка «D1= » или «D2=число каналов от канала с максимальным значением» (рис. 7). Все задаваемые выше точки определяются положением маркера.

г) Наложить гауссиан (кнопка «Наложить гауссиан»). В окне `plot` появится зелёная линия гауссиана (рис. 8). Для отмены наложения достаточно переместить курсор и повторить пункты а), б). и в), откорректировав вводимые величины.

д) вычислить площадь под гауссианом (кнопка «Интеграл гауссиана») потом вычислить площадь под графиком (кнопка «Интеграл графика»). Площадь под графиком вычисляется уже за вычетом площади гауссиана. В окне терминала отобразятся соответствующие значения площадей.

ПРИМЕЧАНИЕ При наличии в спектре двух или более пиков пики обрабатываются в направлении справа налево т. е. начиная с пика с максимальной энергией. Значения координат максимума полувысот а также площади под гауссианом и графиком в дальнейшем понадобятся для расчётов и должны быть записаны.

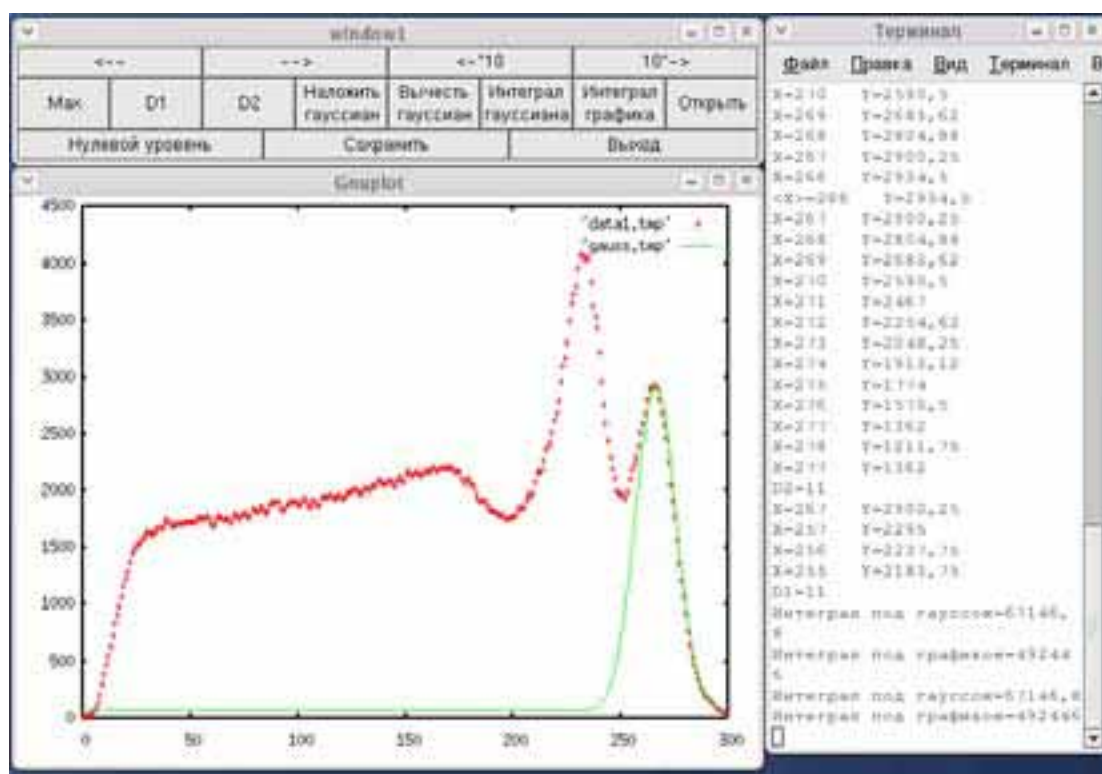


Рис. . Обработка пика

Вычесть из спектра обработанный пик, для этого выполнить пункты.

а) Вычесть гауссиан (кнопка «вычесть гауссиан»). На рабочем столе появится новое окно `plot` (рис. 9).

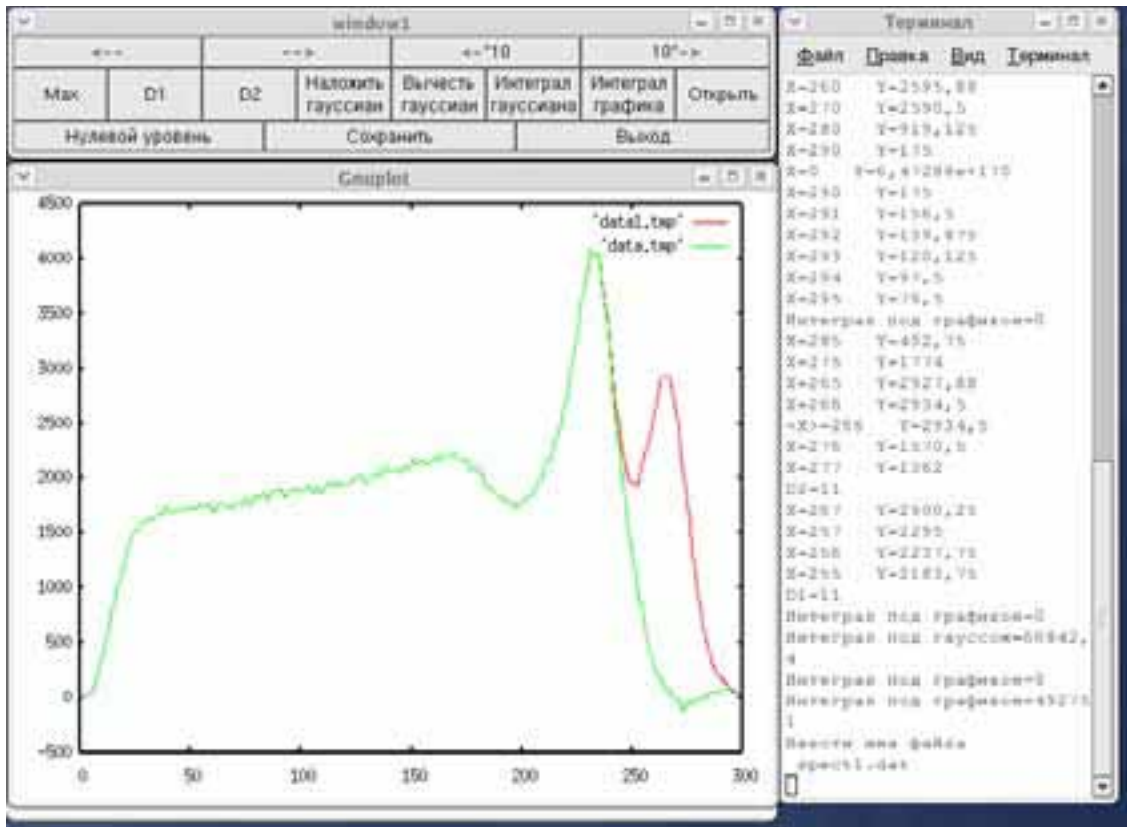


Рис. . Вычитание гауссиана

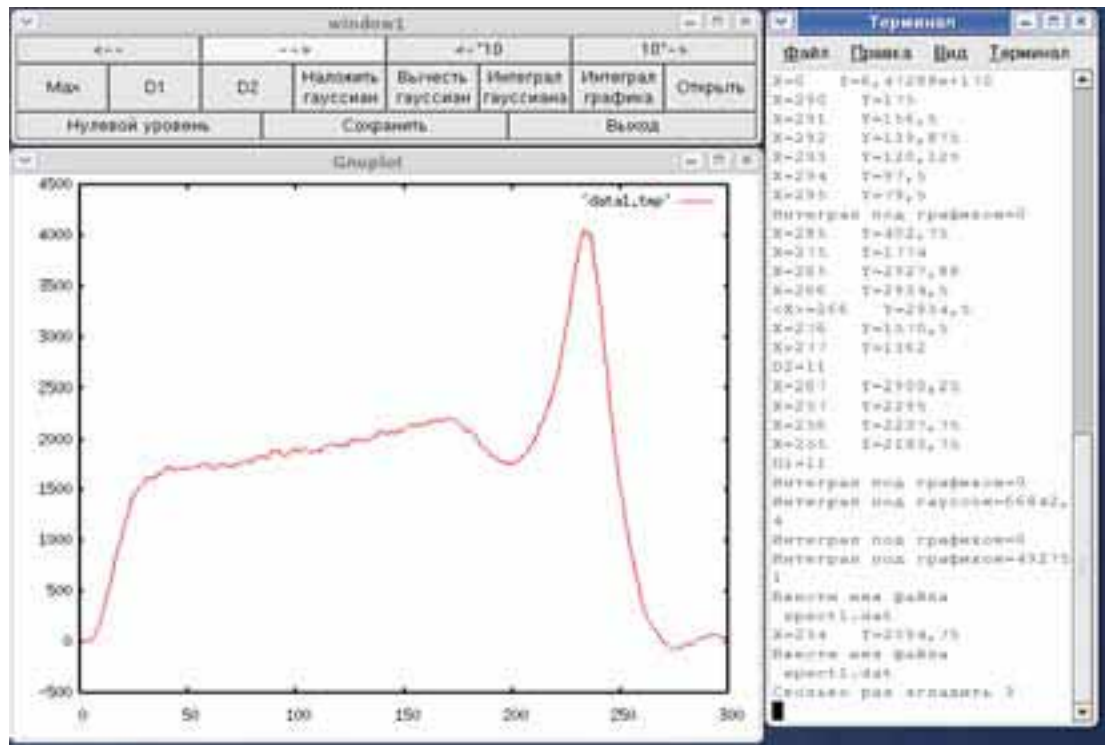


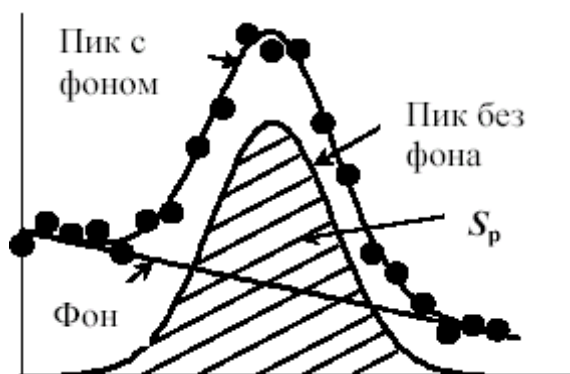
Рис. 10. Спектр с вычтенным гауссианом

- б) Сохранить спектр с вычтенным гауссианом (кнопка «Сохранить»). В окне терминала необходимо ввести имя сохраняемого файла, например `pe t1. at`.
- в) Открыть сохранённый спектр с вычтенным гауссианом (кнопка «Открыть»). В окне терминала необходимо ввести имя файла и кратность сглаживания (теперь нужно задать минимальное значение – 1) На рабочем столе откроется новое окно (рис. 10).
- б. Обработать оставшиеся пики в такой же последовательности, что и изложенная выше.

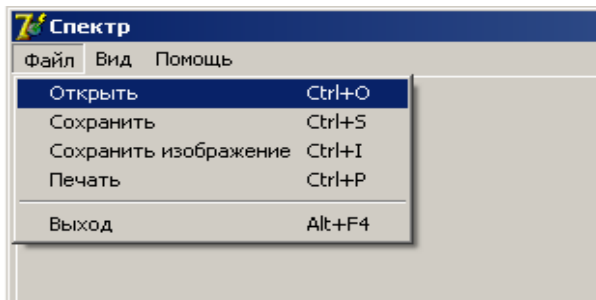
11. Программа

Алгоритм работы программы в принципе такой же, как и программы . Различие этих двух программ заключается в следующем:

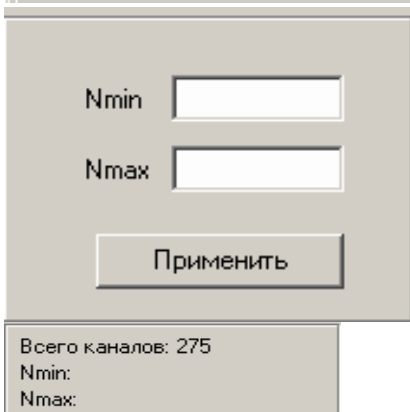
- работает под управлением **2000**, в среде .
- , в отличии от , имеет непрерывную ось «номер канала» в аппаратурном спектре. Номер канала может задаваться дробным числом. Это позволяет более точно подбирать параметры гауссиана для описания пика полного поглощения.
- В предполагается, что амплитудное распределение представлено пиком гауссовой формы на «фоне», линейном в окрестностях пика (см. рисунок ниже), в отличие от , где фон задаётся в виде пьедестала (в данном случае термином «фон» обозначается непрерывное распределение в ближайшей окрестности пика, и его не следует путать с сопутствующим γ -излучением, не связанным с исследуемым источником). Начало и конец линии фона задаётся положением маркера.



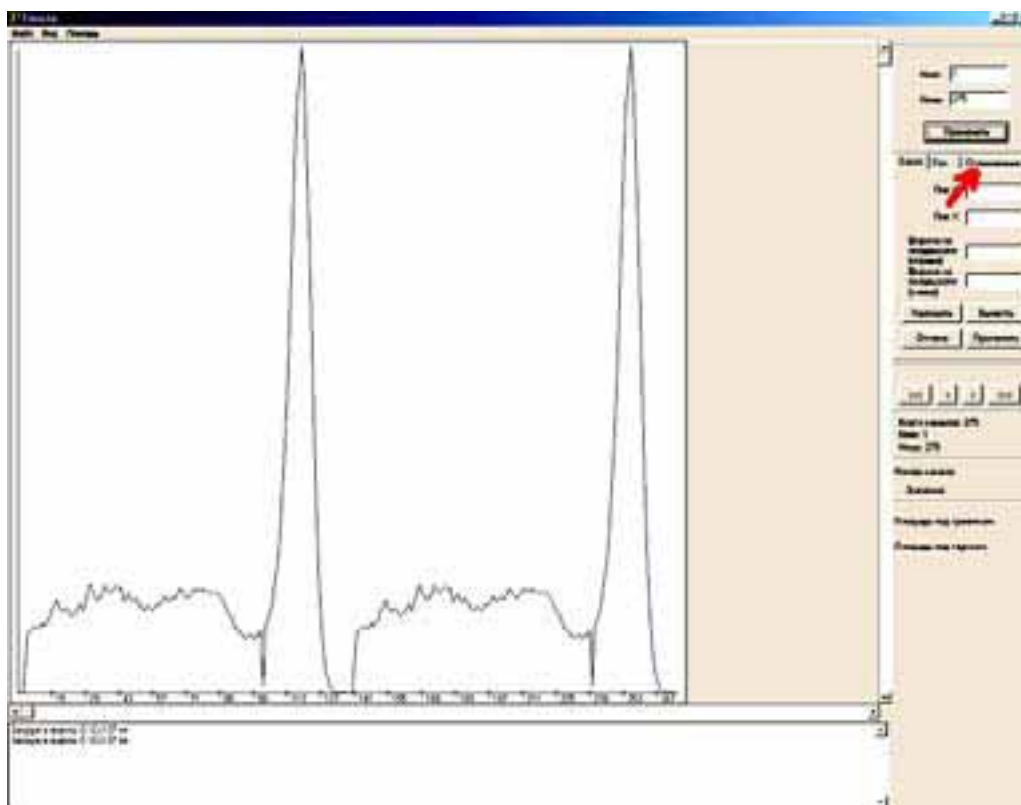
Файлы данных для обработки программой необходимо сохранять а папке **1**.



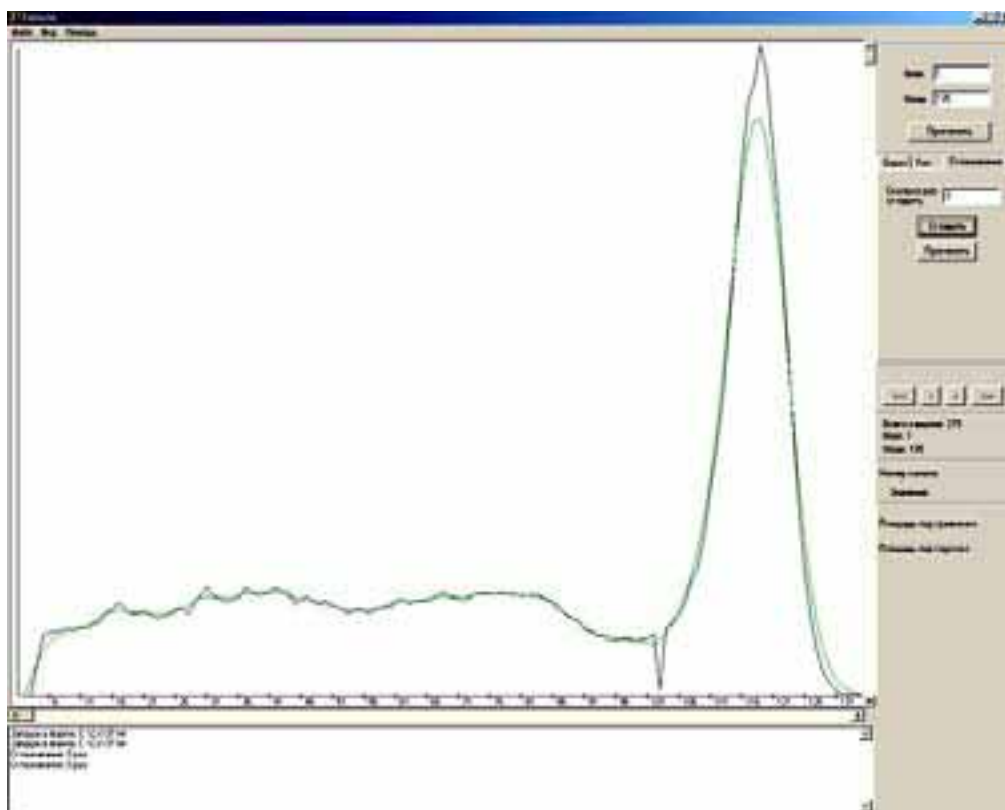
1. Открытие файла с данными.
Путь: «Файл»—«Открыть».
В папке **1** двойным щелчком указать нужный файл.



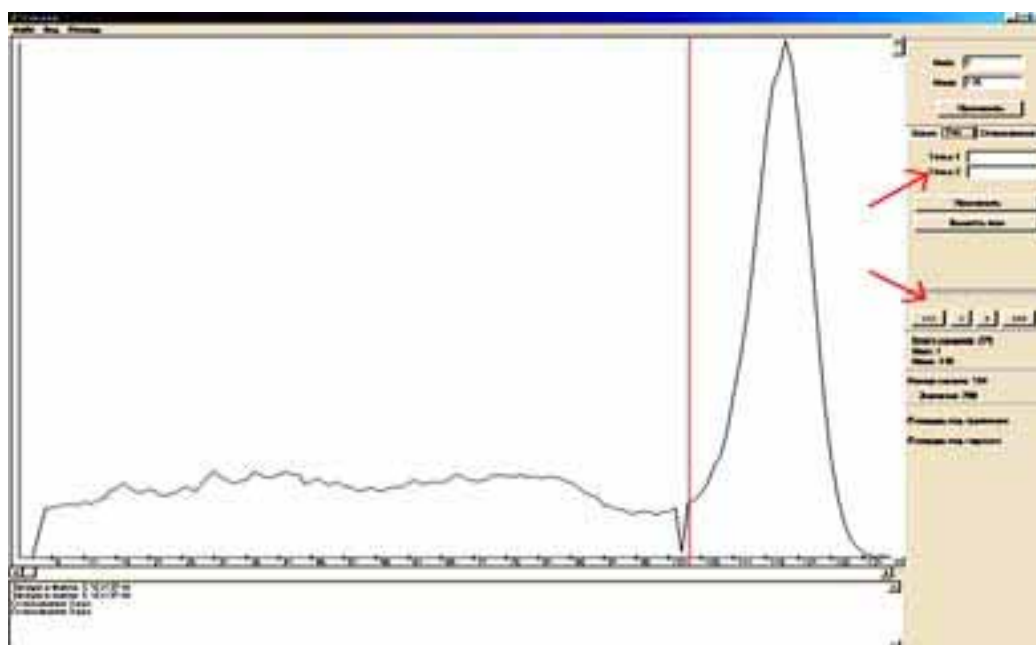
В этом окне задать максимальное и минимальное значение номера канала. Необходимо указывать столько каналов, сколько их содержится в файле данных. (Общее количество каналов указывается в маленьком окошке внизу.) После нажатия **Применить** спектр появится на экране.



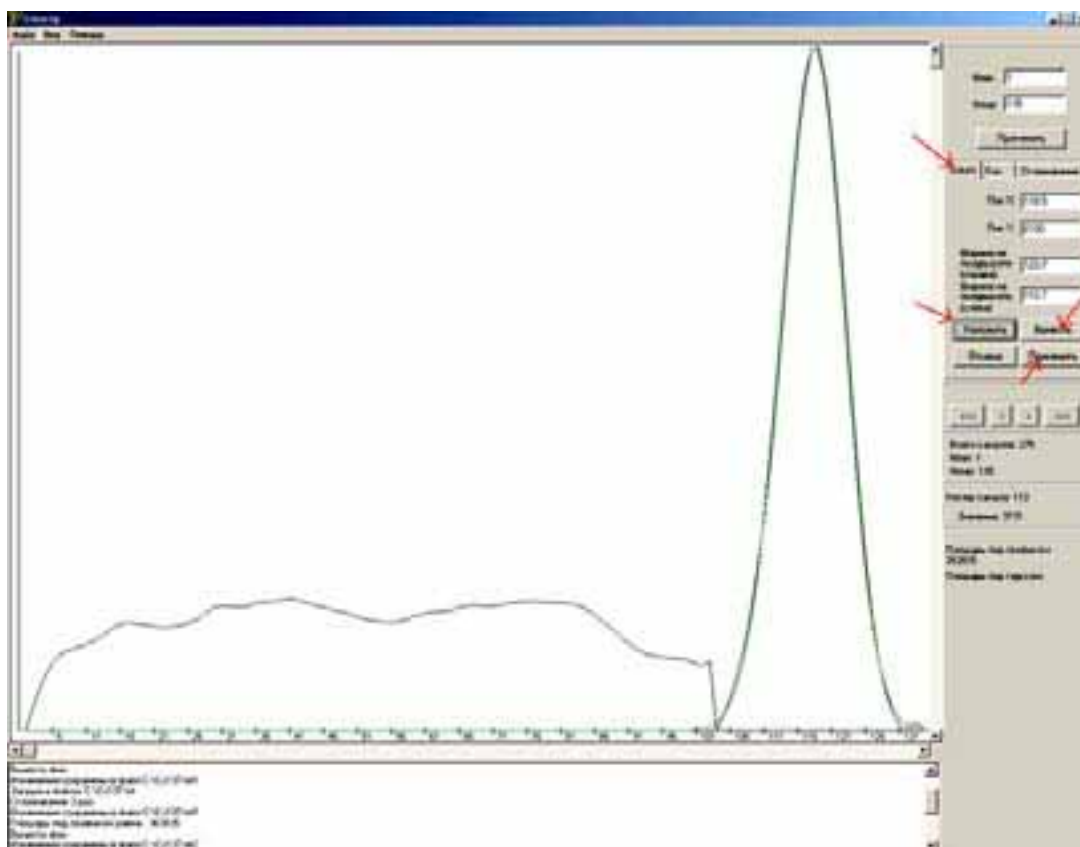
2. Далее необходимо перейти к закладке **Сглаживание**. Указать количество «сглаживаний», затем нажать кнопку «сгладить» и если удовлетворены результатами нажать кнопку «применить». На рисунке внизу показан сглаженный спектр после нажатия «сгладить». После нажатия «применить» исходный не сглаженный спектр исчезает с экрана.



3. Вычитание фона под пиком. С помощью мыши или кнопок перемотки задать значения фона справа и слева от рассчитываемого пика, указав соответствующие значения номеров каналов для «Точка 1» слева и «Точка 2» справа. Затем нажать «применить» и «вычесть фон», в противном случае нажать «отмена».



4. Следующий шаг – подбор параметров гауссиана для описания пика. Для этого в закладке «а» в строке «х» указать номер канала вершины пика, а в строке «у» – число событий в этом канале, номера каналов полувысоты пика справа и слева. Если после нажатия «наложить» и «вычисть» результат удовлетворяет, гауссиан хорошо описывает пик, то нажать «применить». На следующем рисунке гауссиан наложен на пик после вычитания фона. Указываемые номера каналов могут быть дробными числами, а указываемое число событий в канале может не совпадать с имеющимся в спектре на экране.



5. После расчета Гауссиана можно перейти к расчету следующего пика, указав новые значения min и max , т. е. на экран можно вывести не весь спектр, а только нужный участок. Поскольку обработка спектров начинается с пиков с максимальной энергией, для обработки первого пика необходимо выводить весь спектр, т. е. указывать столько каналов, сколько их содержится в файле данных. В противном случае программа укажет на ошибку и потребует повторить ввод min и max .

Все действия со спектром и их результаты фиксируются в протоколе в левом нижнем углу окна программы. Все промежуточные распределения автоматически сохраняются.

12. Программа

Программа предназначена для вычисления зависимости фактора накопления фотонного излучения от толщины поглотителя по измеренным экспериментально кривым пропускания в узкой и широкой геометриях. Для запуска программы необходимо в папке « a t » открыть файл « a t ».

После запуска программы открывается окно, показанное на рис. 11.

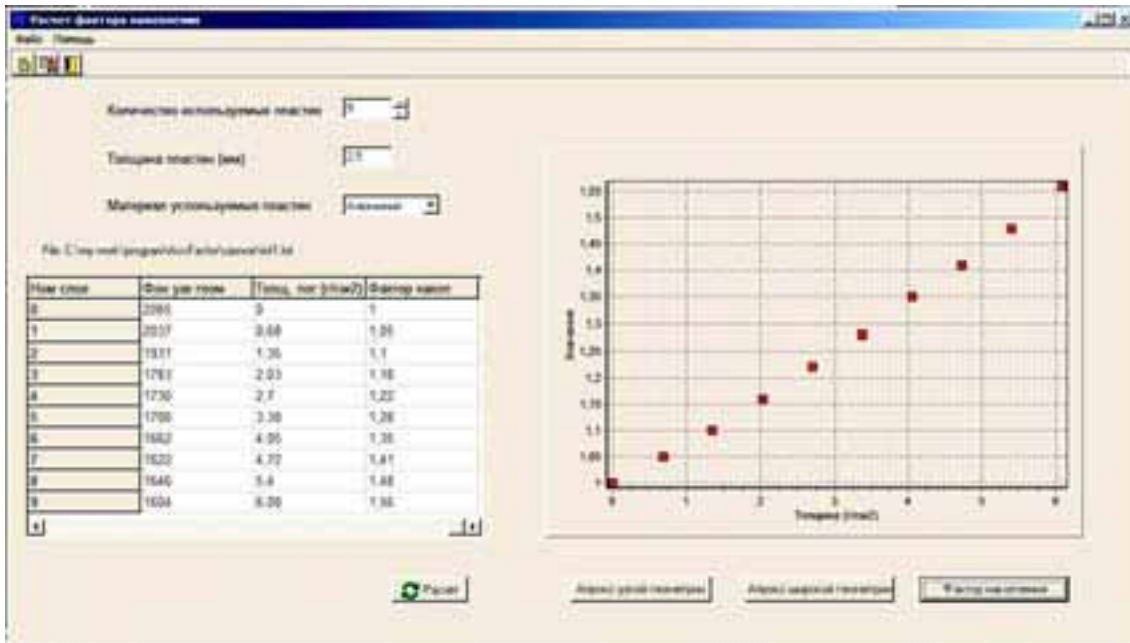


Рис. 11. Окно программы расчёта фактора накопления по кривым пропускания

Вначале необходимо ввести исходные данные для расчёта: количество пластин поглотителя, которое использовалось в эксперименте; толщину пластины в мм (дробная часть вводится через запятую); материал поглотителя. Далее необходимо в таблицу занести результаты эксперимента. В столбцы таблицы «Изм шир геом», «Изм узк геом», «Фон шир геом», «Фон узк геом» вводятся результаты измерений функций пропускания соответственно в широкой и узкой геометриях, фона в широкой и узкой геометриях – n^u , n^y , n_{ϕ}^u , n_{ϕ}^y .

Таблицу можно заполнить и из предварительно созданного файла данных. Файл заполняется в один столбец, в котором последовательно заносятся значения n^u , n^y , n_{ϕ}^u , n_{ϕ}^y вначале при отсутствии поглотителя, затем для одной пластины поглотителя, для двух пластин и т. д. Для заполнения таблицы в меню **Файл** выбрать **Открыть**, пометить файл

и нажать кнопку **Ок**. Также можно воспользоваться быстрой кнопкой в меню быстрых кнопок.

После заполнения таблицы нажатием кнопки **Расчёт** запускается расчёт фактора накопления и в таблицу добавляется ещё два столбца с результатами расчёта: **Толщина пог. г см²** и **фактор накоп.** Расчёт производится по формуле (43, Гл.). При этом экспериментальные кривые пропускания предварительно аппроксимируются с помощью метода наименьших квадратов с учетом весовых коэффициентов для каждой точки, задаваемых статистической погрешностью. В расчёте используются данные аппроксимирующих функций. Посмотреть графический результат аппроксимации можно нажатием кнопок **Аппрокс. узкой геометрии** и **Аппрокс. широкой геометрии**. График зависимости фактора накопления от толщины поглотителя в г/см² выводится на экран нажатием кнопки **Фактор накопления**.

Чтобы сохранить полученные результаты нужно в меню **Файл** выбрать **Сохранить как**, в открывшемся окне указать путь к файлу и нажать **Ок**. Можно воспользоваться и быстрой кнопкой в меню быстрых кнопок.

13. Программа Статистика

Программа предназначена для обработки экспериментальных результатов в заданиях № 1 и № 2.

При запуске программы *tati ti* а появляется окно (рис. 12) с возможностью выбора одного из трех действий:

1. Запустить подпрограмму «Математическая обработка результатов измерений», которая позволяет:
 - определить необходимые времена измерений с заданной точностью скорости счёта при наличии фона по результатам пробных тестов;
 - произвести расчеты, необходимые для оценки правильности работы аппаратуры.
2. Запустить подпрограмму, позволяющую выполнить расчеты, связанные с проверкой законов распределения Пуассона и Гаусса.
3. Выйти из программы.

Запуск той или иной подпрограммы производится нажатием на соответствующую кнопку.

На рис. 13. представлено окно подпрограммы «Математическая обработка результатов измерений». Для выполнения расчетов в программу необходимо ввести значения предварительно оценённой скорости счёта «n», полученной от радиоактивного препарата вместе с фоном и скорость счёта фона «n_ф», оцененную без радиоактивного

препарата при закрытой дверце свинцового домика. Третьим параметром является необходимая точность определения скорости счета в последующих экспериментах (задается преподавателем). После ввода необходимых величин нажатием на кнопку **Выполнить расчет** программа выведет рассчитанные (оптимальные) значения времени измерения скорости счета фона и скорости счета от препарата в присутствии фона.

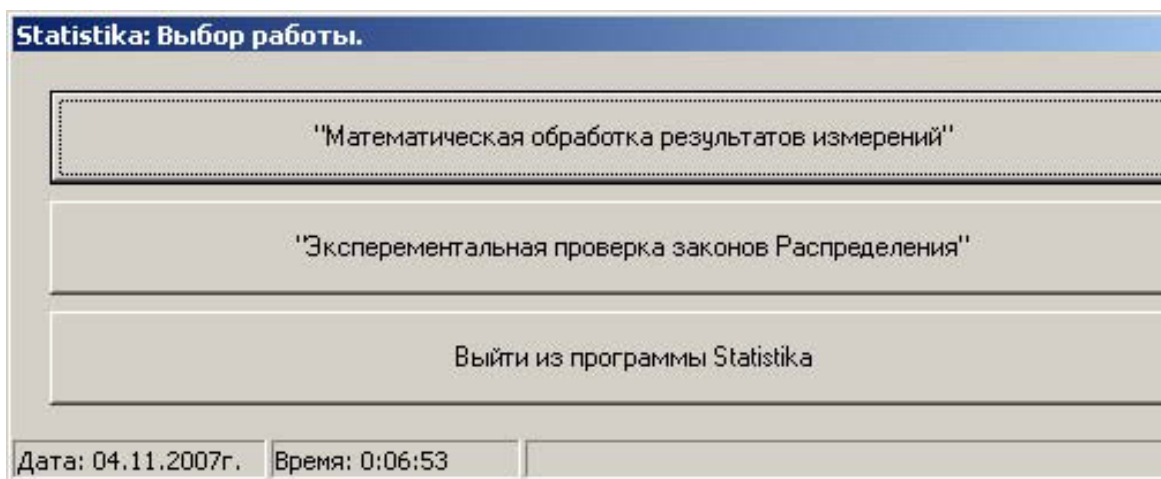


Рис. 12. Главное окно программы *tatistika*

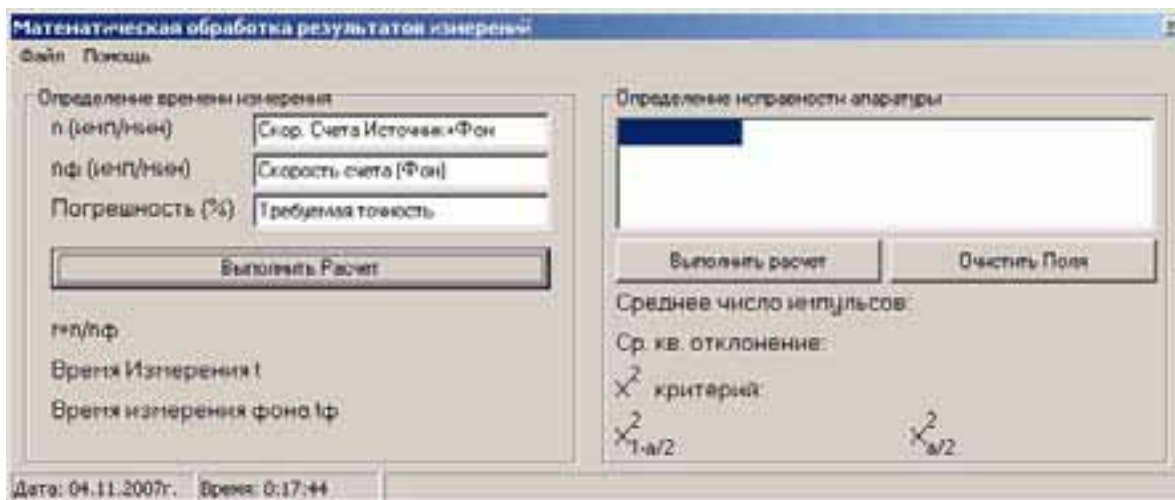


Рис. 13. Окно подпрограммы
Математическая обработка результатов измерений

Для проверки исправности аппаратуры необходимо ввести в программу массив чисел отсчетов за фиксированный промежуток времени. После ввода первого значения при нажатии на клавишу в поле создается следующая ячейка и ввод можно продолжать. После окончания ввода, при нажатии на кнопку **Выполнить расчет** программа вы-

полнит расчет среднего значения $\bar{n} = \sum_{i=1}^m n_i / m$ и среднеквадратичного отклонения $\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^m (\bar{n} - n_i)^2 / (m-1)}$, где n_i – i -й элемент массива, а m – число элементов в массиве. На последней стадии работы программа рассчитывает значение χ^2 -критерия. Если число введенных элементов массива < 31 , то программа произведет поиск границ χ^2 -критерия по базе данных для доверительной вероятности 95%.

Окно подпрограммы исследования законов распределения представлено на рис. 14. В левой верхней части окна расположено поле для ввода массива. Ввод осуществляется построчно. После окончания ввода первой строки нажатием клавиши \rightarrow создается следующая строка, а первую ячейку автоматически записывается событие на единицу больше чем предыдущее. При вводе необходимо соблюдать осторожность, не допуская пропуска пустых ячеек и полностью заполнять последнюю строку.

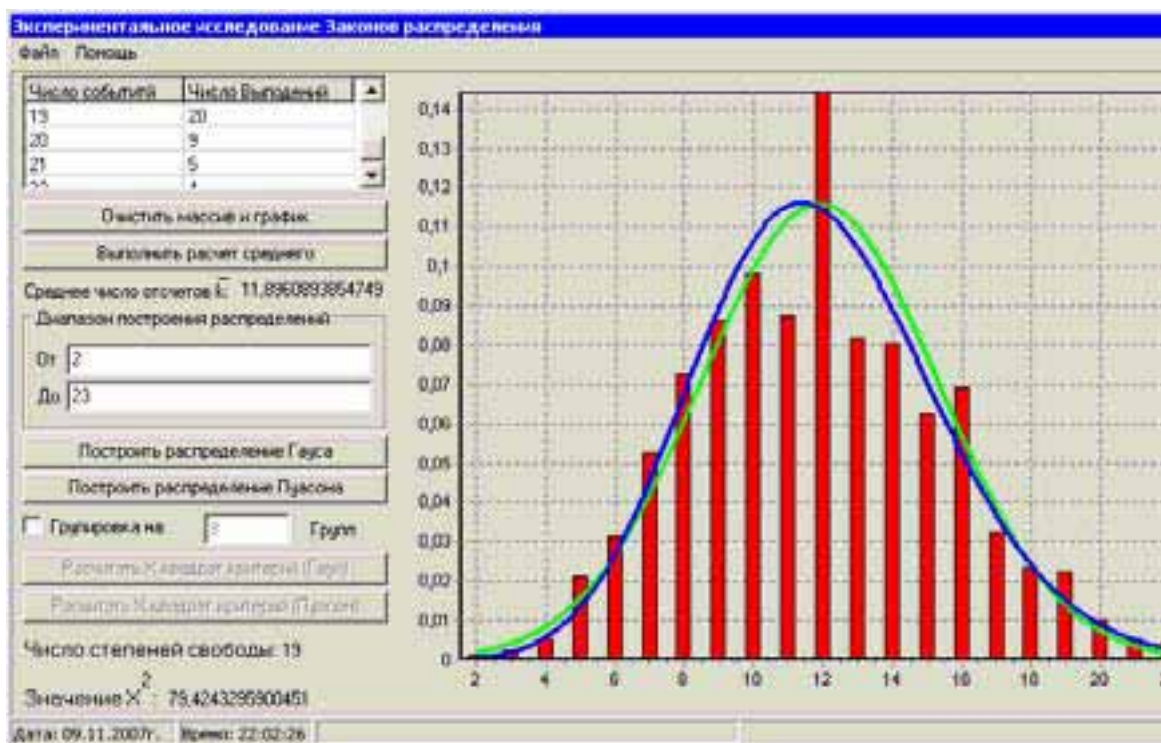


Рис. 1 . Окно подпрограммы для исследования законов распределения

После окончания ввода Нажатием на кнопку **Выполнить расчет среднего** вычисляется среднее число событий и строится гистограмма введенного распределения. Для построения теоретических распределе-

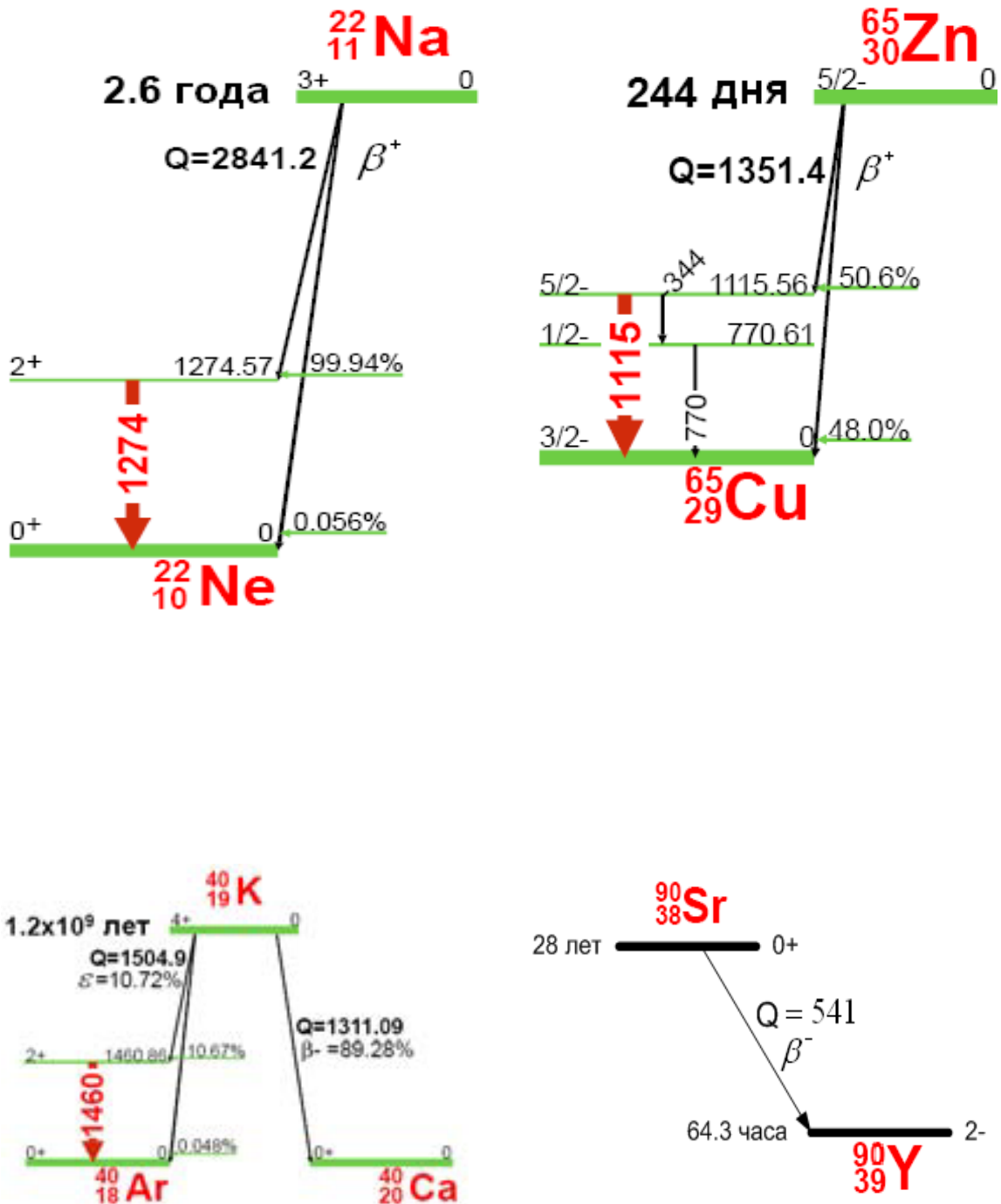
ний в области **Диапазон построения распределений** в полях **От** и **До** необходимо указать область построения распределений. По умолчанию область построения определяется границами введенного массива. После выполнения всех предыдущих операций нажатием на кнопки **Построить распределение Гаусса** и **Построить распределение Пуассона** производится расчет теоретического распределения Гаусса и Пуассона соответственно.

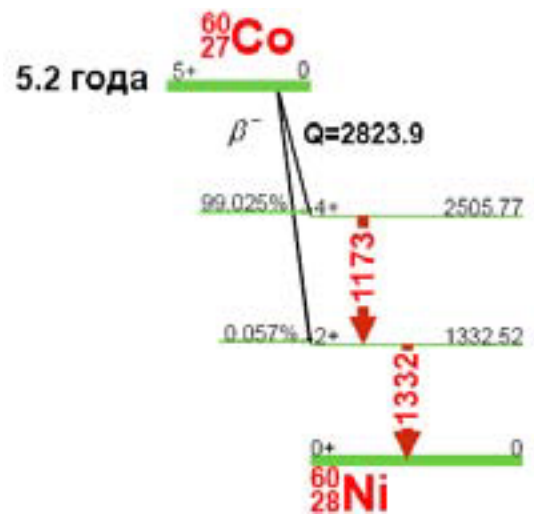
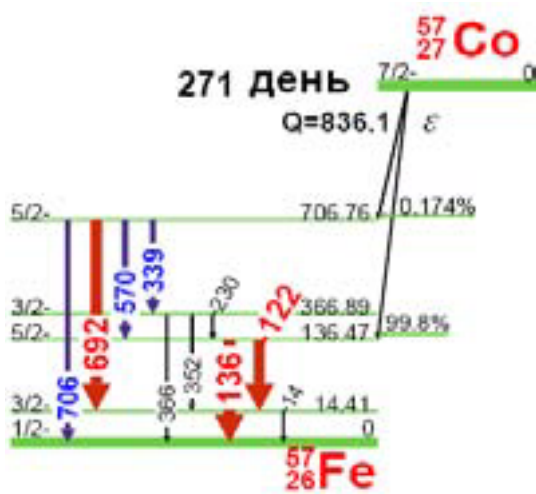
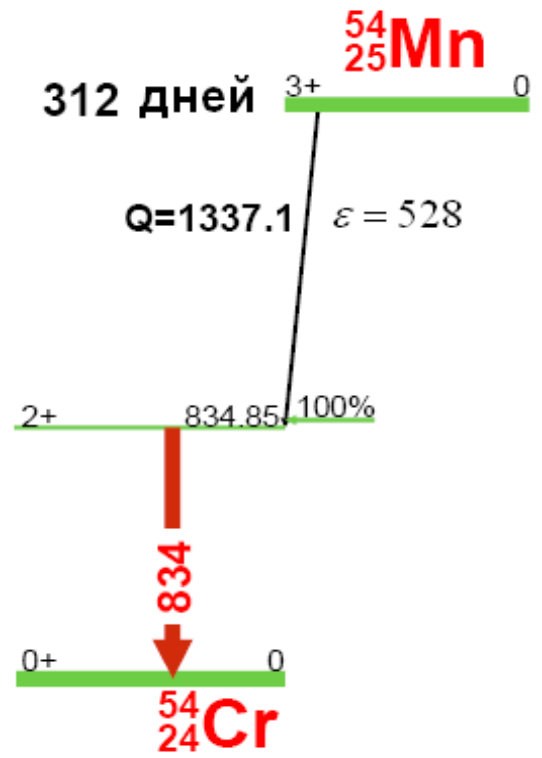
Одновременно с построением графиков теоретического распределения производится расчет χ^2 -критерия и числа степеней свободы и их индикация в соответствующих полях программы.

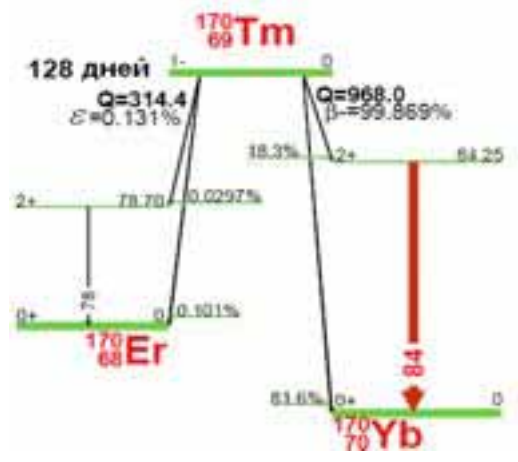
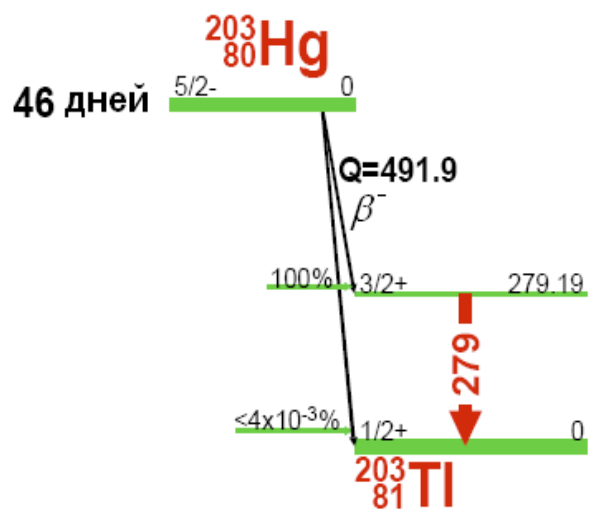
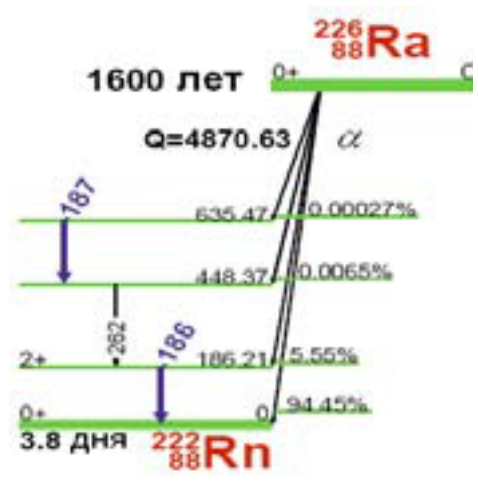
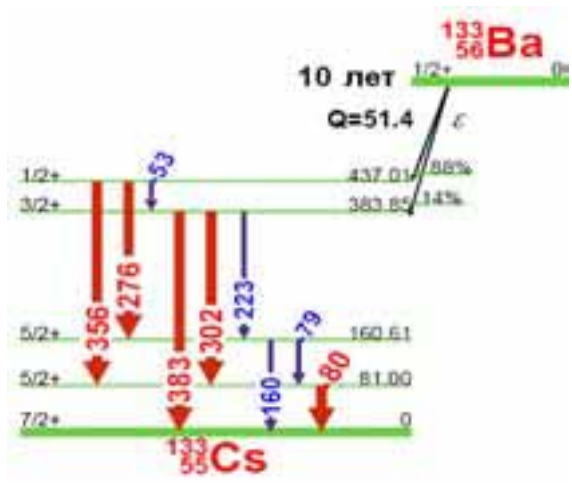
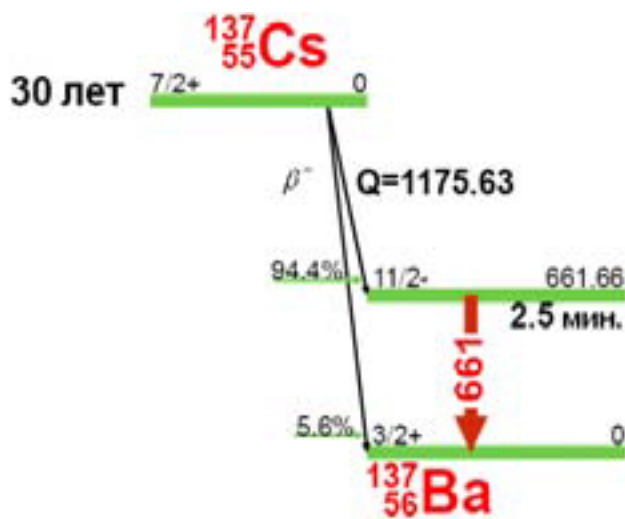
При большем размере выборки (большем количестве степеней свободы) в программе предусмотрена группировка вводимого массива. Для расчетов в режиме группировки необходимо установить галочку в клетке с надписью **Группировка на** и ввести желаемое число групп не меньше 8. После этого необходимо нажать кнопку с надписью «**Рассчитать χ^2 -критерий**» для соответствующего закона распределения, указанного в скобках. Группировка осуществляется после ввода экспериментального массива, затем происходит вычисление составляющих слагаемых критерия и окончательный его подсчет с индикацией числа степеней свободы.

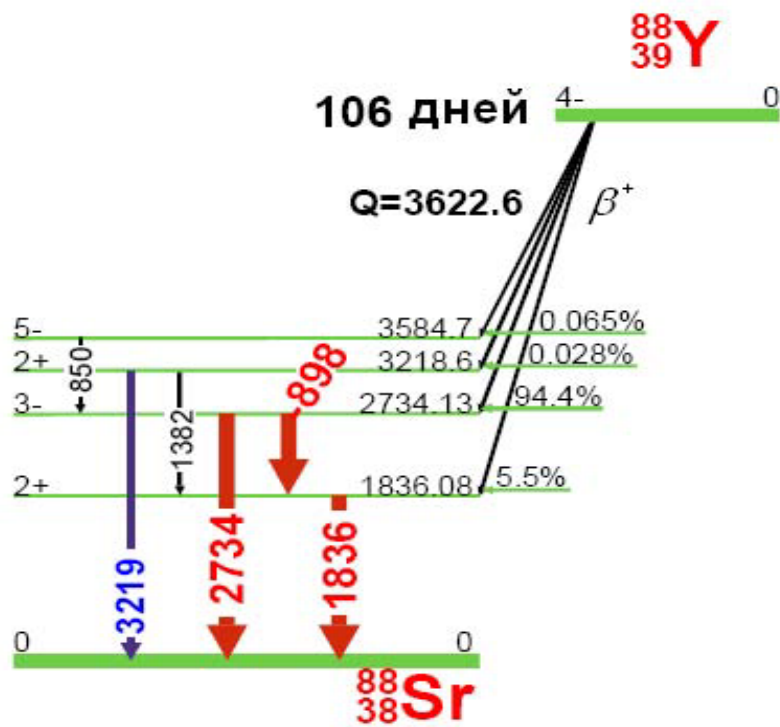
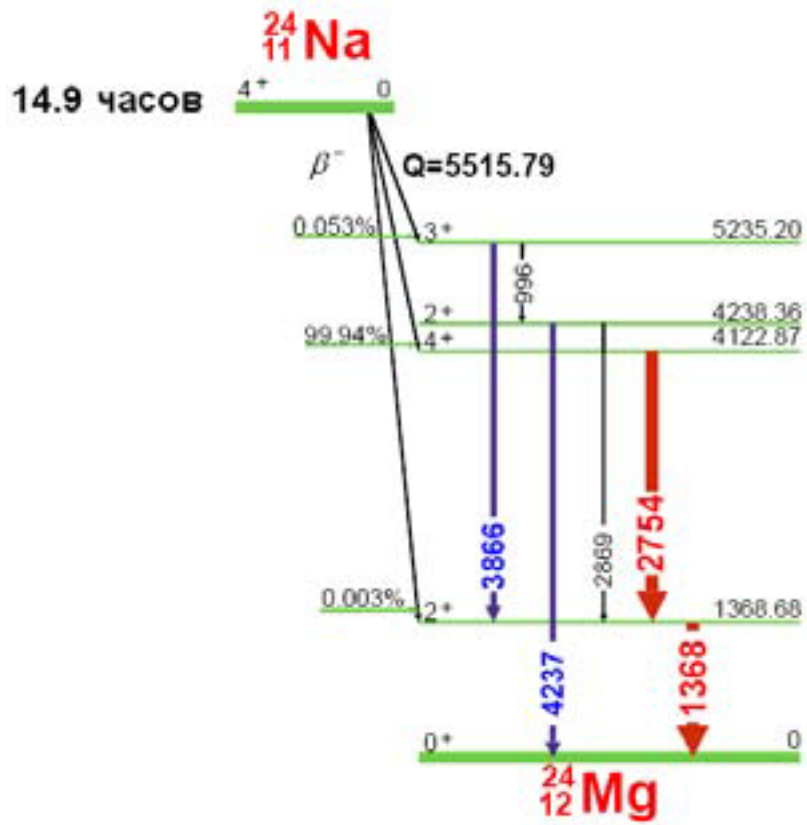
Вначале осуществляется проверка возможности разбивки путем деления числа элементов исходного массива на введенное количество групп (8). Если результат деления окажется <7 , то выводится сообщение о невозможности разбивки и программа завершается. В противном случае выполняется проверка принадлежности результата деления к области целых чисел, и если это так, то результат деления будет являться числом элементов в каждой группе и производится разбивка массива на указанное число групп. После разбивки осуществляется подсчет χ^2 -критерия и его индикация в соответствующем поле окна подпрограммы. Если же проверка на принадлежность к области целых чисел дала отрицательный результат, то программа производит поиск такого числа , вычитание которого из числа элементов первоначального массива приведет к целочисленному делению оставшегося числа элементов на уменьшенное на единицу число групп. Первая группа, состоящая из первых элементов исходного массива, проходит проверку на соответствие требованию наличия в группе не менее семи элементов и в случае, если число элементов ≥ 7 , группа учитывается при расчете χ^2 критерия. В противном случае группа отбрасывается и расчет критерия происходит без ее учета.

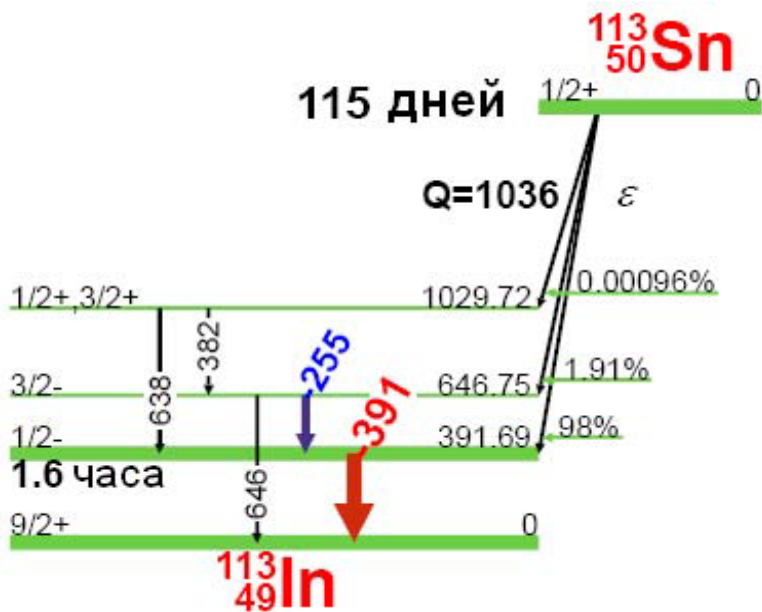
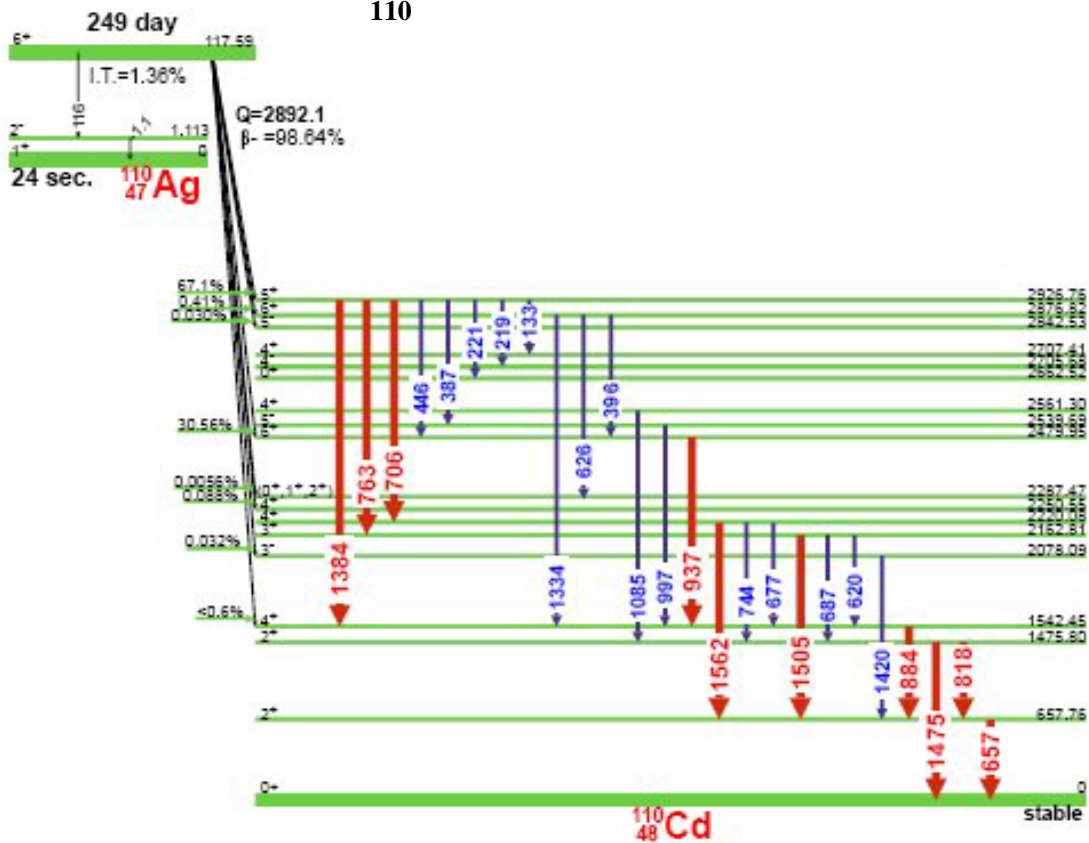
14. Схемы распада радиоактивных ядер

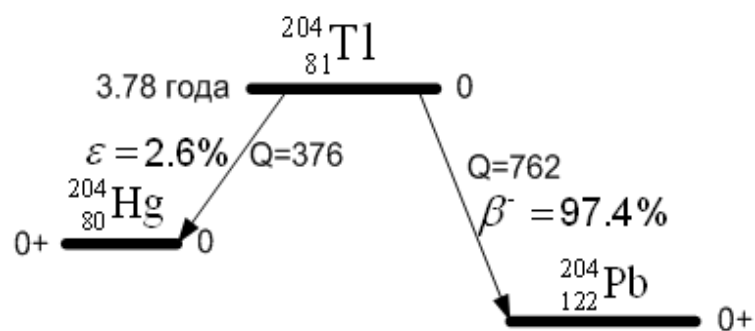
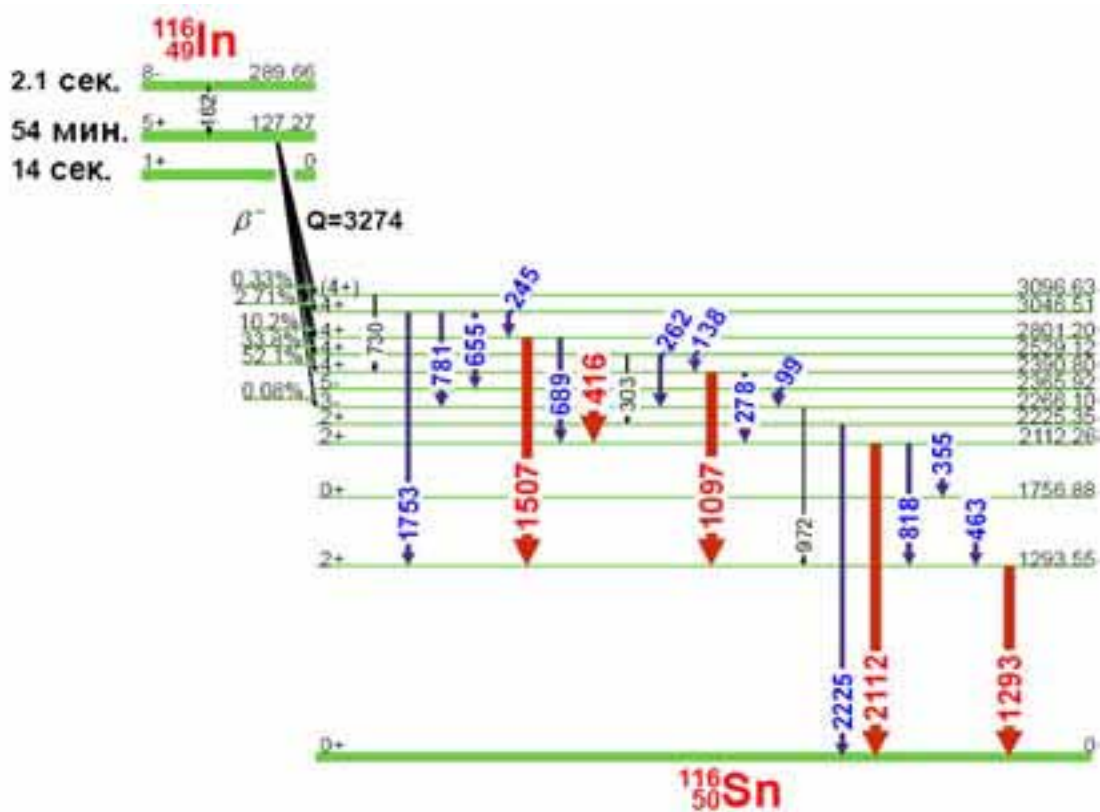
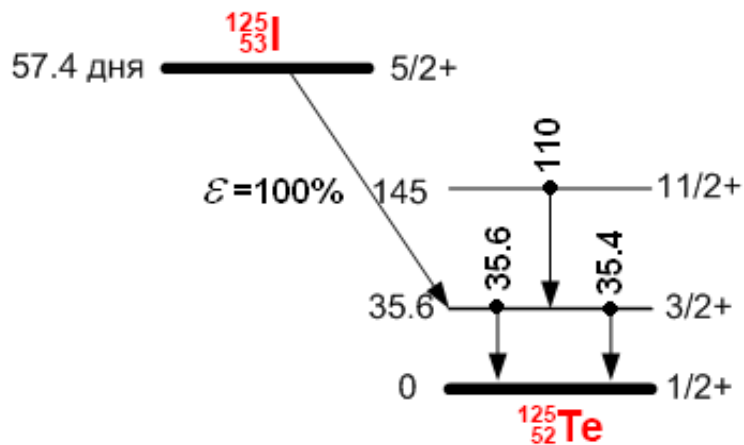


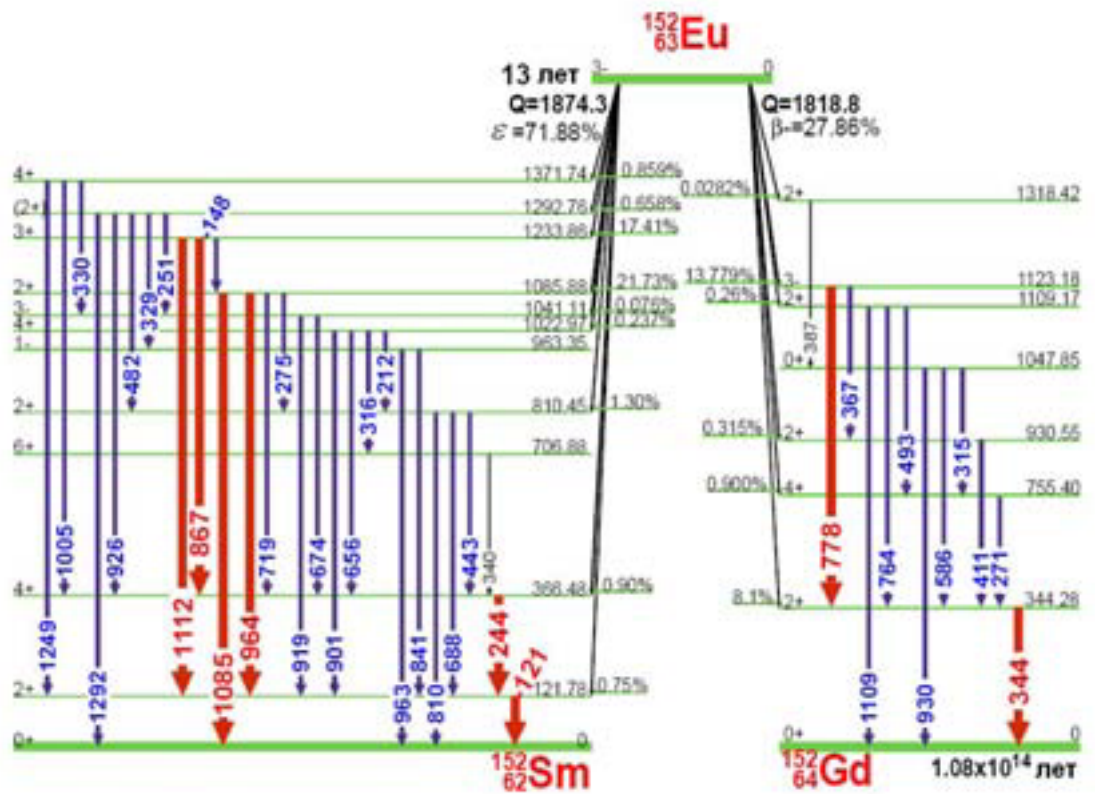
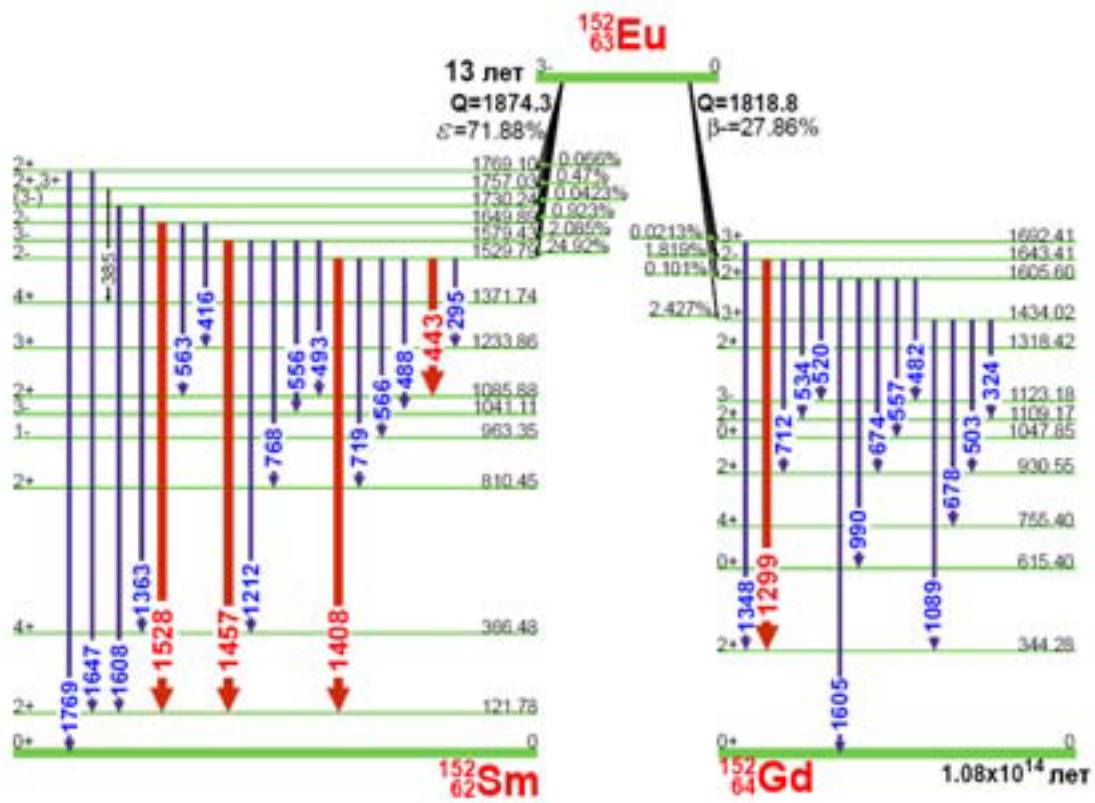


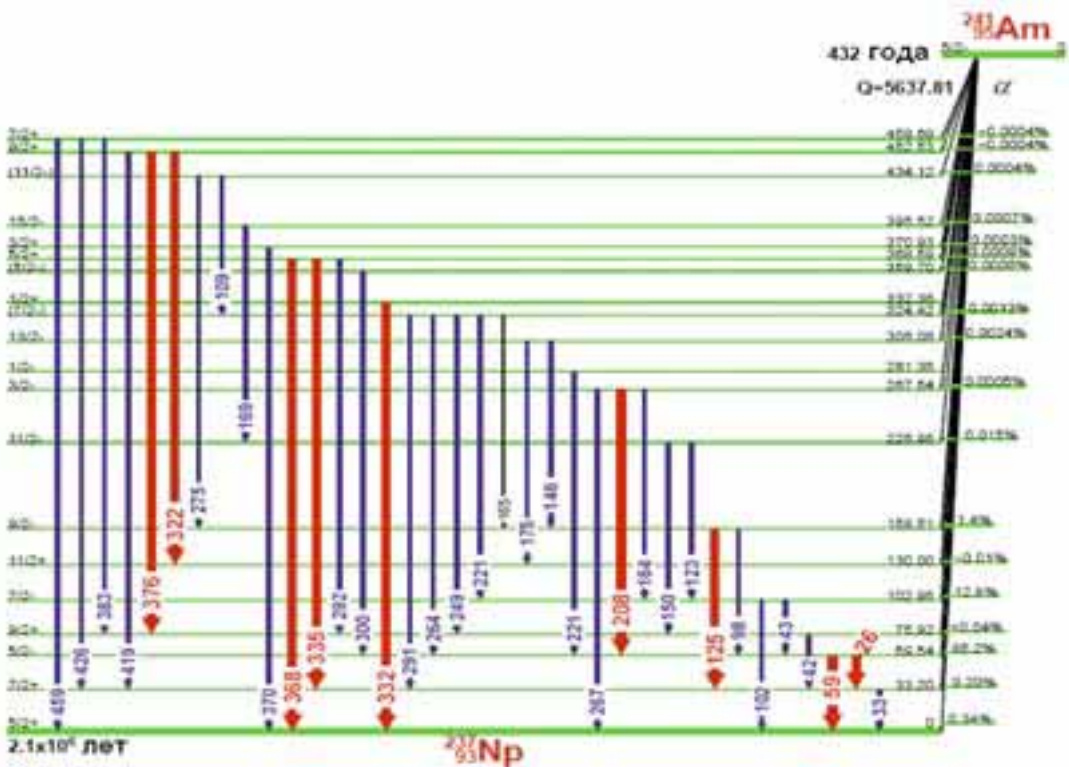
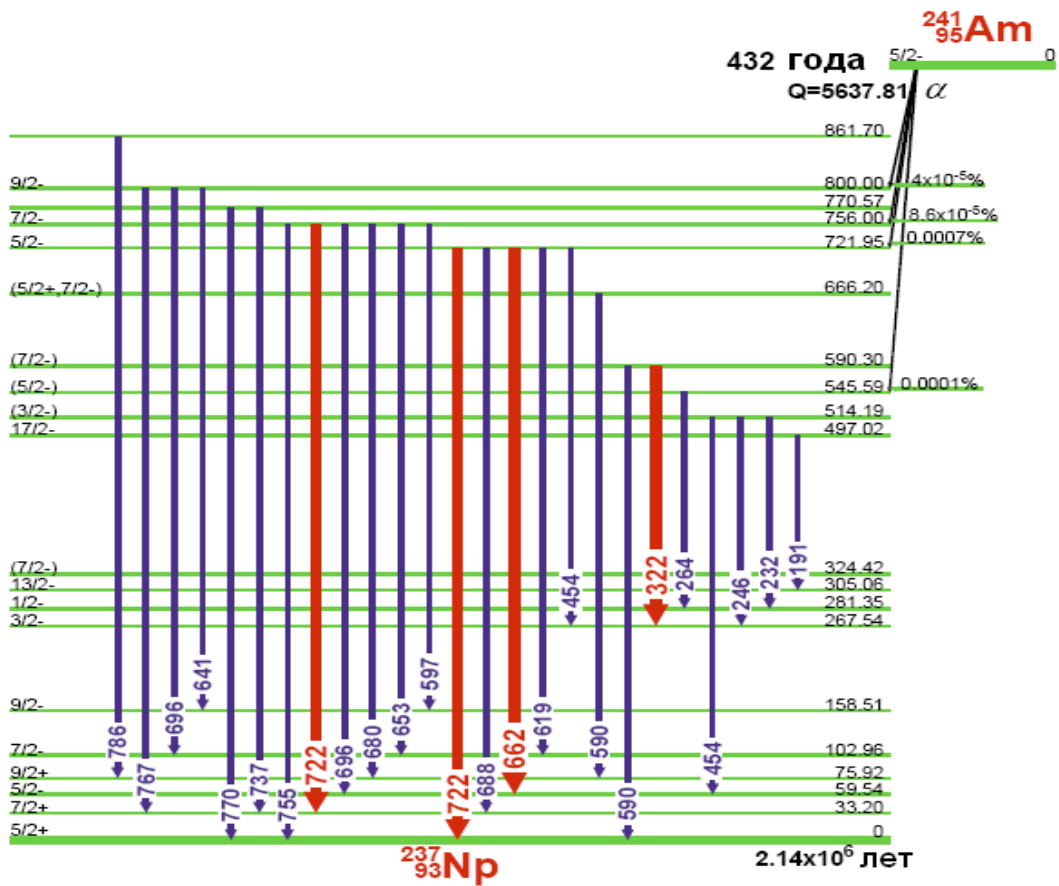


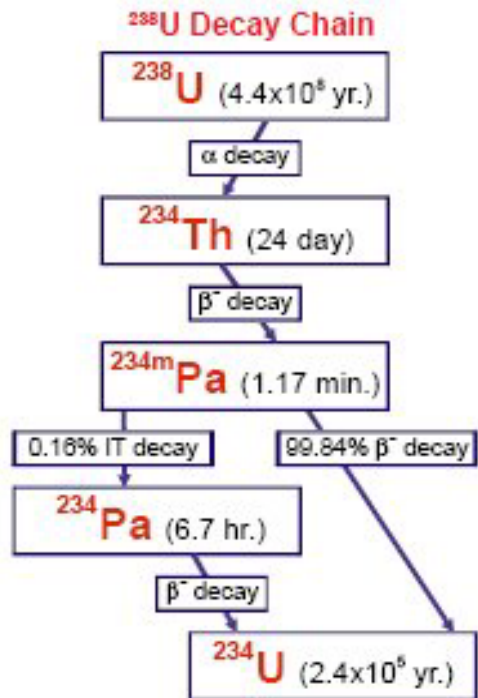
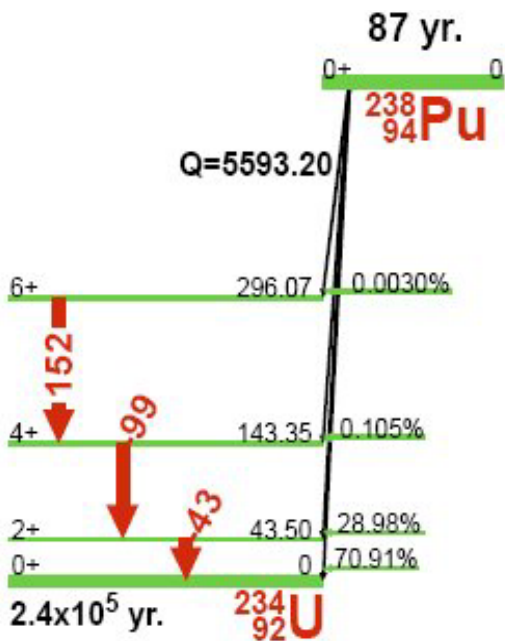
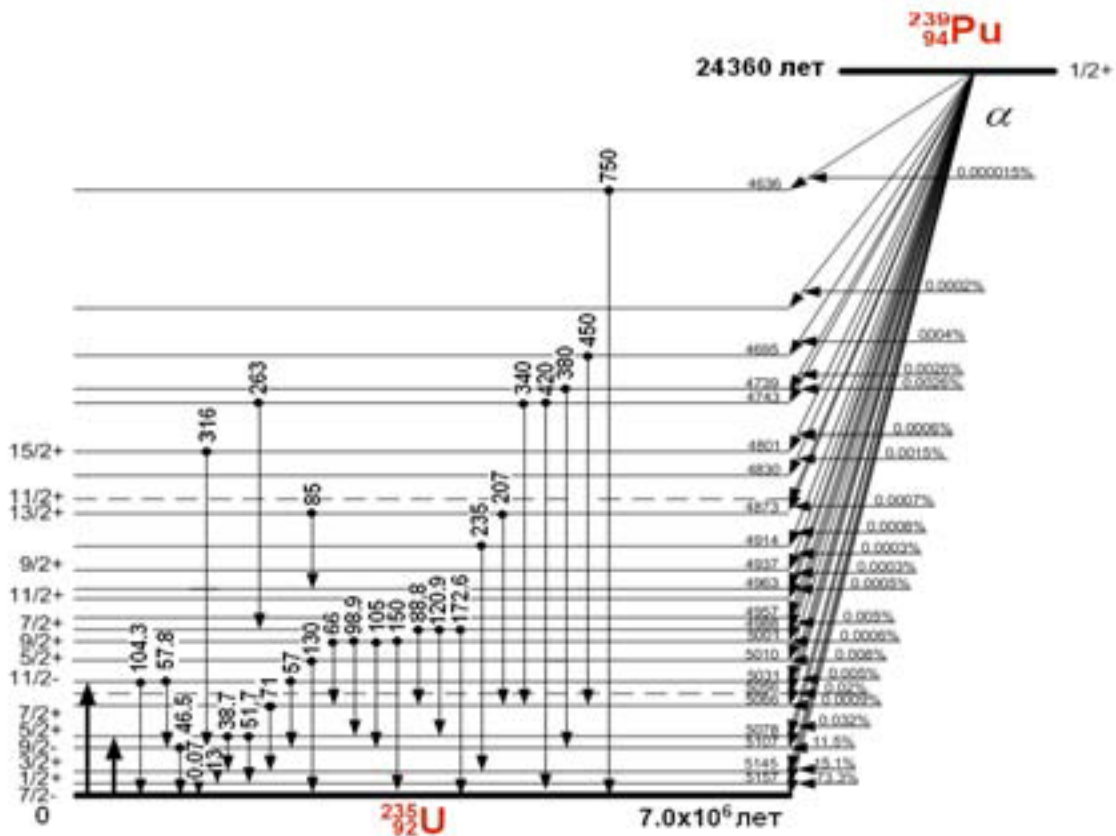












Программа

Запуск программы

Включите . После загрузки операционной системы на экране появится приглашение операционной системы:

Если компьютер не поддерживает текущую дату и время, необходимо задать их командами операционной системы: С ;

Войдите в директорию, в которой находится программа

Запустите драйвер АЦП. Имя драйвера указано в паспорте АЦП, например 2. : 2

Запустите программу:

Рекомендуется указанную последовательность действий включить в файл автозапуска Т . Т. При запуске программы в текущей директории ищутся файлы конфигурации . и . В этих файлах хранятся параметры АЦП, калибровки по энергии и полусирине, параметры обработки и другие параметры.

Меню

Файл Устройство Калибровка Анализ Библиотека Параметры Окно Помощь

В верхней части экрана находится основное меню программы. Вход в меню происходит при нажатии клавиши **10**, выход из меню – при нажатии клавиши . При входе в меню выбранный раздел меню подсвечивается. Для движения по разделам меню используйте клавиши <<← и <→ . Для выбора раздела меню нажмите клавишу < . При этом на экране появится подменю, соответствующее выбранному разделу. В подменю содержится список команд, которые могут быть выполнены нажатием клавиши < . Для движения по подменю используйте клавиши <↑ и <↓ . Некоторые часто используемые команды меню могут быть вызваны нажатием одной функциональной клавиши или одновременным нажатием управляющей клавиши (или) и функциональной клавиши. Эта клавиша указывается рядом с командой. Например, команда **Файл Сохранить** может быть вызвана последовательным вызовом раздела **Файл** из основного меню и раздела **Сохранить** из подменю или просто нажатием клавиши < **5** .

Подсказка

F1 Помощь F2 Сброс F3 Набор F4 Чтение F6 Отчет F9 Обработка F10 Меню

В нижней части экрана появляется подсказка по выбранному разделу меню.

Диалоги

Выбор некоторых разделов меню приводит к появлению на экране окон диалога для ввода данных, таких как имена файлов или параметров обработки. Эти окна состоят из полей ввода. Одно из полей является текущим, оно выделено цветом.

Клавиши

- < или < используются для движения по полям,
- < – для завершения ввода,
- < – для отмены исправлений.

Окна диалога могут включать в себя несколько типов полей ввода. Поле ввода позволяет вводить текстовые или числовые параметры. При выборе этого поля в нем появляется мерцающий курсор, который показывает текущее положение для ввода символа. Поле-переключатель используется для задания параметров типа «включен/выключен» и изображается в виде пустой прямоугольной рамки (параметр выключен) или с \cup внутри (параметр включен). Для переключения параметра нажмите клавишу <Пробел или левую кнопки мыши. Поле-выбор используется для задания параметра из некоторого списка. Эти поля располагаются группами и изображаются в виде кружков \circ (поле не выбрано) или \ominus (поле выбрано). Для выбора параметра выберите необходимое поле из группы и нажмите клавишу <Пробел или левую кнопки мыши.

Окна

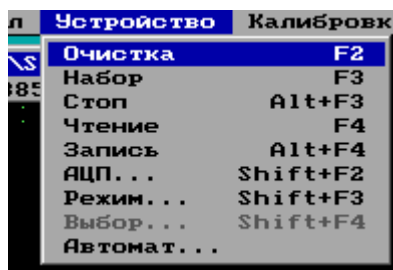
Во время работы программы на экране могут присутствовать несколько окон, в которых отображается спектр и результаты обработки этого спектра. Одно из окон является активным (оно имеет выделенный цветом заголовок), нажатия клавиш приводят к действиям в этом окне. Всегда присутствует окно со спектром. В нем возможны следующие действия:

- <← маркер на один канал влево
- <→ маркер на один канал вправо
- < **стрелка** быстрое движение маркера
- < маркер в крайний левый канал на экране
- < маркер в крайний правый канал на экране
- < маркер в центр
- < растяжение спектра по оси
- <- сжатие спектра по оси
- < показать весь спектр
- < спектр в поточечном виде
- < спектр в виде гистограммы
- < пики в виде гистограммы
- < реальный масштаб по оси

- < показать предыдущую страницу спектра
- < показать следующую страницу спектра
- <↓ уменьшение масштаба по оси
- <↑ увеличение масштаба по оси
- < вкл/выкл автоматического масштаба по оси
- < вкл/выкл логарифмического масштаба по оси
- < переместить маркер в следующий пик
- < переместить маркер в предыдущий пик
- < удаление пика, в котором находится маркер
- < разметка границ пика

Управление анализатором

Подменю Устройство



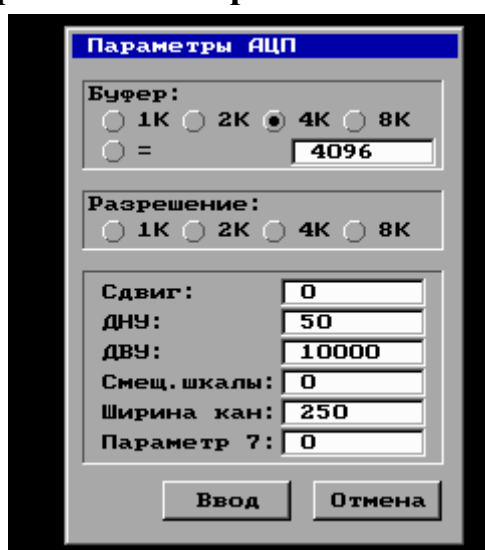
Раздел меню **Устройство** позволяет управлять процессом накопления спектра. Этот раздел будет отсутствовать, если не загружен драйвер АЦП. При загруженном драйвере в нижней части экрана будет открыто окно для индикации состояния АЦП. В этом окне отображаются имя драйвера, номер текущего АЦП (если драйвер поддерживает несколько АЦП), номер текущей секции (если буфер АЦП разбит на секции) и информация о наборе.

Выбор устройства

Если используется несколько АЦП и/или буфер АЦП разбит на секции, то необходимо выбрать АЦП (секцию) для дальнейшей работы. Для этого выполните команду **Устройство Выбор** или нажмите комбинацию клавиш < 4 и введите в появившемся диалоговом окне номер АЦП и/или секции. Указанные АЦП и секция становятся текущими и все последующие команды работы с устройством будут относиться к ним.

Задание параметров АЦП

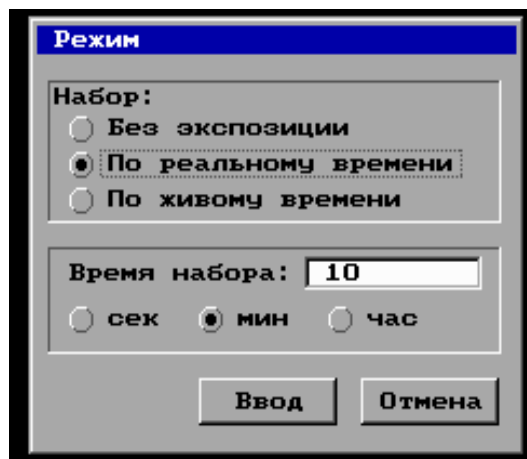
Параметры АЦП задаются с помощью команды **Устройство АЦП** или комбинацией клавиш < 2. По этой команде откроется диалоговое окно со списком параметров АЦП. Список



параметров зависит от вида используемого АЦП, а для некоторых АЦП может совсем отсутствовать. Введенные параметры сохраняются в файле конфигурации при выходе из программы и восстанавливаются при последующих запусках программы.

Установка режима измерения

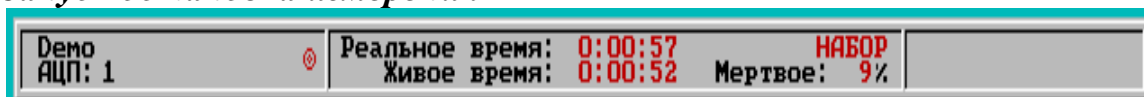
По команде **Устройство Режим** или комбинации клавиш < **3** откроется диалоговое окно для задания режима измерения. В этом окне необходимо задать вид измерения: без ограничений по времени, по реальному времени или по живому времени. Для двух последних необходимо также установить время измерения в секундах. Режим измерения сохраняется в файле конфигурации при выходе из программы и восстанавливается при следующих запусках программы.



Очистка буфера

По команде **Устройство Очистка** или клавише < **2** будет очищен буфер текущего АЦП, при этом очищаются все секции этого АЦП. Перед очисткой буфера программа запросит подтверждение.

Запуск/остановка измерения



Запуск измерения в текущем АЦП происходит по команде **Устройство Старт** или по клавише < **3** . В окне состояния АЦП появится сообщение **НАБОР**, и будет индицироваться живое и реальное время набора. Если АЦП позволяет измерять загрузку, то также будет отображаться процент мертвого времени. Остановка измерения произойдет по истечении заданного времени, при этом сообщение **НАБОР** исчезнет и будет показано суммарное мертвое время. Измерение можно остановить и до истечения времени командой **Устройство Стоп** или комбинацией клавиш < **3** .

Чтение записи спектра

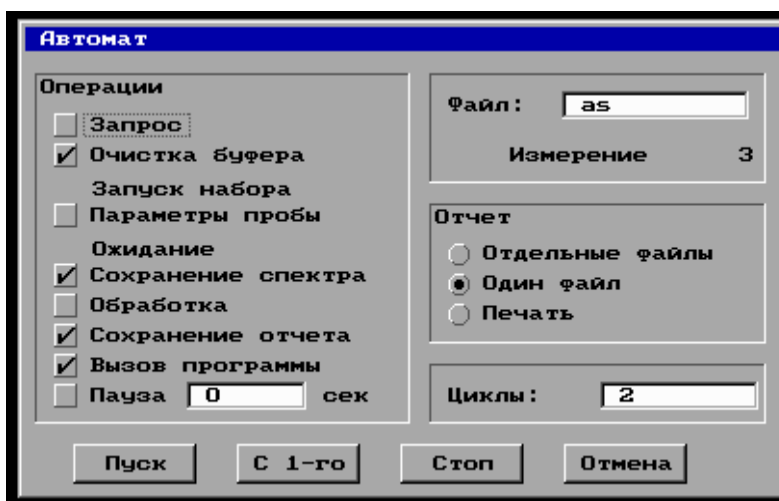
Для чтения спектра из буфера АЦП выполните команду **Устройство Чтение** или нажмите клавишу < **4** . Прочитанный спектр ото-

бражается в окне спектра. Спектр получает калибровочные параметры, которые были ранее установлены для этого АЦП.

По команде **Устройство Запись** или при нажатии клавиш < **4** данные из области спектра пересылаются в выбранную секцию буфера АЦП.

Режим Автомат

По команде меню **Устройство Автомат** задаются параметры для циклического выполнения выбранной группы действий (операций). В пункте <**Файл** задаются начальные символы имен файлов для сохранения спектров и отчетов. При сохранении файлов спектров и отчетов (при условии выбора этих операций) к имени файла добавляется порядковый номер цикла. В пункте <**Циклы** задается количество циклов выполнения выбранных операций.



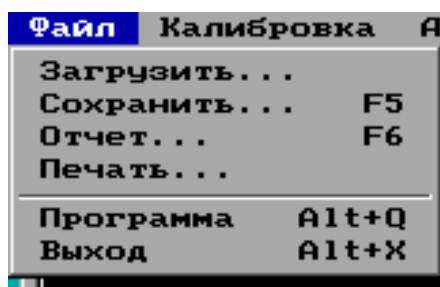
Кнопка < **С 1-го** начинает выполнение заданного количества циклов с первого. Кнопкой <**Стоп** можно остановить выполнение программы. Кнопка <**Пуск** продолжает выполнение, начиная со следующего цикла в случае остановки программы по кнопке <**Стоп** .

Измерение спектра

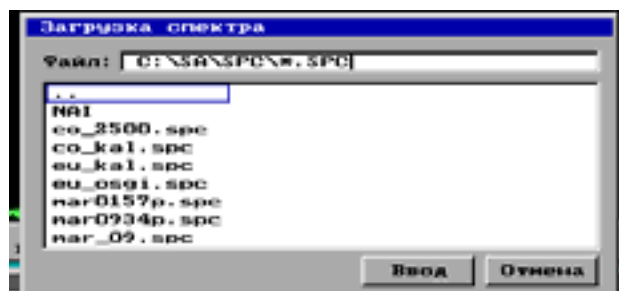
Выберите номер АЦП или секции, установите параметры АЦП и режим измерения. Очистите буфер АЦП. Для контроля прочитайте содержимое буфера и убедитесь, что он содержит нули. Установите пробу в защиту детектора. Запустите измерение. Во время измерения можно считывать спектр из буфера АЦП или загрузить спектр из файла и обрабатывать его. По окончании измерения прочитайте набранный спектр из буфера АЦП и сохраните его в файле, если необходимо. Для оперативного контроля за измерением можно включить режим постоян-

ного чтения спектра. Для этого нажмите < и в окне состояния АЦП появится сообщение **НАБЛЮДЕНИЕ**. В режиме наблюдения окно спектра будет постоянно обновляться, пока идет набор. Повторное нажатие < отменяет режим наблюдения.

Подменю Файл

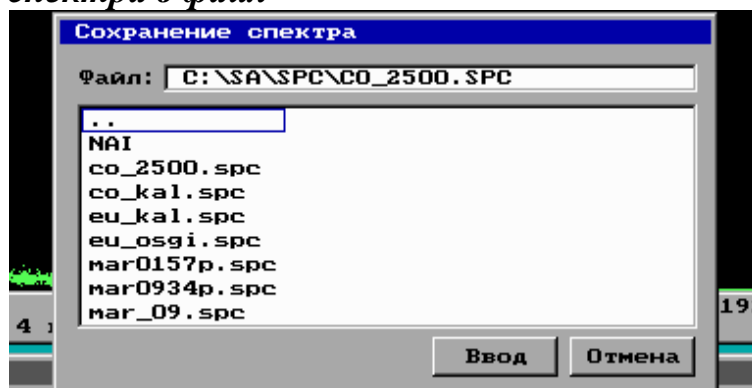


Чтение спектра из файла



По команде **Файл Загрузить** откроется диалоговое окно для ввода имени файла. Необходимо ввести имя файла спектра и нажать клавишу . Если имя файла введено без расширения, то используется расширение «. ». Если вместо имени файла введен символ « » (например «. »), то будет открыто окно со списком всех файлов в текущей директории, в котором можно выбрать нужный файл. После загрузки файла окно спектра обновится. В файле спектра хранится информация о параметрах измерения, параметрах пробы, калибровках по полуширине и энергии. Формат хранения файла спектра приведен в приложении.

Сохранение спектра в файл



Выполните команду меню **Файл Сохранить** или нажмите клавишу **5** и введите имя файла спектра. Если файл с таким именем уже существует, то будет выдано предупреждение и сохранение спектра можно будет отменить.

Вывод графика спектра на печать

Программа позволяет распечатать график спектра на принтер типа . На печать выводится участок спектра, представленный в окне

спектра. Установите в окне спектра необходимые масштабы отображения спектра и выполните команду **Файл График** . По этой команде откроется окно с напоминанием, что нужно включить принтер. Процесс печати можно прервать, нажав клавишу < .

Печать результатов

Выберите раздел меню **Файл Отчет** или нажмите клавишу < **6** и задайте имя файла, в который должен быть выведен отчет. Для вывода отчета на печать укажите имя файла – .

Запуск внешней программы

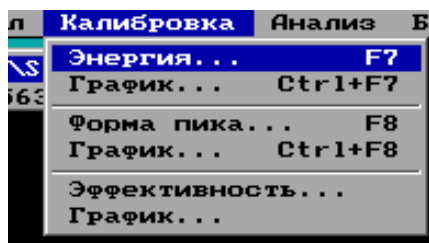
В пункте меню **Параметры Программа** может быть задано имя внешней программы, которая будет вызвана на выполнение по команде **Файл Программа** .

Выход из программы

По команде **Файл Выход** или при нажатии комбинации клавиш < происходит выход из программы. При этом по желанию пользователя в файле конфигурации могут быть сохранены все текущие параметры.

Калибровка

Подменю Калибровка



Калибровка по форме пика

Калибровка по форме пика включает в себя калибровку по полуширине и расстоянию левого экспоненциального хвоста от центра пика и используется при поиске и подгонке пиков. Зависимость полуширины

пика от номера канала описывается кривой вида:

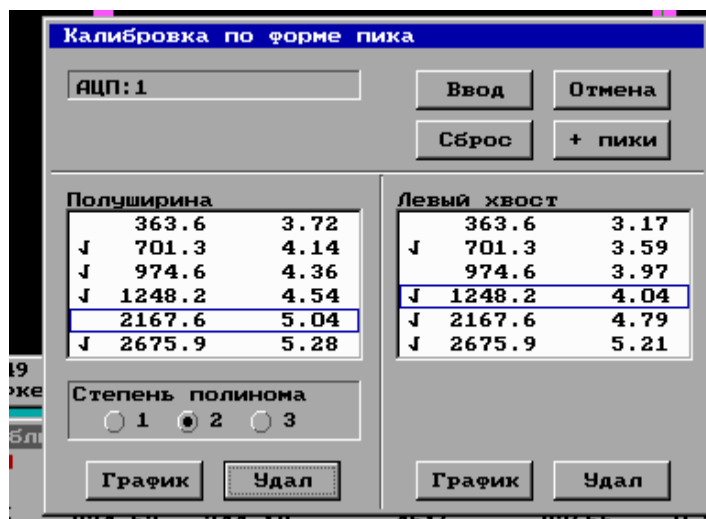
$$W = A \times x^{3n} + B \times x^{2n} + C \times x^n + D,$$

где A , B , C , D – коэффициенты калибровочной кривой, $n = 0.5$, x – номер канала.

Зависимость положения левого хвоста от номера канала описывается полиномом первой степени. При определении коэффициентов калибровочных кривых используется метод наименьших квадратов.

Для калибровки должен быть сформирован массив калибровочных реперов. Проведите измерение спектра контрольного источника (например, из набора ОСГИ). Откройте окно пиков < **5** . Разметьте вручную или командой автоматического поиска пиков (<) калибровочные пики.

Оставьте пики с хорошей статистикой и пики правильной формы, остальные удалите клавишей < . Выберите раздел меню **Параметры Подгонка** и включите в список варьируемых параметров форму пика. Командой **Анализ Подгонка** проведите подгонку оставленных пиков.

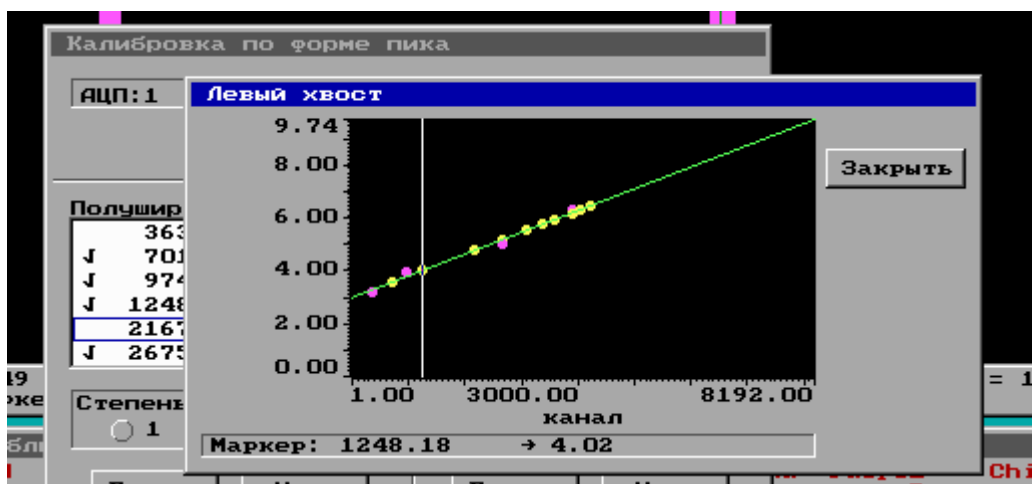
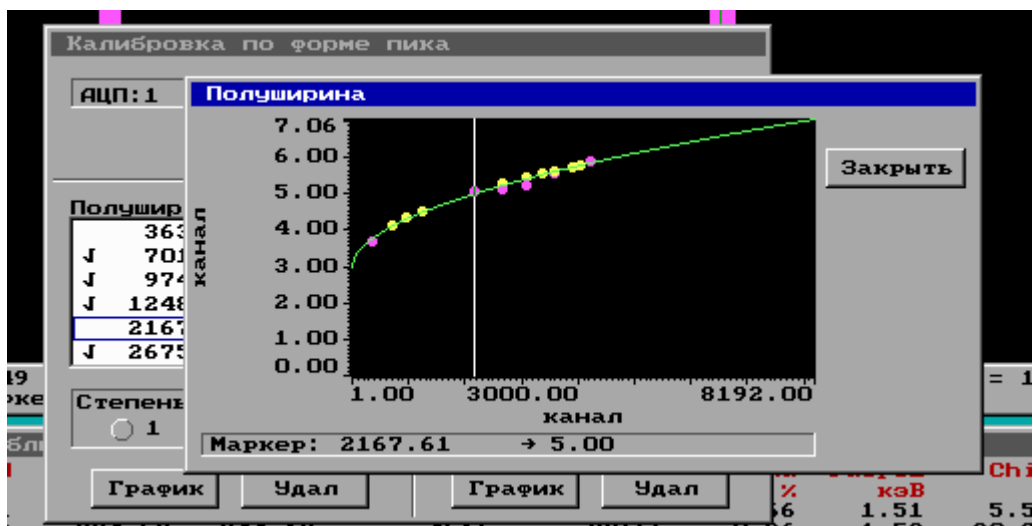


Выберите раздел меню **Калибровка Форма пика** . Откроется диалоговое окно, которое содержит два списка калибровочных точек: для калибровки по полуширине и по левому хвосту. Строка списка реперов содержит положение репера (канал), значение полуширины (канал) или расстояние левого хвоста от центра пика (канал).

Удалите из списка реперов линии, которые не должны участвовать в калибровке клавишей **Удал** . Кнопка **Сброс** удаляет все реперы из списка и сбрасывает калибровку. Добавьте в список нужные реперы, нажав кнопку < **пики** , по которой в список реперов автоматически будет добавлена информация обо всех размеченных в спектре пиках. Добавленные таким образом реперы пометятся √. Если новая линия идентична по положению линии, уже имеющейся в списке, то старая линия будет замещена новой.

Выберите из группы степень калибровочного полинома. Степень полинома должна быть меньше количества калибровочных точек, в противном случае она автоматически уменьшается. Нажмите клавишу **Ввод** или кнопку **Ввод** . При этом произойдет сохранение списка реперов и расчет коэффициентов калибровки. При нажатии кнопок <**График Полуширина** и <**График Левый хвост** происходит расчет коэффициентов и открывается окно с графиком соответствующей калибровочной кривой и калибровочными точками на ней.

Калибровка может быть проведена и по нескольким различным спектрам. Для этого с каждым калибровочным источником должны быть проделаны описанные выше действия, при этом команда <**Сброс** выполняется только один раз перед первым заполнением списка реперов, реперы из спектров добавляются командой < **пики** после измерения очередного калибровочного спектра. После измерения последнего спектра, занесения его реперов, выбора степени полинома по кнопке <**Ввод** будет проведена калибровка по всем реперам из сформированного списка.



Энергетическая калибровка

Зависимость энергии пика от номера канала описывается кривой вида:

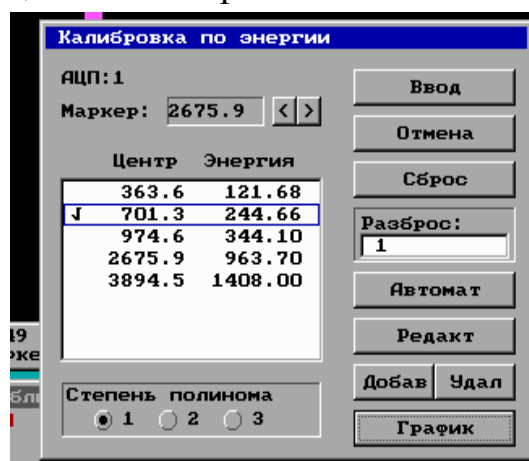
$$E = A \times x^3 + B \times x^2 + C \times x + D,$$

где A , B , C , D – коэффициенты калибровочной кривой, x – номер канала.

Способ проведения калибровки и метод расчета коэффициентов аналогичны калибровке по форме пика. Для калибровки должен быть сформирован массив калибровочных реперов. Проведите измерение спектра контрольного источника (например, из набора ОСГИ). Откройте окно пиков \langle **5** . Разметьте вручную или командой автоматического поиска пиков (\langle калибровочные пики. Оставьте пики с хорошей статистикой и пики правильной формы, остальные удалите клавишей \langle . Перемещая маркер по спектру стрелками или клавишей \langle , установите маркер на первый пик (открытое окно пиков позволяет при этом вести оценку выбираемых пиков по площади).

Выберите раздел меню **Калибровка Энергия** или нажмите клавишу < 7 . По кнопке <Сброс из списка реперов будут удалены все реперы и сброшена калибровка. Нажмите кнопку <Добав . В окне диалога в строке **Канал** появится значение центра тяжести пика, внутри которого стоит маркер. В строке **Энергия** введите значение энергии данного пика. Аналогичным образом введите значения энергии для остальных калибровочных пиков. Выберите степень калибровочного полинома. По кнопке <График будет проведена калибровка и показан график калибровочной кривой. По кнопке <Ввод будет сохранен список калибровочных точек и рассчитаны и сохранены коэффициенты калибровки.

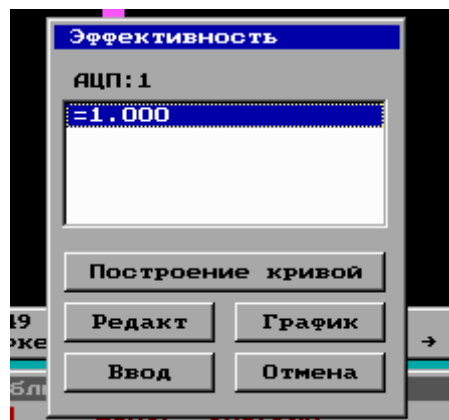
Кнопка <Автомат служит для автоматической корректировки положения реперов из списка. Обработайте калибровочный спектр, войдите в окно калибровки задайте значение поля **Разброс** и нажмите кнопку <Автомат . Для каждого репера из уже существующего списка на расстоянии заданного разброса слева и справа от положения репера ищется пик в обработанном спектре. Если такой пик найден, то значение положения репера в списке заменяется на значение центра тяжести найденного пика. Репер помечается √.



Калибровка по эффективности

Калибровка по эффективности может быть проведена двумя способами.

1. Проведите измерение и обработку спектра контрольного источника, выведите таблицу пиков на печать (см. ВЫВОД ОТЧЕТА), выйдите из программы. Запустите программу . и введите в нее результаты обработки спектра: время набора, дату измерения, площади пиков.

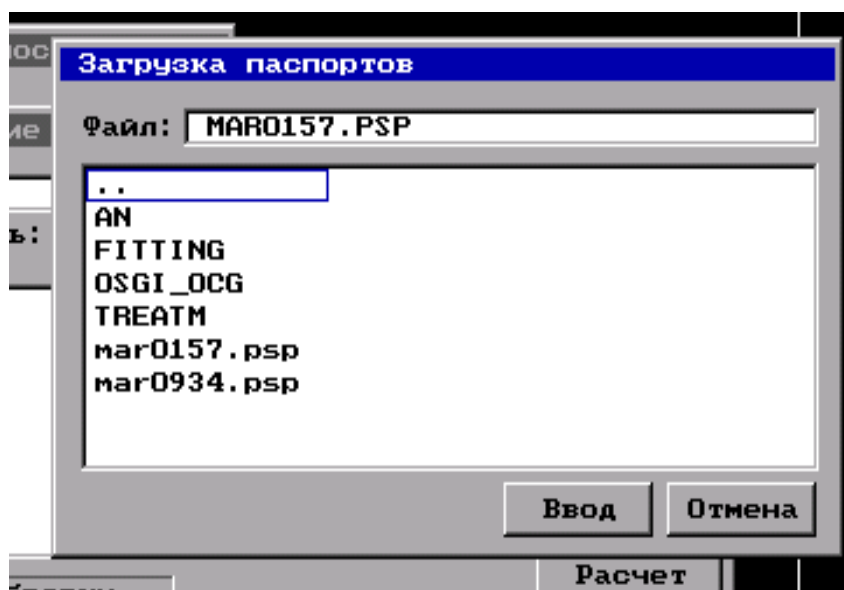
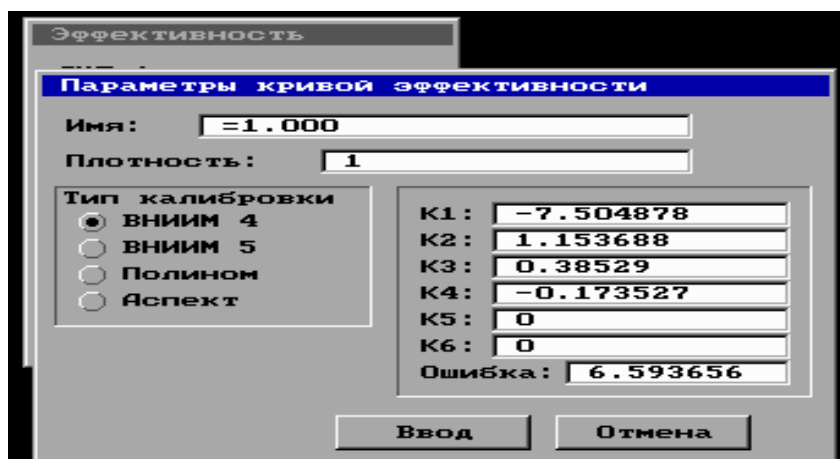


Рассчитайте с помощью программы коэффициенты кривой эффективности и выведите их на печать. Запустите программу . .

Выберите раздел меню **Калибровка Эффективность** , нажмите кнопку <Редакт и введите имя калибровки, плотность контрольного источника, коэффициенты кривой и ошибку их определения.

2. Проведите измерение и обработку спектра калибровочного источника. Выберите раздел меню **Калибровка Эффективность** . На-

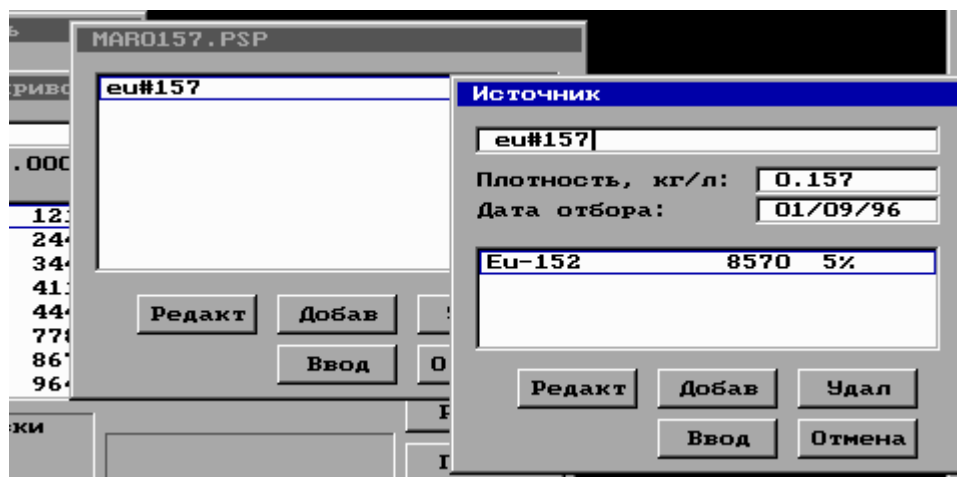
Нажмите кнопку **<Построение кривой**. Откроется диалоговое окно, которое содержит список реперов. Строка списка реперов содержит энергетическое положение репера (кэВ), значение эффективности (ϵ) и отклонение репера от калибровочной кривой (%). Если список уже содержит какие-то линии, удалите те из них, которые не должны участвовать в калибровке клавишей **<**. Кнопка **<Сброс** удаляет все реперы из списка и сбрасывает калибровку.



Нажмите кнопку **< пик**. Откроется окно со списком файлов, в которых хранится информация о калибровочных источниках, это – список паспортов на источники. В паспорте содержится информация о дате аттестации плотности источника, список входящих в него калибровочных источников, это – список паспортов на источники. В одном паспорте может содержаться информация о нескольких источниках. Выберите строку с нужным паспортом и нажмите клавишу **<**. Для создания нового паспорта задайте новое имя файла и нажмите клавишу **<**.

После этого может быть изменен уже существующий паспорт или сформирован новый. Откроется окно со списком входящих в паспорт источников. В списке возможны следующие действия:

- <Удал удаление выделенного источника,
- <Редакт редактирование информации об источнике,
- <Добав добавление в паспорт нового источника.



По кнопке <Редакт и <Добав будет открыто диалоговое окно, в котором должна быть задана информация об источнике: имя, плотность, дата аттестации. Тут же должен быть сформирован список нуклидов, содержащихся в этом источнике. В списке выполняются те же действия, что и в списке источников. О каждом нуклиде должна быть задана следующая информация: имя (должно по написанию совпадать с именем этого нуклида в библиотеке), значение активности в Бк на момент аттестации, ошибка определения активности при аттестации. Эти данные берутся обычно из аттестата на источник. Для сохра-

нения введенных данных в паспорте во всех открытых диалоговых окнах нажмите кнопку **<Ввод** .

После того как загружен паспорт в список реперов автоматически добавится информация обо всех размеченных в спектре пиках, которые принадлежат данному набору нуклидов. Добавленные таким образом реперы пометятся \checkmark . Если новая линия идентична по энергии линии, уже имеющейся в списке, то старая линия будет замещена новой. Добавление реперов в список происходит только автоматически по команде **< пики** .

Калибровка может быть проведена по 3 типам кривых:

- ВНИИМ с 4 параметрами в диапазоне 85 ÷ 3600 кэВ:

$$\varepsilon(E) = \exp\left(A_0 + \left(\frac{A_2 + A_3 \times \ln(T)}{T} \right) + A_4 \times 9(T - 1) \times \ln(T) \right)$$

- ВНИИМ с 5 параметрами 50 ÷ 3600 кэВ:

$$\varepsilon(E) = \exp\left(\frac{A_1}{T^P} + \left(\frac{A_2 + A_3 \times \ln(T)}{T} \right) + A_0 + A_4 \times 9(T - 1) \times \ln(T) \right), \text{ где}$$

$$T = \frac{E}{1022}, \quad v(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}, \quad P = 2.87.$$

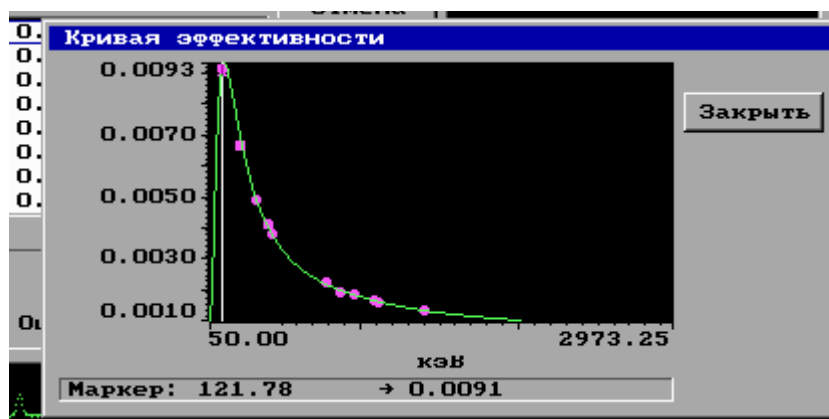
- полином степени не выше 5.

Выберите из группы тип калибровочной кривой и задайте, если это нужно, степень калибровочного полинома не выше 5. Степень полинома должна быть меньше количества калибровочных точек. Нажмите клавишу **<Расчет** . При этом произойдет калибровка, будет выведено значение ошибки и в списке реперов будет показано отклонение калибровочных точек от кривой.

По клавише **<График** будет открыто окно с графиком калибровочной кривой и калибровочными точками на ней. Если результаты калибровки не совсем устраивают пользователя, например, некоторые точки очень далеко лежат от кривой (это можно определить по графику или по отклонениям в списке реперов, обычно это реперы с небольшим квантовым выходом), расчет коэффициентов может быть повторен после удаления некоторых реперов из списка.

Кнопка **<Ввод** служит для запоминания списка реперов и результата калибровки. Калибровка может быть проведена и по нескольким различным спектрам. Для этого с каждым калибровочным источником должны быть проделаны описанные выше действия, при этом команда **<Сброс** выполняется только один раз перед первым заполнением списка реперов, реперы из спектров добавляются командой **< пики** после

измерения очередного калибровочного спектра и запоминаются при нажатии кнопки **<Ввод** . После измерения последнего спектра, занесения его реперов, выбора типа кривой нажмите кнопку **<Расчет** . Будет проведена калибровка по всем реперам из сформированного списка. Для сохранения реперов и коэффициентов калибровки нажмите **<Ввод** .



Программа поддерживает до 4-х калибровок для разных плотностей источников.

Графики калибровочных кривых

По команде **Калибровка График** открывается окно с графиком соответствующей калибровочной кривой.

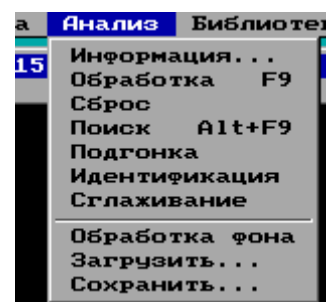
Обработка спектра

Все этапы обработки спектра представлены в подменю Анализ. Они могут быть выполнены отдельно соответствующей командой или вместе командой **Анализ Обработка** .

Подменю Анализ

Информация

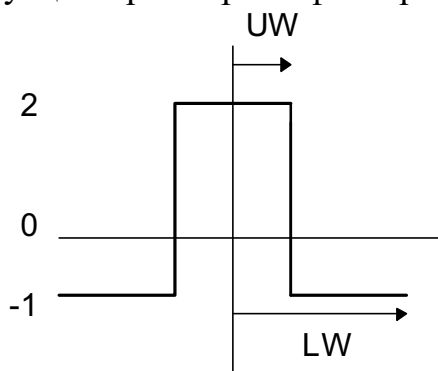
В пункте меню **Анализ Информация** содержится информация о загруженном спектре: имя спектра, дата набора, имя устройства и номер секции, значения реального и живого времени измерения, скорость счета в спектре.



Поиск пиков

По команде **Анализ Поиск** или при нажатии клавиш **<** происходит поиск пиков, расчет параметров (без подгонки, идентификации и расчета активностей) и формирование отчета. Этот режим удобен в случае, когда представляют интерес только положения пиков и начальные оценки значения полуширины, например, для калибровок по энергии и полуширине.

При поиске пиков используется корреляционный метод, основанный на вычислении дискретной свертки аппаратного спектра с прямоугольным фильтром. Результат свертки представляет собой отрицательную сглаженную вторую производную. Отрицательная вторая производная положительна в области пика. Такое преобразование спектра дает хороший результат в отделении истинного пика от статистических флуктуаций при ширине фильтра порядка ширины аппаратного пика.



Справа и слева от центра пика по корреляционному спектру находятся точки i и $i+1$, принадлежащие фону. i и $i+1$ считаются в дальнейшем границами пика. Мультиплеты определяются как пики, у которых расстояние между центрами меньше 2.5 ПШПВ (полная ширина на половине высоты). Значение ПШПВ берется из калибровки по полуширине. Границы пиков в мультиплетах определяются по минимуму между двумя соседними пиками.

Фон под такой группой пиков проводится общий, от самого левого пика до самого правого, или кусочно-непрерывный, таким образом, чтобы значения на границах не оказались ниже линии фона

Форма фона под пиками имеет вид прямой

$$F_i = a \times i + b, \text{ где } a = \frac{F_{i+1} - F_i}{i+1 - i}, \quad b = F_i - a \times i$$

Площадь фона под пиком

$$\Phi = \sum_{i=1}^n i \cdot \Delta i$$

Площадь пика полного поглощения и ее погрешность вычисляется по формулам

$$S_{\text{пика}} = \sum_{i=1}^n (i_{\text{пика}} - i_{\text{фон}}), \quad \delta_{\text{пика}} = \frac{\sqrt{S_{\text{пика}} + 2 \Phi}}{S_{\text{пика}}}$$

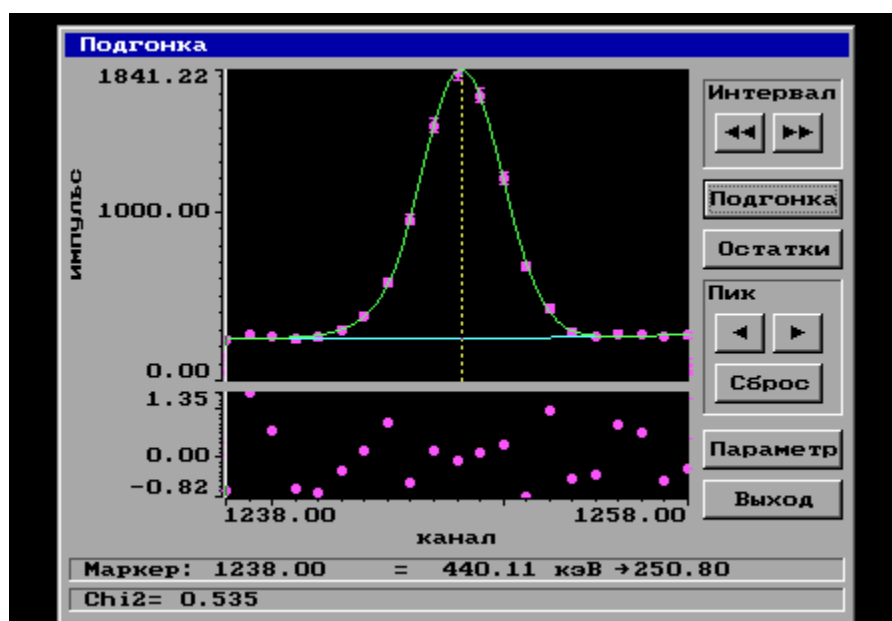
где i – значение отсчетов в i -м канале.

Подгонка

Для более точного определения параметров пика после их предварительной оценки осуществляется процедура подгонки пика модельной функцией. Подгонка возможна только после поиска пиков или ручной разметки пиков, т. е. при наличии массива пиков

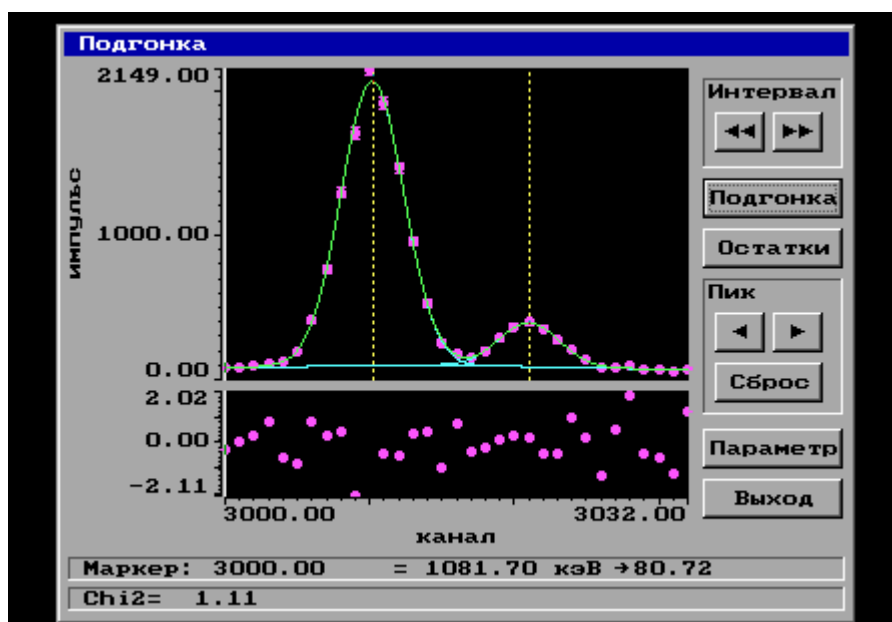
Процедура подгонки предусматривает три режима: **автомат**, **просмотр** и **контроль**. Режимы **Автомат** и **Просмотр** включают в себя автоматическую подгонку найденных при поиске пиков, анализ остатков и сохранение полученных результатов. При этом в режиме **Просмотр** результат подгонки и нормализованные остатки показываются в отдельном окне в виде графика. Режим **Контроль** включает в себя подгонку пиков в интерактивном режиме с возможностью визуального контроля результатов.

Границы интервала подгонки определяются программой автоматически. Пользователь может только переходить от одного интервала к другому нажатием кнопок **◀◀** и **▶▶** или клавиш **←** и **→**. При переходе к новому интервалу результаты подгонки пиков текущего интервала сохраняются. Пунктирными линиями отмечаются положения содержащихся в интервале пиков. От пика к пику в пределах интервала можно двигаться по нажатию кнопок **◀** и **▶**. Пользователь может удалить все пики кнопкой **Сброс** или один пик клавишей **↵**, предварительно поместив туда маркер. По клавише **↵** пользователь может вставить новый пик, положение которого соответствует положению маркера.



Кнопка **Подгонка** запускает процедуру подгонки. После ее завершения выдается значение χ^2 , рисуются графики функций подгонки каждого пика, общая линия фона и общая огибающая всех пиков в окне графика, обновляется информация в окне остатков. Если результаты подгонки не удовлетворительны, пользователь, руководствуясь информацией об остатках, может попытаться улучшить результат, вручную вставляя или удаляя пики или проводя автоматический анализ остатков

по кнопке **Остатки**. После чего повторно должна быть вызвана процедура подгонки кнопкой **Подгонка**. Для завершения работы со спектром должна быть нажата кнопка **Выход**.



В процессе работы могут быть изменены параметры подгонки и режим работы кнопкой **Параметры**.

Всегда варьируются положение пика и его амплитуда, а также коэффициенты линии фона. Если спектр состоит из одиночных хорошо разрешенных пиков в список варьируемых параметров может быть включена и форма пика. В спектре с сильно перекрытыми и даже слившимися пиками варьирование формы пика может дать некорректные результаты, поэтому при работе с такими спектрами рекомендуется предварительно провести калибровку по форме пика. Далее в пункте меню **Параметры Подгонка** исключите из списка варьируемых параметров форму пика. После этого при подгонке пиков значения полуширины и расстояния левого хвоста от центра пика будут браться непосредственно из калибровки, что позволит выявить и разделить на составляющие широкие пики.

В качестве модельной функции $f(i, p)$, где p – подгоняемые параметры, выбран модифицированный гауссиан с низкоэнергетической добавкой в виде экспоненты.

$$f(i, p_j) = p_0 \times \exp\left(-\frac{1}{2}(i - p_1)^2 / p_2^2\right) + p_4 + p_5 \times i + p_6 \times i^2 + p_7 \times i^3,$$

$$p_1 - p_3 \leq i,$$

$$f(i, p_j) = p_0 \times \exp\left(\frac{1}{2} p_3 \times (2 \times (i - p_1) + p_3) / p_2^2\right) + p_4 + p_5 \times i + p_6 \times i^2 + p_7 \times i^3,$$

$$p_1 - p_3 > i.$$

где: i – номер канала, p_0 – высота гауссиана, p_1 – центр гауссиана, p_2 – ширина гауссиана, p_3 – расстояние от центра Гауссиана до точки сшивки с низкоэнергетическим хвостом, p_4, p_5, p_6, p_7 – коэффициенты линии фона.

В качестве фоновой составляющей используется полином степени от 1 до 3. В зависимости от вида линии фона изменяется и количество параметров, определяющих фон.

Пики, расположенные на расстоянии менее чем 2.5 значения полуширины на полувысоте, взятого из калибровки, подгоняются вместе. Область подгонки определяется программой автоматически и кроме пика включает участки фона слева и справа от пика.

Процесс подгонки модельной функцией множества экспериментально измеренных точек спектра i сводится к нахождению параметров модели, как можно лучше описывающих форму пиков в спектре, методом наименьших квадратов. Для нахождения очередного вектора параметров \mathbf{p} , который минимизирует квадратичную форму

$$Q(\mathbf{p}) = \sum_i [f(i, \mathbf{p}) - N_i]^2 / N_i$$

используется итерационный метод Ньютона. На каждом шаге вычисляется вектор параметров \mathbf{p} и значение $Q(\mathbf{p})$. Если выполняется условие

$$|Q_k - Q_{k-1}| < \delta Q_0,$$

где $\delta Q_0 = 0.1$ – требуемая точность вычислений, то процесс завершается. Если после выполнения n_{\max} количества итераций не достигнута требуемая точность, выдается соответствующее сообщение, а в качестве результата берется последнее приближение. Важное значение имеет выбор начального приближения варьируемых параметров. Амплитуда вычисляется как разность значения в канале спектра, соответствующего положению пика, и значением фона в этом же канале. Положения пиков берутся из процедуры поиска. Значения полуширины на полувысоте – из калибровки по форме пика или, если она отсутствует, из процедуры расчета параметров без подгонки. Расстояние левого хвоста – из калибровки или как 1.5 значения полуширины. Значения коэффициентов линии фона – из процедуры расчета параметров без подгонки. Чтобы в процессе минимизации не выйти за пределы разумных значений на каждый из параметров накладываются ограничения $p_{\min} < p < p_{\max}$. После очередной итерации значение каждого параметра проверяется на соответствие своим границам и в случае необходимости выполняется его коррекция, т. е.

Коррекция площадей пиков

После вычисления площадей пиков при включенном флаге **вычитание фоновых интенсивностей** проводится коррекция площадей тех линий, которые наблюдаются в фоновом спектре,

$$A_{\text{пика}} = A_{\text{пика}} - \frac{t}{t_{\Phi}} \times \Phi$$

и определяются относительные погрешности скорректированных площадей

$$\delta_{\text{пика}} = \frac{\sqrt{(\Delta_{\text{пика}})^2 + \left(\frac{t}{t_{\Phi}}\right)^2 \times (\Delta_{\Phi})^2}}{A_{\text{пика}}},$$

В окне пиков пик, площадь которого была скорректирована, помечается значком .

Идентификация и расчет активностей

Идентификация радионуклидов может быть проведена только после того, как сформирован массив пиков для обрабатываемого спектра, т. е. после поиска пиков (и подгонки). Спектр должен быть откалиброван по энергии до начала обработки.

По команде **Анализ Идентификация** проводится изотопный анализ, расчет активностей и формирование отчета.

Для идентификации нуклидов необходимо:

- провести калибровку по эффективности,
- загрузить библиотеку нуклидов,
- установить параметры идентификации и расчета активностей (см. пункт **Параметры Обработка** .

Пик приписывается изотопу, если энергия пика попадает в интервал $(E - \Delta, E + \Delta)$, где E – энергия линии из библиотеки, Δ – окно идентификации.

В качестве окна идентификации выбирается максимум из двух величин: окна идентификации, заданного как параметр обработки, и 0.2 значения полуширины пика. При этом пик приписывается изотопу только в том случае, если энергия библиотечной линии лежит в пределах этого пика в интервале $(E_{\text{п}} - f \cdot m, E_{\text{п}} + f \cdot m)$, где $E_{\text{п}}$ – энергия центра тяжести пика, m – значение полуширины в центре тяжести пика, взятое из калибровки. Другие линии этого же нуклида, которые не попадают в окно идентификации, но попадают в пик в интервале

($n - m$, $n + m$) считаются также присутствующими в нем. Нуклид считается идентифицированным, если процент, который составляет сумма квантовых выходов его линий, обнаруженных в спектре, от суммы квантовых выходов всех его линий из текущей библиотеки, превышает заданный пользователем процент идентификации.

Активность определяется для каждой замешанной группы изотопов по методу наименьших квадратов посредством решения системы линейных уравнений. Для каждого пика, обнаруженного в спектре и принадлежащего данной группе изотопов, составляется линейное уравнение с учетом всех входящих в этот пик линий изотопов и с учетом соответствующих весов $W_j = 1/\sigma_j^2$, где σ^2 – дисперсия значения интенсивности в пике.

После решения системы будет получен вектор оценок активностей \tilde{s} , который имеет корреляционную матрицу $\sigma^2 \tilde{N}^{-1}$. \tilde{N}^{-1} – инверсная матрица, которая вычисляется в процессе минимизации. Для оценивания σ выбираются следующие оценки

$$\tilde{s} = \begin{cases} \sqrt{\frac{R}{N-n}}, & N > n, \\ \sqrt{\frac{R}{N}}, & N = n, \end{cases}$$

где R – остаточная сумма квадратов, N – количество строк в системе, равное количеству пиков для группы изотопов, n – количество изотопов в группе.

Поэтому среднеквадратичное отклонение результата измерений активности i -го нуклида вычисляется по формуле:

$$S_A = \begin{cases} \sqrt{\{C^{-1}\}_{ii} \times \frac{R}{N-n}}, & N > n, \\ \sqrt{\{C^{-1}\}_{ii} \times \frac{R}{N}}, & N = n, \end{cases}$$

Статистическая составляющая погрешности вычисляется по формуле

$$\delta_c A = \begin{cases} t_p(N-n) \times \delta S_A, & N > n, \\ 1.96 \times \delta S_A, & N = n, \end{cases}$$

где $\delta S_A = S_A/A$, $t_p(N-n)$ – коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности $p = 0.95$.

Суммарная ошибка определения активности для доверительной вероятности $p = 0.95$ вычисляется по формуле:

$$\delta A = \frac{\delta_c A + 1.1 \times \sqrt{\sum_{i=1}^m \delta_i^2 A}}{\delta S_A + \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \delta_i^2 A}{3}}} \times \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m \delta_i^2 A}{3} + \delta S_A^2},$$

где $\delta_c A$ – статистическая составляющая погрешности; $\delta_i A$ – неисключенные систематические погрешности метода и измерений, которые включают: $\delta_c A$ – погрешность ГХЭ; $\delta_v A$ – погрешность, обусловленная различием в объемах градуировочного (по эффективности) источника и измеряемой пробы; и прочие ошибки.

Если в группе возникла ситуация, когда количество изотопов оказалось больше количества пиков, приписанных этим изотопам на этапе идентификации, то расчет активностей для изотопов этой группы невозможен. В окне изотопов будет выдано сообщение «В следующей группе изотопов слишком большая интерферируемость линий изотопов» и ниже будут перечислены имена нуклидов этой группы. Если в группе общее количество пиков больше числа изотопов и примерно известен нуклидный состав пробы, то выходом из этой ситуации может быть редактирование библиотеки нуклидов, в которой желательно оставить только те изотопы, присутствие которых предполагается в пробе, или добавить те их линии, которые имеют хороший квантовый выход и будут соответствовать энергиям пиков, присутствующих в спектре, но не проидентифицированным. Если же причиной такой ситуации оказалось недостаточное количество статистически значимых пиков, то рекомендуется увеличить время измерения.

Если при решении системы активность какого-либо изотопа оказывается отрицательной, меньше допустимой статистической ошибки, это может означать, что в пробе присутствует еще какой-то изотоп, который не был определен на этапе идентификации. Это может произойти из-за отсутствия этого изотопа в библиотеке нуклидов или из-за завышенного значения процента идентификации. Вторая причина получения такого решения системы – это, наоборот, отсутствие в пробе какого-то изотопа из этой группы. Это может произойти из-за заниженного значения процента идентификации. В окне изотопов выдается сообщение «В следующей группе возможно присутствие других линий или изотопов» и ниже – список нуклидов из этой группы.

Если пик принадлежит только одной линии одного изотопа, то для него активность будет вычислена по формуле:

$$A_i = \frac{S_i}{\varepsilon(E_i) \times l_i \times t},$$

где $\varepsilon(E_i)$ – эффективность регистрации, q_i – квантовый выход соответствующей линии нуклида, t – время измерения спектра, а статистическая ошибка определения активности – по формуле $\delta_c A = 1.96 \times \delta S_i$ для доверительной вероятности 0.95.

Значение МДА для отдельной i -ой линии i -го изотопа вычисляется с учетом вкладов n -ых изотопов по формуле:

$$i_{min} = \frac{\sqrt{\sum_{n \neq i} A_n \times \varepsilon_n \times q_n \times t + \Phi + \frac{1}{4\delta^2} + \frac{1}{2\delta}}}{\varepsilon_i \times q_i \times t},$$

где A_n, ε_n, q_n – соответственно активность, эффективность регистрации и квантовый выход линий n -тых изотопов, дающих вклад в i -ю линию i -го (кроме самой этой линии); ε_i, q_i – соответственно эффективность регистрации и квантовый выход i -ой линии i -го изотопа; Φ – площадь фона в пике, содержащем i -ю линию i -го изотопа, с учетом площади пиков из фонового спектра; t – время измерения спектра.

Если значение активности линии меньше МДА для этой линии, то в окне активностей это отмечается знаком « \ll », в колонке **Активность** указывается значение МДА и ошибка определения активности не вычисляется.

Значение МДА для i -го изотопа вычисляется с учетом вкладов n -ых изотопов по формуле:

$$i_{min} = \frac{\sqrt{\sum_{n \neq i} A_n \times \varepsilon_n \times q_n \times t + \Phi + \frac{1}{4\delta^2} + \frac{1}{2\delta}}}{\varepsilon_i \times q_i \times t \times \delta},$$

где A_n, ε_n, q_n – соответственно активность, эффективность регистрации и квантовый выход линий n -тых изотопов (кроме i -го изотопа), дающих вклад во все линии i -го изотопа; ε_i, q_i – соответственно суммарная эффективность регистрации и квантовый выход линий i -го изотопа, присутствующих в спектре; Φ – суммарная площадь фона во всех пиках i -го изотопа; t – время измерения спектра.

Если значение активности изотопа меньше МДА для этого изотопа, то в окне изотопов это отмечается знаком « \ll », в колонке **Активность** указывается значение МДА и ошибка определения активности не вычисляется.

Коррекция активности

Если в пункте меню **Параметры Обработка** включен флаг **Поправка на распад** значение активности будет скорректировано на да-

ту отбора пробы, которая должна быть задана в пункте меню **Параметры Проба** до вызова команд обработки спектра.

Обработка спектра

Команда меню **Анализ Обработка** или клавиша выполняет последовательно все этапы обработки спектра. В результате обработки в окне спектра размечаются обнаруженные пики, а в окнах пиков, изотопов и активностей обновляются результаты обработки.

брос

Команда меню **Анализ Сброс** сбрасывает результаты предыдущей обработки спектра.

Сглаживание

По команде меню **Анализ Сглаживание** происходит сглаживание значений спектра, находящегося в рабочем буфере программы, для уменьшения статистического разброса значений спектра. После сглаживания по 5 точкам i -й канал спектра получает значение:

$$y_i = \frac{y_{i-2} + 4 \times y_{i-1} + 6 \times y_i + 4 \times y_{i+1} + y_{i+2}}{16}.$$

Фон

Измерьте фоновый спектр и обработайте его командой **Анализ Фон**. По этой команде будут вычислены значения интенсивностей и их ошибок во всех пиках, обнаруженных в фоновом спектре. Если фоновый спектр уже обработан и вычисленные значения сохранены в фоновом файле, достаточно только загрузить этот файл командой **Анализ Загрузить**. Фоновые интенсивности будут вычитаться из интенсивностей измеренного спектра в процессе обработки, если в пункте меню **Параметры Обработка** включен флаг **Вычитание фоновых интенсивностей**.

Загрузка фонового файла

По команде **Анализ Загрузить** откроется диалоговое окно для ввода имени файла. Необходимо ввести имя фонового файла и нажать клавишу <. Если имя файла введено без расширения, то используется расширение «.». Если вместо имени файла введен символ «» (например «.»), то будет открыто окно со списком всех файлов в текущей директории, в котором можно выбрать нужный файл.

Фоновый файл содержит информацию о параметрах фонового спектра таких, как энергия, интенсивность и ее ошибка для каждого пика из этого спектра.

Сохранение фонового файла

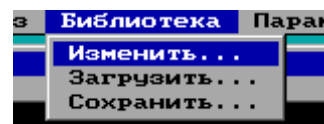
Выполните команду меню **Анализ Сохранить** и введите имя файла, в который вы хотите сохранить параметры фонового спектра. Если файл с таким именем уже существует, то будет выдано предупреждение и сохранение можно будет отменить.

Библиотека радионуклидов

Подменю Библиотека

Загрузка библиотеки нуклидов

По команде **Библиотека Загрузить** откроется диалоговое окно для ввода имени файла. Введите имя библиотеки и нажмите клавишу **<**. Если имя файла введено без расширения, то используется расширение «.NUC». Если вместо имени файла введен символ «.» (например «.»), то будет открыто окно со списком всех файлов в текущей директории, в котором можно выбрать нужный файл.



Редактирование библиотеки радионуклидов

Имя	Энергия	Выход
Co-57	121.78	28.4000
Co-60	244.70	7.5400
Eu-152	344.28	26.5200
Hg-203	411.11	2.2460
Mn-54	443.98	3.1000
Na-22	778.90	12.9400
Sb-125	867.39	4.2300
Sn-113	964.13	14.6000
Y-88	1085.91	10.0900

По команде **Библиотека Редактирование** будет открыто диалоговое окно, левая часть которого содержит список нуклидов из текущей библиотеки, один из которых выделен. Список энергетических линий этого изотопа будет показан в правой части окна. Кла-

виши **←** и **→** позволяют переходить от одной части окна к другой. Чтобы отредактировать информацию о выделенном нуклиде или выделенной линии нажмите клавишу **Пробел** или дважды левую кнопку мыши. Диалоговое окно для редактирования линии нуклида содержит информацию об энергии этой линии, квантовом выходе и их ошибках.

Имя: Eu-152
Полураспад: 4941.70019
Ошибка: 0
 Сутки Часы
 Годы Минуты
 Секунды

Энергия: 121.783997
Ошибка: 0
Кв. выход: 28.400001
Ошибка: 0

Выделенный изотоп или линия могут быть удалены из библиотеки по клавише **Del**. Новый изотоп или линия могут быть добавлены в библиотеку по клавише **Ins**.

Сохранение библиотеки нуклидов

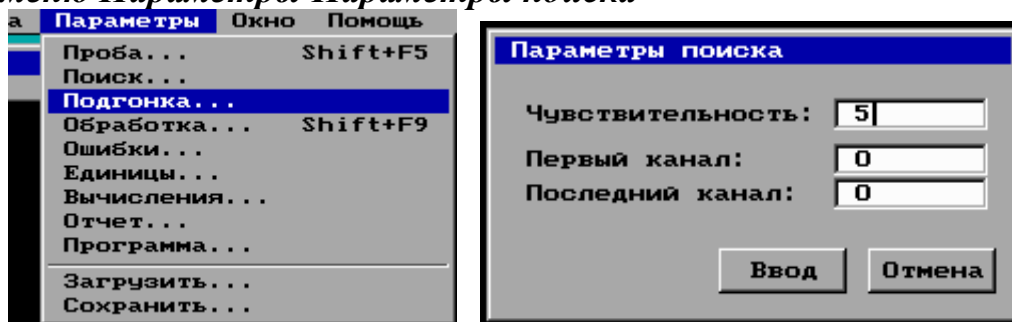
Выполните команду меню **Библиотека Сохранить** и введите имя файла, в котором вы хотите сохранить текущую библиотеку. Если файл с таким именем уже существует, то будет выдано предупреждение и сохранение можно будет отменить.

Задание параметров

Выберите раздел меню **Параметры Поиск** и установите значения параметров:

- чувствительность (по умолчанию = 3).
- первый канал (по умолчанию = 0),
- последний канал (по умолчанию = 0).

Подменю Параметры Параметры поиска



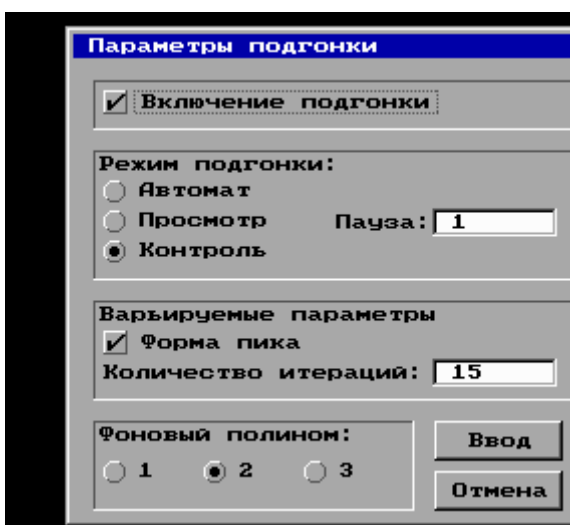
Параметр чувствительность влияет на алгоритм поиска пиков. Подробнее он описан в разделе **ПОИСК ПИКОВ**.

Первый и последний каналы задают область поиска пиков в спектре.

Параметры подгонки

Выберите раздел меню **Параметры Подгонка** и установите значения параметров:

- отмена подгонки (по умолчанию выключен),
- режим подгонки (по умолчанию просмотр),



- пауза (по умолчанию 0),
- варьируемые параметры: форма пика (по умолчанию выключен),
- форма фона под пиком (по умолчанию парабола),
- количество итераций (по умолчанию 15).

При включенном флаге **Отмена подгонки** процедура подгонки выполняться не будет, а значения площади, центра тяжести, полуширины пиков будут браться из процедур поиска и расчета параметров без подгонки.

В режиме **Просмотр** между подгонкой двух соседних интервалов для возможности рассматривания результатов подгонки выдерживается пауза в секундах перед перерисовкой следующего интервала.

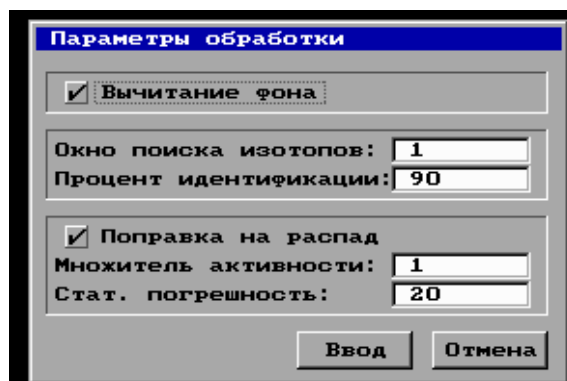
Количество итераций – это максимальное число выполняемых в процессе подгонки итераций n_{max} , (подробно описано в разделе Подгонка). Если требуемая точность подгонки достигается после меньшего количества итераций, процесс завершается. Если точность не достигнута после выполнения полного количества итераций, выдается соответствующее сообщение. По умолчанию выбрано значение 15. Сильное уменьшение этого значения приводит к тому, что процесс подгонки даже для пика с хорошей статистикой может прекратиться еще до достижения требуемой точности, т. е. до вычисления наиболее оптимальных значений подгоняемых параметров. Если сообщение о недостигнутой точности появляется часто, можно попытаться исправить ситуацию, увеличив количество итераций, но не более чем в два раза.

Параметры обработки

Выберите раздел меню **Параметры Обработки** и установите значения параметров:

- статистическая ошибка, в процентах (по умолчанию 20),
- вычитание фоновых интенсивностей (по умолчанию включен),
- окно идентификации изотопов, в кэВ (по умолчанию = 1),
- процент идентификации (по умолчанию 55),
- поправка на распад (по умолчанию выключен).
- множитель активности (по умолчанию = 1),

Статистическая ошибка – максимальное допустимое значение статистической погрешности площади пика, которое участвует в определении минимально детектируемой активности (МДА).



Окно и процент идентификации описаны в разделе Идентификация и расчет активностей.

Множитель активности – это некий корректирующий множитель, который может понадобиться для пересчета значения активности, например при использовании разных геометрий градуировочных и исследуемых источников.

Задание систематических ошибок

Выберите раздел меню **Параметры Ошибки** и задайте значения систематических ошибок измерения: ошибку объема и другие систематические ошибки.

Задание единиц отчета

Выберите раздел меню **Параметры Единицы** и установите нужные единицы вычисления активности.

Дополнительные вычисления

Выберите раздел меню **Параметры Вычисления** и установите значение параметра вычисления эффективной активности ЕРН (естественных радионуклидов). По умолчанию этот параметр выключен.

Удельная активность $a_{\text{эф}}$ вычисляется по формуле:

$$a_{\text{эф}} = a_{\text{а}} + 1.31 \times a_{\text{т}} + 0.085 \times a_{\text{к}},$$

где $a_{\text{а}}$, $a_{\text{т}}$, $a_{\text{к}}$ – удельные активности радия, тория и калия соответственно.

Задание вида отчета

При формировании отчета создаются 3 таблицы: таблица пиков, которая содержит результаты обработки всех обнаруженных в спектре пиков, таблица активностей изотопов с информацией обо всех нуклидах, обнаруженных в спектре и таблица активностей линий с информацией обо всех линиях этих нуклидов. Любая из этих таблиц может быть включена в отчет или удалена из него. Каждая таблица имеет различные поля, каждое из которых также может быть включено в таблицу или исключено из нее. Выберите раздел меню **Параметры Отчет**. На экране появится окно со списком таблиц отчета. Включите в отчет нужные таблицы. Стрелками выберите кнопку интересующей Вас таблицы и нажмите <. На экране появится окно со списком полей таблицы. Включите нужные поля таблицы. Таблицы выводятся в три окна: окно пиков, окно линий и окно изотопов.

Задание имени внешней программы

В пункте меню **Параметры Программа** может быть задано имя внешней программы, которая будет выполнена при вызове команды **Файл Программа**.

Загрузка файла конфигурации

По команде **Параметры Загрузить** откроется диалоговое окно для ввода имени файла. Введите имя файла конфигурации и нажмите клавишу < . Если имя файла введено без расширения, то используется расширение «. ». Если вместо имени файла введен символ « » (например « . »), то будет открыто окно со списком всех файлов в текущей директории, в котором можно выбрать нужный файл.

Сохранение файла конфигурации

Выполните команду меню **Параметры Сохранить** и введите имя файла, в котором вы хотите сохранить текущие параметры системы. Если файл с таким именем уже существует, то будет выдано предупреждение и сохранение можно будет отменить.

Управление окнами

Выбор окна

По команде **Окно Выбор** или при нажатии клавиш < **6** одно из окон, расположенных на экране, становится активным, т. е. все последующие действия оператора будут происходить в этом окне. Повторный вызов команды делает активным следующее окно.

Закрытие окна

Команда **Окно Закреть** или комбинация клавиш < **3** закрывает нижнее окно, расположенное на экране. Окно спектра при этом увеличивается до размеров экрана. Это единственное окно, которое всегда присутствует на экране и не может быть закрыто.

Окно пиков

По команде **Окно Пики** или при нажатии клавиш < **5** в нижней части экрана открывается окно, в которое выводится таблица обнаруженных пиков созданная при формировании отчета.

Окно активностей

По команде **Окно Активности** или при нажатии клавиш < в нижней части экрана открывается окно, в которое выводится таблица активностей линий, созданная при формировании отчета.

Окно изотопов

По команде **Окно Изотопы** или при нажатии клавиш < 4 в нижней части экрана открывается окно, в которое выводится таблица активностей обнаруженных изотопов, созданная при формировании отчета.

В окнах, содержащих таблицы, возможны следующие действия:

<стрелка Влево	текст влево
<стрелка Вправо	текст вправо
< me	показать текст с первой колонки
< n	показать текст с последней колонки
< g p	предыдущая страница
< gDn	следующая страница

Кроме того, в окне пиков выделена текущая строка и возможно движение по строкам с помощью следующих клавиш:

<стрелка Вверх	предыдущая строка
<стрелка Вниз	следующая строка

При движении по строкам таблицы маркер в окне спектра будет перемещаться в соответствующий пик.

Помощь

По команде **Помощь Открыть** или по клавише 1 открывается окно, которое содержит первую страницу помощи. Пролистать текст помощи можно с помощью клавиш и . Закрыть окно помощи можно клавишей . Помощь содержит информацию об управляющих клавишах и связанных с ними действиях.

16. Образцовые спектрометрические гамма-источники ОСГИ

Образцовые спектрометрические γ -источники представляют собой «сэндвичи» из двух полиэтиленовых плёнок, зажатых между двумя дюралюминиевыми кольцами. В центре между пленками нанесено активное пятно диаметром не более 8 мм.

Образцовые спектрометрические γ -источники могут поставляться в виде комплектов. В состав комплекта ОСГИ входят 11 источников, изготовляемых из соединений с изотопами ^{22}a , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{65}Zn , 88 , ^{139}e , ^{113}n , ^{137}C , ^{203}g , ^{241}Am . По согласованию с заказчиком ОСГИ поставляются также отдельными источниками из перечисленных выше изотопов и из изотопов 125 и ^{170}Tm .

На кольце из цветной бумаги, помещенной между полиэтиленовыми пленками источника, обозначены номер комплекта и символ радио-

активного изотопа. Для каждого из входящих в комплект радиоактивных изотопов выбран определенный цвет бумажного кольца.

Радиационно физические характеристики комплекта ОСГИ

Код	Изотоп	Энергия квантов, МэВ	Активность изотопа в источнике, расп/с	Период полураспада
70 1833 1003	⁶⁵ Zn	1,114	10 ⁵	245 дней
1009	⁵⁴ Mn	0,835	10 ⁵	313 дней
1002	¹³⁷ C	0,662	10 ⁵	30 лет
1001	²² a	0,511 1,276	10 ⁵	2,62 года
1011	⁶⁰ Co	1,173 1,333	10 ⁵	5,263 года
1010	⁵⁷ Co	0,0144 0,122 0,136	10 ⁵	267 дней
1005	⁸⁸	0,898 1,840 2,738	10 ⁵	105 дней
1006	¹³⁹ e	0,166	10 ⁵	140 дней
1008	¹¹³ n	0,255 0,393	10 ⁵	119 дней
1004	²⁰³ g	0,279	3·10 ⁵	46,97 дней
1007	²⁴¹ m	0,0264 0,0596	10 ⁵	485, 1 года
1012	¹²⁵	0,350 0,280	10 ⁵	60,2 дня
1013	¹⁷⁰ Tm	0,842	10 ⁵	129 дней

Номинальное значение активности каждого источника – 10⁵ расп/с. Исключение составляет источник с ²⁰³Hg, для которого номинальное значение активности ввиду малого периода полураспада ²⁰³Hg составляет 3–10⁵ расп/с. Допустимые отклонения фактических значений активности источников от номинальных на момент изготовления не должны превышать ±20 %.

Толщина полиэтиленовых пленок, между которыми зажат активный слой, составляет 11 ± 3 мг/см². Толщина полиэтиленовой плёнки недостаточна для полного поглощения позитронов, испускаемых источником с изотопом ²² a. Поэтому при использовании источника с изотопом ²² a его следует помещать между двумя алюминиевыми фильтрами, прилагаемыми к комплекту, чтобы поглотить β – частицы с энергией 0,511 МэВ.

Плотности некоторых веществ

Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³
Бериллий	1,848	Бронза	8,7–8,9
Алюминий	2,7	Дюралюминий	2,79
Титан	4,54	Латунь	8,4–8,7
Железо	7,874	Слюда	2,6–3,2
Медь	8,96	Парафин	0,87–0,91
Германий	5,323	Стекло	2,5
Тантал	16,654	а	3,667
Вольфрам	19,3		4,51
Свинец	11,35	Плексиглас	1,19
Воздух	0,001293	Полиэтилен	0,92
Аргон	0,001783	Лавсан	1,33

18. Массовый состав сложных веществ отн. ед.

Латунь	Zn	0,92			0,512
		0,08			0,488
Полиэтилен		0,8563	а	а	0,1534
		0,1437			0,8466
Плексиглас		0,6	Воздух		0,755
		0,32		0,232	
		0,08		0,013	

19. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ
Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

Период	VII						VIII						
	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	
1	H 1,0079 ВОДОРОД							He 4,00260 ГЕЛИЙ					
2	Li 6,94 ЛИТИЙ	Be 9,01218 БЕРИЛЛИЙ	B 10,81 БОР	C 12,011 УГЛЕРОД	N 14,0067 АЗОТ	O 15,9994 КИСЛОРОД	F 18,99840 ФТОР	Ne 20,179 НЕОН					
3	Na 22,98977 НАТРИЙ	Mg 24,304 МАГНИЙ	Al 26,98154 АЛЮМИНИЙ	Si 28,086 КРЕМНИЙ	P 30,97376 ФОСФОР	S 32,06 СЕРА	Cl 35,453 ХЛОР	Ar 39,948 АРГОН					
4	K 39,0983 КАЛИЙ	Ca 40,078 КАЛЬЦИЙ	Sc 44,9559 СКАНДИЙ	Ti 47,88 ТИТАН	V 50,9415 ВАНАДИЙ	Cr 51,9961 ХРОМ	Mn 54,9380 МАНГАНИЙ	Fe 55,845 ЖЕЛЕЗО	Co 58,9332 КОБАЛЬТ	Ni 58,708 НИКЕЛЬ			
5	Rb 85,4678 РУБИДИЙ	Sr 87,62 СТРОНЦИЙ	Y 88,9058 ИТРИЙ	Zr 91,224 ЦИРКОНИЙ	Nb 92,9064 НИОБИЙ	Mo 95,94 МОЛИБДЕН	Tc 98 ТЕХНЕЦИЙ	Ru 101,07 РУТИЛИЙ	Rh 102,9055 РОДИЙ	Pd 106,42 ПАЛЛАДИЙ			
6	Cs 132,9054 ЦЕЗИЙ	Ba 137,327 БАРИЙ	La 138,905 ЛАНТАН	Hf 178,49 ГАФНИЙ	Ta 180,947 ТАНТАЛ	W 183,84 ВОЛЬФРАМ	Re 186,207 РЕНИЙ	Os 190,23 ОСМИЙ	Ir 192,22 ИРИДИЙ	Pt 195,084 ПЛАТИНА			
7	Fr 223 ФРАНЦИЙ	Ra 226 РАДИЙ	Ac 227 АКТИНИЙ	Ku 207 КУРИЙ	Ns 208,9804 НИЛЬСБОРИЙ	(E-W) 209 ЭЛЬМЕНТЫ ПЕРИОДА VII	At 210 АСТАТ	Rn 222 РАДОН					
* ЛАНТАНОИДЫ													
Ce 140,12 ЦЕРИЙ	Pr 140,9077 ПРАЗЕОДИЙ	Nd 144,24 НЕОДИМ	Pm 144,9126 ПРОМЕТИЙ	Sm 150,36 САМАРИЙ	Eu 151,96 ЕВРОПИЙ	Gd 157,25 ГАДОЛИНИЙ	Dy 162,50 ДИСПРОЗИЙ	Ho 164,9304 ГОЛЬМИЙ	Er 167,259 ЭРБИЙ	Tm 168,9342 ТУЛЬМИЙ	Yb 173,054 ИТТЕРБИЙ	Lu 174,967 ЛУТЕЦИЙ	
** АКТИНОИДЫ													
Th 232,0381 ТОРИЙ	Pa 231,03688 ПРОТАКТИНИЙ	U 238,02891 УРАН	Np 237,04817 НЕПТУНИЙ	Pu 244,06422 ПУТОНИЙ	Am 243,06138 АМЕРИЦИЙ	Cm 247,07035 КУРИЙ	Bk 247,07035 БЕРКЛИЙ	Cf 251,0832 КАЛЬДЕВЕЙ	Es 252,0832 ЭЙЗЕНСТАЙН	Fm 257,10 ФЕРМИЙ	Md 288,10 МЕНДЕЛЕВИЙ	No 289,10 НОБЕЛИЙ	Lr 260,10 ЛОТЦЕН

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
. СТАТИСТИКА ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ	5
. Случайные ошибки	5
2. Статистические ошибки	9
3. Приближённые выражения для закона Пуассона	
4. Ошибка функции измеренных величин	
5. Проверка статистических гипотез и критерии согласия	
. Критерий Пирсона	
2. Критерий Стьюдента	9
. Неравноточные измерения	20
7. Метод наименьших квадратов	2
. Систематические ошибки, вызванные просчётами	2
<i>Задание № 1</i>	29
<i>Задание № 2</i>	34
Список литературы	3
. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ	39
. Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с веществом	39
. Ионизационные потери энергии	39
2. Вторичные электроны при торможении тяжелых частиц	4
3. Многократное рассеяние тяжелых заряженных частиц	4
4. Пробег тяжелых заряженных частиц	49
<i>Задание № 3</i>	5
2. Взаимодействие электронов с веществом	5
. Ионизационные потери энергии	59
2. Радиационные потери энергии	0
3. Длина пробега электронов	3
<i>Задание №</i>	9
<i>Задание №</i>	72
Список литературы	75
. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ	7
. Закон ослабления нерассеянного фотонного излучения. Коэффициенты ослабления	7
2. Процессы взаимодействия фотонов с веществом	2
3. Метод поглощения	9
4. Факторы накопления фотонного излучения	00
<i>Задание №</i>	04
<i>Задание №</i>	09

Список литературы	4
. ЕСТЕСТВЕННАЯ И ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ	5
. Радиоактивные процессы в ядрах	5
2. Законы радиоактивного распада	2
3. Искусственная радиоактивность	33
4. Измерение периода полураспада	3
<i>Задание №</i>	42
<i>Задание №</i>	45
<i>Задание № 10</i>	49
Список литературы	54
. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ	55
. Типы газовых ионизационных детекторов	55
2. Импульсная ионизационная камера	0
3. Пропорциональный счетчик	3
. Коэффициент газового усиления и его зависимость от напряжения на счетчике	4
2. Амплитуда и форма импульса, временное разрешение пропорционального счетчика	9
3. Энергетическое разрешение пропорционального счетчика	7
4. Эффективность пропорционального счетчика	73
4. Газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера	7
. Несамогасящиеся счетчики	7
2. Самогасящийся счетчик	79
3. Виды газоразрядных счётчиков и их характеристики	2
4. Эффективное мёртвое время счётчика	
<i>Задание № 11</i>	93
<i>Задание № 12</i>	94
<i>Задание № 13</i>	2 3
Список литературы	2
. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ	2 9
. Введение	2 9
2. Основные характеристики однокристалльного гамма-спектрометра	220
3. Обработка аппаратурных спектров	240
<i>Задание № 1</i>	24
<i>Задание № 1</i>	243
Список литературы	245
. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ	24
. Свойства полупроводников	247
2. Переходы в полупроводниках	253
3. Образование носителей под действием ионизирующего излучения	255

4. Энергетическое разрешение ППД	25
5. Спектрометрия тяжелых заряженных частиц, электронов и γ -квантов	259
. Основные типы полупроводниковых детекторов	2 2
7. Усилительный тракт полупроводникового спектрометра	2
. Временные характеристики спектрометра	272
<i>Задание № 1</i>	273
<i>Задание № 1</i>	27
Список литературы	2
. ПРИЛОЖЕНИЯ	2
. Критические точки t -распределения Стьюдента	2
2. Критические точки χ^2 -распределения Пирсона	2 9
3. Значения функции $\varphi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2}$	290
4. Значения функции Лапласа $\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t e^{-z^2/2} dz$	290
5. Программно-аппаратный комплекс «Анализатор амплитудного спектра» ..	290
6. Программно-аппаратный комплекс «Период»	296
7. Программа «exp1»	299
8. Программа «exp2»	301
9. Программа «Компьютерная лаборатория»	304
10. Программа «re t al»	310
11. Программа «re t alne »	314
12. Программа «a t »	318
13. Программа «Статистика»	319
14. Схемы распада радиоактивных ядер	323
15. Программа «n атта»	334
16. Образцовые спектрометрические гамма-источники (ОСГИ)	363
17. Плотности некоторых веществ	365
18. Массовый состав сложных веществ	365
19. Периодическая система элементов Д.И. Менделеева	366

Учебное издание

СТЕПАНОВ Юрий Михайлович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Часть I

Учебное пособие

Издано в авторской редакции

Компьютерная верстка *К.С. Чечельницкая*
Дизайн обложки *А.И. Сидоренко*

Подписано к печати 19.12.2010. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».

Печать XEROX. Усл.печ.л. 21,52. Уч.-изд.л. 19,46.


Заказ . Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Система менеджмента качества

Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ . 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
Тел./факс: 8(3822)56-35-35, www.tpu.ru