САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ПРАКТИКУМ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

под редакцией В.О.Сергеева

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ • 2006

Печатается по постановлению Учёного совета
Физического учебно-научного центра СПбГУ

Рецензенты: кафедра ядерной физики СПбГУ и проф. Краснов Л.В.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый сборник содержит описания 10-и учебных лабораторных работ по экспериментальной ядерной физике.

Составители практикума ставили своей целью ознакомить студентов с основными понятиями и методами экспериментальной ядерной физики. Особое внимание в практикуме уделено свойствам ядерных излучений (α-, β-, γ-, нейтронного), процессам взаимодействия этих излучений с веществом и методам их регистрации.

Пособие предназначено для студентов естественных факультетов университетов и других высших учебных заведений, в которых читается курс лекций по ядерной физике. Теоретические разделы описаний написаны достаточно подробно, что позволяет использовать настоящее руководство и в тех случаях, когда студенты не прослушали лекционный курс. При составлении описаний учитывался многолетний опыт проведения занятий по экспериментальной ядерной физике со студентами как ядерных, так и неядерных специальностей на физическом факультете Санкт-Петербургского государственного университета.

За основу предлагаемого сборника описаний взято пособие «Практикум по ядерной физике», составленное сотрудниками кафедры ядерной спектроскопии ЛГУ в 1975 году [1]. Практикум существенно переработан и дополнен новыми вариантами ряда работ. Подробнее описано получение радиоактивных изотопов методом нейтронной активации. Введена методика анализа спектров γ-лучей и α-частиц на ЭВМ. Использование компьютеров позволило повысить требования к обработке экспериментальных данных и увеличить число задач по практикуму.

Составители стремились представить наряду с работами по изучению основных свойств ядер и их излучений работы и более специальные, посвященные рассмотрению отдельных эффектов, например, зависимости вероятности обратного рассеяния электронов от порядкового номера мишени Z и определению этим методом значений Z для изучаемых материалов.

Особое внимание уделено рассмотрению взаимодействия излучений разного типа с биологическими объектами. Этому посвящена работа «Дозы ионизирующих излучений», в которой рассмотрены различные способы защиты от излучений, приводятся значения дозовых пределов и обсуждаются дозы от фоновых излучений. В работе представлены нормы радиационной безопасности, приведенные в НРБ-99. Следует отметить, что все лабораторные работы поставлены с учетом требований НРБ-99.

Каждая работа состоит из теоретического раздела и экспериментальной части. В конце работы приводятся ссылки на монографии, учебники и научные статьи, использованные при составлении описаний. Среди подобного рода монографий отметим книги В.И.Гольданского и др. «Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц» [2] и Д.Худсона «Статистика для физиков» [3], в которых приводятся статистические методы обработки экспериментальных результатов в форме, наиболее приемлемой для данного руководства. Задание *№ 2* в работе «Космические лучи» составлено на основе пособия Н.Л.Григорова и др. [4]. В этой работе демонстрируется эффект изменения времени в релятивистских системах.

В работах представлены различные методы регистрации ядерных излучений, используются сцинтилляционные, полупроводниковые и газоразрядные детекторы. В одной из работ студенты самостоятельно собирают счетчик Гейгера-Мюллера.

В работах, в которых измеряются и анализируются спектры γ-лучей и α-частиц, используются персональные компьютеры.

Описания составили преподаватели и научные сотрудники кафедры ядерной физики Санкт-Петербургского университета: работа *№ 1* — «Статистические законы в ядерной физике» — В.О.Сергеев и С.Е.Белов (разделы «Распределение χ^2» и «Проверка гипотез...»); работа *№ 2* — «Счетчик Гейгера-Мюллера» — П.А.Тишкин и А.В.Шонин (раздел «Сборка счетчика Гейгера-Мюллера»); работа *№ 3* — «Взаимодействие альфа-частиц с веществом» — О.Е.Крафт; работа *№ 4* — «Полупроводниковые детекторы ядерных излучений» В.О.Сергеев и С.Е.Белов (раздел «Характеристики полупроводникового спектрометра»); работа *№ 5* — «Взаимодействие бета-частиц с веществом» — Н.М.Антоньева и А.В.Шонин (раздел «Обратное рассеяние электронов»); работа *№ 6* — «Взаимодействие гамма-излучения с веществом»

— А.А.Башилов; работа *№7* — «Сцинтилляционный гамма-спектрометр» — В.О.Сергеев; работа *№8* — «Дозы ионизирующих излучений» — Ю.Г.Жуковский, переработана В.О.Сергеевым; работа *№9* — «Определение периода полураспада» — П.А.Тишкин, переработана С.Е.Беловым и В.О.Сергеевым; работа *№10* — «Космические лучи» — В.О.Сергеев.

Составители отмечают большую заслугу профессора Б.С.Джелепова в постановке практикума по ядерной физике в Санкт-Петербургском (тогда Ленинградском) государственном университете и заведующего кафедрой ядерной физики физического факультета профессора К.А.Гриднева в поддержке работы учебной лаборатории.

Необходимо отметить вклад А.В.Шонина, в течение многих лет возглавлявшего учебную лабораторию ядерной физики физического факультета университета.

Составители сборника выражают благодарность профессору Е.П.Григорьеву, научному сотруднику Т.А.Тулиной и доценту Л.И.Виноградову за полезные обсуждения и внесение поправок в описания.

Составление и компьютерная верстка сборника выполнены С.Е.Беловым.

Литература

1. Практикум по ядерной физике. Под редакцией В.О.Сергеева. М., Высшая школа, 1975.

2. В.И.Гольданский, А.В.Куценко, М.И.Подгорецкий. Статистика отчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959

3. Д.Худсон, Статистика для физиков, Изд. «МИР», М., 1967

4. Н.Л.Григоров, М.З.Кондратьева, Н.Д.Раппопорт. Космические лучи. Под редакцией Н.М.Франка. М., Физматгиз, 1962

5. К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику. М., Энергоатомиздат, 1993

Основные свойства ядерных излучений

Альфа-излучение

Альфа-частицы — это ядра гелия $^4_2$He. Они возникают при радиоактивном распаде атомных ядер (α-распад) и в ядерных реакциях. При радиоактивном распаде энергия α-частиц лежит в диапазоне от 4 до 11 МэВ, большинство ядер испускает α-частицы с энергией 5–6 МэВ. Спектры α-частиц дискретные. Особенностью α-распада является сильная зависимость вероятности распада от энергии испускаемых α-частиц. Например, нуклид ^{232}Th распадается с периодом полураспада $T_{1/2}=14 \cdot 10^9$ лет и испускает α-частицы с энергией 4,0 МэВ, а период полураспада изотопа ^{214}Po составляет $T_{1/2}=1{,}6 \cdot 10^{-4}$ с при энергии α-частиц 7,7 МэВ, т. е. разница в периодах составляет $3{\cdot}10^{21}$ при изменении энергии всего в $\approx$2 раза. Эта особенность связана с условиями прохождения α-частицы через потенциальный барьер ядра.

Альфа-частицы интенсивно взаимодействуют с веществом, ионизируя его. В результате пробеги α-частиц в веществе малы. Например, в атмосферном воздухе пробег α-частицы с энергией 5 МэВ составляет около 4 см. Частицы с такой энергией полностью поглощаются листом писчей бумаги. В металлах пробег α-частиц еще меньше. Например, в алюминии пробег α-частицы с энергией 5 МэВ составляет лишь 0,05 мм.

Плотность ионизации, создаваемая α-частицей, велика и в атмосферном воздухе составляет $\sim 3 \cdot 10^4$ пар ионов на 1 см пути.

Бета-излучение

Бета-лучи — это поток электронов (β^--лучи) или позитронов (β^+-лучи), испускаемых при β-распаде атомных ядер. Спектры β-лучей непрерывные, что связано с испусканием наряду с β-частицей еще одной частицы — нейтрино (или антинейтрино). В результате энергия β-распада распределяется между β-частицей и нейтрино (или антинейтрино). Граничная энергия β-спектров

лежит в пределах от 10 кэВ до 10 МэВ. Для большинства изотопов граничная энергия β-частиц составляет 0,5–3 МэВ. При распаде атомных ядер могут испускаться электроны с линейчатым (дискретным) спектром. Это так называемые электроны внутренней конверсии, которые возникают при передаче энергии возбуждения ядра одному из электронов атомной оболочки. Обычно возбуждение ядра снимается путем испускания γ-кванта, но при небольших энергиях возбуждения (до 100 кэВ) процесс внутренней конверсии может быть более вероятен.

Пробеги электронов в веществе зависят от их энергии и от плотности вещества. Ионизирующая способность у электронов гораздо ниже, нежели у альфа-частиц. Средняя удельная ионизация, вызываемая β-частицами с энергией 1 МэВ в воздухе, составляет $\sim$70 пар ионов на 1 см пути. Электроны с энергией 1 МэВ полностью поглощаются слоем алюминия толщиной 2 мм.

Гамма-излучение

Гамма-излучение — это коротковолновое электромагнитное излучение, возникающее в результате разрядки состояний ядер, возбуждающихся при радиоактивном распаде ядер и в ядерных реакциях. Гамма-излучение возникает также в процессах распада элементарных частиц, в результате аннигиляции пар частица-античастица, при прохождении заряженных частиц через вещество и в ряде других процессов.

Энергия γ-излучения, возникающего при радиоактивном распаде, лежит в диапазоне от 1 кэВ (λ=1,24 нм) до 10 МэВ (λ=1,24$\cdot 10^{-4}$ нм). Длины волн γ-излучения гораздо меньше, чем, например, оптического излучения ($10^2 \div 10^3$ нм). Большинство радиоактивных нуклидов испускают γ-лучи в более узком диапазоне энергий от 100 до 3000 кэВ.

При взаимодействии γ-лучей с веществом может происходить их полное поглощение с испусканием электронов в результате фотоэффекта, упругое рассеяние, комптоновское рассеяние с изменением их энергии (длины волны). При энергии γ-лучей большей, чем 1022 кэВ, может происходить рождение пары e^-–e^+.

Плотность ионизации, создаваемая γ-лучами мала и составляет в атмосферном воздухе всего несколько пар ионов на 1 см пути. Поэтому пробеги γ-лучей могут составлять десятки метров.

Для поглощения γ-лучей используются вещества с большим атомным номером Z (например, свинец) или толстые слои плотных веществ (бетон, сталь). Так, γ-лучи с энергией 662 кэВ (^{137}Cs) поглощаются 3 см слоем свинца, а для γ-лучей ^{60}Co (1173 и 1332 кэВ) требуется слой свинца толщиной 10 см.

Нейтроны

Нейтроны — нейтральные частицы с массой, примерно равной массе протона. Наряду с протонами они входят в состав атомных ядер. В свободном состоянии нейтроны распадаются с периодом полураспада $T_{1/2}$=10,2 минуты. Нейтроны, как правило, не возникают при радиоактивном распаде ядер. Исключение составляет спонтанное деление ядер (например, ^{238}U) и распад высоковозбужденных состояний некоторых ядер (так называемый эффект «запаздывающих» нейтронов). Нейтроны получаются в различных ядерных реакциях, в том числе при делении ядер.

Нейтроны непосредственно не производят ионизацию вещества. Однако, при соударениях с легкими ядрами (например, ядрами водорода) нейтроны передают этим ядрам часть своей кинетической энергии, при этом атомы теряют свои орбитальные электроны и при движении в среде вызывают ее ионизацию.

Поглощение нейтронов в веществе связано с их замедлением и последующим захватом ядрами. В связи с этим защита от нейтронов осуществляется в два этапа: 1) замедление нейтронов до энергий 0,01–0,1 кэВ (нейтроны с энергией 0,025 эВ называются тепловыми) и 2) поглощение замедленных нейтронов.

В качестве замедлителей используют водородосодержащие вещества и графит. В качестве поглотителей используют вещества с большим сечением (вероятностью) захвата. Чаще всего применяют кадмий (в состав естественного кадмия входит изотоп ^{113}Cd с очень большим сечением захвата тепловых нейтронов), а также бор и их химические соединения.

1. Статистические законы в ядерной физике

Введение

Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. В основном это относится к статистичности процесса измерения. Возможны флуктуации и самой измеряемой величины, однако они могут быть сделаны сколь угодно малыми. Поэтому можно сказать, что сама по себе измеряемая величина (например, масса какого-либо тела, длина стержня и т. д.) имеет некоторое вполне определенное значение, в то время как результаты измерений флуктуируют из-за несовершенства измерительных приборов, недостаточной их изоляции от изменяющихся внешних условий и т. д. Численные значения результатов измерений обычно распределены по некоторому непрерывному вероятностному закону, чаще всего по закону Гаусса.

Совсем иначе обстоит дело со многими измерениями в ядерной физике. В отличие от макромира в микромире флуктуации измеряемых величин связаны, как правило, с самой сутью явлений и поэтому не могут быть сделаны сколь угодно малыми.

Если, например, речь идет об измерении числа актов радиоактивного распада, происшедшего за какое-то время, то флуктуирует сама измеряемая величина, а измерительный прибор (счетчик частиц) в первом приближении можно считать идеальным, т. е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина (например, число актов радиоактивного распада) является уже не непрерывной, а дискретной, и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является закон Пуассона, а иногда биномиальный закон.

Роль статистического подхода в микромире значительно глубже, чем в макрофизике. 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 статистического анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы. Другой пример. При исследовании космических лучей при помощи камеры Вильсона было обнаружено, что число частиц, регистрируемых при различных последовательных расширениях камеры, распределено не по закону Пуассона. Это наблюдение послужило отправной точкой для открытия и исследования ливней космических частиц.

Ошибки, связанные с методикой измерения, называют систематическими. Например, детекторы ядерных излучений и пересчетные устройства имеют конечное мертвое время τ. Если в течение этого времени возникает несколько импульсов, то регистрирующее устройство не сможет сосчитать их раздельно, и, следовательно, просчитает часть импульсов. Просчеты, хотя и объясняются статистическим характером явлений, но приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счета и параметров системы, предназначенной для регистрации импульсов.

§ 1. Распределение Пуассона

Пусть счетчик облучается потоком независимо следующих друг за другом частиц. Попадание той или иной частицы в счетчик является случайным событием. Поэтому в течение равных интервалов времени через счетчик может пролететь разное количество частиц. В этих условиях вероятность p_k того, что в течение времени t в счетчик попадет k частиц, дается известной формулой Пуассона:

$$p_k = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt} \ , \tag{1.1}$$

где n — поток частиц.

Среднее число актов определяется равенством

$$\overline{k} = \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \, . \tag{1.2}$$

Если интенсивность не зависит от времени, то $\overline{k} = nt$, откуда следует, что интенсивность n имеет смысл среднего числа актов, осуществляющихся за единицу времени.

Тогда формулу (1.1) можно записать в виде

$$p_k = \frac{(\overline{k})^k}{k!} e^{-\overline{k}}. \tag{1.3}$$

Как видно из (1.3), распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра — среднего числа актов. Экспериментальное определение $\overline{k}$ является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (1.3) следует, что

$$p_{k+1}(\overline{k})/p_k(\overline{k}) = \overline{k}/(k+1). \tag{1.4}$$

Поэтому, если $\overline{k} \ll 1$, то p_k монотонно убывает с ростом k. Иная картина имеет место, когда $\overline{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \approx \overline{k}$, после чего начинает монотонно убывать.

Зависимость p_k от k при разных $\overline{k}$ изображена на рис. 1. При малых $\overline{k}$ наблюдается асимметрия. По мере роста $\overline{k}$ максимум становится относительно все более острым, а график — все более симметричным относительно $k = \overline{k}$. При большом $\overline{k}$ график практически симметричен.

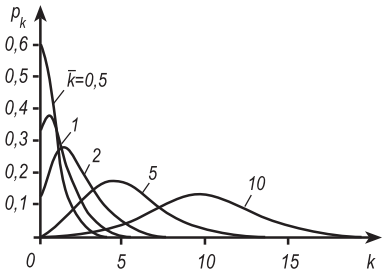

Рис. 1. Зависимость p_k от k

Из формулы (1.3) следует, что при всяком значении $\overline{k}$ возможно осуществление любого числа актов k. Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к $\overline{k}$, то вероятность p_k велика, в противном случае — мала. Мерой отклонения случайной величины k от ее среднего значения (мерой флуктуации) является дисперсия.

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение

$$D_x = \overline{(x - \overline{x})^2}. \tag{1.5}$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют абсолютной флуктуацией случайной величины x, а величину $\delta x = \Delta x/\overline{x} = \sqrt{D_x}/\overline{x}$ — ее относительной флуктуацией.

В случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \overline{k}\,, \tag{1.6}$$

абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\overline{k}}\,, \tag{1.7}$$

относительная флуктуация

$$\delta_k = 1/\sqrt{\overline{k}}\,, \tag{1.8}$$

где $\overline{k}$ — среднее число актов.

Соотношения (1.6)—(1.8) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если регистрировать отсчеты счетчика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отличаться от $\overline{k}$ не более чем на $\sqrt{\overline{k}}$.

Абсолютная флуктуация (1.7) возрастает с ростом $\overline{k}$, однако относительная ошибка δ_k (1.8) уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа сосчитанных частиц. Отсюда можно найти число частиц k, которое нужно сосчитать для достижения заданной относительной ошибки δ:

$$k = 1/\delta^2\,. \tag{1.9}$$

Таким образом, для измерения среднего числа частиц со статистической ошибкой 10%, нужно сосчитать 10^2 частиц. Для того чтобы статистическая ошибка составила 1%, требуется уже 10^4 частиц и т. д.

Закон Пуассона определен только для положительных значений k. На практике он часто применяется в тех случаях, когда нужно оценить надежность измерений и ошибки измеренных величин в случае наблюдения редких событий (отличающихся малой интенсивностью).

§ 2. Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса

Выше уже отмечалось, что по мере роста $\overline{k}$ распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $k{=}\overline{k}$.

Если выполнено условие

$$\sqrt{\overline{k}} \gg 1 \tag{1.10}$$

(практически при $k \simeq 20$), то достигается полная симметрия. Кроме того, различие между величинами вероятностей для смежных или близких k оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\overline{k} = 1000$:

$$(p_{1000} - p_{995})/p_{1000} = 0{,}01 \tag{1.11}$$

В этих условиях вместо вероятности p_k осуществления того или иного числа отсчетов можно пользоваться уже другой величиной, а именно, вероятностью $p(k)$ того, что число отсчетов заключено в „бесконечно малом“ интервале от k до $k + dk$. По абсолютной величине интервал dk может содержать несколько единиц. Однако он мал по сравнению с интересующими нас k, равными по порядку величины среднему числу отсчетов $\overline{k}$. Тем самым дискретное распределение заменяется непрерывным. Количественное рассмотрение функции распределения при выполнении условия (1.10) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{k}}} \exp\left(-\frac{(k-\overline{k})^2}{2\overline{k}}\right). \tag{1.12}$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k. Величина $y = k - \overline{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов k от среднего значения, распределена по закону

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{k}}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\overline{k}}\right). \tag{1.13}$$

При помощи (1.13) можно вычислить вероятность того, что величина $y = k - \overline{k}$ заключена интервале от $y = y_1$ до $y = y_2$. Искомая вероятность

$$p(y_1 \le y \le y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{k}}} \int\limits_{y_1}^{y_2} e^{-y^2/2\overline{k}} dy\,. \tag{1.14}$$

Заменяя переменную по формуле $y = z\sqrt{\overline{k}}$, получим

$$p(y_1 \le y \le y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{y_1/\sqrt{\overline{k}}}^{y_2/\sqrt{\overline{k}}} e^{-z^2/2} dz \tag{1.15}$$

или

$$p(y_1 \le y \le y_2) = \Phi(y_2/\sqrt{\overline{k}}) - \Phi(y_1/\sqrt{\overline{k}}), \tag{1.16}$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_0^z e^{-z^2/2} dz \tag{1.17}$$

— функция Гаусса.

Значения функции Гаусса приводятся в разнообразных математических и физических справочниках. С помощью таблиц можно найти вероятность того, что отклонение от среднего не превосходит по модулю величины абсолютной ошибки ($\sqrt{\overline{k}}$):

$$p(|y| \le \sqrt{\overline{k}}) = 2\Phi(1) = 0{,}682, \tag{1.18}$$

точно так же получаем

$$p(|y| \le 2\sqrt{\overline{k}}) = 2\Phi(2) = 0{,}954, \tag{1.19}$$

$$p(|y| \le 3\sqrt{\overline{k}}) = 2\Phi(3) = 0{,}997. \tag{1.20}$$

Из формул (1.18)—(1.20) вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (1.10) в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от $\overline{k}$ не более чем на $\sqrt{\overline{k}}$, в 95,4% не более чем на $2\sqrt{\overline{k}}$ и в 99,7% не более чем на $3\sqrt{\overline{k}}$ и т. д.

Результат измерения числа отсчетов k приводится всегда вместе со своей абсолютной ошибкой (обычно $\sqrt{k}$), которая является показателем статистической точности измерений.

Распределение (1.12) является частным случаем распределения Гаусса

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[\frac{-(x-\overline{x})^2}{2\sigma^2}\right], \tag{1.21}$$

которое зависит от двух параметров — $\overline{x}$ и σ.

Часто используется представление распределения (1.21) в функции переменной $u = (x - \overline{x})/\sigma$, тогда

$$p(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-u^2}{2}\right). \tag{1.22}$$

В таком представлении распределения Гаусса его среднее значение равно нулю, а стандартное отклонение — единице.

Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических явлений. В ядерной физике распределение (1.21) описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжелых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам при регистрации заряженных частиц полупроводниковым и сцинтилляционным детекторами и т. д.

Распределение Гаусса широко используется при анализе погрешностей эксперимента. Широкое применение нормального распределения в теории измерений основано на доказываемом в теории вероятности утверждения о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин с практически произвольным распределением, распределена согласно (1.21). Последнее утверждение означает, что использование нормального закона при описании экспериментальных данных возможно в тех случаях, когда исследуемую случайную величину можно представить в виде суммы достаточно большого числа независимых элементарных слагаемых, каждое из которых сравнительно мало влияет на сумму. Такая ситуация часто характерна для сложных экспериментов. В качестве примера можно привести случай, когда случайная величина подчиняется равномерному (равновероятному) распределению: случайная величина, являющаяся суммой трех таких величин уже может быть хорошо апроксимирована распределением Гаусса.

§ 3. Распределение χ^2

Распределение χ^2 (хи-квадрат) находит широкое применение при проверке согласия экспериментальных данных с некоторой априорной гипотезой, получении доверительных интервалов для

статистических параметров, проверке независимости переменных и в ряде других задач.

Пусть $x_1, x_2, \ldots, x_i, \ldots, x_\nu$ — набор ν случайных величин, каждая из которых распределена по нормальному закону со своим математическим ожиданием $\overline{x}_i$ и дисперсией σ_i. Квадраты нормированных значений x_i $u_i^2 = (x_i - \overline{x}_i)^2/\sigma_i^2$ в силу случайности x_i — также случайные величины. Их сумма также является случайной величиной

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\nu} u_i^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{(x_i - \overline{x}_i)^2}{\sigma_i^2} \,. \tag{1.23}$$

Очевидно, что величина χ^2 всегда положительна. Параметр ν в (1.23) называют числом степеней свободы. Поскольку величины u_i нормированы и имеют одно и тоже среднее значение, равное нулю, и равную единице дисперсию, то распределение плотности вероятности случайной величины χ^2 должно зависеть только от одного параметра, а именно от параметра ν. Если не все ν случайных величин не зависимы, то число степеней свободы, являющееся параметром в распределении χ^2, меньше ν на число связей. Плотность распределения вероятности для χ^2 дается формулой

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2}(\nu/2-1)!}(\chi^2)^{(\nu/2-1)} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right), \quad 0 < \chi^2 < \infty \,. \tag{1.24}$$

Среднее значение χ^2 равно числу степеней свободы ν, а дисперсия — 2ν. Для приложений важно распределение накопленной вероятности

$$P(\chi^2 < \chi_*^2) = \int\limits_0^{\chi_*^2} p(\chi^2) d\chi^2 \,, \tag{1.25}$$

которое трудно получить непосредственным интегрированием. В руководствах и книгах по статистике приводятся подробные таблицы $P(\chi^2 < \chi_*^2)$ для различных ν.

§ 4. Проверка гипотез о законе распределения. Критерий согласия χ^2

Целью многих экспериментов является оценка закона распределения некоторой физической величины. В ядерной физике это может быть, например, закон углового распределения нейтронов, рассеянных на ядрах определенного элемента. Точный закон распределения случайной величины в эксперименте определить невозможно, поскольку для этого понадобилось бы бесконечное число измерений для получения генеральной совокупности, а из конечного числа измерений определяется лишь конечная выборка. Из этого сразу следует важный вывод о том, что эксперимент не доказывает правильность гипотезы, а лишь позволяет сделать заключение о непротиворечивости ее с данными эксперимента.

Обычно перед проведением опыта уже сформулирована одна или несколько априорных гипотез, полученных из теории или в результате предыдущих экспериментов, часто косвенных. Поскольку измеряемая величина случайная, то, даже если закон ее распределения точно известен, ввиду ограниченности выборки будут наблюдаться отклонения результатов наблюдения от вычисленных по распределению. Возникает вопрос: случайны ли наблюдаемые отклонения измеренных величин от предсказанных теорией или имеются систематические расхождения, т. е. теория неверна?

Критерием согласия называют критерий проверки гипотезы о предполагаемом распределении. С его помощью можно установить, задавшись так называемой *доверительной вероятностью*, согласуются экспериментальные данные с априорной гипотезой или нет. Доверительная вероятность определяется условиями задачи и обычно принимается близкой к единице, например, 0,95.

На практике наиболее часто используется критерий согласия χ^2. Рассмотрим этот критерий. Пусть требуется проверить гипотезу о том, что случайная величина X распределена по закону $p(x)$. Рассмотрим опыт, в котором получено n независимых измерений X. Разобьем всю область изменений X на l интервалов и подсчитаем количество n_i измеренных значений X, попавших в каждый из интервалов. Поскольку теоретическое распределение $p(x)$ предполагается известным, можно рассчитать теоретическое число значений X в i-м интервале np_i, где p_i — вероятность по-

падания случайной величины в i-й интервал. Если экспериментальные частоты n_i сильно отличаются от теоретических np_i, то гипотезу о согласии теории и эксперимента следует отвергнуть. Критерий χ^2 дает возможность количественно выразить эту степень согласия.

В качестве меры расхождения между теорией (np_i) и экспериментом (n_i) используют критерий

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{l} \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i} \,. \tag{1.26}$$

Ясно, что чем меньше различаются теоретические и экспериментальные частоты, тем меньше значение χ^2. Поскольку распределение 1.26 при $n \to \infty$ стремится к распределению χ^2 (см. формулу (1.24)), этот критерий и назван критерием согласия χ^2. Применяют его следующим образом: рассчитав значение χ^2 и задавшись доверительной вероятностью α (или уровнем статистической значимости $1-\alpha$), находят по таблицам значение $\chi^2_{\alpha,\nu}$ для $\nu = l-1-t$, где t — количество дополнительных соотношений для оценки параметров распределения $p(x)$. Если при данном α $\chi^2 > \chi^2_{\alpha,\nu}$, то теория и эксперимент расходятся, если $\chi^2 < \chi^2_{\alpha,\nu}$ — согласуются. Также из таблиц можно определить доверительную вероятность α, при которой $\chi^2 < \chi^2_\nu$

Рассмотрим пример. Проведено n=200 измерений случайной величины — в табл. 1 приведены значения k и частоты их появления n_k.

Таблица 1. Экспериментальные n_k и ожидаемые по Пуассону np_k частоты.

k	0	1	2	3	4	5	6	Всего
n_k	109	65	22	3	1	0	0	200
$m_k = np_k$	108,7	66,3	20,2	4,1	0,6	0,07	0,01	200

Необходимо проверить гипотезу о том, что эти данные подчиняется закону Пуассона, т. е. что

$$p(k) = p_k = \frac{\overline{k}^k e^{-\overline{k}}}{k!} \,.$$

Мы видим, что для полного определения p_k нужно оценить параметр $\overline{k}$. Пусть этой оценкой будет выборочное среднее. Среднее $\overline{k}$ вычислим по формуле

$$\overline{k} = \frac{\sum_k k n_k}{\sum_k n_k}\,. \tag{1.27}$$

Таким образом

$$\overline{k} = (0\times 109 + 1\times 165 + 2\times 22 + 3\times 3 + 4\times 1)/200 = 122/200 = 0{,}61.$$

Тогда для ожидаемых частот получаем выражение

$$m_k = np_k = 200\cdot(0{,}61)^k\cdot e^{-0{,}61}\cdot(k!)^{-1}.$$

Эти значения приведены в третьей строке табл. 1. Поскольку ожидаемые частоты для $k > 2$ малы, объединим последние четыре значения k и составим новую табл. 2.

Таблица 2.

k	0	1	2	≥ 3
n_k	109	65	22	4
$m_k = np_k$	108,7	66,3	20,2	4,8

Для проверки гипотезы вычислим

$$u^2 = \sum_k \frac{(n_k - m_k)^2}{m_k} = \frac{0{,}3^2}{108{,}7} + \frac{(-1{,}3)^2}{66{,}3} + \frac{1{,}8^2}{20{,}2} + \frac{(-0{,}8)^2}{4{,}8} = 0{,}32$$

Для оценки $\overline{k}$ мы использовали одно соотношение (1.27), поэтому число степеней свободы равно ν=4−1−1=2. Следовательно, величина u^2 должна быть распределена примерно как χ^2_2.

Выясним теперь, не окажется ли величина u^2 столь большой, что исходная гипотеза (о распределении Пуассона) неправдоподобна. Из табл. 3 на с. 22 находим, что доверительной вероятности p=0,95 (или 5%-му уровню статистической значимости) соответствует значение $\chi^2_{0,95;2}$=5,991, т. е. величина u^2 должна находиться в пределах от 0 до 6,0. Поскольку значение u^2 попадает в этот *незначимый* интервал, проверяемая гипотеза принимается.

С другой стороны, если бы мы получили u^2=6,1 или больше, то должны были бы считать его значимым, поскольку, если гипотеза верна, то только в 5 случаях из 100 величина u^2 будет принимать столь большие значения.

§5. Указания по выполнению работы

Блок-схема установки показана на рис. 2. Установка состоит из детектора излучения 1, источника высокого напряжения 2 и пересчетного прибора 3. Детектор регистрирует излучение радиоактивного источника *S*. В качестве детектора можно использовать счетчик Гейгера–Мюллера или сцинтилляционный кристалл.

В работе предлагается провести измерения интенсивности ядерного излучения с различными интервалами времени, получить данные, как в рассмотренном примере (см. табл. 1) и проверить, что полученные величины подчиняются закону Пуассона и(или) Гаусса.

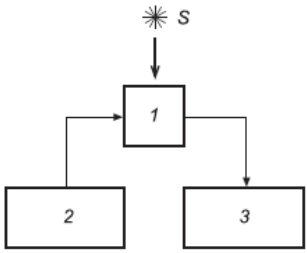

Рис. 2. Схема установки

Задание 1. Установить время измерений на пересчётном приборе такое, чтобы в среднем регистрировалось от 2 до 4 импульсов. Произвести ~500 измерений скорости счета.

Задание 2. Установить время измерений на пересчётном приборе такое, чтобы в среднем регистрировалось 15–25 импульсов. Выполнить ~1500 измерений отсчетов счетчика.

Задание 3. По результатам измерений построить гистограммы распределения импульсов. С помощью критерия χ^2 проверить предположения о законах распределений. Указать статистическую значимость полученных оценок.

На графиках с экспериментальными гистограммами построить теоретические гистограммы. Экспериментальная и теоретическая гистограммы должны быть нормированы к полному числу измерений.

По гистограмме задания 2 проверить, что ~68% отсчетов не отличаются от среднего значения k больше, чем на $\sqrt{k}$.

В отчете представить блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и гистограмм, выводы.

§ 6. Контрольные вопросы

1. Определение среднего значения случайной величины. Дисперсия. Абсолютная и относительная флуктуации случайной величины.
2. Распределение Пуассона (формула). Условия применимости. Величина дисперсии для закона Пуассона.
3. Закон Гаусса. Физический смысл параметров.
4. Связь между распределениями Пуассона и Гаусса. При каких условиях распределение Пуассона переходит в закон Гаусса и какими свойствами в таком случае оно обладает?
5. Абсолютная и относительная погрешности измерения случайной величины, распределенной по закону Гаусса.
6. Распределение χ^2. Проверка гипотез о законе распределения с помощью критерия χ^2.

Литература

1. В.И.Гольданский, А.В.Куценко, М.И.Подгоредкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматгиз, 1959.
2. Б.В.Гнеденко. Курс теории вероятностей. М., Гостехтеориздат, 1954.
3. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич, Основы экспериментальных методов ядерной физики, М., Энергоатомиздат, 1985.
4. Д.Худсон, Статистика для физиков, «МИР», М., 1967

Таблица 3. Значения χ^2 при различных P_{χ^2} в зависимости от числа степеней свободы ν.

$\nu \backslash \alpha$	0,99	0,98	0,95	0,90	0,80	0,70	0,50	0,30	0,20	0,10	0,05	0,02	0,01	α / ν
1	0,00016	0,00628	0,00393	0,0158	0,0642	0,148	0,455	1,074	1,642	2,706	3,841	5,412	6,635	1
2	0,0201	0,0404	0,103	0,211	0,446	0,713	1,386	2,408	3,219	4,605	5,991	7,824	9,210	2
3	0,115	0,185	0,352	0,584	1,005	1,424	2,366	3,605	4,642	6,251	7,815	9,837	11,345	3
4	0,297	0,429	0,711	1,064	1,649	2,195	3,357	4,878	5,989	7,779	9,488	11,668	13,277	4
5	0,554	0,752	1,145	1,610	2,343	3,000	4,351	6,064	7,289	9,236	11,070	13,388	15,086	5
6	0,872	1,134	1,635	2,204	3,070	3,828	5,348	7,231	8,558	10,645	12,592	15,033	16,812	6
7	1,239	1,564	2,167	2,833	3,822	4,671	6,346	8,383	9,803	12,017	14,067	16,622	18,475	7
8	1,646	2,032	2,733	3,490	4,594	5,527	7,344	9,524	11,030	13,362	15,507	18,168	20,090	8
9	2,088	2,532	3,325	4,168	5,380	6,393	8,343	10,656	12,242	14,684	16,919	19,679	21,666	9
10	2,558	3,059	3,940	4,865	6,179	7,267	9,342	11,781	13,442	15,987	18,307	21,161	23,209	10
11	3,053	3,609	4,575	5,578	6,989	8,148	10,341	12,899	14,631	17,275	19,675	22,618	24,725	11
12	3,571	4,178	5,226	6,304	7,807	9,034	11,340	14,011	15,812	18,549	21,026	24,054	26,217	12
13	4,107	4,765	5,892	7,042	8,634	9,926	12,340	15,119	16,985	19,812	22,362	25,472	27,688	13
14	4,660	5,368	6,571	7,790	9,467	10,821	13,339	16,222	18,151	21,064	23,685	26,873	29,141	14
15	5,229	5,985	7,261	8,547	10,307	11,721	14,339	17,322	19,311	22,307	24,996	28,259	30,578	15
16	5,812	6,614	7,962	9,312	11,152	12,624	15,338	18,418	20,465	23,542	26,296	29,633	32,000	16
17	6,408	7,255	8,672	10,085	12,002	13,531	16,338	19,511	21,615	24,769	27,587	30,995	33,409	17
18	7,015	7,906	9,390	10,865	12,857	14,440	17,338	20,601	22,760	25,989	28,869	32,346	34,805	18
19	7,633	8,567	10,117	11,651	13,716	15,352	18,338	21,689	23,900	27,204	30,144	33,687	36,191	19
20	8,260	9,237	10,851	12,443	14,578	16,266	19,337	22,775	25,038	28,412	31,410	35,020	37,566	20
21	8,897	9,915	11,591	13,240	15,445	17,182	20,337	23,858	26,171	29,615	32,671	36,343	38,932	21
22	8,542	10,600	12,388	14,041	16,314	18,101	21,337	24,939	27,301	30,813	33,924	37,659	40,289	22
23	10,196	11,293	13,091	14,848	17,187	19,021	22,337	26,018	28,429	32,007	35,172	38,968	41,638	23
24	10,856	11,992	13,848	15,659	18,062	19,943	23,337	27,096	29,553	33,196	36,415	40,270	42,980	24
25	11,524	12,697	14,611	16,473	18,940	20,867	24,337	28,172	30,675	34,382	37,652	41,566	44,314	25
26	12,198	13,409	15,379	17,292	19,820	21,792	25,336	29,246	31,795	35,563	38,885	42,856	45,642	26
27	12,879	14,125	16,151	18,114	20,703	22,719	26,336	30,319	32,912	36,741	40,113	44,140	46,963	27
28	13,565	14,847	16,928	18,939	21,588	23,647	27,336	31,391	34,027	37,916	41,337	45,419	48,278	28
29	14,256	15,574	17,708	19,768	22,475	24,577	28,336	32,461	35,139	39,087	42,557	46,693	49,588	29
30	14,953	16,306	18,493	20,599	23,364	25,508	29,336	33,530	36,250	40,256	43,773	47,962	50,892	30

2. Счетчик Гейгера–Мюллера

Введение

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера–Мюллера — три типа наиболее старых, но применяющихся в настоящее время детекторов ядерного излучения. Каждый из них содержит камеру, наполненную газом, поэтому эти приборы называются *газонаполненными детекторами.*

Рассмотрим особенности действия этих счетчиков. На рис. 3 изображена схема включения газонаполненного детектора с центральным электродом *1*, изолированным от стенок камеры *2*. Разность потенциалов U приложена между стенками и собирающим электродом через сопротивление R. Предположим, что ядерная частица создала в камере N пар ионов. Положительные и отрицательные заряды движутся внутри камеры по направлению к ее стенкам и к собирающему электроду в соответствии с направлением электрического поля. На рис. 4 показана зависимость величины заряда Q, появляющегося на электродах при прохождении через камеру одной частицы, от напряжения U. Кривые относятся к случаям, когда частица создает N_1 или N_2 пар ионов, причем $N_2 > N_1$. Эти кривые можно разбить на четыре основных участка. На участке I имеют место два конкурирующих процесса: собирание заряда на электродах камеры и рекомбинация ионов в газовом объеме. При возрастании электрического поля скорость движения ионов увеличивается, вероятность рекомбинации уменьшается и вели-

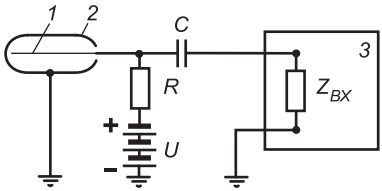

Рис. 3. Схема включения импульсного газонаполненного детектора:
1 — анод; *2* — катод; *3* — регистрирующее устройство

чина заряда, собранного на электродах, растет. При некотором напряжении все ионы, образовавшиеся в процессе ионизации, будут попадать на электроды и величина собранного заряда не возрастает. Наступает насыщение. Этому соответствует горизонтальный участок II.

Участок II кривой называют *областью ионизационной камеры.* На этом участке заряд, собранный на аноде, определяется только ионизационной способностью первичного ионизатора, а величина заряда равна суммарному заряду электронов, образованных в процессе ионизации, т. е. пропорциональна энергии частицы.

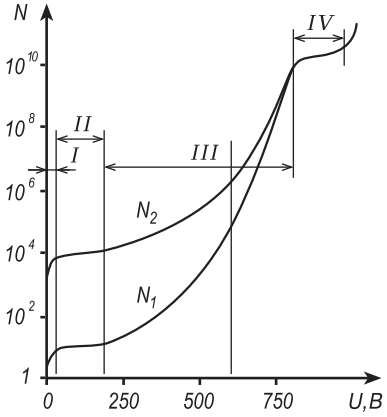

Рис. 4. Зависимость числа собираемых пар ионов от величины приложенного напряжения. Кривая N_1 соответствует регистрации электронов, N_2 — альфа-частицам.

На участке III собранный в камере заряд увеличивается в M раз благодаря газовому усилению. Электроны, созданные в процессе первичной ионизации, ускоряясь, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. Суммарный заряд, собираемый на электродах камеры, увеличивается. В начале участка III коэффициент газового усиления не зависит от первоначальной ионизации, и амплитуда импульсов пропорциональна числу пар ионов, созданных заряженной частицей. Участок кривой, на котором имеется газовое усиление, но сохраняется зависимость между собираемым зарядом и первоначальной ионизацией, называется *пропорциональной областью* и используется при работе пропорциональных счетчиков.

С возрастанием приложенного напряжения эта пропорциональность постепенно нарушается и в конце участка III величина собранного на аноде заряда становится независимой от величины первоначальной ионизации. Верхняя часть участка III называется *областью ограниченной пропорциональности.*

На участке IV собираемый заряд не зависит от первоначальной ионизации. Благодаря газовому усилению заряд возрастает до величины, ограничиваемой характеристиками камеры и внешней цепи. Этот участок называется *областью Гейгера–Мюллера*, а счетчики, работающие в этой области, называются *счетчиками Гейгера–Мюллера*.

Счетчики Гейгера–Мюллера широко применяются для обнаружения и исследования различного рода радиоактивных и других ионизирующих излучений: α- и β-частиц, γ-квантов, световых и рентгеновских квантов, частиц космического излучения и т. д. Нейтроны и γ-кванты регистрируются счетчиками по вторичным ионизирующим частицам: нейтроны по протонам отдачи, γ-кванты по фото- или комптон-электронам и по электронно-позитронным парам. Медленные нейтроны регистрируются по продуктам вызываемых ими ядерных реакций.

Основным достоинством счетчиков, обусловившим их широкое применение, является их высокая эффективность: любая ионизирующая частица, проходящая через счетчик, будет зарегистрирована, если она создаст хотя бы одну пару ионов, которой оказывается достаточно для образования разряда.

Амплитуда импульсов от счетчика обычно по порядку величины равна 1 В. Следовательно, в электронных устройствах не требуется большого числа каскадов усиления. Механизм работы позволяет выполнить их в разнообразных вариантах в зависимости от назначения счетчика. Область применения счетчиков ограничена невозможностью использования счетчика для амплитудного анализа энергии излучения, так как амплитуда импульсов на выходе счетчика, как уже говорилось, не зависит от первоначальной ионизации, вызвавшей этот импульс. Подобные ограничения не свойственны пропорциональным счетчикам и другим детекторам, в которых сигнал на выходе зависит от величины энергии, потерянной частицей в детекторе.

§ 1. Принцип работы счетчика

Устройство. Счетчик представляет собой газоразрядный объём с сильно неоднородным электрическим полем. Чаще всего применяются счетчики с коаксиально расположенными цилиндрическими электродами: внешний цилиндр — катод и нить диа-

метром $\sim 0{,}1$ мм, натянутая на его оси — анод. Внутренний, или собирающий, электрод (анод) укреплен на изоляторах. Этот электрод обычно изготавливают из вольфрама, позволяющего получить прочную и однородную проволоку малого диаметра. Другой электрод (катод) составляет обычно часть оболочки счетчика. Если стенки трубки стеклянные, ее внутреннюю поверхность покрывают проводящим слоем (медь, вольфрам, нихром и т. д.).

Электроды располагаются в герметически замкнутом резервуаре, наполненном каким-либо газом (гелий, аргон и др.) до давления от нескольких сантиметров до десятков сантиметров ртутного столба. Для того, чтобы перенос отрицательных зарядов в счетчике осуществлялся свободными электронами, газы, используемые для наполнения счетчиков, должны обладать достаточно малым коэффициентом прилипания электронов (как правило, это благородные газы).

Для регистрации частиц, обладающих малым пробегом (α-частицы, электроны), в резервуаре счетчика делается окно, через которое частицы попадают в рабочий объем.

На рис. 5 приведены некоторые типичные конструкции счетчиков Гейгера–Мюллера.

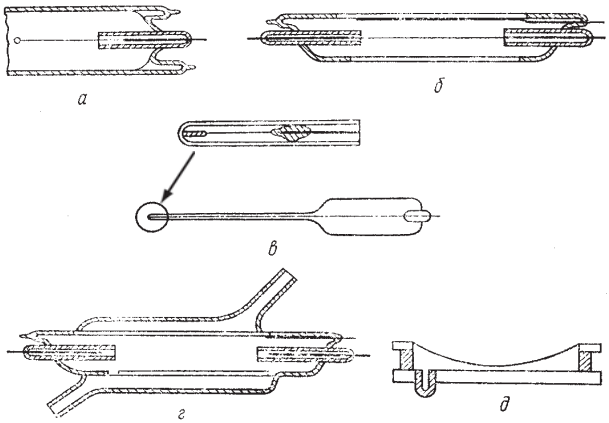

Рис. 5. Различные типы счетчиков Гейгера–Мюллера:
а — торцевой, *б* — цилиндрический, *в* — игольчатый, *г* — счетчик с рубашкой, *д* — плоскопараллельный

Схема включения показана на рис. 3. Напряжение между собирающим электродом и катодом счетчика подается от высоковольтного источника питания. Приведенная схема имеет то преимущество, что катод счетчика поддерживается под потенциалом земли. Собирающий электрод имеет высокий положительный потенциал относительно земли. Конденсатор C разделяет высоковольтную цепь питания счетчика и входную цепь электронной схемы. Сопротивление R, включенное последовательно с источником питания, отделяет собирающий электрод от источника питания. Благодаря этому сопротивлению потенциал нити во время разряда снижается. Величина сопротивления ($R \sim 10^8 \div 10^9$ Ом) подбирается таким образом, чтобы можно было поддержать пониженное напряжение на аноде до тех пор, пока положительные ионы не дойдут до катода и нейтрализуются на нем.

Счётная характеристика дает зависимость скорости счета от приложенного напряжения при неизменной интенсивности ионизирующего излучения (рис. 6). Для правильно выбранных рабочих условий эта картина имеет горизонтальный участок, называемый „плато“, протяженностью в несколько сот вольт с небольшим наклоном (обычно несколько процентов на 100 В). Напряжение начала счета (порог счета) соответствует минимальным амплитудам импульсов, пропускаемых дискриминатором регистрирующего устройства. Величина этого напряжения зависит от многих причин, главными из которых являются диаметр нити анода, род газов (входящих в состав смеси), давление газа. На начальном участке счетной характеристики быстрый рост числа импульсов объясняется тем, что счетчик работает в области ограниченной пропорциональности, где возникновение разряда в счетчике зависит от числа первоначально образованных пар ионов.

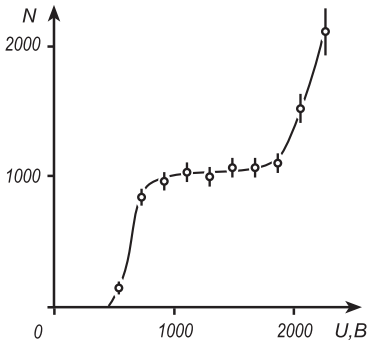

Рис. 6. Счетная характеристика счетчика Гейгера–Мюллера

Начиная с некоторого напряжения, скорость счета практически не зависит от приложенного напряжения, так как здесь каждая ионизирующая частица вызывает импульс с достаточной для регистрации амплитудой (для вспышки разряда достаточно одной пары ионов). Скорость счета здесь определяется числом актов ионизации, происходящих в рабочем объеме счетчика.

Очевидно, что количественно правильная регистрация излучения может производиться только со счетчиками, имеющими плато. Наличие последнего выясняется путем снятия счетной характеристики. Полученная счетная характеристика позволяет судить о величине рабочего напряжения, протяженности и наклоне плато.

Рабочее напряжение, протяженность и наклон плато зависят от природы газа, наполняющего счетчик, а для данного газа от его давления и конструкции счетчика (диаметр катода, толщина нити анода). При повышении давления газа рабочее напряжение, как правило, увеличивается. Рабочее напряжение галогенных счетчиков равно, обычно, 300 – 400 В, а для счетчиков, не имеющих галогенной добавки, оно составляет 800 В и выше. Причинами наклона плато является наличие вторичных электронов, создающих ложные импульсы, и изменение чувствительного объема счетчика с ростом напряжения. Рабочее напряжение выбирается в промежутке до *середины* плато.

Механизм разряда в несамогасящемся счётчике Гейгера–Мюллера. При возникновении в рабочем объеме счетчика ионов и электронов они начинают двигаться под действием электрического поля к электродам. Электроны, двигаясь к нити, попадают в область с большой напряженностью электрического поля, где они приобретают скорости, достаточные для возбуждения и ударной ионизации атомов газа, с которыми они сталкиваются.

Каждый электрон на своем пути к аноду создает некоторое количество пар ионов и возбужденных атомов. Если каждый электрон создает лавину из m электронов (в среднем), то при начальном числе пар n ионов первая лавина, приходящая на анод счетчика, состоит уже из nm электронов. В то же время возбужденные атомы и молекулы газа высвечиваются, испуская фотоны (в том числе и в ультрафиолетовом диапазоне). Если каждый электрон на своем пути к аноду создаст μ возбужденных ато-

мов газа, то будет испущено $n\mu$ фотонов. Некоторая доля этих фотонов попадет на катод счетчика и вырвет с его поверхности фотоэлектроны. Положительные ионы также могут вырывать с поверхности катода электроны. Среднее число электронов, вырванных с поверхности катода, обозначим как $n\alpha$. Эти электроны, двигаясь от катода к аноду, создают вторую лавину из $n\alpha m$ электронов, а из катода вырывается фотонами новая партия из $n\alpha^2$ электронов и т. д. Через разрядный промежуток счетчика проходит последовательная серия электронных лавин

$$N = nm + \alpha nm^2 + \alpha^2 nm^3 + ... = nm(1 + \alpha m + \alpha^2 m^2 + ...)\ . \quad (2.1)$$

В гейгеровской области $\alpha > 1$. Ток электронов, протекающий через счетчик, сразу же после возникновения первичной ионизации, начинает возрастать по экспоненциальному закону:

$$i = i_0 exp(t/\tau)\ , \quad (2.2)$$

где τ — время движения электронов к аноду ($\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-7}$ с). Так как положительные ионы в объеме счетчика (число их равно числу электронов) движутся значительно медленнее электронов, в разрядном промежутке быстро образуется большой положительный объемный заряд. Распределение поля между анодом и катодом изменяется, и коэффициент α делается приблизительно равным или меньше единицы.

Возрастание тока в счетчике прекращается. Он достигает своего максимального значения $i = (U - U_Z)/R_C$, где U_Z — начальный потенциал зажигания газового разряда (для несамогасящихся счетчиков среднего размера $U_Z = 500 \div 1000$ В); R_C — внутреннее сопротивление газоразрядного промежутка, зависящее от величины счетчика, отношения диаметров анода и катода, сорта газа и давления ($R_C \sim 10^6 \div 10^7$ Ом). Такой счетчик, очевидно, не пригоден для работы, так как способен зарегистрировать только одну частицу. Необходимо принять специальные меры для гашения разряда, для того чтобы счетчик мог регистрировать другие попадающие в счетчик частицы.

§ 2. Гашение разряда

Внешняя схема гашения разряда. В газонаполненных счетчиках положительные ионы проходят весь путь до катода

и нейтрализуются вблизи него, вырывая электроны из металла. Эти дополнительные электроны могут привести к возникновению следующего разряда, если не принять мер для его предупреждения и гашения.

К гашению разряда в счетчике, изображенном на рис. 3, приводит включение в цепь анода счетчика сопротивления R, имеющего величину $\sim 10^9$ Ом. При наличии такого сопротивления разряд в счетчике прекращается, когда напряжение между анодом и катодом снижается из-за собирания электронов на аноде до величин, меньших тех, которые необходимы для поддержания разряда. Это происходит благодаря тому, что постоянная времени входной цепи много больше времени собирания положительных ионов. Существенным недостатком такой схемы является низкая временная разрешающая способность, порядка 10^{-3} с и более.

Самогасящиеся счётчики. В настоящее время несамогасящиеся счетчики применяются редко, так как разработаны хорошие самогасящиеся счетчики. Очевидно, чтобы прекратить разряд в счетчике, необходимо устранить причины, которые поддерживают разряд после прохождения ионизирующей частицы через объем счетчика. Таких причин две. Одна из них — ультрафиолетовое излучение, возникающее в процессе разряда. Фотоны этого излучения играют двойную роль в процессе разряда. Их положительная роль в самогасящемся счетчике — распространение разряда вдоль нити счетчика, отрицательная роль — вырывание фотоэлектронов из катода, приводящее к поддержанию разряда. Другой причиной возникновения вторичных электронов с катода является нейтрализация на катоде положительных ионов. В нормально работающем счетчике разряд должен обрываться на первой лавине.

Наиболее распространенный способ быстрого гашения разряда состоит в добавлении к основному газу, наполняющему счетчик, другого газа, способного гасить разряд. Счетчик с таким наполнением называется *самогасящимся.* Так, при наполнении счетчика к инертным газам добавляют некоторые органические многоатомные газы с низкими ионизационными потенциалами и малыми коэффициентами прилипания электронов (например, пары спирта). Молекулы подобных газов поглощают ультрафиолетовое излучение, сопровождающее разряд, а при столкновении с положительными ионами инертных газов нейтрализуют и пере-

водят их из возбужденных состояний в основное (энергия ионизации аргона 15,7 эВ, паров спирта 11,3 эВ). В результате на катод счетчика поступают не ионы инертных газов, а ионы органических молекул, обладающие меньшей энергией. При подходе к поверхности катода ионы органических молекул (в дальнейшем спирта) нейтрализуются. Остаток энергии молекула спирта могла бы отдать двумя способами: испустить фотон или затратить энергию на вырывание электрона. Однако ни того ни другого не происходит, потому что время жизни возбужденной молекулы спирта, до того как она диссоциирует, всего лишь 10^{-13} с. Время жизни по отношению к излучению составляет 10^{-7} с, а время, необходимое для того, чтобы ион подошел к катоду на расстояние, достаточное для вырывания электрона, $\sim 10^{-12}$ с. Из этого следует, что возбужденная молекула спирта распадается на составные части — отдельные атомы или более мелкие молекулы — значительно раньше, чем успеет испустить фотон или подойти ближе к поверхности катода.

Таким образом, используя органические многоатомные газы, добиваются эффективного гашения разряда после первой лавины.

Галогенные счётчики. В процессе гашения многоатомные молекулы гасящей примеси распадаются на более мелкие молекулы (молекулы спирта распадаются на молекулы ацетилена, метана, кислорода и др.). В счетчике средних геометрических размеров имеется около 10^{20} молекул спирта. Так как при каждом разряде в таком счетчике диссоциирует $\sim 10^{10}$ ионов спирта, то через 10^{10} импульсов все молекулы распадутся. Это приводит к старению счетчика, которое замечается по изменению его свойств, например: увеличению потенциала зажигания разряда, увеличению наклона плато и др.

От этого недостатка свободны *галогенные счетчики*, представляющие собой разновидность самогасящихся счетчиков. В галогенных счетчиках Гейгера–Мюллера к благородному газу добавляется небольшое количество галогена (брома или хлора). Обычно добавляют 0,1% хлора.

Механизм гашения в галогенных счетчиках аналогичен этому же процессу в счетчиках с органическими гасящими смесями с той разницей, что гасящий газ в процессе гашения не расходуется. При гашении разряда двухатомные молекулы галогена дис-

социируют, однако благодаря процессу рекомбинации количество галогенного газа все время поддерживается, что удлиняет срок службы счетчика.

Интересным свойством галогенных счетчиков, наполненных неоном, является низкое рабочее напряжение (~300 В). Эти низковольтные галогенные счетчики содержат малые примеси аргона и галогена, составляющие примерно по 0,1%.

Достоинством галогенных счетчиков является также возможность включения их в токовый режим. Счетчики в токовом режиме применяются для измерения радиоактивного излучения больших интенсивностей.

§ 3. Мертвое время счетчиков

Частицы, попавшие в счетчик на начальной стадии развития разряда, вообще не регистрируются. Этот промежуток носит название *мертвого времени счетчика* $t_м$. В течение некоторого промежутка времени, непосредственно следующего за разрядом, электрическое поле в счетчике из-за наличия чехла положительных ионов имеет меньшую величину. Импульсы, которые создаются частицами, попадающими в это время в счетчик, имеют меньшую амплитуду. Интервал времени, необходимый для полного восстановления величины импульса после окончания мертвого времени, называется *временем восстановления* $t_в$ (рис. 7).

Разрешающее время счетной системы τ определяет минимальный промежуток времени, которым должны быть разделены пролеты ядерных частиц через счетчик для того, чтобы они были зарегистрированы отдельно. Типичное значение разрешающего времени порядка 10^{-4} с. Наблюдаемая $\dot{m}$ и истинная $\dot{n}$ (т. е. скорость счета, которая наблюдалась бы в том случае, если бы разрешающее время τ имело бы пренебрежимо малую величину) скорости связаны соотношением

$$\dot{n} = \frac{\dot{m}}{1 - \dot{m}\tau} \,. \tag{2.3}$$

Разрешающее время счетной системы можно определить экспериментально методом нескольких источников.

В настоящей работе для определения τ применяется установка с несколькими источниками, расположенными по окружности.

Счетчик помещен в центре установки. Производится сравнение скоростей счета отдельных источников с суммарной скоростью счета от тех же источников открытых одновременно.

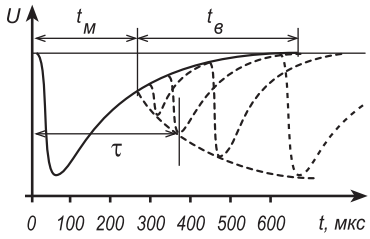

Рис. 7. Мёртвое время $t_{\mathcal{M}}$, разрешающее время τ и время восстановления $t_{\text{в}}$ типичного счетчика Гейгера–Мюллера: U—потенциал собирающего электрода

Предположим $\dot{n}$ — истинная скорость счета, обусловленная i-м источником за вычетом фона ($i = 1, 2, \ldots$); $\dot{m}$ — измеренная скорость счета от i-го источника за вычетом фона; $\dot{n}_\Sigma$ и $\dot{m}_\Sigma$ — истинная и измеренная суммарные скорости счета от всех источников за вычетом фона. Тогда $\sum \dot{n}_i = \dot{n}_\Sigma$, но

$$\dot{n}_i = \frac{\dot{m}_i}{1 - \dot{m}_i \tau}, \; \dot{n}_\Sigma = \frac{\dot{m}_\Sigma}{1 - \dot{m}_\Sigma \tau}. \tag{2.4}$$

Пользуясь приближенными равенствами при $\dot{m}_i\tau \ll 1$ и $\dot{m}_\Sigma\tau \ll 1$

$$\frac{\dot{m}_i}{1 - \dot{m}_i \tau} \simeq \dot{m}_i + \dot{m}_i^2 \tau \quad \text{и} \quad \frac{\dot{m}_\Sigma}{1 - \dot{m}_\Sigma \tau} \simeq \dot{m}_\Sigma + \dot{m}_\Sigma^2 \tau \tag{2.5}$$

получаем уравнение

$$\sum_{i=1}^{k} \dot{m}_i + \tau \sum_{i=1}^{k} \dot{m}_i^2 = \dot{m}_\Sigma + \dot{m}_\Sigma^2 \tau. \tag{2.6}$$

Окончательно получаем следующее выражение для τ:

$$\tau = \frac{\sum\limits_{i=1}^{k} \dot{m}_i - \dot{m}_\Sigma}{\dot{m}_\Sigma^2 - \sum\limits_{i=1}^{k} \dot{m}_i^2}. \tag{2.7}$$

Если все измерения проводились за один и тот-же интервал времени t, то в вышеприведенной формуле скорости счета $\dot{m}_i$ и $\dot{m}_\Sigma$ можно заменить на числа сосчитанных импульсов m_i и m_Σ

за этот интервал времени

$$\tau = \frac{\sum\limits_{i=1}^{k} m_i - m_\Sigma}{m_\Sigma^2 - \sum\limits_{i=1}^{k} m_i^2}\, t. \tag{2.8}$$

Для увеличения точности в определении величины разрешающего времени необходимо измерить величины m_i и m_Σ с хорошей статистической точностью.

Отметим, что погрешность в определении величины τ зависит главным образом от погрешности числителя, который является разностью двух больших и близких по величине чисел. Погрешность знаменателя гораздо меньше и ею можно пренебречь.

§ 4. Эффективность счетчика

Эффективностью счетчика называется отношение числа зарегистрированных счетчиком частиц к полному числу прошедших через него частиц.

Счетчики Гейгера–Мюллера не обладают 100%-ной эффективностью при регистрации ядерных частиц или γ-квантов. Это обусловлено тем, что частица, прошедшая через счетчик, может не создать даже одной пары ионов (либо ионы продиффундируют в нерабочую область). Тем не менее эффективность счетчика к электронам может достигать 99% (и даже 99,9%.).

Регистрация γ-лучей осуществляется через посредство быстрых электронов, образующихся при поглощении или рассеянии γ-квантов, в основном в стенках счетчика (незначительно в газе). Эффективность счетчика для γ-лучей зависит от материала стенок (катода) и энергии γ-квантов.

В области энергий 0,1 — 1,5 МэВ, где электроны выбиваются из стенок катода главным образом в результате комптон-эффекта, материал стенок счетчика мало влияет на эффективность, так как пробег электронов приблизительно обратно пропорционален атомному номеру Z, а сечение комптон-эффекта прямо пропорционально Z.

В области больших энергий, где основным процессом поглощения γ-квантов является образование электронно-позитронных

пар, выгодно изготовлять стенки счетчика из материала с большим Z, так как сечение образования пар пропорционально Z^2.

Эффективность регистрации γ-лучей обычно составляет $\sim$1%.

§ 5. Указания по выполнению работы

Часть 1. Сборка и исследование счетчика Гейгера-Мюллера. Необходимо собрать счетчик и исследовать зависимость его характеристик (напряжение начала счета, протяженность и наклон плато, мертвое время и время восстановления) от величины нагрузочного сопротивления и отношения „спирт/воздух“ в его рабочем объеме.

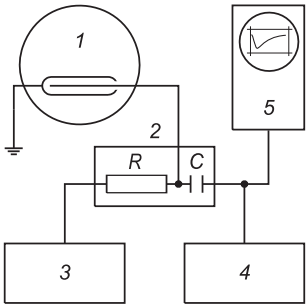

Рис. 8. Блок-схема лабораторной установки, часть 1

Работа выполняется на установке, изображенной на рис. 8. Установка состоит из ваккумной камеры *1*, в которой устанавливается счетчик и которая может наполняться смесью спирта с воздухом в различных пропорциях, источника высокого напряжения *3*, пересчетного прибора *4*. На плате *2* крепятся нагрузочное сопротивление R и переходная емкость C. Мертвое время и время восстановления счетчика можно определить с помощью осциллографа *5*.

Задание 1. Используя вольфрамовую нить, медный цилиндр и изоляторы, собрать счетчик и установить его в вакуумной камере.

Задание 2. На плате собрать переходную цепочку и соединить её со счетчиком и другими приборами. Затем откачать воздух из камеры до 5—10 мм рт. ст., после чего впустить немного паров спирта и воздуха. При установившемся давлении смеси плавно увеличивать напряжение U и определить пороговое значение $U_{\text{порог}}$, при котором обнаруживаются импульсы. Затем изучить зависимость скорости счета N от напряжения U. Измерения в каждой точке надо производить по 2 раза со статистической точностью не хуже 5%. В рабочей точке определить мертвое время и время восстановления счетчика.

Повторить задание 2 для других значений нагрузочного сопротивления и других отношений „спирт/воздух“.

Задание 3. Снять зависимость $U_{\text{порог}}$ от давления воздуха в рабочем объёме счётчика. Для этого напускать постепенно воздух в камеру и, изменяя напряжение на счетчике, определять пороговое значение $U_{\text{порог}}$, при котором обнаруживаются импульсы.

В отчете представить блок-схему установки с описанием опытов, результаты опытов в виде таблиц и графиков, зарисовки импульсов с экрана осциллографа, выводы.

Часть 2. Определение разрешающего времени и величины просчетов счетчика Гейгера-Мюллера.

Разрешающее время может быть определено следующим способом. Определяется фон счетчика $N_{\text{ф}}$ при закрытых источниках. Затем измеряется счет от каждого источника в отдельности и от источников, открытых одновременно (сначала от 1-го и 2-го источников, затем от 1-го, 2-го и 3-го и т. д.). Результаты измерений представляют в следующей таблице:

№ источника	Счёт от каждого источника в отдельности		Счёт, который был бы при простом суммировании импульсов		Суммарный счёт, наблюдавшийся при комбинациях источников		Вычисленное значение, τ_k (с)	Погрешность, $\Delta\tau_k$ (с)
	Счёт M_i	Счёт за вычетом фона $m_i = M_i - N_{\text{ф}}$	Комбинации источников	$\Sigma\, m_i$	Счёт M^{Σ}	Счёт за вычетом фона $m^{\Sigma} = M^{\Sigma} - N_{\text{ф}}$		
1			—	—	—	—	—	—
2			1 + 2					
3			1 + 2 + 3					
4			1 + 2 + … +4					
5			1 + 2 + … +5					
6			1 + 2 + … +6					

Для каждого случая вычисляют τ_k по формуле (2.7) или (2.8) и определяют погрешность $\Delta\tau_k$. В качестве погрешности определения числа сосчитанных импульсов можно взять статистическую погрешность. Полученные значения τ_k надо усреднить с учетом веса каждого измерения. Вес находится по формуле

$$p_k = \frac{1}{\Delta\tau_k^2}. \tag{2.9}$$

Средневзвешенное значение определяется как

$$\tau = \frac{\sum\limits_k \tau_k p_k}{\sum\limits_k p_k}. \tag{2.10}$$

В качестве погрешности результата можно взять среднюю статистическую погрешность

$$\Delta\tau = \frac{1}{\sqrt{\sum\limits_k p_k}}. \tag{2.11}$$

Величина просчетов определяется из графика просчетов. Следует построить график (с одинаковым масштабом по осям координат) зависимости суммарного счета m_Σ от числа отсчетов, которые должны были бы получиться в результате простого суммирования счета от источников. Величина просчета определяется по отклонению соответствующей ординаты от точки на прямой с наклоном в 45°.

Блок-схема лабораторной установки показана на рис. 9. Несколько радиоактивных источников находятся в свинцовой защите *1*. Свинцовые заслонки *2* в опущенном состоянии полностью поглощают ионизирующее излучение. Когда одна или несколько заслонок подняты, счетчик *3* регистрирует радиоактивное излучение. Высокое напряжение на счетчик подается с блока *4*. Через формирователь *5* импульсы поступают на пересчётный прибор *6*.

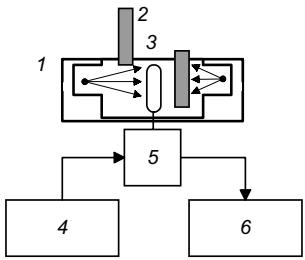

Рис. 9. Блок-схема лабораторной установки, часть 2

Задание 1. Изучение счётной характеристики счетчика. Поднять свинцовую заслонку одного из источников и, плавно увеличивая напряжение U, найти пороговое значение, при котором обнаруживаются импульсы. Затем изучить зависимость скорости счета N от напряжения. Измерения в каждой точке производить 2—3 раза со статистической точностью не хуже 3—4%,

одновременно строить график зависимости $N = f(U)$. При возрастании скорости счета на 30% относительно скорости счета на «плато» прекратить увеличение напряжения во избежание непрерывного разряда в счетчике. По графику $N = f(U)$ выбрать рабочую точку.

Задание 2. Определение разрешающего времени и величины просчетов. Все измерения производят при напряжении, соответствующем рабочей точке счетчика. Измерения фона надо производить до и после опыта, за окончательное значение фона принимают среднее двух измерений. При обработке результатов не забывать вычитать фон счетчика!

Отчет должен содержать блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и графиков, значения напряжения начала счета, напряжения рабочей точки, протяженности и наклона плато, значения величин разрешающего времени и просчетов, выводы.

§ 6. Контрольные вопросы

1. Устройство счетчика Гейгера–Мюллера.
2. Процесс развития разряда в газонаполненном счетчике. Зависимость числа собираемых пар ионов от напряжения, приложенного к счетчику.
3. Регистрация заряженных частиц ионизационной камерой.
4. Регистрация заряженных частиц пропорциональными счетчиками.
5. Регистрация заряженных частиц счетчиком Гейгера–Мюллера.
6. Какими газами наполняются газоразрядные счетчики и почему выбираются именно эти газы?
7. Способы гашения разряда в счетчике Гейгера–Мюллера.
8. Схема включения счетчика Гейгера–Мюллера. Как выбирается величина гасящего сопротивления?
9. Мертвое время и время восстановления счетчика Гейгера–Мюллера. Разрешающее время. Формула связи между истинным и наблюдаемым счетом.
10. Достоинства и недостатки счетчика Гейгера–Мюллера.

Литература

1. С.Корф, «Счетчики заряженных частиц и электронов» М., ИЛ, 1947.
2. В.Векслер, Л.Грошев, Б.Исаев, «Ионизационные методы исследования излучений» 2 изд. М. - Л., ГИТТЛ, 1950.
3. Э.Фюнфер, Г.Нойерт, «Счетчики излучений» М., Госиздат, 1961.
4. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич, «Основы экспериментальных методов ядерной физики» М., Энергоиздат, 1985

3. Взаимодействие альфа-частиц с веществом

Введение

Альфа-частицы представляют собой ядра гелия $^4_2$He, имеют заряд $+2e$, состоят из 4 нуклонов — 2 протонов и 2 нейтронов.

Альфа-частицы возникают при радиоактивном распаде атомных ядер, а также в различных ядерных реакциях. Альфа-частицы, испускаемые естественно-радиоактивными элементами, имеют энергию от 4 до 11 МэВ. Частицы с относительно небольшой энергией можно получить путем ионизации атомов гелия.

Альфа-частицы часто используют в качестве бомбардирующих частиц при изучении строения вещества. Именно при изучении рассеяния α-частиц на тонких металлических фольгах Резерфорд в 1911 г. сделал вывод, что масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющем размеры $\sim 10^{-13}$ см. Первая ядерная реакция

$$\alpha + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \to {}^{17}_{8}\mathrm{O} + p$$

была также осуществлена с использованием α-частиц в 1919 г.

На современных ускорителях получают пучки α-частиц с энергией от нескольких до сотен мегаэлектронвольт (МэВ). Альфа-частицы таких энергий успешно используются для изучения свойств атомных ядер.

§ 1. Взаимодействие альфа-частиц с веществом

Основными силами взаимодействия α-частиц с веществом являются кулоновские силы, основными процессами взаимодействия — процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения.

Упругое рассеяние — такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и происходит лишь перераспределение ее между частицами. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т. е. происходит процесс рассеяния.

Проходя через вещество, α-частицы почти не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы ($M_\alpha = 7350\, m_e$, в результате столкновения с электроном они отклоняются от первоначального направления не более чем на $30''$). Столкновения с ядрами, напротив, приводят к их значительному рассеянию.

Упругое рассеяние заряженной частицы на тяжелом ядре описывается *формулой Резерфорда*

$$N(\theta) = \frac{1}{4} N n d \left(\frac{zZe^2}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}\,, \tag{3.1}$$

где $N(\theta)$ — число частиц, рассеянных в единице телесного угла под углом θ; N — число частиц, падающих на 1 см^2 мишени в 1 с; n — число ядер в 1 см^3; d — толщина мишени; Z — заряд ядра-рассеивателя; z, m и v — заряд, масса и скорость частицы.

Формула Резерфорда была проверена экспериментально и оказалось, что она хорошо согласуется с опытом для широкого диапазона рассеивающих ядер, углов рассеяния и скоростей α-частиц.

Интересно отметить, что опыты по рассеянию α-частиц сыграли историческую роль в развитии представлений о строении атома. Основываясь на наблюдении больших углов рассеяния ($\theta > 90°$), Резерфорд предположил, что весь положительный заряд атома и почти вся его масса сосредоточены в малом объеме с радиусом $\sim 10^{-13}$ см. Отсюда возникла первая «ядерная» модель атома, согласно которой атом подобен планетарной системе: вокруг массивного ядра обращаются электроны.

Вывод формулы (3.1) был основан на следующих предположениях:

1. Между частицей и ядром действуют только кулоновские силы. В действительности помимо кулоновских сил между частицей и ядром при малых прицельных параметрах (большие углы рассеяния) могут действовать ядерные силы. Опыты по изучению рассеяния α-частиц больших энергий на ядрах показали, что существуют отступления от формулы Резерфорда, и характер этих

отступлений позволил сделать определенные заключения о некоторых особенностях ядерных сил.

2. Отсутствует экранирование ядра атомными электронами. Между тем экранирование является существенным для малых углов рассеяния, когда частица пролетает на больших расстояниях от ядра. Поэтому для очень малых углов рассеяния формула (3.1) должна быть уточнена.

3. Масса налетающей частицы значительно меньше массы ядра. В этом случае частица при столкновении с ядром практически не теряет энергии, а лишь меняет направление движения (ядро остается неподвижным).

Наиболее интересным представляется случай кулоновского рассеяния двух одинаковых частиц (например, рассеяние α-частиц в гелии). В этом случае при выводе формулы приходится учитывать два эффекта, связанные с тождественностью частиц:

1. Из-за одинаковости частиц на опыте нельзя отличить случаи рассеяния на углы θ и $\pi/2-\theta$. Учет этого приводит к увеличению вероятности рассеяния; в частности, вероятность рассеяния под углом $\theta = 45°$ удваивается.

2. Существует так называемый квантовомеханический эффект обмена, связанный с неразличимостью обеих частиц. Суть его заключается в том, что волны, которые описывают движение рассеянной частицы и ядра отдачи, интерферируют между собой. Оказалось, что результат интерференции зависит от спина частиц. Так, например, для рассеяния α-частиц в гелии (спин равен 0) учет квантовомеханического эффекта приводит к увеличению сечения, для рассеяния протонов на водороде (спин равен 1/2) — к уменьшению.

Формулы, учитывающие указанные эффекты, выведены Моттом. Они хорошо подтверждаются экспериментально.

Ионизационное торможение. В процессе ионизационного торможения энергия заряженной частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит.

Квантовомеханическое рассмотрение процесса торможения приводит к следующему выражению для потери энергии нерелятивистской частицей на единице длины пути:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 z^2}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{\overline{J}} \ . \tag{3.2}$$

Здесь z и v — заряд и скорость частицы; n — число электронов в 1 см^3; $\overline{J}$=(13,5 Z)·1,6 · 10^{-12} эрг — средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, где Z — заряд ядер среды; m_0 — масса покоя электрона.

Таким образом, удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости частицы и не зависит от массы частицы M.

Для частиц со скоростями, близкими к скорости света (β=v/c∼1), учет релятивистских эффектов приводит к добавочным слагаемым в формуле для удельных потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 z^2}{m_0 v^2}\left[\ln\frac{2m_0v^2}{\overline{J}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right] . \qquad (3.3)$$

Это выражение известно как формула Бете. Графическая зависимость dE/dx от энергии α-частицы представлена на рис. 10.

Пробег частицы R можно определить как расстояние, которое она проходит до момента полной потери энергии. Характерной особенностью α-частиц является существование у них определенного пробега: треки α-частиц одной энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии одной и той же длины с небольшим разбросом в ту или иную сторону.

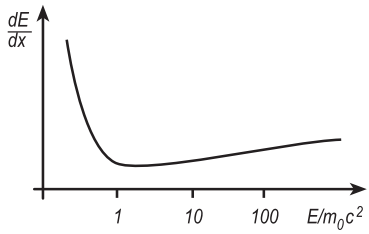

Рис. 10. Зависимость dE/dx от энергии α-частицы

Величина пробега частицы определяется потерями энергии, которые происходят при ее движении. Потери эти различны для разных скоростей частиц.

1. При скоростях более 2,5·10^9 см/с ($E_\alpha > 15$ МэВ) величина $\ln(2m_0v^2/\overline{J})$ в формуле (3.2) изменяется так медленно, что ее можно приближенно считать постоянной величиной порядка единицы. Раскроем выражение для $-dE/dx$:

$$-\frac{dE}{dx} = -d\left(\frac{Mv^2}{2}\right)/dx = -Mv\frac{dv}{dx} .$$

Воспользовавшись формулой (3.2), получим

$$-\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M}\frac{1}{v^3}.$$

Тогда

$$-v^3 dv = a dx, \quad a = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M}\ .$$

Проинтегрируем это выражение:

$$\int\limits_0^{v_0} v^3 dv = a \int\limits_0^R dx\ .$$

Здесь v_0 — начальная скорость частицы, R — величина ее пробега. Проинтегрируем последнее выражение и получим

$$R = v_0^4/4a. \tag{3.4}$$

2. При скоростях α-частиц (1÷2,5)·10^9 см/с (4 — 15 МэВ) можно приближенно считать, что $\ln(2m_0 v^2/\overline{J}) \sim Bv$. Тогда

$$-\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M} B \frac{1}{v^3} = \frac{b}{v^2} \quad \Rightarrow \quad -v^2 dv = b dx.$$

Интегрируя, получим

$$R = v_0^3/3b. \tag{3.5}$$

Пробеги α-частиц, испускаемых естественно-радиоактивными элементами и имеющих энергии 4 – 11 МэВ, удовлетворяют этому закону.

Если рассмотреть выражения для пробегов в данной среде разных частиц, имеющих одинаковые скорости, то можно убедиться, что они относятся как соответствующие частицам значения M/z^2.

Например, пробеги α-частиц и протонов, имеющих, равные скорости, относятся как

$$\frac{R_\alpha}{R_p} = \frac{M_\alpha}{z_\alpha^2} : \frac{M_p}{z_p^2} = 1\ .$$

При этом энергии α-частиц и протонов отличаются в 4 раза.

На рис. 14, с. 52 связь между пробегом и энергией частицы представлена в виде номограммы, при помощи которой по пробегу α-частицы можно найти ее энергию, и наоборот.

Потеря энергии или торможение α-частицы в веществе сопровождается ионизацией. *Полной ионизацией* называется число пар ионов, образованных α-частицей на всем ее пути. *Удельной ионизацией* называют число пар ионов, образованных частицей на единице пути.

Удельная ионизация не является постоянной величиной, но функцией пройденного альфа-частицей расстояния. Если измерить зависимость удельной ионизации n от расстояния x, пройденного частицей, получится кривая, показанная на рис. 11. Эта зависимость называется *кривой Брэгга*. Как видно из рисунка, с уменьшением скорости удельная ионизация возрастает, достигая острого максимума, и затем быстро падает до нуля.

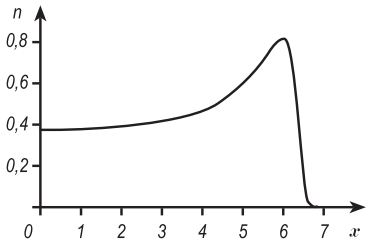

Рис. 11. Кривая Брэгга

В табл. 4 дана зависимость удельной ионизации N (число пар ионов на сантиметр) как функции расстояния до конца пробега l (при нормальном атмосферном давлении и 15 °C).

Зная энергию α-частицы и число пар ионов, образованных ею на протяжении всего пути, можно определить среднюю энергию, затрачиваемую α-частицей на создание одной пары ионов. Оказалось, что эта величина почти не зависит от скорости частицы, но является важной характеристикой вещества. Табл. 5 дает ее значения для некоторых газов.

Таблица 4. Удельная ионизация N (см$^{-1}$) как функция расстояния до конца пробега l.

l, см	N	l, см	N
7,0	24400	2,0	34400
5,0	25400	1,0	48000
4,0	26800	0,47	60000
3,0	28800	0,21	45000

Таблица 5. Средние потери энергии α-частицы на создание одной пары ионов в некоторых газах.

Газ	E, эВ	Газ	E, эВ
H_2	33,0	O_2	33,3
He	27,8	Ne	27,4
N_2	35,0	Ar	25,4

Разброс пробегов. Если мы возьмем достаточно тонкий источник монохроматических α-частиц, то все частицы выходят из него с одинаковой скоростью. Между тем, как можно убедиться на опыте, их пробег оказывается не одинаковым.

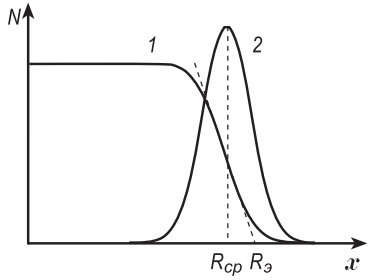

Рис. 12. Зависимость числа α-частиц, прошедших слой вещества, от толщины этого слоя

Если исследовать параллельный пучок монохроматических α-частиц, например, при помощи флуоресцирующего экрана, и подсчитать число сцинтилляций, увеличивая постепенно расстояние между источником и экраном, т. е. заставляя α-частицы проходить все больший слой воздуха, то оказывается, что число частиц N в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (рис. 12, кривая *1*). Если эту кривую продифференцировать и построить величину $-dN/dx$ в зависимости от толщины слоя, то получится кривая *2*. Эта кривая имеет резкий максимум при $x{=}R_{\text{ср}}$, показывающий, что подавляющее большинство α-частиц имеет определенный пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону. Величина $R_{\text{ср}}$ называется *средним пробегом*. Разброс пробега называется *страгглингом*.

Каковы же причины страгглинга?

Во-первых, дело во флуктуациях числа атомов на пути частицы. Число ионов, созданных частицей, т. е. потеря ею энергии, будет зависеть от этого числа. Если среднее число ионов, образуемых α-частицей на длине ее пробега N, то возможное отклонение от этого числа, согласно статистическому закону, равно $\sqrt{N}$. Среднее число пар ионов, образуемых частицей, движущейся со скоростью $2 \cdot 10^9$ см/с, равно $2{,}8 \cdot 10^5$. Флуктуация этого числа $\sqrt{N} = 5{,}3 \cdot 10^2$, т. е. составляет 0,2%. Однако, как показывает опыт, флуктуации в пробеге частиц составляют не 0,2%, а значительно больше (около 2%).

Второй причиной, вызывающей страгглинг, является перезарядка частиц при их движении через среду. Если направить пучок

α-частиц через камеру Вильсона с малой скоростью (пропустив их предварительно через фильтры перед камерой), то в треках α-частиц можно видеть разрывы — это участки пути, на которых они являются нейтральными. При прохождении α-частиц через вещество к ним может примкнуть один или два электрона. Таким образом, на всем пути частица имеет разный заряд. Опытами было установлено, что быстрая α-частица движется, в основном, как двухзарядный ион, при уменьшении скорости она будет терять заряд, двигаясь как однозарядный ион или даже как нейтральная частица. Естественно, что перезарядка вызовет дополнительные флуктуации в ионизации, и, значит, флуктуации в пробеге. Эта причина дает 1,5 — 1,7% разброса пробегов.

Помимо среднего пробега α-частиц, существует понятие *экстраполированного пробега*. Кривые, подобные кривой *1* на рис. 12, почти прямолинейны на значительном расстоянии вблизи конца пробега, где имеется быстрый спад. Экстраполированный пробег получается путем продолжения этой почти прямой линии до пересечения ее с осью абсцисс, и величина, соответствующая точке пересечения, принимается за величину пробега. Этот пробег всегда больше, чем средний. В таблицах приводят значения как среднего, так и экстраполированного пробегов.

§ 2. Методы определения энергии α-частиц

Определение энергии α-частиц по величине их пробега. Величина пробега α-частиц связана с их энергией (см. предыдущий параграф), поэтому, измеряя каким-либо образом пробег α-частиц в веществе, можно определить их энергию. Так как α-частицы сильно поглощаются веществом, то для удобства проведения опытов в качестве поглотителя применяется воздух. В таких опытах в камеру помещают радиоактивный α-источник и на определенном расстоянии от него устанавливают детектор α-частиц. Меняя давление газа в камере, измеряют пробег α-частиц путем определения величины давления газа, при котором происходит полное поглощение α-частиц. Затем по номограммам, связывающим пробег α-частиц в данном газе с энергией α-частиц, определяют энергию α-частиц от данного радиоактивного α-источника. Метод отличается простотой, однако точность определения энергии α-частиц при этом невелика — 50–100 кэВ.

Определение энергии α-частиц по создаваемой ими полной ионизации. Этот метод основан на том, что число ионов, создаваемое α-частицами в ионизационной камере, пропорционально энергии α-частиц. Камера обычно наполняется смесью аргона (90%) и метана (10%). Размеры камеры порядка 10x10x10 см^3 α-источники помещаются внутри камеры, что обеспечивает почти 4π-геометрию. С помощью ионизационной камеры можно определить энергию α-частиц с точностью 20–30 кэВ. Благодаря высокой чувствительности ионизационных камер их можно использовать для измерения энергии и интенсивности α-частиц от весьма слабых источников.

Сцинтилляционные α-спектрометры. Эти приборы имеют более высокие спектроскопические характеристики по сравнению с ионизационными камерами. В качестве детекторов α-частиц в таких спектрометрах чаще всего используются кристаллы ZnS. Амплитуда импульса тока на выходе ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки в кристалле, которая в свою очередь пропорциональна энергии α-частиц. С помощью сцинтилляционных спектрометров можно определять энергию α-частиц с точностью 10–20 кэВ. Применение кристаллов большой площади позволяет обеспечить высокую эффективность регистрации α-частиц и использовать сцинтилляционные спектрометры в прикладных областях, например, в дозиметрии, медицине, экологии и др.

α–спектрометры с полупроводниковыми детекторами имеют большие преимущества перед ионизационными камерами, пропорциональными счетчиками и сцинтилляционными спектрометрами. Эти преимущества обусловлены гораздо более высокой разрешающей способностью полупроводниковых детекторов ($\sim$20 кэВ) и сравнительно простой конструкцией этих приборов. С помощью спектрометров с полупроводниковыми детекторами можно определять энергию α-частиц с точностью до 3–5 кэВ. Благодаря этим факторам спектрометры с полупроводниковыми детекторами стали основным инструментом для изучения α-спектров и получили широкое применение как в научных исследованиях, так и в прикладных областях. Некоторым недостатком спектрометров с полупроводниковыми детекторами является небольшой размер детекторов, что снижает эффективность регистрации α-частиц. Работа №4 настоящего „Практикума“ посвя-

щена определению энергии α-частиц с помощью спектрометра с полупроводниковым детектором.

Метод магнитного анализа. Наиболее точное определение энергии заряженных частиц, в том числе α-частиц, производится с помощью магнитного анализа с использованием магнитных спектрометров различного типа. Эти приборы основаны на отклоняющем действии магнитного поля на движущуюся заряженную частицу. Разрешающая способность магнитных α-спектрометров составляет 2–5 кэВ, что позволяет определять энергии α-частиц с точностью 0,2–1,0 кэВ, которая недостижима другими методами. Однако магнитные α-спектрометры представляют собой весьма сложные и громоздкие устройства и используются только в специальных лабораториях.

§ 3. Тонкая структура α-спектров

В энергетических α-спектрах радиоактивных нуклидов часто наблюдается тонкая структура, т. е. α-спектры зачастую состоят из дискретных линий, соответствующих α-распаду на различные состояния дочерних ядер. Например, при распаде чётно-чётных ядер, т. е. ядер, имеющих чётное число протонов и чётное число нейтронов, имеется интенсивная α-линия, соответствующая α-переходу между основными состояниями материнского и дочернего ядер, и одна или несколько линий с меньшей энергией и с меньшей интенсивностью, соответствующих α-переходам на возбужденные состояния дочернего ядра. Эти линии соответствуют так называемым *короткопробежным α-частицам.* Гораздо реже имеет место α-распад возбужденных состояний атомных ядер (например, распад состояний ^{214}Po). В этих случаях энергия α-частиц больше энергии α-группы из основного состояния, и такие α-частицы называют *длиннопробежными.*

§ 4. Указания по выполнению работы

В настоящей работе определяется энергия α-частиц исследуемого нуклида по их пробегу в воздухе. Для этого снимается зависимость скорости счета α-частиц от давления $N = N(P)$.

Схема установки для определения пробега альфа-частиц изображена на рис. 13. В вакуумной камере *A* помещается исследуемый радиоактивный источник *1*. Вакуумная камера соединена с системой кранов (на рисунке не показаны), с помощью которых можно откачивать и напускать в камеру воздух. Альфа-частицы источника проходят некоторое расстояние и регистрируются с помощью сцинтилляционного экрана ZnS *2*. Попадая на экран, альфа-частица вызывает в нем световую вспышку (сцинтилляцию). Для регистрации световых вспышек используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) *3*. Подача высокого напряжения на ФЭУ осуществляется от блока высокого напряжения *5*. Импульсы тока с ФЭУ усиливаются формирователем *4* и регистрируются пересчётным устройством *6*.

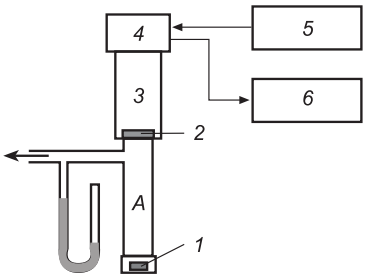

Рис. 13. Схема установки

Наполняя воздухом откачанную камеру, снять зависимость скорости счета альфа-частиц от давления в камере. Измерения производить 2–3 раза со статистической точностью не хуже 3–5%. При этом должна получиться зависимость, аналогичная кривой *1* на рис. 12.

По результатам измерений вычислить пробег альфа-частиц. Пробег равен

$$R = l\frac{P_0}{760}\,, \tag{3.6}$$

где l — расстояние от источника до детектора; P_0 — давление, соответствующее максимуму кривой *2* (см. рис. 12) при температуре 15 °C.

Следует ввести поправку на изменение давления в зависимости от температуры. Поэтому необходимо измерить температуру до начала и в конце опыта, а за окончательное значение температуры взять их среднее.

В номограмме (см. рис. 14 на с. 52) приведена зависимость среднего пробега α-частиц в воздухе от энергии при 15 °C. Можно считать, что температура газа в приборе равна температуре окружающего воздуха. По закону Гей-Люссака $P/T = const$ при

$V = const$. Исходя из этого необходимо ввести соответствующую поправку на температуру. Определив таким образом R, по номограмме находят энергию α-частиц.

В отчете представить блок-схему установки, результаты в виде таблиц и графиков, значения среднего и экстраполированного пробегов, значение энергии альфа-частиц с погрешностью.

§ 5. Контрольные вопросы

1. Что такое альфа-частицы, каков их состав, в каких процессах они возникают и где они используются?
2. Какова энергия альфа-частиц, испускаемых естественно-радиоактивными элементами?
3. Каковы основные процессы взаимодействия альфа-частиц с веществом?
4. Рассеяние альфа-частиц. Формула Резерфорда.
5. Ионизационное торможение альфа-частиц. Зависимость потерь энергии альфа-частиц от их начальной энергии.
6. Кривая Брэгга. Объяснить вид кривой Брэгга.
7. Пробег альфа-частиц. Зависимость пробега от начальной энергии альфа-частиц.
8. Как будет выглядеть зависимость скорости счета альфа-частиц от давления в камере, если источник содержит одну альфа-линию, но является «толстым», т. е. его толщина сравнима с пробегом альфа-частиц в нём?
9. Метод определения энергии альфа-частиц по их пробегу. Схема установки, методика проведения опыта и обработки данных.

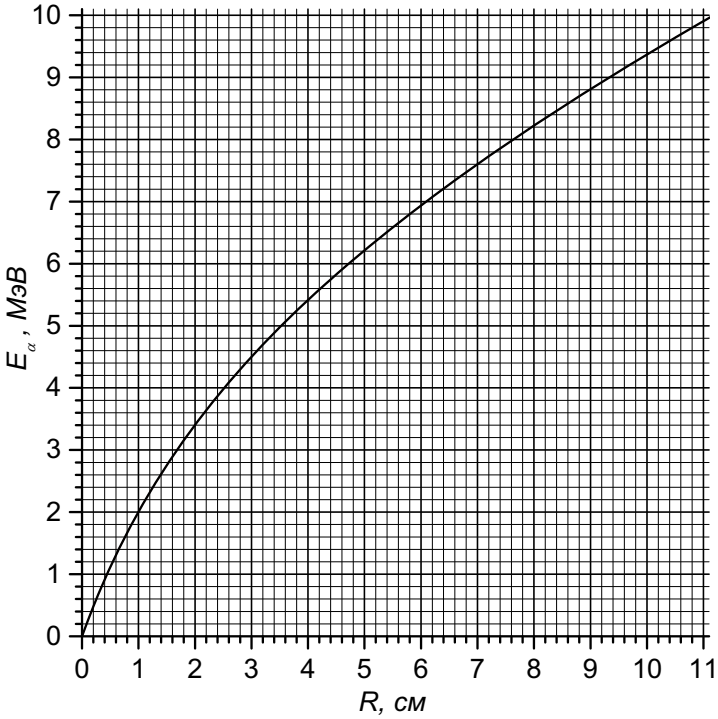

Рис. 14. Связь между энергией E_α и средним пробегом R для α-частиц в воздухе при атмосферном давлении 760 мм рт. ст. и температуре 15 °C

4. Полупроводниковые детекторы ядерных излучений

Введение

Появление в шестидесятых годах полупроводниковых детекторов ядерных излучений явилось важной вехой в развитии экспериментальной ядерной физики. В настоящее время детекторы занимают ведущее место среди приборов, регистрирующих излучения. Полупроводниковые детекторы являются твердотельными аналогами ионизационных камер. Они имеют большие преимущества перед другими типами детекторов, наиболее важным из которых является высокое разрешение. Среди других достоинств полупроводниковых детекторов следует указать: линейность в широком диапазоне энергий, малое время нарастания импульса, относительную простоту и небольшие размеры, а также нечувствительность к магнитным полям. Первые детекторы были применены для регистрации тяжелых заряженных частиц, их использование сразу привело к успехам в изучении ядерных реакций. Освоение процесса дрейфа лития в кремнии и германии дало возможность изготовлять детекторы с большим объемом. Такие Ge(Li) детекторы стали использоваться при изучении спектров частиц большой энергии и в спектроскопии электронов. Применение техники дрейфа лития в германии привело к созданию больших детекторов, пригодных для регистрации γ-лучей.

В дальнейшем была разработана технология высокой очистки кристаллов кремния и германия от примесей, что привело к появлению сверхчистых кристаллов. Эти кристаллы стали использоваться в так называемых HP-детекторах (high pure — сверхчистые). Такие детекторы не содержат лития и могут храниться при комнатной температуре, но при регистрации γ-квантов и частиц их необходимо охлаждать.

В настоящее время полупроводниковые детекторы в области γ-спектроскопии практически заменили сцинтилляционные кристаллы.

Развитие полупроводниковых спектрометров привело к прогрессу не только в ядерной физике, но и в смежных областях: физике твердого тела, радиотехнике, технологии изготовления полупроводников. Детекторы широко применяются при изучении космического пространства, в биофизике и геофизике, в медицине.

§ 1. Свойства полупроводниковых детекторов

Носители заряда (электроны и дырки), образующиеся в результате взаимодействия излучения с веществом полупроводникового детектора, собираются на его электродах электрическим полем. Процесс образования и собирания зарядов зависит от распределения электронных энергетических уровней в кристалле. На рис. 15 показано расположение зон электронных уровней в полупроводнике и изоляторе (*а*) и в металле (*б*). В полупроводниках и изоляторах существует полностью заполненная зона с энергетической щелью над ней, и для перевода электронов из заполненной зоны в зону проводимости необходимо затратить определенную энергию. Если энергетическая щель ΔE велика, то приложение небольшого поля не вызовет появления тока. Такие вещества называются *изоляторами*. Если же щель мала, то некоторые электроны в результате тепловых флуктуации переходят в зону проводимости, что вызывает появление тока. Такие вещества имеют небольшую, но заметную проводимость и называются *полупроводниками*. Энергетическое расстояние между заполненной зоной и зоной проводимости называется энергетической щелью. В полупроводниках энергетическая щель не превышает 2 эВ.

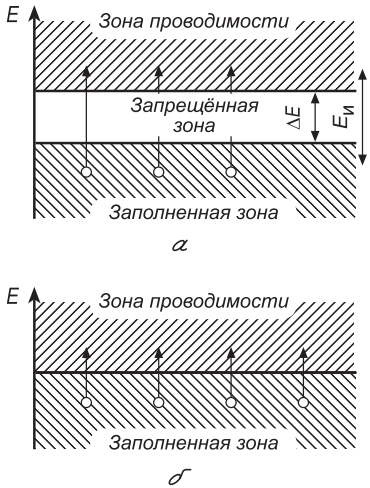

Рис. 15. Энергетические зоны в полупроводнике и изоляторе (*а*) и в металле (*б*)

Число электронов n, переведенных в зону проводимости в результате тепловых флуктуа-

ции, зависит от температуры как $n \sim \exp(-\Delta E/2kT)$. Электрическая проводимость резко увеличивается с температурой и это является характерным свойством полупроводников.

Средняя энергия $E_{\text{и}}$, необходимая для перехода электронов из заполненной зоны в зону проводимости, называется *энергией ионизации.* Она несколько больше энергетической щели. В том случае, когда зона проводимости накладывается на заполненную зону, проводимость вещества велика и почти не зависит от температуры. Такие вещества называются *металлами.* Несмотря на то, что могут быть изготовлены весьма чистые кристаллы, в них имеются небольшие примеси, влияющие на электрические свойства вещества. Если атомы примесей имеют лишний электрон сверх тех, которые нужны для связи атомов в кристалле, то этот электрон может перемещаться в кристалле. Вещества, проводимость которых связана с отрицательными зарядами, называются *материалами n-типа*; примеси, создающие отрицательный заряд, называются *донорными.* Например, примеси P, As, Sb, Li в кристаллах Ge и Si являются донорными.

Если атомы примеси имеют на один электрон меньше, чем нужно для связи атомов в кристалле, то в кристаллической структуре возникают вакансии (*дырки*). Эти вакансии могут быть заполнены за счет других атомов, происходит миграция вакансий в кристалле. Это эквивалентно перемещению положительного заряда. Такие вещества называются *материалами p-типа*, а примеси, которые захватывают электроны от соседних атомов, называются *акцепторными.* Например, примеси B, Ga, Zn в Si и Ge являются акцепторными.

Оба типа примесей имеют небольшую энергию ионизации. У донорных примесей есть уровни, лежащие вблизи зоны проводимости, у акцепторных — вблизи заполненной зоны (рис. 16). Могут быть примеси с относительно большими энергиями ионизации. Такие примеси вызывают сложные эффекты в полупроводниках.

В реальных полупроводниках присутствуют как акцепторные, так и донорные примеси и оба типа примесей в той или иной степени компенсируют друг друга. Тип носителей, который находится в избытке, называется *главным*, например, электроны в n-материале. Когда число доноров равно числу акцепторов, то материал называется *скомпенсированным.* Этот случай нельзя

смешивать со случаем, когда в материале нет примесных атомов и его проводимость является только собственной (возникает за счет носителей, созданных тепловым возбуждением).

Если к кристаллу приложено электрическое поле, то скорость носителей v пропорциональна напряженности E этого поля:

$$v = \mu E\,.$$

Величина μ называется *подвижностью носителей* и не зависит от напряженности поля в широком диапазоне скоростей, вплоть до 10^6 см/с. При очень больших величинах напряженности поля подвижность электронов и дырок, вообще говоря, различна. Для обоих типов носителей она зависит от температуры как $T^{3/2}$.

На движение электронов и дырок через кристалл большое влияние оказывают примеси. При этом главное значение имеют два эффекта: захват и рекомбинация (рис. 17). Атомы примесей могут захватить носитель и через некоторое время вернуть его обратно в зону. Время захвата зависит от энергии ионизации уровня и от температуры. Это время может быть достаточно большим и носитель не будет зарегистрирован детектором во время основного импульса. При рекомбинации одновременно исчезают и электронные и дырочные носители. Это может произойти прямым путем и путем захвата носителей на промежуточные примесные уровни. Вероятность второго процесса значительно больше.

Из-за эффектов рекомбинации и захвата время жизни носителей в кристалле τ ограничено. В хороших детекторах $\tau \sim 10^{-5}$ с.

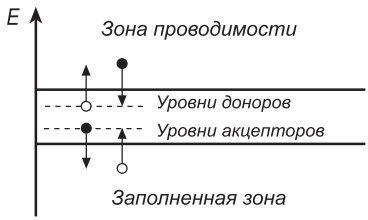

Рис. 16. Расположение энергетических уровней примесей в полупроводнике

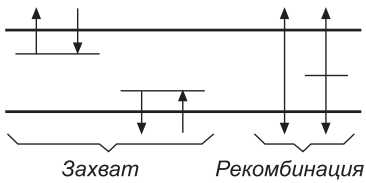

Рис. 17. Схематическое изображение эффектов захвата и рекомбинации

Таблица 6. Характеристики кремния и германия

Характеристика	Si	Ge
Атомный номер	**14**	**32**
Атомная масса	28,06	72,6
Плотность при 300 К, г/см^3	2,33	5,33
Диэлектрическая постоянная	12	16
Ширина щели при 300 К, эВ	1,106	0,67
Энергия ионизации, эВ	**3,66**	**2,96**
Подвижность электронов, см^2/В·с		
при 300 К	1350	3900
при 77 К	$4{\cdot}10^4$	$3{,}6{\cdot}10^4$
Подвижность дырок, см^2/В·с		
при 300 К	480	1900
при 77 К	$1{,}8{\cdot}10^4$	$4{,}2{\cdot}10^4$
Собственное удельное сопротивление, Ом·см		
при 300 К	$3{\cdot}10^5$	50
при 77 К	—	$5{\cdot}10^4$

В табл. 6 приведены физические характеристики кремния и германия, существенные для применения этих материалов в качестве основы полупроводниковых детекторов.

Важной характеристикой образца Si или Ge является его чистота. В настоящее время могут быть получены сверхчистые кристаллы Si и Ge.

§ 2. Принцип действия полупроводниковых детекторов. Типы детекторов

Действие полупроводниковых детекторов аналогично действию ионизационных камер. Ионизирующая частица, попавшая детектор, производит *пары электрон-дырка*, которые собираются электрическим полем, приложенным к электродам детектора. Величина соответствующего электрического импульса пропорциональна энергии, потерянной частицей или γ-квантом в детекторе. Важно, чтобы детектор собрал все образовавшиеся в нем заряды. Процесс сбора заряда в полупроводниковом детекторе сложнее, чем в ионизационной камере.

Детекторы имеют ряд существенных преимуществ перед камерами:

1. Энергия, необходимая для получения одной пары носителей в детекторе, гораздо меньше (2,96 эВ в Ge и 3,66 эВ в Si), чем в газах, заполняющих камеры (~ 30 эВ). Поэтому число образовавшихся пар в детекторе соответственно больше и оно меньше подвержено статистическим флуктуациям.

2. Плотность материала полупроводникового детектора гораздо больше, чем плотность газов, заполняющих ионизационные камеры. Поэтому даже небольшие детекторы могут регистрировать частицы высоких энергий и γ-кванты.

3. Время нарастания электрического импульса в детекторах значительно меньше, чем в ионизационных камерах, так как подвижность носителей в полупроводнике гораздо больше, чем подвижность ионов и электронов в камерах.

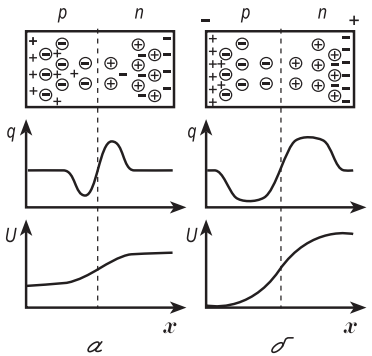

Рис. 18. Распределение зарядов q и потенциала U в полупроводнике с n-p-переходом без приложенного смещения (а) и с приложенным смещением (*б*)

Однако полупроводниковые детекторы имеют сравнительно небольшое удельное сопротивление даже при температуре жидкого азота (77 К). Например, образцы кремния p-типа с концентрацией примесных атомов 10^{13} см$^{-3}$ имеют удельное сопротивление 1400 Ом·см. Это приводит к большой силе тока уже при небольшом приложенном напряжении, и регистрация слабых импульсов от ионизации затрудняется. Для повышения удельного сопротивления детекторов были разработаны различные методы уменьшения числа носителей, вызванных наличием примесей в Si и Ge. Эти методы основаны на создании в детекторе p-n-перехода с малым количеством носителей.

Появились два основных типа детекторов:

1) диффузные и поверхностно-барьерные детекторы;

2) дрейфовые детекторы.

Диффузные детекторы. Рассмотрим распределение зарядов в полупроводнике, в котором имеются две граничащие области n- и p-типа (рис. 18). При тепловом равновесии электроны находятся в n-области, где они компенсируют пространственный заряд доноров, а дырки сосредоточены главным образом в p-области, где они нейтрализуют пространственный заряд акцепторов. Между p- и n-областями образуется двойной электрический слой, который создает электрический потенциал, препятствующий проникновению носителей из одной области в другую. Приложенное обратное напряжение смещает свободные носители из области перехода, и там образуется слой, обедненный носителями. В диффузных детекторах n-p-переход расположен вблизи от поверхности кристалла, поэтому частице не надо проходить через толстый нечувствительный слой вещества. Схема диффузного детектора показана на рис. 19. В качестве n-примеси в диффузных детекторах применяют фосфор, который наносят на поверхность кремния p-типа.

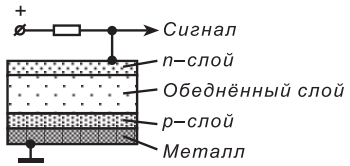

Рис. 19. Схема диффузного детектора

Тонкий слой фосфора с избытком компенсирует p-проводимость и на расстоянии, равном толщине диффузии, образуется n-p-переход. Приложенное обратное смещение создает обеднённый слой толщиной ~ 1 мм. Можно создавать n-p-переход путем диффузии p-материала (например, B или Ga) в кристалле n-типа.

Глубина обеднённого слоя x, полученного при приложении обратного напряжения U к образцу с удельным сопротивлением ρ, равна

$$x = \frac{\varepsilon\mu}{2\pi}\sqrt{\rho U}\,, \tag{4.1}$$

где ε — диэлектрическая постоянная вещества; μ — подвижность основных носителей.

Емкость детектора (образованная электродами с эффективной площадью S) зависит от толщины обедненного слоя x и равна

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi x}\,. \tag{4.2}$$

Как видно из формул (4.1) и (4.2), толщина обедненного слоя и емкость детектора зависят от удельного сопротивления материала, которое определяется количеством примесей. По специальным номограммам можно определить толщину обедненного слоя и емкость детектора, если известны ρ и U, а также пробеги α- и β-частиц и γ-квантов в обедненном слое. Благоприятным фактором при изготовлении детекторов является то, что процесс диффузии фосфора в кремнии хорошо изучен и им легко управлять.

Поверхностно-барьерные детекторы похожи на диффузные. Они изготовляются следующим образом: на поверхности материала n-типа создается (обычно травлением) p-слой. Затем на поверхность наносят тонкий слой золота. Известно, что когда металл находится в контакте с полупроводником, то на их границе возникает электростатический барьер, препятствующий проникновению носителей из полупроводника в металл, и обратно. При приложении обратного напряжения к границе металл–проводник возникает обедненный носителями слой, толщина которого в Si может быть доведена до *нескольких миллиметров*. Поверхностно-барьерные детекторы могут быть изготовлены на основе Si или Ge, но в случае Ge они используются только при температуре жидкого азота (T=77 K) ввиду большой величины тока утечки при комнатной температуре. Детекторы на основе Si могут использоваться при T=300 K (комнатная температура).

Дрейфовые детекторы. Толщина чувствительного слоя диффузных и поверхностно-барьерных детекторов ограничена удельным сопротивлением применяемых материалов. Для регистрации γ-квантов и частиц с высокой энергией, ионизирующая способность которых мала, оба рассмотренные выше типа детекторов непригодны. Для получения больших объемов, обедненных носителями, Пелл в 1960 г. предложил способ компенсации примесных носителей ионами лития. Ионы лития, которые являются донорами, сравнительно легко диффундируют в Si и Ge и компенсируют акцепторы в материале p-типа. Толщина обедненного слоя в таком детекторе зависит от условий дрейфа (температуры, напряжения, приложенного к образцу и т. д.). В настоящее время получены большие кристаллы Ge(Li) и HP Ge с объемом чувствительного слоя ~ 200 см^3 и более. Эффективность таких детекторов для регистрации γ-лучей сравнима с эффективностью сцинтилляционных кристаллов.

Из-за больших расстояний, которые проходят носители в больших кристаллах, увеличивается время нарастания импульса и возрастает вероятность захвата носителей в ловушки. Для уменьшения этих эффектов к большим кристаллам надо прикладывать высокое напряжение ($U \sim 2$ кВ). В кристаллах больших размеров становятся заметными токи утечки. Для их уменьшения детекторы охлаждают до температуры жидкого азота. Хранить дрейфовые детекторы необходимо при низкой температуре, иначе происходит потеря компенсации из-за диффузии лития из обедненного слоя. Детекторы Si(Li), в отличие от Ge(Li)-детекторов, могут использоваться при комнатной температуре, однако при этом повышается уровень шумов и ухудшается энергетическое разрешение. Следует отметить, что Ge(Li) детекторы с большим объемом (20–100 см^3) чувствительного слоя получены в виде цилиндров с центральной частью из материала p-типа. На внешние области цилиндра наносят литий и после дрейфа лития в глубь образца получают детектор с большим объемом скомпенсированной области. Такие детекторы называются *коаксиальными*.

Дрейфовые, диффузные и поверхностно-барьерные детекторы являются основными типами полупроводниковых приборов, используемых для регистрации ядерных излучений. Существуют также другие методы компенсации носителей, например, обедненный носителями слой может быть получен путем облучения образца потоком нейтронов или γ-лучей (радиационные детекторы). На основе полупроводниковых детекторов созданы специальные типы детекторов, которые используются для решения отдельных задач (ΔE-детекторы, позиционно-чувствительные детекторы, детекторы с внутренним усилением и т. д.).

§ 3. Основные характеристики детекторов

Энергетическое разрешение. Прохождение ионизирующей частицы в чувствительном объеме детектора приводит к образованию большого числа электронно-дырочных пар. Допустим, что частица с энергией E полностью потеряла свою энергию в чувствительном слое детектора. Тогда число образовавшихся пар будет равно $N = E/E_{\text{и}}$, где $E_{\text{и}}$ — энергия ионизации. Если все носители будут собраны на соответствующих электродах, то величина импульса тока во внешней цепи будет пропорциональна энер-

гии. Неполный сбор заряда приведет к меньшим сигналам и ухудшит разрешающую способность вследствие неравномерности сбора. Основные эффекты, определяющие полноту сбора заряда — захват и рекомбинация — обсуждались выше. Отметим, что при использовании детекторов, охлажденных до температуры жидкого азота, эффекты захвата весьма существенны, так как время, проведенное носителями в ловушке, увеличивается с понижением температуры. Рекомбинация важна на первой стадии процесса образования пар, когда электрон и дырка находятся вблизи места их образования. Особенно заметен этот эффект при регистрации тяжелых заряженных частиц с высокой плотностью ионизации. Основное ограничение на разрешающую способность детектора накладывают флуктуации числа электронно-дырочных пар, образованных частицей или γ-квантом. Если вероятность образования числа пар N будет распределена по закону Пуассона, то среднеквадратичная флуктуация будет равна $\sqrt{N}$. Относительная полуширина такого распределения составит $2{,}36/\sqrt{N}$.

Распределение Пуассона можно ожидать в том случае, если вероятность образования пар электрон-дырка мала по сравнению с другими путями передачи энергии кристаллу (например, нагревание решетки). С другой стороны, если единственным механизмом потери энергии падающей частицы является образование пар электрон-дырка, то флуктуации числа N вообще не будет. Реальный случай находится между этими крайними вариантами. Статистическая теория подобной ситуации в газовых ионизационных камерах была разработана Фано. К полупроводниковым детекторам эта теория была применена в работе Ван Росбрука. В этих работах наблюдаемое среднеквадратичное отклонение выражается в виде $\sqrt{NF}$, где F — фактор Фано. Для ионизационных камер $F = 0{,}09$; для кремниевых и германиевых детекторов $F = 0{,}10 - 0{,}15$. Ввиду того, что на разрешающую способность детектора влияют другие факторы, приведенные значения F следует рассматривать как нижние пределы.

Шумы детекторов. В реальных установках весьма существенны шумы детектора, возникающие в результате флуктуации тока утечки. Для того чтобы приблизиться к статистическому пределу, эти шумы надо свести к минимуму. Различают два вида токов утечки: *объемные* и *поверхностные*. Объемный ток возникает главным образом из-за тепловой генерации пар в объеме

детектора. В германиевых детекторах этот ток настолько велик, что они могут использоваться только при низкой температуре. Величина тока утечки зависит от объема детектора и может достигать нескольких микроампер. Среднеквадратичная амплитуда объемного шумового тока пропорциональна току утечки.

Поверхностные токи возникают там, где на поверхность детектора подается высокое напряжение. В тех случаях, когда детектор мал и охлажден, поверхностные токи играют основную роль и накладывают ограничения на величину высокого напряжения, прикладываемого к детектору. Основная компонента этого шума пропорциональна квадрату тока утечки. Величина поверхностного тока возрастает при загрязнении поверхности детектора. Поэтому для предохранения поверхности кристалла от загрязнения и попадания влаги детекторы часто помещают в вакуум.

Имеются еще составляющие шума за счет входных электрических цепей — в нагрузочном сопротивлении, в сопротивлении смещения, за счет проводящих контактов и т. д. В настоящее время найдены методы снижения шумов в детекторах до минимума и разрешающая способность лучших детекторов близка к статистическому пределу.

Толщина входного окна детектора. Частица, входящая в детектор извне, должна сначала пройти нечувствительный слой вещества, который называется *мертвым слоем.* В экспериментах с тяжелыми заряженными частицами толщина этого слоя имеет большое значение, так как в мертвом слое частица может потерять значительную часть своей энергии. Если частицы будут падать в детектор под разными углами, то их потери будут неодинаковыми, что приведет к ухудшению разрешения.

В диффузных детекторах окно соответствует глубине диффузного слоя, который в кремниевых детекторах составляет ~ 1 мкм. В поверхностно-барьерных детекторах окном является слой металла толщиной 50 мкг/см^2 ($\sim 0{,}05$ мкм), нанесенного на окисный слой пренебрежимо малой толщины. Поэтому такой тип детектора выгодно использовать в опытах с тяжелыми заряженными частицами или электронами низких энергий (до 100 кэВ).

В дрейфовых детекторах толщина мертвого слоя обычно велика (~ 100 мкм) и они чаще используются для регистрации γ-лучей и быстрых электронов ($E > 100$ кэВ). Однако существуют специальные методы, позволяющие получить более тонкие мертвые

слои в дрейфовых детекторах. Например, осуществляют дрейф лития в материале p-типа, затем на противоположной поверхности кристалла образуют барьерный слой, что приводит к образованию мертвого слоя толщиной 0,5 мкм. Такие детекторы используют для регистрации мягкого γ-излучения и рентгеновских лучей.

§ 4. Радиотехническая аппаратура, применяемая для работы с детекторами

Большие возможности полупроводниковых детекторов могут быть использованы полностью только при наличии радиотехнической аппаратуры, сконструированной в соответствии с характеристиками детекторов. К этой аппаратуре предъявляются высокие требования:

1) большой коэффициент усиления тракта;
2) низкий уровень шумов;
3) высокая стабильность параметров;
4) компактность (по крайней мере, предусилителя);
5) линейность;
6) возможность многоканального анализа спектра.

Развитие полупроводниковых спектрометров привело к созданию новой радиотехнической аппаратуры, удовлетворяющей перечисленным требованиям.

Блок-схема спектрометра с полупроводниковым детектором показана на рис. 20.

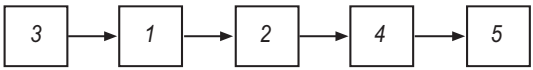

Рис. 20. Блок-схема спектрометра с полупроводниковым детектором: *1* — детектор; *2* — предусилитель; *3* — источник высокого напряжения (напряжение смещения); *4* — главный (спектрометрический) усилитель; *5* — многоканальный анализатор

Предусилитель. Сигнал от детектора представляет собой импульс электрического заряда Q, собранного на электродах детектора. Этот заряд, проходя по внешней цепи, создает падение напряжения

$$U = Q/C\,, \tag{4.3}$$

где C — полная емкость цепи, включающая емкость детектора и монтажа. Например, заряженная частица с энергией 1 МэВ создает в кремниевом детекторе заряд $Q = 5 \cdot 10^{-14}$ Кл, что при емкости системы 50 пФ соответствует сигналу с амплитудой 1 мВ. Этот небольшой сигнал усиливается *малошумящим* предварительным усилителем (коэффициент усиления $\sim$100). Обычно используются *зарядочувствительные предусилители*, в которых уровень выходного сигнала зависит только от величины заряда Q и не зависит от емкости цепи C, которая может меняться в процессе регистрации излучения. Выбор конкретного вида предусилителя для работы с данным детектором зависит от емкости детектора, времени нарастания сигнала, от требуемой скорости счета. Предусилители с очень низкими шумами требуются в спектрометрах с Ge(Li)- и Si(Li)-детекторами, используемых для изучения спектров γ- и рентгеновских лучей и электронов. Во входных цепях предусилителей обычно используются полевые транзисторы, работающие как при комнатной, так и при низкой температурах. Для уменьшения входной емкости предусилитель размещают в непосредственной близости от детектора.

Спектрометрический (главный) усилитель. Основное назначение главного усилителя — усиление импульсов, приходящих от предусилителя, коэффициент усиления которого невысок. Кроме того, главный усилитель обеспечивает *формирование* сигнала для получения оптимального отношения *сигнал/шум*. Цепи формирования могут быть различными. В спектрометрах с высоким разрешением используют, например, усилители с RC-CR-цепями. Время дифференцирования и интегрирования подбирают экспериментально для получения максимального отношения сигнал/шум. Обычно в этих усилителях время нарастания импульса составляет ~ 1 мкс. В условиях большой скорости счета импульсы укорачивают путем двойного дифференцирования. От всех узлов радиотехнического тракта требуется высокая стабильность (при разрешающей способности детектора 10^{-3} нестабильность радиотехнических устройств должна быть менее 10^{-4}).

Коэффициент усиления спектрометрического усилителя выбирается таким образом, чтобы амплитуда сигнала на выходе была в пределах 1–5 В.

Многоканальные анализаторы. От главного усилителя сигналы поступают на многоканальный анализатор. Требование

многоканальности весьма существенно. Например, для адекватного амплитудного анализа γ-спектра, занимающего диапазон энергий 1 МэВ с энергетическим разрешением 5 кэВ, необходимо иметь по меньшей мере 800 каналов. При одновременных измерениях в режиме временных совпадений или угловых корреляций на нескольких детекторах желательно иметь большее число каналов. В настоящее время выпускаются анализаторы емкостью 4096–65536 каналов, включающие в себя элементы ЭВМ (процессоры, микросхемы памяти и т. д.). Часто амплитудный анализатор используется совместно с ЭВМ, что ускоряет расшифровку спектров и позволяет математически обработать весьма сложные эффекты (например, доплеровское уширение γ-линии в ядерных реакциях). Принцип работы анализатора см. на с. 122.

Для средних по сложности экспериментов применяются анализаторы ёмкостью до 8192 каналов, выполненные в виде отдельных блоков или плат, которые вставляются непосредственно в компьютер. Как правило, анализаторы имеют программное обеспечение, позволяющее проводить анализ измеряемых спектров.

Анализатор должен обладать максимально возможной линейностью преобразования «энергия $E \to$ номер канала N». Для определения этой зависимости обычно производят *градуировку* спектрометра, измеряя спектры известных радиоактивных нуклидов, и находят функциональную зависимость $N=f(E)$.

§ 5. Применение детекторов в ядерной спектрометрии

Регистрация α-частиц. Полупроводниковые детекторы α-частиц имеют большие преимущества перед сцинтилляционными кристаллами и ионизационными камерами.

Детекторы имеют более высокую разрешающую способность, достигающую 10–12 кэВ при E_α=6 МэВ. Лишь магнитные спектрометры обладают лучшей разрешающей способностью, однако эти приборы очень дороги, громоздки и имеют малую светосилу. Реальная разрешающая способность детекторов далека от статистически предельной (4 кэВ при E_α=6 МэВ, F=0,15 для Si). Одной из причин такого отставания является существование окна, в котором α-частицы теряют часть своей энергии. Этот эффект заметен даже для тонких (30 мкг/см^2) окон. Кроме того,

на разрешающую способность влияет рекомбинация носителей, которая особенно существенна ввиду большой плотности ионизации, создаваемой α-частицами. Альфа-пики в ядерных реакциях дополнительно уширены за счет кинематических эффектов, однако путем соответствующей математической обработки это явление может быть учтено.

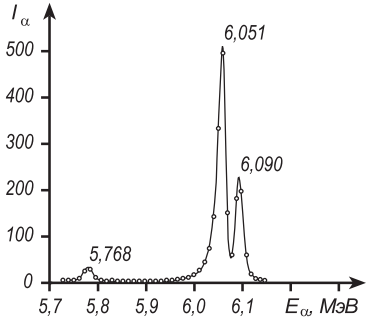

Рис. 21. Спектр α-частиц ^{212}Bi

Благодаря малому времени нарастания импульса α-детекторы часто используются в схемах α-γ-совпадений. Этому также благоприятствуют высокая эффективность детекторов и сравнительно большой телесный угол. Высокое энергетическое разрешение α-детекторов дает возможность выделить спектр γ-лучей, совпадающих только с одной группой α-частиц. На рис. 21 и 22 показаны α-спектры, полученные с помощью полупроводниковых детекторов.

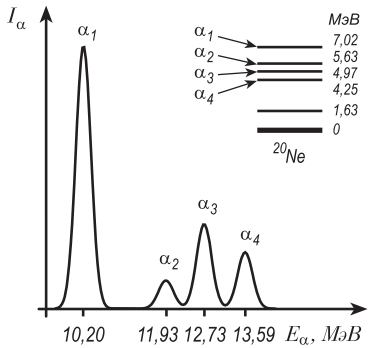

Рис. 22. Спектр α-частиц, возникающих в реакции ^{12}C(^{12}C, α)^{20}Ne при энергии ионов ^{12}C 15,55 МэВ. Отдельные группы α-частиц соответствуют возбуждению уровней ядра ^{20}Ne при α-разрядке составного ядра ^{24}Mg

Регистрация электронов. Для регистрации электронов чаще используют поверхностно-барьерные и диффузные детекторы, так как детекторы этих типов имеют меньшую толщину мертвого слоя по сравнению с дрейфовыми детекторами. Лишь для регистрации электронов с большой энергией выгоднее использовать дрейфовые детекторы в связи с тем, что толщина их чувствительного слоя больше. Например, для полной регистрации электронов с энергией 1 МэВ толщина чувствительного слоя в кремниевом детекторе должна быть не менее

1,5 мм. В диффузном детекторе такую толщину создать трудно, в то время как в Si(Li)-детекторе можно довести чувствительный слой до 1 см. В спектрометрии электронов предпочитают использовать детекторы, изготовленные на основе кремния (Z=14), так как для германиевых детекторов (Z=32) велик коэффициент обратного рассеяния электронов. Для получения высокого энергетического разрешения детекторы необходимо охлаждать. В настоящее время достигнуто разрешение $\sim$1 кэВ при E_e=630 кэВ. На рис. 23 в качестве примера показан участок спектра электронов внутренней конверсии, возникающих при распаде ^{207}Bi.

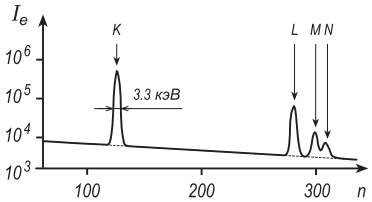

Рис. 23. Спектр электронов внутренней конверсии γ-перехода 569,7 кэВ в распаде ^{207}Bi, зарегистрированный Si(Li)-детектор (n — номер канала)

Полупроводниковые детекторы электронов гораздо дешевле и проще в эксплуатации, чем магнитные спектрометры, а достигнутая разрешающая способность детекторов (1 — 3 кэВ при E_e=630 кэВ) во многих случаях достаточна для изучения спектров электронов. Следует также отметить, что детекторы позволяют одновременно регистрировать весь спектр электронов, имеют большую светосилу (благодаря большому телесному углу), могут использоваться в опытах по изучению e-γ-совпадений и e-γ-угловых корреляций. Эффективность полупроводниковых детекторов (отношение числа зарегистрированных электронов к числу электронов, попавших на детектор в единицу времени) в отличие от магнитных спектрометров может зависеть от энергии электронов. Если чувствительный слой детектора недостаточно толст для полного поглощения электронов с данной энергией, то некоторые из них не будут зарегистрированы. Необходимо учитывать также поглощение электронов в мертвом слое детектора и эффект обратного рассеяния электронов от поверхности детектора. Коэффициент обратного рассеяния почти не зависит от энергии электронов ($\sim$25% в широком диапазоне энергий), но зависит от геометрии опыта.

Гамма-спектроскопия. Появление Ge(Li) детекторов коренным образом повлияло на γ-спектрометрию. Уже первые спектры

γ-лучей полученные с помощью таких детекторов показали, какие большие достоинства имеет этот метод регистрации γ-лучей. На рис. 24 показан один из первых спектров, снятых на Ge(Li)-спектрометре. На этом же рисунке приведен соответствующий спектр, полученный с помощью сцинтилляционного кристалла. Ge(Li)-детекторы имеют разрешающую способность в 10 — 100 раз больше, чем лучшие сцинтилляторы NaJ(Tl).

Падающие γ-лучи непосредственно не образуют электронно-дырочные пары, они могут взаимодействовать с атомами кристалла с образованием *фотоэлектронов* или передавать энергию электронам кристалла в процессе *комптоновского рассеяния*. Вторичные электроны могут создавать электронно-дырочные пары, которые собираются электростатическим полем. Соответствующие электрические импульсы регистрируются радиотехнической аппаратурой.

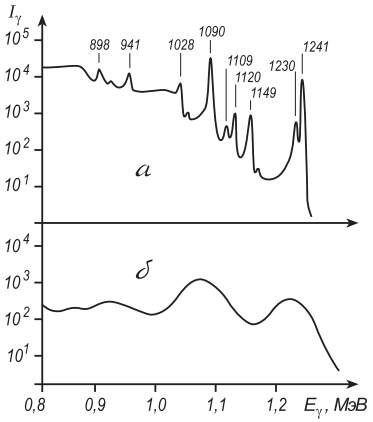

Рис. 24. Спектр γ-лучей ^{177}Yb, полученный с помощью Ge(Li)-детектора (*а*) и сцинтиллятора NaJ(Tl) (*б*)

Гамма-лучи с энергией более $2m_0c^2 = 1{,}022$ МэВ (m_0 — масса покоя электрона) могут поглощаться в веществе детектора с образованием пар электрон–позитрон. Сечение этого процесса быстро возрастает с энергией. Процесс образования пар сопровождается появлением в спектре пиков вылета аннигиляционных γ-квантов из детектора.

§ 6. Характеристики полупроводникового спектрометра

Наиболее важными характеристиками спектрометра (в частности, α-спектрометра) являются такие величины, как:

1) *разрешающая способность R спектрометра*, численно равная отношению полной ширины α-линии на её полувысоте в энер-

гетических единицах (*ПШПВ*) к энергии α-частицы (см. рис. 25). Обычно разрешающая способность α-спектрометров составляет $\sim 0{,}15-2\%$. На величину разрешающей способности влияют энергетическое разрешение и шумовые характеристики детектора, шумы предусилителя и главного усилителя;

2) *эффективность*, численно равная отношению числа α-частиц, зарегистрированных спектрометром к числу попавших в детектор α-частиц. Эффективность зависит от энергии α-частиц и интенсивности потока частиц;

3) *форма линии*, характеристика, зависящая от типа конкретного детектора и вида излучения. Формой линии детектора называют распределение амплитуд импульсов на выходе детектора при фиксированной энергии попадающих в него частиц. Для заряженных частиц, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме детектора, форму линии с хорошей точностью можно описать распределением Гаусса (см. рис. 25). С увеличением массы частиц распределение Гаусса становится асимметричным в сторону меньших энергий;

4) *цена канала*, численно равная отношению энергии α-линии к номеру канала, в котором она наблюдается.

На практике часто определяют и приводят значение *ПШПВ* для некоторой энергии α-частиц E_α. Значение *ПШПВ* для лучших детекторов составляет 10 кэВ при энергии α-частиц 6 МэВ. Обычно эта величина равна 15–25 кэВ.

§ 7. Указания по выполнению работы

Работа выполняется на установке, схематично изображенной на рис. 20. Так как пробег α-частиц в воздухе невелик, детектор и α-источники помещены в вакуумную камеру. Измеряемые спектры отображаются на экране монитора, их можно сохранить в файл, а по окончании опыта обработать и распечатать на принтере. В качестве калибровочного источника α-частиц используется нуклид ^{226}Ra. Данные о схеме распада ^{226}Ra и его дочерних продуктов приведены на с. 73.

Задание 1. Измерить и сохранить в файл спектр калибровочного нуклида ^{226}Ra. Затем измерить и сохранить спектры исследуемых нуклидов. По окончании опыта повторить измерение спектра калибровочного источника.

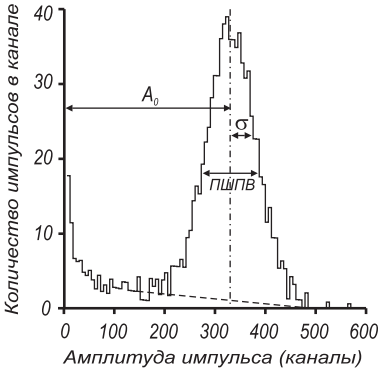

Рис. 25. К определению разрешающей способности:
ПШПВ — полная ширина на полувысоте; $\sigma = ПШПВ/2{,}36$ — стандартное отклонение; A_0 — амплитуда импульса в максимуме распределения; σ/A_0 — относительное разрешение; $R = ПШПВ/A_0$ — разрешающая способность

Задание 2. Определить параметры α-линий в калибровочных спектрах, в том числе положения максимумов линий $N_i^{(max)}$. За окончательное положение линии принять среднее двух значений, полученные из калибровочных спектров. Найденные величины $N_i^{(max)}$ сопоставить энергиям α-линий, определить зависимость номера канала от энергии $N{=}f(E)$ и построить градуировочный график спектрометра. Коэффициенты уравнения градуировочной кривой определить по методу наименьших квадратов.

Задание 3. Определить положения максимумов α-линий $M_i^{(max)}$ в спектрах исследуемых нуклидов. Используя градуировочный график определить энергии α-линий в спектрах. С помощью табл. 7 на с. 74 по значениям энергий идентифицировать неизвестные нуклиды.

В отчете представить блок-схему экспериментальной установки, измеренные спектры, градуировочный график спектрометра, значения энергий α-линий калибровочного и неизвестных нуклидов (с погрешностями), полученные из градуировочного графика, их идентификацию, значение цены канала в единицах «кэВ/канал» и разрешение спектрометра (в кэВ), выводы.

§ 8. Контрольные вопросы

1. Типы полупроводниковых детекторов, их свойства и основные характеристики.

2. Принцип действия альфа-спектрометра с полупроводниковым детектором.

3. Определение энергии альфа-частиц с помощью полупроводникового альфа-спектрометра. Описание установки, методика измерений и обработки данных.

Литература

1. С.М.Рывкин, О.А.Матвеев, Н.Б.Строкан. Полупроводниковые счетчики ядерных частиц. Л., Об-во «Знание», 1964.
2. Ю.К.Акимов, А.И.Калинин, В.Р.Кушнирук, Х.Юнгклауссен. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
3. Д.Дирнли, Д.Нортроп. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М., «Мир», 1966.
4. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Атомиздат, 1969, 347-379.
5. F.S.Goulding. Semiconductor detectors for nuclear spectrometry, I. Nuclear Instruments and Methods, V. 43. № 1, 1-54, 1966.
6. Г.Д.Алхазов, А.П.Комар, А.А.Воробьев, Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers and semiconductor detectors, Nucl. Instruments and Methods, V. 48, № 1, 1-13, 1967.

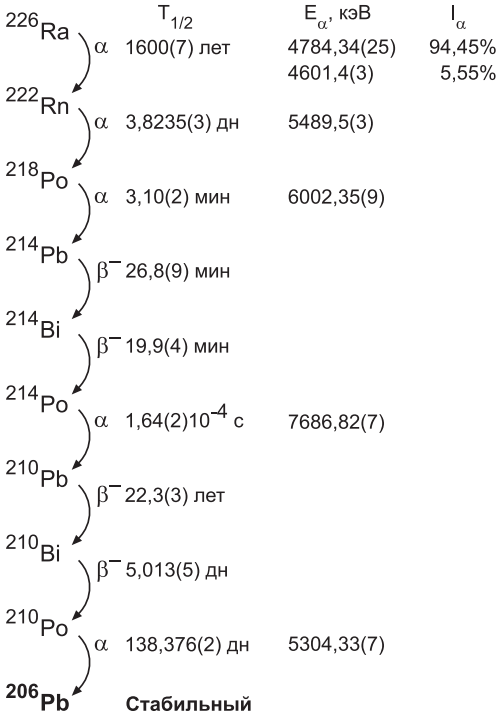

Рис. 26. Распад ^{226}Ra. Энергии и интенсивности α-частиц, испускаемых ^{226}Ra и дочерними альфа-радиоактивными нуклидами. В скобках указана погрешность: запись 1600(7) означает 1600$\pm$7

Таблица 7. Энергии и интенсивности α-частиц, испускаемых некоторыми альфа-радиоактивными нуклидами.

Нуклид	$T_{1/2}$, лет	E_α, кэВ	I_α, %
^{233}U	$1{,}59 \cdot 10^5$	4784	13,2
		4824	84,4
^{235}U	$7{,}04 \cdot 10^8$	4215	5,7
		4366	17
		4398	55
		4556	4,2
		4596	5,0
^{238}U	$4{,}47 \cdot 10^9$	4151	20,9
		4198	79,0
^{237}Np	$2{,}14 \cdot 10^6$	4640	6,4
		4767	9,5
		4771	23,0
		4788	47,6
^{238}Pu	87,7	5456	28,98
		5499	70,91
^{239}Pu	$2{,}41 \cdot 10^4$	5106	11,5
		5144	15,1
		5157	73,8
^{240}Pu	$6{,}56 \cdot 10^3$	5124	27,1
		5168	72,8
^{242}Pu	$3{,}75 \cdot 10^5$	4856	22,4
		4900	77,5

5. Взаимодействие бета-частиц с веществом

Введение

Во многих физических экспериментах применяются пучки электронов, причем энергия электронов может быть самой разной — от долей электронвольта до миллионов электронвольт. В ядерной физике используются как пучки электронов, полученные на ускорителе, так и пучки электронов, возникающих при бета-распаде радиоактивных ядер — „бета-частицы“. В обоих случаях могут быть получены сведения о свойствах атомных ядер и строении вещества. Знание энергии бета-излучения необходимо для многих научных и практических целей.

В отличие от альфа-частиц бета-частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены бета-частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения.

§ 1. Общие положения

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра, при котором его заряд (Z) меняется на единицу, а массовое число (A) остается неизменным.

Различают три вида бета-распада:

1. β^--распад, при котором в ядре происходит превращение нейтрона в протон и из ядра испускаются электрон (e^-) и антинейтрино ($\bar{\nu_e}$):

$$^{A}Z \rightarrow {}^{A}(Z+1) + e^- + \bar{\nu_e}. \tag{5.1}$$

При β^--распаде $\Delta Z = +1$.

2. β^+-распад, при котором в ядре происходит превращение протона в нейтрон и из ядра испускаются позитрон (e^+) и нейтрино (ν_e):

$$^{A}Z \rightarrow {}^{A}(Z-1) + e^+ + \nu_e. \tag{5.2}$$

β^+-распад может происходить только в случае, если масса исходного атома превышает массу конечного атома на величину $2m_0c^2 = 1022$ кэВ. При β^+-распаде $\Delta Z{=}{-}1$.

3. Электронный захват, при котором один из электронов атомной оболочки захватывается ядром и при этом испускается нейтрино (ν_e):

$$^{A}Z + e_K^- \rightarrow {}^{A}(Z-1) + \nu_e. \qquad (5.3)$$

Если энергия распада больше энергии связи K-электронов (самых близких к ядру), то в большинстве случаев происходит преимущественно K-захват (вероятность захвата электронов с L, M, N оболочек существенно меньше). При e^--захвате $\Delta Z = -1$.

Бета-процессы обусловлены слабым взаимодействием — одним из четырех видов известных фундаментальных взаимодействий. Однако вероятность бета-распада в отличие от „слабого“ распада элементарных частиц, зависит от структуры ядра. Исследования бета-процессов привели к крупным открытиям в физике: обнаружению новой элементарной частицы — нейтрино и открытию несохранения четности при слабых взаимодействиях. Экспериментальное изучение бета-распада приносит много новых данных о структуре ядер.

При β^+- и β^--распаде из ядра испускаются две частицы. В каждом единичном акте распада энергия перехода делится между бета-частицей и нейтрино (энергией отдачи ядра можно пренебречь), так что кинетическая энергия электрона (или позитрона) может принимать любые значения от нуля до максимально возможной величины $E_{\text{гр}}$. При электронном захвате энергия делится только между нейтрино и ядром отдачи, при этом нейтрино уносит практически всю энергию распада. Для большого количества одинаковых ядер в результате статистического усреднения получается вполне определенное распределение электронов (позитронов) по энергиям. Это распределение называется бета-спектром, а величина $E_{\text{гр}}$ — граничной энергией бета-спектра. Значения $E_{\text{гр}}$ для бета-распада для различных радиоактивных веществ могут сильно различаться. Например, радиоактивный нуклид ^{3}H (тритий) испускает бета-частицы с $E_{\text{гр}}$ =18,60 кэВ, в случае же ^{12}N граничная энергия спектра равна 16,6 МэВ. Большая часть значений $E_{\text{гр}}$ лежит в интервале 10—5000 кэВ. Максимальная энергия бета-частиц определяет энергию распада и является важной физической величиной.

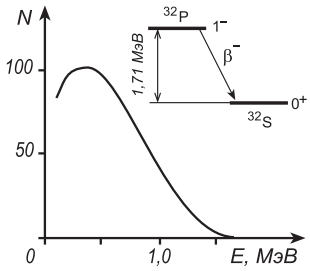

Рис. 27. Бета-спектр и схема распада ^{32}P

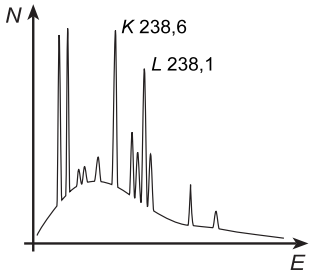

Рис. 28. Бета-спектр ^{212}Pb с линиями электронов внутренней конверсии

Типичный бета-спектр показан на рис. 27. Бета-распад ^{32}P происходит на основное состояние ^{32}S и не сопровождается γ-излучением (см. схему распада). Во многих случаях бета-распад происходит на возбужденные уровни ядра-продукта. В этих случаях бета-излучение сопровождается γ-излучением. При этом возбужденное ядро может передать энергию электронам атомных оболочек, в результате чего образуются моноэнергетические группы электронов с энергией $E_e = h\nu - E_{\text{св}}$, где $h\nu$ — энергия γ-излучения, $E_{\text{св}}$ — энергия связи на одной из атомных оболочек. Это явление называется эффектом внутренней конверсии γ-излучения. Электроны внутренней конверсии могут затруднять измерения бета-спектров. Бета-спектр с линиями электронов внутренней конверсии при распаде ^{212}Pb показан на рис. 28.

§ 2. Взаимодействие электронов с веществом

Электроны, движущиеся в веществе, взаимодействуют с его атомами, в результате чего теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления, т. е. рассеиваются. Рассеяние называется упругим, если сохраняется сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц. Всякое иное рассеяние называется неупругим. Следует различать взаимодействие электронов с атомными электронами и атомными ядрами.

Взаимодействие β^-−частиц с атомными электронами приводит к передаче атомному электрону некоторой энергии,

следствием чего является либо ионизация, либо возбуждение атома. Оба вида передачи энергии имеют примерно равную вероятность и объединяются под общим названием "ионизационные потери энергии". Теория ионизационных потерь электронов была разработана Бором, а также Бете и Блохом, которые получили формулу для потери энергии на ионизацию на единице пути

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m_0 v^2} nZ \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)} - \right. \tag{5.4}$$
$$\left. -(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2)\ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 - \Delta\right].$$

где v и E — скорость и кинетическая энергия падающего электрона; m_0 и e — масса покоя и заряд электрона; Z — заряд ядра; n — число атомов в 1 см^3 среды ($n{\sim}1/A$, где A — атомный номер вещества); $\beta{=}v/c$; $\bar{I}$ — средняя энергия возбуждения атома; Δ — член, учитывающий поляризацию среды.

Л. Д. Ландау показал, что средние потери энергии ΔE монохроматическими электронами при прохождении слоя вещества с атомным номером A и зарядовым числом Z составляют:

$$\Delta E(\text{МэВ}) = 0{,}6\rho(Z/A)\Delta x/\beta^2, \tag{5.5}$$

где ρ — плотность вещества, г/см^3, Δx — толщина слоя вещества, см.

Так как отношение Z/A для разных веществ приблизительно постоянно, то величина (dE/dx) в формуле (5.5) практически зависит лишь от плотности вещества ρ. Очень слабая зависимость от Z проявляется только в средней энергии возбуждения $\bar{I}$, которая стоит под знаком логарифма. Следовательно, пробег электронов с данной первоначальной энергией E в различных веществах с одинаковой плотностью будет приблизительно одинаковым. Поэтому за меру толщины вещества, взаимодействующего с электронами, берут произведение линейной толщины и плотности вещества ρ и выражают пробег в единицах *г/см*^{2} или *мг/см*^{2}.

При взаимодействии β^-−частиц с ядрами происходят процессы упругого рассеяния электронов в кулоновском поле ядра и неупругого рассеяния, сопровождаемого испусканием электромагнитного излучения.

Упругое рассеяние электронов в кулоновском поле ядра может быть условно разделено на четыре класса: однократное рассеяние, кратное рассеяние, многократное рассеяние и диффузия. Если толщина слоя мала, ($d \ll 1/\sigma N$, где σ — эффективное сечение процесса), то происходит только однократное рассеяние, т. е. почти все рассеяние обусловлено только одним ядром. Для больших толщин ($d \approx 1/\sigma N$) получается кратное рассеяние, т. е. угол рассеяния обязан нескольким последовательным однократным актам рассеяния. При многократном рассеянии (среднее число актов рассеяния больше 20) угловое распределение рассеянных электронов является приблизительно гауссовым до тех пор, пока средний угол рассеяния меньше 20°. Для еще больших толщин ($d \gg 1/\sigma N$) угловое распределение рассеянных электронов принимает вид $W(\theta) \approx \cos^2\theta$. Средний угол рассеяния θ достигает максимальной величины θ=33° и остается постоянным при дальнейшем увеличении толщины. Это случай полной диффузии. Электроны выходят из слоя также и со стороны падающего пучка (θ >90°) — это так называемое обратное рассеяние электронов.

Неупругие процессы при взаимодействии электрона с ядром связаны с испусканием электромагнитного излучения, возникающего при ускорении электрона в кулоновском поле ядра. Рожденное в таком процессе γ-излучение является *тормозным*. Потеря энергии электрона на тормозное излучение называется радиационной. Согласно Гейтлеру радиационные потери на единице длины равны

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 n(E+m_0c^2)\left[4\ln\frac{2(E+m_0c^2)}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right]. \tag{5.6}$$

Вероятность образования тормозного излучения пропорциональна квадрату заряда ядра, поэтому радиационные потери энергии играет большую роль в тяжелых элементах. Излучение является важным механизмом потери энергии электронами, но этот механизм несущественен для более тяжелых частиц (мезонов, протонов и др.).

Сравнение формул для потерь энергии на излучение и на ионизацию показывает, что потери энергии имеет разный характер. Так, потери энергии на излучение пропорциональны Z^2

и увеличиваются с энергией линейно, в то время как потери на ионизацию пропорциональны Z и увеличиваются с энергией лишь логарифмически. Поэтому при больших энергиях падающих электронов преобладают потери на излучение. С уменьшением энергии электрона роль ионизации (и возбуждения) увеличивается. При энергии $E_{\text{кр}}$=600/Z (МэВ) оба вида потери энергии имеют примерно равную вероятность. Отметим, что для Al (Z=13) $E_{\text{кр}}$=46 МэВ. Для электронов, испускаемых при радиоактивном распаде, радиационные потери в общем балансе потери играют незначительную роль, так как значения энергии бета-распада обычно не превышают 5 МэВ.

Все сказанное выше применимо и для позитронов. Надо заметить, что проникающая способность позитронов немного отличается от проникающей способности электронов той же энергии ввиду того, что позитроны и электроны несколько по-разному рассеивается в поле ядра. Вызванное этим обстоятельством различие в поведении данных частиц не является существенным.

§ 3. Методы детектирования и спектрометрии бета-частиц

Детектирование бета-частиц. Основным принципом детектирования бета-частиц (электронов) является регистрация ионов, образующихся в результате взаимодействия электронов с веществом детектора. К таким детекторам относятся газонаполненные и твердотельные детекторы.Так как число пар ионов, создаваемых при движении электронов в веществе детектора, сравнительно невелико, то наиболее эффективными газонаполненными детекторами являются счетчики с газовым усилением (счетчики Гейгера–Мюллера и пропорциональные счетчики).Большой эффективностью регистрации обладают и твердотельные детекторы —- сцинтилляционные кристаллы и полупроводниковые детекторы. Например, при толщине детектирующего слоя ≈10 мм полупроводниковые детекторы регистрируют почти со стопроцентной вероятностью электроны с энергией до 3 МэВ. Из других методов детектирования электронов отметим счетчики, регистрирующие черенковское свечение, возникающее при прохождении быстрых электронов через вещество, однако эти счетчики наиболее эффективны при больших энергиях электронов.

Спектрометрия бета-частиц. Достоинством пропорциональных счетчиков, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов является возможность получить от этих детекторов электрические импульсы, амплитуда которых пропорциональна энергии бета-частиц. Это обстоятельство позволяет измерять спектры бета-частиц, т.е. распределения числа частиц по энергии. Из перечисленных выше приборов наилучшими спектральными характеристиками обладают полупроводниковые детекторы. Измеренные на спектрометрах с полупроводниковыми детекторами линии электронов внутренней конверсии имеют полуширину ≈3 кэВ при энергии 1 МэВ. Для более детальных исследований спектров бета-частиц и электронов внутренней конверсии используют магнитные и электростатические спектрометры. В лучших спектрометрах при небольшой энергии электронов полуширина линии составляет ≈10 эВ. При энергии 1 МэВ получают ширину линий заметно меньше 1 кэВ. Однако эти приборы, как правило, обладают малой светосилой (т.е. регистрируют лишь незначительную часть электронов, испущенных источником), сложны и дороги. Во многих случаях, когда разрешающая способность не является необходимой, для измерения спектров бета-частиц используются спектрометры со сцинтилляционными кристаллами или с полупроводниковыми детекторами.

§ 4. Определение граничной энергии бета-спектра методом поглощения

Знание максимальной энергии бета-излучения необходимо для решения многих научных и практических задач. Во многих важных случаях периоды полураспада оказываются очень короткими и составляют всего несколько минут или даже секунд. При этом часто приходится иметь дело с препаратами малой интенсивности. Поэтому необходимы простые и быстрые способы определения максимальной энергии бета-излучения, не требующие к тому же больших активностей. Одним из таких способов является метод поглощения, которым можно определить максимальную энергию бета-спектра с погрешностью порядка 5—10%. Такая точность часто бывает достаточной при решении прикладных задач. Точнее определить энергию бета-частиц можно с помощью пропорционального счетчика или спектрометра.

Принцип метода поглощения заключается в определении пробега электронов в каком-либо веществе.

Рассмотрим пучок электронов, падающий нормально на поверхность фильтра (рис. 29). Первоначально быстрые электроны проходят в поглотителе некоторое расстояние приблизительно по прямой линии, теряя небольшие количества энергии и испытывая лишь малые отклонения.

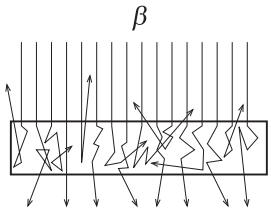

Рис. 29. Схематическое представление рассеяния параллельного пучка электронов в веществе

По мере уменьшения энергий электронов их рассеяние становится более сильным. Угловое распределение электронов в пучке начинает приближаться к гауссову, характерному для многократного рассеяния. В этой области наиболее вероятный угол рассеяния увеличивается пропорционально квадратному корню из пройденной толщины фольги. При дальнейшем рассеянии угловое распределение становится настолько размытым, что нельзя говорить о каком-либо преимущественном направлении движения электронов, и их распространение можно рассматривать как диффузию.

Число электронов, прошедших через фольгу, есть монотонно убывающая функция толщины фольги. Для умеренных толщин уменьшение числа электронов является следствием, главным образом, обратной диффузии электронов, которые отклоняются на углы, превышающие 90°, в результате сложения большого числа отклонений на малые углы. При дальнейшем увеличении толщины фольги уменьшение числа электронов происходит как вследствие рассеяния, так и по причине того, что часть из них тормозится практически до нулевой энергии и, таких образом, выбывает из пучка. Предельная толщина фольги, практически полностью задерживающая первоначально падающие электроны, называется *эффективным пробегом электронов*. Этот пробег определяется по кривым поглощения.

Так как теоретические расчеты эффективного пробега моноэнергетических электронов в конденсированной среде трудны, приходится обращаться к установлению *эмпирического соотно-*

шения „пробег — энергия“ путем измерения пробега моноэнергетических электронов известной энергии.

Однако при этом возникает трудность экспериментального определения пробега по измеренной кривой поглощения. Экспериментально пробег не может быть определен как предельная толщина поглотителя, которую уже не могут пройти первоначально падающие электроны, так как различные электроны данного пучка рассеиваются или тормозятся поразному и такая толщина практически не существует.

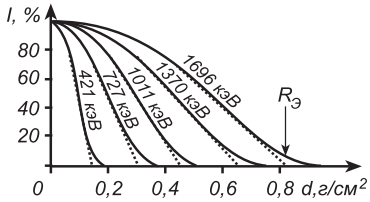

Рис. 30. Кривые поглощения моноэнергетических электронов разных энергий в алюминии

На рис. 30 приведены типичные кривые поглощения в алюминии для моноэнергетических электронов различных энергий. По оси абсцисс отложена толщина d алюминиевого фильтра, по оси ординат — интенсивность I пучка электронов, прошедших через фильтр. Каждая кривая имеет после начальной выпуклой части довольно длинную прямолинейную часть, заканчивающуюся некоторым „хвостом“. Наиболее воспроизводимой чертой кривых поглощения, снятых при различных условиях эксперимента является точка пересечения линейной части кривой поглощения с осью абсцисс (*экстраполированный пробег* $R_э$).

Экстраполированный пробег используется для практических целей. Выше 0,8 МэВ связь между пробегом $R_э$ и энергией электронов может быть выражена линейным соотношением $R_э = A + BE$, где A и B — константы.

Кривые поглощения в случае бета-излучения, имеющего непрерывный энергетический спектр, отличаются от кривых поглощения для моноэнергетических электронов более резким, почти экспоненциальным спадом. Такой спад объясняется тем, что в пучке бета-частиц имеются электроны всевозможных энергий, в том числе и очень малых, медленные же электроны поглощаются весьма сильно. Типичная кривая поглощения бета-излучения приведена на рис. 31а. Как видно, конец кривой поглощения подходит к линии фона асимптотически. Такой ход кривой объясняется постепенно уменьшающимся в бета-спектре числом быстрых

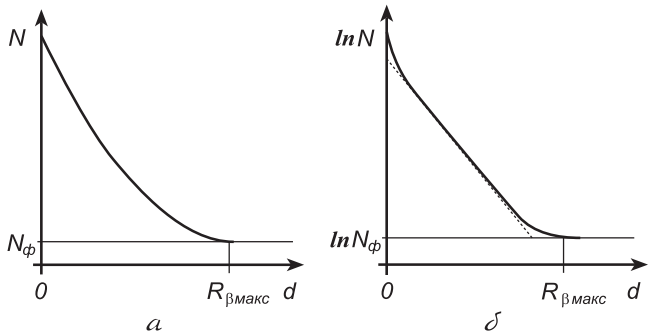

Рис. 31. Кривая поглощения для случая простого непрерывного бета-спектра (а), (б)— та же кривая в полулогарифмическом масштабе

электронов и относительно слабым поглощением электронов максимальной энергии. По такой кривой поглощения нельзя произвести непосредственное определение пробега.

Для определения пробега целесообразно построить рассматриваемую кривую в полулогарифмическом масштабе (рис. 31б). В этом случае пробег бета-частиц, соответствующий их максимальной энергии, определяется по точке пересечения конца кривой поглощения с линией фона.

Для определения максимальной энергии бета-излучения необходимо иметь кривую „пробег—энергия“, такую же, как в случае моноэнергетических электронов. Многие исследователи занимались установлением зависимости между $E_{\text{макс}}$ максимальным пробегом $R_{\beta\text{макс}}$.

Некоторые простые эмпирические соотношения между энергией и максимальным пробегом бета-частиц в алюминии даются уравнениями

$$E = 1{,}39\,R^{0{,}6}, \text{ при } E < 0{,}15 \text{ МэВ}, \tag{5.7}$$

$$E = 1{,}92\,R^{0{,}725}, \text{ при } 0{,}15 \text{ МэВ} < E < 0{,}8 \text{ МэВ}, \tag{5.8}$$

$$E = 1{,}85\,R + 0{,}245, \text{ при } E > 0{,}8 \text{ МэВ}. \tag{5.9}$$

В формулах (5.7)—(5.9) максимальный пробег R дан в граммах на квадратный сантиметр (г/см^2) алюминиевого фильтра, способного практически полностью поглотить бета-частицы с данной граничной энергией.

На рис. 42 приведена кривая, связывающая пробег бета-частиц с их максимальной энергией.

Непрерывное энергетическое распределение бета-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, и рассеяние электронов при прохождении через вещество приводит к тому, что ослабление пучка бета-частиц, идущих от источника к детектору, носит характер, близкий к экспоненциальному закону

$$N \approx N_0 e^{-\mu d}\,, \tag{5.10}$$

где d — толщина фильтра; μ — коэффициент ослабления.

Экспоненциальный закон хорошо совпадает с экспериментальной кривой в области средних значений толщины поглотителя. В области малых и больших значений наблюдается заметное отступление от экспоненциального закона (см. рис. 31 б). При измерениях удобно пользоваться толщиной слоя половинного поглощения $d_{1/2}$, необходимого для уменьшения вдвое начальной интенсивности бета-излучения. Так как $N(d) \approx N_0 e^{-\mu d}$ и $N(d_{1/2}) \approx N_0/2$, то

$$d_{1/2} \approx \frac{ln2}{\mu} \approx \frac{0{,}693}{\mu}\,. \tag{5.11}$$

Коэффициент ослабления μ находят по наклону прямолинейного участка кривой поглощения ($\mu = \operatorname{tg}\varphi$, где φ — угол наклона прямой).

Связь между толщиной слоя алюминия, ослабляющего излучение в 2^n раз, и верхней границей бета-спектра была тщательно исследована. На рис. 43 приводится номограмма, связывающая толщину слоя половинного поглощения с граничной энергией $\beta-$спектра.

§ 5. Обратное рассеяние электронов

При попадании потока электронов на поверхность какого-либо материала часть частиц может отклониться от своего первоначального направления на угол, превышающий 90°. Этот эффект называется обратным рассеянием электронов. Обратное рассеяние электронов используется для решения ряда прикладных задач, например для определения толщины покрытий. Этот же эффект может быть и источником методических погрешностей. Его

следует учитывать при проведении физических экспериментов с электронными пучками. Например, при вылете бета-частиц из радиоактивного источника распределение бета-частиц искажается из-за их рассеяния в материале подложки, в результате чего увеличивается число частиц, вылетающих в сторону счетчика и, следовательно, увеличивается скорость счета. Другой пример: при измерении бета-спектров полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами из-за эффекта обратного рассеяния на поверхности детектора происходит обогащение низкоэнергетической части спектра.

§ 6. Коэффициент обратного рассеяния

Введем величину, характеризующую явление обратного рассеяния — коэффициент обратного рассеяния

$$q_{\text{обр}} = N_{\text{обр}}/N_0\,, \tag{5.12}$$

где N_0 — число частиц, падающих нормально на поверхность материала; $N_{\text{обр}}$ — число частиц, рассеянных материалом на угол $\theta > 90°$. Коэффициент обратного рассеяния является функцией атомного номера Z отражателя, толщины отражателя d и энергии падающих электронов E (а в случае непрерывного спектра бета-частиц — функцией максимальной энергии $E_{\text{макс.}}$), т. е.

$$q_{\text{обр}} = F(Z,d,E). \tag{5.13}$$

На рис. 32 приведена типичная экспериментальная зависимость $q(Z)$ в случае отражения бета-частиц, испущенных радиоактивным препаратом ^{32}P. Толщины материалов взяты заведомо больше, чем толщины обратного насыщения (см. далее).

Экспериментальная кривая, показанная на рис. 32, удовлетворяет аналитической зависимости $q(Z) = BZ^{2/3}$, где B — коэффициент, зависящий от геометрических условий опыта, в частности от телесного угла окна счетчика. Здесь следует отметить, что обратно рассеянное излучение неизотропно — его максимальная интенсивность наблюдается в направлении, перпендикулярном плоскости отражателя. Максимальная энергия и максимальный пробег отраженных электронов также зависит от Z. Например, в случае излучателя ^{32}P

$$E_{\text{отр.макс}} = 0{,}247\,Z^{1/3} \quad \text{МэВ}\,, \quad R_{\text{отр.макс}} = 48\,Z^{1/2} \quad \text{мг/см}^2\,.$$

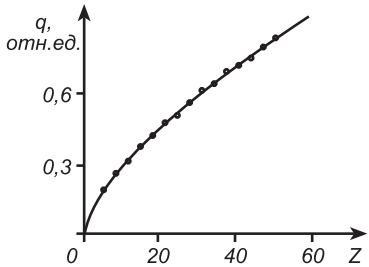

Рис. 32. Зависимость коэффициента обратного рассеяния q от атомного номера Z отражателя

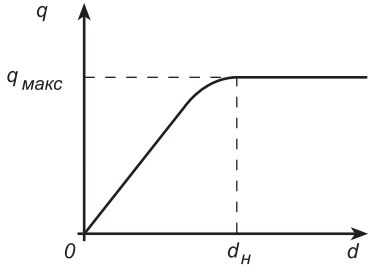

Рис. 33. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины отражателя

Если увеличивать толщину отражателя и измерять интенсивность потока обратно рассеянных электронов, то сначала q будет возрастать почти линейно (рис. 33), затем рост замедлится и далее достигнет некоторого предельного значения $q_{\text{макс}}$.

Толщина слоя вещества, начиная с которой q не зависит от толщины отражателя, называется *толщиной насыщения* обратного рассеяния $d_{\text{н}}$. Эта толщина равна примерно 1/5 от максимального пробега бета-частиц данной энергии в данном веществе.

Величина q зависит от атомного номера Z и слабо зависит от плотности электронов в веществе. Из рис. 34 видно, что $q_{\text{макс}}$(Pt, Z=78) меньше $q_{\text{макс}}$(Pb, Z=82), хотя плотность электронов в платине больше, чем в свинце. Это свидетельствует о том, что рассеяние происходит в основном на атомных ядрах, а не на электронах оболочек атомов.

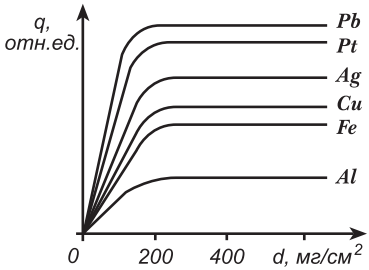

Рис. 34. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины отражателя из различных металлов. Излучатель ^{32}P, $E_{\text{гр}}$=1,7 МэВ

На рис. 35 схематически изображено обратное рассеяние бета-частиц при разных толщинах рассеивателя. Следует отметить, что обратное рассеяние бета-частиц в отличие от оптического отражения происходит

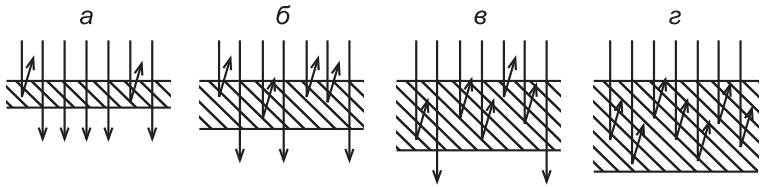

Рис. 35. Отражение бета-частиц в зависимости от толщины образца

не только на поверхности рассеивателя, но и в его глубине. На схеме действительная картина обратного рассеяния сильно упрощена: показано рассеяние на один и тот же угол и не учтено поглощение бета-частиц веществом. При небольшой толщине рассеивателя (а, $d < d_{\text{н}}$) большинство электронов проходит сквозь вещество и лишь небольшое их число рассеивается в обратном направлении. По мере увеличения толщины число обратно рассеянных электронов увеличивается (б, в). Наконец, при $d > d_{\text{н}}$ частицы, глубоко проникшие в рассеиватель, уже не выйдут наружу из-за поглощения в нем (г). При дальнейшем увеличении толщины рассеивателя число вышедших из него обратно рассеянных электронов остается постоянным.

Коэффициент обратного рассеяния растет с ростом граничной энергии бета-спектра до энергии 0,6 МэВ, а далее остается практически неизменным. Зависимость коэффициента обратного рассеяния q от максимальной энергии показана на рис. 36.

Явление обратного рассеяния электронов может быть использовано для решения многих прикладных задач:

а) Для определения толщины материалов. В этом случае выгоднее применять источники мягкого бета-излучения. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины алюминиевого отражателя для разных бета-источников показана на рис. 37.

б) Для определения толщины покрытий. Эффект обратного рассеяния позволяет измерять толщины покрытия без разрушения изделий и покрытий. Не разрушает изделие микрометрический метод, но он требует жесткого постоянства толщины основания, а также магнитный метод, но в этом случае покрытие должно обладать магнитными свойствами. Оптическими методами можно определить толщины только прозрачных покрытий.

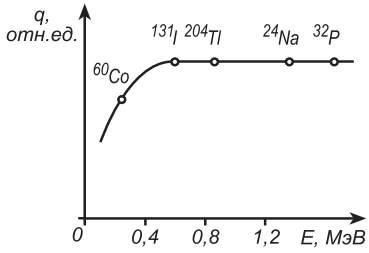

Рис. 36. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от максимальной энергии бета-спектра

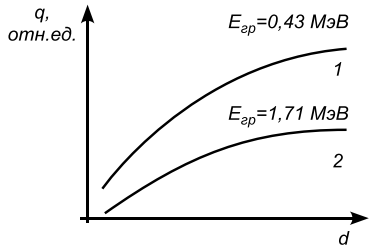

Рис. 37. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины алюминиевого отражателя для разных радиоактивных бета-источников:
1 — излучатель ^{185}W; *2* — излучатель ^{32}P

Химический метод связан с разрушением изделия и его точность не превышает 15%. В случае применения эффекта обратного рассеяния атомные номера вещества покрытия и подложки должны различаться по крайней мере на две единицы.

Эффект обратного рассеянии позволяет измерять толщины никелевых и хромовых покрытий, покрытий на проволоке и бумаге, светочувствительных слоев и т. д., составов на пленке, лаковых покрытий на металлах, покрытий из драгоценных металлов. При этом все измерения делают бесконтактно, без разрушения изделий и непрерывно.

Обратно-рассеянное бета-излучение чувствительно к составу раствора ионов с высокими атомными номерами (рис. 39). Возможно измерение концентрации одного металла в сплаве с другим. Здесь также необходимо иметь набор эталонов с различной концентрацией компонентов. Поток обратно-рассеянных бета-частиц от смеси веществ Z_1 и Z_2 равен

$$N_{\text{обр}} = N_{\text{обр}}(Z_1)C_1 + N_{\text{обр}}(Z_2)C_2\,, \qquad (5.14)$$

где C_1 и C_2 — весовые концентрации компонентов, $C_1 + C_2$=1.

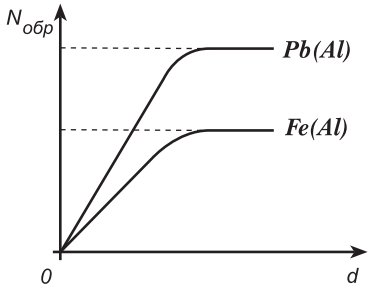

Рис. 38. Изменение интенсивности обратного рассеяния в зависимости от толщины различных отражателей, нанесенных на одну и ту же подложку

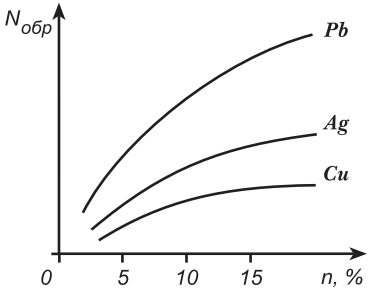

Рис. 39. Изменение интенсивности обратного рассеяния в зависимости от содержания в растворе ионов свинца, серебра и меди. Излучатель — ^{90}Sr

§ 7. Указания по выполнению работы

Часть 1. Определения максимальной энергии бета-спектра. Установка для определения максимальной энергии бета-спектра методом поглощения показана на рис. 40. Бета-частицы испускаются радиоактивным препаратом, который помещен в контейнер *1* и закрыт тонкой пленкой. Бета-частицы поглощаются фильтрами *2* и регистрируются детектором. Детектор состоит из пластического сцинтиллятора *3*, фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) *4* и формирователя *5*. Для подачи высокого напряжения на ФЭУ используется блок высокого напряжения *6*. С помощью пересчётного устройства *7* происходит счет числа импульсов от детектора.

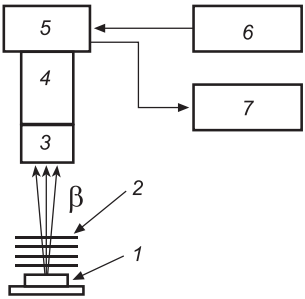

Рис. 40. Установка для изучения поглощения бета-частиц

В качестве фильтров использовать алюминиевые пластинки Нужная толщина фильтра достигается путем последователь-

ного наложения пластинок друг на друга. Толщина пластинки указана на пластинке. Измерения с каждым фильтром производить 2—3 раза. Статистическая погрешность каждого измерения не должна превосходить 5%. Особенно тщательно следует измерить конец кривой поглощения и фон счетчика, наблюдаемый при толщинах фильтра, превосходящих пробег бета-частиц.

Данные измерений свести в таблицу, на основе которой построить кривые, дающие зависимость числа зарегистрированных частиц N и $\ln N$ от толщины алюминиевых фильтров. Толщину фильтров выражать в единицах *мг/см*^{2}. По полученным кривым определить слой половинного поглощения $d_{1/2}$ (см. формулу 5.11) и максимальный пробег бета-частиц (см. рис. 31).

При определении пробега необходимо учесть толщины пленок, закрывающих сцинтилляционный кристалл и источник, и слой воздуха между источником и счетчиком (плотность воздуха ρ=1,29 мг/см^3).

Максимальную энергию бета-спектра следует определить по одной из формул (5.7)—(5.9) и по кривым, связывающим толщину слоя половинного поглощения и пробег с максимальной энергией бета-частиц (см. рис. 42 и 43 на с. 94);

Погрешность нахождения максимальной энергии бета-частиц определяется погрешностью измерения пробега $R_{\text{макс}}$, который устанавливается по графику с учетом статистического разброса на кривой поглощения и на линии фона.

По значению $E_{\text{гр}}$ из табл. 8 на с. 95 определить радиоактивный нуклид.

В отчете представить блок-схему установки, результаты опытов в виде таблиц и графиков, указать значения толщины слоя половинного поглощения и максимального пробега в алюминии, значения граничной энергии бета-спектра, полученные тремя способами.

Часть 2. Обратное рассеяние электронов. Работа проводится на установке, схематически изображенной на рис. 41. Радиоактивный препарат *2*, испускающий бета-частицы, расположен таким образом, чтобы бета-частицы падали почти нормально к плоскости отражателя *1*. Обратно-рассеянные бета-частицы регистрируются детектором, состоящим из пластического сцинтиллятора *3*, ФЭУ *4* и формирователя *5*. Счет числа импульсов в заданном интервале времени осуществляется пересчетным устрой-

ством *7*. Высокое напряжение на ФЭУ подается от источника высокого напряжения *6*. Отражатель, радиоактивный источник и детектор помещены в металлический кожух, препятствующий выходу бета-частиц наружу.

При выполнении заданий каждое измерение надо производить 2—3 раза. Статистическая точность отдельного измерения должна быть не хуже 5%. Измерения фона установки (т. е. счет без отражателей) надо проводить до начала работы, в середине работы и после ее окончания. При обработке результатов за значение фона взять среднее трёх измерений.

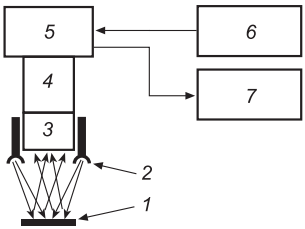

Рис. 41. Блок-схема установки для изучения обратного рассеяния электронов

Задание 1. Снять зависимость числа обратно рассеянных электронов от атомного номера Z. Для снятия функции $N_{\text{обр}}(Z)$ следует расположить на пути прямого пучка электронов пластины из различных химических элементов.

По известным значениям Z построить график зависимости $N_{\text{обр}}(Z)$ и определить величину Z_x неизвестного вещества. Проверить, что экспериментальная кривая соответствует зависимости $N(Z) = BZ^{2/3}$. В отчете привести значения величин B (используйте метод наименьших квадратов) и Z_x, их погрешности.

Задание 2. Снять зависимость $N_{\text{обр}}(d)$, используя отражатели известной толщины. Определить $d_{\text{н}}$ для данного вещества. Определить толщину отражателя, взятого у лаборанта.

Задание 3. Снять зависимость $N_{\text{обр}}$ от толщины покрытия (по образцам с известной толщиной покрытия). Определить неизвестную толщину покрытия образца, полученного у лаборанта.

Задание 4. Снять зависимость $N_{\text{обр}}$ от процентного содержания одного металла Z_1 в другом Z_2, пользуясь эталонными образцами. По полученной зависимости определить процентный состав сплава для образца с неизвестным процентным содержанием металлов в нём.

Кроме того, в отчете представить блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и графиков, выводы.

§ 8. Контрольные вопросы

1. Бета-распад. Типы бета-распада. Вид бета-спектра.
2. Методы определения энергии бета-частиц.
3. Взаимодействие бета-частиц с атомными электронами.
4. Взаимодействие бета-частиц с атомными ядрами.
5. Прохождение электронов через толстые фольги.
6. Вид кривой поглощения моноэнергетических электронов и электронов, возникающих при бета-распаде.
7. Понятие пробега бета-частиц. Зависимость величины пробега от граничной энергии бета-частиц.
8. Блок-схема экспериментальной установки по определению граничной энергии бета-частиц методом поглощения. Методика проведения работы и обработки данных. Учет фона.
9. Обратное рассеяние электронов. Блок-схема установки и методика определения неизвестных элементов и толщины покрытия.
10. Зависимость вероятности обратного рассеяния электронов от величины порядкового номера Z мишени.
11. Зависимость вероятности обратного рассеяния электронов от толщины покрытия.

Литература

1. Г.Бете, Ю.Дж.Ашкин Прохождение $\beta-$частиц через вещество. — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. М., 1955.
2. Г.Кноп, В.Пауль Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Т. 1. М., 1969.
3. Н.Бор Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950.
4. Н.И.Штейнбок Измерение толщины покрытий методом рассеяния бета-излучения. — Применение радиоактивных излучателей в измерительной технике, 1960.
5. Ц.С.Ву, С.А.Мошковский Бета-распад. М., 1970.

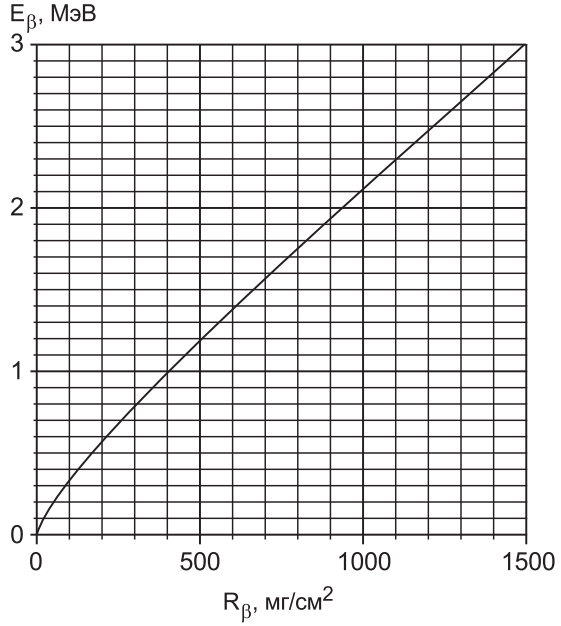

Рис. 42. Связь между максимальной энергией β-частиц и их пробегом в алюминии

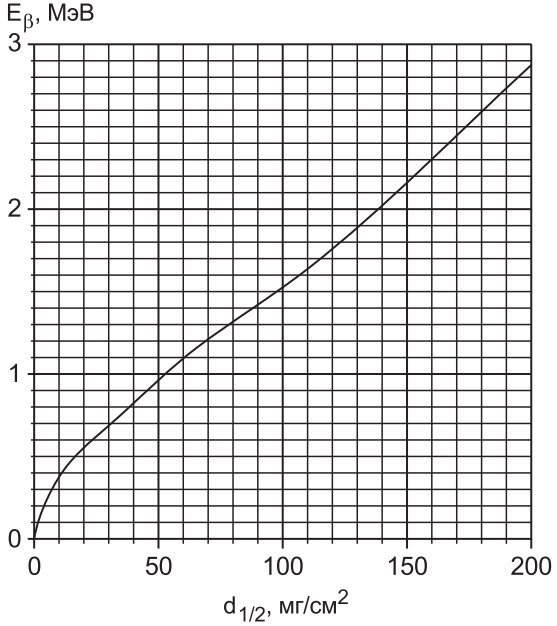

Рис. 43. Связь между максимальной энергией β-частиц и слоем половинного ослабления в алюминии

Таблица 8. Данные о β^--распаде нуклидов, которые испускают преимущественно β^--частицы.

Нуклид	Граничная энергия β^--спектра, кэВ	Доля распадов с испусканием β^--частиц	Период полураспада, $T_{1/2}$
^{3}H	18,591 (10)	100%	12,33 года
^{32}P	1710,66(21)	100%	14,262 дня
^{35}S	167,14 (8)	100%	87,51 дня
^{45}Ca	256,8 (9)	99,99%	162,61 дня
$^{90}Sr \rightarrow {}^{90}Y$ $^{90}Y \rightarrow {}^{90}Zr$	546,0 (14) 2280,1 (16)	100% 99,99%	28,78 лет 64,10 час.
^{127}Te	698 (4)	98,79%	9,35 час.
^{129}I	194 (3)	100%	$1{,}57 \cdot 10^{7}$ лет
^{147}Pm	224,1 (3)	99,99%	2,6234 года
^{204}Tl	763,72 (18)	97%	3,78 года
^{210}Bi	1162,1 (8)	100%	5,013 дня

6. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Введение

Гамма-излучение — это коротковолновое электромагнитное излучение, возникающее в результате разрядки состояний ядер, возбуждающихся при радиоактивном распаде ядер и в ядерных реакциях. Гамма-излучение возникает также в процессах распада элементарных частиц, в результате аннигиляции пар частица-античастица, при прохождении заряженных частиц через вещество и в ряде других процессов. По своим свойствам гамма-лучи являются сильно проникающим излучением, часто имеющим ещё более короткую длину волны, чем рентгеновские лучи. Гамма-лучи имеют весьма различные энергии — от десятков электронвольт и выше. При радиоактивном распаде и в ядерных реакциях энергия гамма-лучей, как правило, составляет 10 кэВ-–10 МэВ.

Энергетический спектр γ-лучей является дискретным и в различных схемах распада бывает более или менее сложным. Например, радиоактивные нуклиды ^{203}Hg и ^{137}Cs излучают одну γ-линию; ^{60}Co и ^{24}Na — две γ-линии (см. рис. 44). Во многих случаях γ-спектры, излучаемые атомными ядрами, содержат большое число монохроматических γ-линий. Знание спектра γ-излучения различных радиоактивных веществ необходимо для многих научных и практических целей.

К основным видам взаимодействия γ-лучей с веществом относятся фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар.

§ 1. Фотоэффект

Фотоэффект означает вырывание связанных электронов из атомов (вообще говоря, любых частиц) под действием электромагнитного излучения. В этом процессе квант, взаимодействуя с

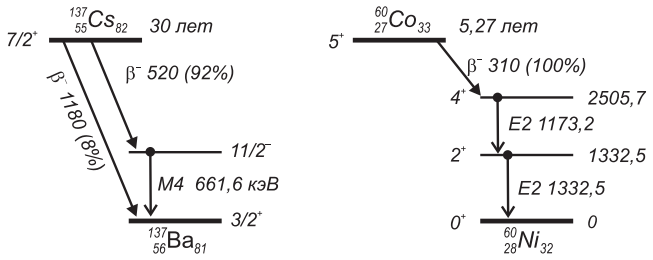

Рис. 44. Схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co

атомом, отдает одному из электронов оболочки почти всю энергию, а атом получает небольшую энергию отдачи. В результате нарушается связь электрона с ядром и электрону передается кинетическая энергия.

Фотоэффект — понятие широкое, применимое к электромагнитному излучению как в области видимого спектра ($\lambda \sim 500$ нм), так и в области рентгеновских ($\lambda \sim 0{,}1 \div 0{,}5$ нм) и γ-лучей ($\lambda < 0{,}1$ нм).

Вероятность фотоэффекта тем больше, чем ближе энергия падающего кванта к энергии связи электрона. Так, при облучении поверхности металла световыми квантами (энергия кванта порядка величины работы выхода металла) происходит вырывание электронов с поверхности — *внешний фотоэффект*, при облучении полупроводника квантами с энергией, превосходящей ширину запрещенной зоны данного полупроводника, электроны из валентной зоны переходят в свободную (*внутренний фотоэффект*) и возникает фотопроводимость.

При прохождении γ-лучей через вещество фотоэлектрическое поглощение осуществляется при взаимодействии γ-кванта с электроном одной из оболочек атома. При этом электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией

$$E = h\nu - E_i, \tag{6.1}$$

где $h\nu$ — энергия γ-кванта; E_i — потенциал ионизации i-й оболочки атома. Освободившееся на электронной оболочке место заполняется одним из электронов с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения.

Очевидно, что для вырывания электрона с одной из оболочек атома энергия γ-кванта должна быть не меньше потенциала ионизации этой оболочки.

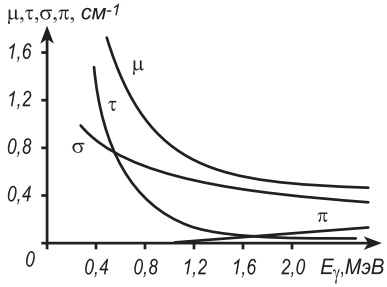

Рис. 45. Зависимость коэффициентов поглощения для свинца от энергии γ-квантов. σ — комптон-эффект, τ — фотоэффект, π — образование пар электрон-позитрон, μ — суммарный коэффициент поглощения.

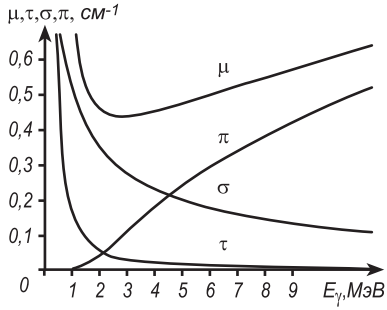

Рис. 46. Поведение коэффициентов поглощения для свинца при больших энергиях. Обозначения, как и на рис. 45.

Фотоэффект невозможен на свободных (несвязанных) электронах, так как для выполнения закона сохранения импульса, кроме фотона и электрона, необходимо присутствие третьего тела — ядра. Ввиду того что масса ядра значительно превышает массу электрона[1], бóльшая часть импульса γ-кванта передается ядру. Вероятность передачи импульса электрону зависит от энергии связи электрона с ядром и энергии γ-кванта. Именно этими обстоятельствами обусловлены основные характеристики фотоэффекта γ-лучей, а именно:

1) Зависимость сечения (величины, пропорциональной вероятности данного процесса) от энергии (рис. 45 — 47).

2) Соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках (при энергиях γ-квантов, превышающих энергию связи KL-оболочек, вероятность фотоэффекта во внешних оболочках относительно мала).

3) Зависимость сечения от заряда ядра вещества поглотителя.

[1]Масса покоя электрона в энергетических единицах составляет m_0=511 кэВ/c^2

4) Угловое распределение фотоэлектронов.

Формулы для сечения фотоэффекта были получены методами квантовой электродинамики. Показано, что существует следующая зависимость сечения фотоэффекта ($\sigma_{\text{ф}}$) от энергии γ-лучей $h\nu$ и заряда ядра Z вещества поглотителя:

$$\sigma_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{h\nu^{7/2}} \text{ при } h\nu > E_k, \quad (6.2)$$

$$\sigma_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{h\nu} \text{ при } h\nu \gg E_k. \quad (6.3)$$

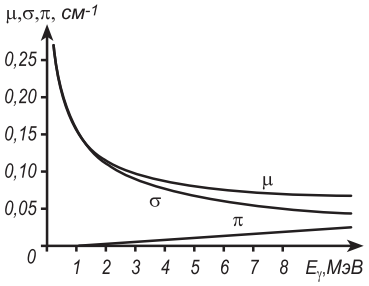

Рис. 47. Зависимость коэффициентов поглощения для алюминия от энергии γ-квантов. Обозначения, как и на рис. 45.

Вероятность фотоэффекта на L-, M- и других оболочках значительно меньше, чем на K-оболочке:

$$\sigma_L/\sigma_K \sim 1/5, \quad (6.4)$$

$$\sigma_M/\sigma_L \sim 1/4. \quad (6.5)$$

Вероятность фотоэффекта сильно зависит от заряда ядра ($\sim Z^5$), так как с увеличением заряда ядра резко возрастает величина энергии связи орбитальных электронов с ядром (кулоновские силы).

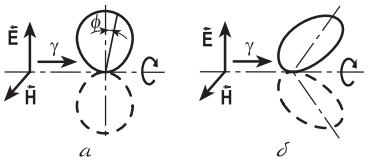

Рис. 48. Угловое распределение фотоэлектронов: а) $h\nu < m_0c^2$; б) $h\nu \gg m_0c^2$

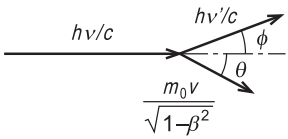

Рис. 49. Соотношение между импульсами при комптоновском рассеянии

Пространственное распределение электронов, освобождающихся при фотоэффекте, подчиняется закону $\cos^2\phi$ (ϕ — угол между направлением вылета электрона и электрическим вектором $\mathbf{E}$ падающей волны) для энергии $h\nu < m_0c^2$ (рис. 48, а). Распределение фотоэлектронов в этом случае симметрично относительно электрического вектора $\mathbf{E}$. При $h\nu \gg m_0c^2$ угловое распределение фотоэлектронов становится «вытянутым вперед» вследствие релятивистских эффектов (см. рис. 48, б).

§ 2. Рассеяние γ-лучей

При прохождении γ-лучей через вещество, наряду с поглощением, происходит их рассеяние, т. е. отклонение от первоначального направления. Рассеяние бывает с изменением и без изменения длины волны.

Рассеяние без изменения длины волны падающего излучения называется *классическим* или *томсоновским*. Падающее излучение приводит в резонансные колебания связанные электроны атома и они становятся излучателями квантов такой же частоты.

Рассеяние с изменением длины волны (*комптон-эффект*) возникает тогда, когда энергия падающего кванта больше энергии связи электрона в атоме. Впервые это явление наблюдал Комптон при исследовании рассеяния рентгеновских лучей. Он предложил трактовать этот эффект как упругое рассеяние частиц-фотонов на свободных электронах. В каждом отдельном акте взаимодействуют один фотон и один электрон (электроны в этом случае можно считать свободными, так как энергия падающих квантов превосходит энергию связи электронов в атомах).

Из законов сохранения энергии и импульса можно получить следующее соотношение, связывающее энергию $h\nu'$ рассеянного γ-кванта с углом рассеяния ϕ (см. рис. 49):

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\phi)}. \tag{6.6}$$

Полное эффективное сечение, определяющее число γ-квантов, выбывших из первичного пучка и рассчитанное на электрон, дается формулой Клейна–Нишины–Тамма:

$$\sigma_K = \frac{3}{4}\sigma_T \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\ln(1+2\alpha) \right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2\alpha}\ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}, \quad \alpha = h\nu/m_0c^2, \quad (6.7)$$

где $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 = 6{,}65 \cdot 10^{-25}$ см^2 — сечение томсоновского рассеяния ($r_0 = e^2/m_0c^2$ — классический радиус электрона).

Рассмотрим предельные случаи:

1) для малых энергий σ_K линейно убывает с ростом энергии γ-лучей:

$$\sigma_K = \sigma_T \left(1 - 2\alpha + \frac{2}{5}\alpha^2 + \ldots \right), \alpha \ll 1; \quad (6.8)$$

2) при очень больших энергиях σ_K убывает с увеличением энергии падающего излучения обратно пропорционально $h\nu$:

$$\sigma_K = \frac{3}{8}\,\sigma_T\,\frac{1}{\alpha}\left(\frac{1}{2} + \ln 2\alpha\right), \alpha \gg 1. \quad (6.9)$$

Линейный коэффициент ослабления за счет комптоновского рассеяния выражается формулой

$$\sigma = nZ\sigma_K, \quad (6.10)$$

где n — число атомов в 1 см^3; Z — заряд ядра, т. е. число электронов на атом.

Это выражение можно записать также в виде

$$\sigma = N_A\,\rho\,\frac{Z}{A}\,\sigma_K,$$

где $N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ — постоянная Авогадро; ρ — плотность вещества поглотителя; A — атомная масса.

Ввиду того что Z/A мало изменяется при переходе от вещества к веществу (от 0,5 до 0,4 в пределах периодической таблицы), то линейный коэффициент ослабления за счет комптоновского рассеяния при определённой энергии γ-лучей зависит практически только от плотности вещества ρ. На рис. 45 — 47 представлена зависимость линейного коэффициента σ от энергии первичных

γ-квантов для фильтров из свинца и алюминия. Если поглотитель сделан из вещества, характеризуемого малым Z, то фотоэффектом можно пренебречь. Ослабление пучка γ-лучей определяется главным образом комптон-эффектом (при средних $h\nu$). В этом случае, ввиду того, что σ пропорционально плотности ρ, а отношение Z/A приблизительно постоянно, можно ввести массовый коэффициент ослабления, являющийся универсальной величиной:

$$\sigma_M = \frac{\sigma}{\rho} = N_A \frac{Z}{A} \sigma_K \,. \tag{6.11}$$

Одно и то же значение σ_M пригодно для любого поглотителя. Величина σ_M является функцией только энергии γ-кванта.

Указанный на рис. 45 — 47 ход кривых, изображающих зависимость σ от $h\nu$, относится к случаю бесконечно узкого пучка и точечного детектора. Однако на опыте употребляются пучки с конечным углом раствора и детектор не является точечным. Поэтому весьма существенно знание углового распределения рассеянных γ-квантов. Последнее дается дифференциальным сечением рассеяния в теории Клейна–Нишины–Тамма. Относительное число γ-квантов, рассеянных в единичном телесном угле под углом ϕ, равно

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\phi)}{d\Theta} &= \frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 \frac{1+\cos^2\phi}{[1+\alpha(1-\cos\phi)]^2} \times \\ &\times \left\{1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\phi)^2}{(1+\cos^2\phi)[1+\alpha(1-\cos\phi)]}\right\}, \alpha = h\nu/m_0c^2. \end{aligned} \tag{6.12}$$

При очень малых значениях α ($h\nu \ll m_0c^2$) угловое распределение следует закону $(1+\cos^2\phi)$, характерному для классической электромагнитной теории. Это распределение симметрично относительно угла 90°. Вероятность рассеяния максимальна при углах 0° и 180°.

Если α превосходит единицу ($h\nu \gg m_0c^2$ в релятивистской области), то угловое распределение становится все более и более резко направленным вперед. Кривые рис. 50 иллюстрируют характер углового распределения рассеянного γ-излучения для различных значений $h\nu$. При $h\nu \sim 2{,}5$ МэВ почти все рассеянные кванты отклоняются менее чем на 30°. При $\alpha \gg 1$ практически

все рассеянное излучение можно считать сосредоточенным в узком конусе с углом раствора

$$\phi = 1/\alpha = m_0c^2/h\nu. \tag{6.13}$$

Поэтому при выборе геометрии опыта необходимо позаботиться о том, чтобы детектор захватывал возможно меньшую долю рассеянного в фильтрах излучения. Другими словами, угол, под которым виден детектор из фильтров, должен быть настолько малым, чтобы регистрировался лишь пренебрежимо малый процент рассеянных квантов. Захват детектором рассеянного излучения приведет, очевидно, к тому, что кривая $\sigma = \sigma(h\nu)$, полученная при помощи реальной установки, пойдет выше теоретической, причем отклонение будет увеличиваться по мере возрастания $h\nu$. Соответственно неправильно будет определена энергия кванта по измеренному коэффициенту ослабления (значение $h\nu$ будет завышено). Во избежание подобных ошибок желательно проградуировать установку по известным γ-линиям. Погрешности, связанные с нарушением идеальной геометрии, могут быть также оценены расчетным путем.

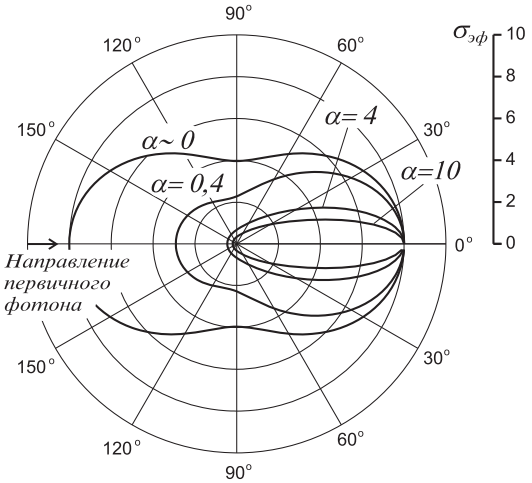

Рис. 50. Характер углового распределения рассеянного γ-излучения для различных значений энергии

В заключение параграфа о комптоновском рассеянии следует указать на то, что с этим явлением связано не только рассеяние γ-квантов, но также и их поглощение. Если источник γ-лучей со всех сторон окружить достаточно большими блоками из легкого вещества (например, алюминия), то за пределы блоков γ-излучение уже не выйдет. Это будет не так, если наблюдается только явление рассеяния. Выше уже указывалось, что при комптон-эффекте часть энергии γ-кванта передается электрону. Поэтому, в результате многократного рассеяния в блоке, γ-квант постепенно потеряет свою энергию, и, в конце концов, поглотится. На явлении поглощения γ-лучей при комптон-эффекте основано устройство защиты из бетона, кирпича, железа и т. д.

§ 3. Образование пар

При энергиях γ-квантов, превышающих $2m_0c^2$, наблюдается процесс поглощения квантов с образованием пары электрон-позитрон. Энергия кванта тратится на создание этих двух частиц и на сообщение им кинетической энергии. Исходя из законов сохранения энергии и импульса, можно показать, что образование пары электрон-позитрон в пустом пространстве невозможно. Этот процесс может происходить только при взаимодействии γ-излучения с веществом. В результате процесса образования пары γ-квантом энергия и импульс должны распределиться между тремя частицами: электроном, позитроном и какой-либо третьей частицей — ядром или электроном, в поле которого образовалась пара. Однако вероятность образования пары в поле электрона очень мала. Для образования пары в поле ядра необходимо затратить энергию $2m_0c^2$. Соответственно сумма кинетических энергий электрона и позитрона равна

$$E = h\nu - 2m_0c^2 \,. \tag{6.14}$$

Чем сильнее поле, с которым взаимодействует квант, тем вероятнее образование этих пар. Сечение процесса возрастает с увеличением атомного номера, как

$$\pi_{\text{эф}} = Z^2 F(h\nu) \,. \tag{6.15}$$

Величина сечения для образования пар, вычисленная в борновском приближении, показана на рис. 46 — 47 для свинца и алюминия.

§ 4. Коэффициент ослабления

При прохождении через вещество γ-излучение испытывает поглощение и рассеяние. Как при поглощении, так и при рассеянии γ-квант выбывает из падающего пучка в результате единичного акта. Число γ-квантов, удаляемых из пучка при прохождении поглотителя толщиной dx, пропорционально dx и числу γ-квантов N, падающих на слой dx. Таким образом, уменьшение числа γ-квантов в пучке равно

$$-dN = \mu N dx. \tag{6.16}$$

Коэффициент пропорциональности μ, называется *полным линейным коэффициентом ослабления*. Как вытекает из приведенного уравнения, линейный коэффициент ослабления

$$\mu = \frac{-dN/N}{dx} \tag{6.17}$$

имеет следующий физический смысл: μ есть относительное ослабление пучка γ-лучей, приходящееся на единицу длины (пути в веществе). Очевидно, коэффициенту ослабления можно придать и следующий смысл: μ есть среднее число столкновений γ-кванта с атомами на единице пути в веществе, причем в результате такого столкновения γ-квант выбывает из пучка. Отсюда величину $1/\mu$, можно истолковать как «длину пробега γ-кванта в веществе»:

$$R_\gamma^{\text{своб}} = 1/\mu\,. \tag{6.18}$$

Можно ввести в рассмотрение также эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ столкновения γ-кванта с атомом; величина сечения определяется из соотношения

$$\mu = \sigma_{\text{эф}} n, \tag{6.19}$$

где n — число атомов в 1 см^3.

Ослабление пучка γ-лучей при прохождении через вещество определяется, в основном, тремя процессами: фотоэлектрическим

поглощением, комптоновским рассеянием и поглощением вследствие образования пар электрон-позитрон в кулоновском поле атомных ядер (при $h\nu > 2m_0c^2$).

Ослабление пучка γ-лучей в слое dx вследствие каждого из этих процессов происходит, очевидно, независимо. Следовательно, для каждого случая можно написать уравнения:

$$-(dN)_\tau = \tau N dx, \; -(dN)_\sigma = \sigma N dx, \; -(dN)_\pi = \pi N dx, \qquad (6.20)$$

где τ и π — коэффициенты поглощения, отвечающие фотоэффекту и образованию пар; σ — коэффициент рассеяния при комптон-эффекте.

Полное уменьшение числа γ-квантов в пучке равно

$$-dN = (-dN)_\tau + (-dN)_\sigma + (-dN)_\pi = (\tau + \sigma + \pi) N dx. \qquad (6.21)$$

Соответственно полный коэффициент ослабления равен

$$\mu = \tau + \sigma + \pi. \qquad (6.22)$$

Коэффициенты τ, σ и π зависят от атомного номера вещества Z и энергии γ-кванта. Для всех трех процессов можно рассматривать линейные коэффициенты, а также коэффициенты, рассчитанные на атом или на электрон (для σ и τ). Точно так же, как и выше, можно ввести эффективное сечение σ и длину свободного пробега $R^{\text{своб}}$ для каждого из процессов.

§ 5. Экспоненциальный закон поглощения γ-лучей

Пусть имеется радиоактивный изотоп, излучающий монохроматические γ-лучи. Используя источник и детектор малых размеров, а также большое расстояние между ними, выделим узкий, почти параллельный пучок лучей. Выберем диаметр фильтров равный диаметру пучка d. В принципе можно сделать так, чтобы величина d была много меньше длины свободного пробега (в поглощающем веществе) исследуемых γ-квантов по отношению к комптоновскому рассеянию $d \ll 1/\sigma$. Тогда однажды рассеянный квант не возвратится в пучок и не попадет в детектор, в этом случае коэффициент ослабления не зависит от толщины фильтра x и

можно проинтегрировать уравнение (6.16) по толщине фильтра:

$$N = Ne^{-\mu x}. \tag{6.23}$$

Получился хорошо известный *экспоненциальный закон поглощения γ-лучей*. Однако в случае широкого пучка, имеющего к тому же большой угол расходимости, закон поглощения, строго говоря, уже нельзя выразить уравнением (6.16). В пучке будут встречаться многократно рассеянные γ-кванты, имеющие меньшую энергию, чем падающие, и, соответственно, характеризуемые другим значением μ. В этом случае величина μ будет функцией толщины фильтра. При использовании не очень узких пучков удается все же ввести некоторое среднее или эффективное значение $\bar{\mu}$, позволяющее использовать формулу (6.16). Однако это значение $\bar{\mu}$ заметно отличается от $\mu_{\text{теор}}$ и зависит от геометрии опыта. Строгое вычисление ослабления интенсивности широкого пучка γ-лучей при прохождении больших блоков вещества представляет собой довольно сложную математическую задачу.

Если изучаемый γ-спектр содержит несколько линий

$$N = N_1 + N_2, \tag{6.24}$$

то уравнение (6.16) должно быть заменено системой уравнений. Можно считать, что каждый γ-компонент поглощается независимо:

$$-dN_1 = \mu_1 N_1 dx, \quad -dN_2 = \mu_2 N_2 dx \tag{6.25}$$

и, следовательно, для узкого параллельного пучка

$$N_1 = N_{01} e^{-\mu_1 x}, \quad N_2 = N_{02}\, e^{-\mu_2 x}. \tag{6.26}$$

Отсюда интенсивность сложного пучка после прохождения фильтра, имеющего толщину x, будет равна

$$N = N_1 + N_2 + \ldots = N_{01} e^{-\mu_1 x} + N_{02} e^{-\mu_2 x} + \ldots \tag{6.27}$$

Пользуясь формулами (6.24) — (6.27), можно из экспериментальных кривых поглощения определить значения μ_1 и μ_2, а отсюда и энергию γ-лучей. Типичная кривая поглощения (естественно, за вычетом фона установки) для двух γ-линий изображена на рис. 51 в полулогарифмическом масштабе. При $\mu_2 < \mu_1$

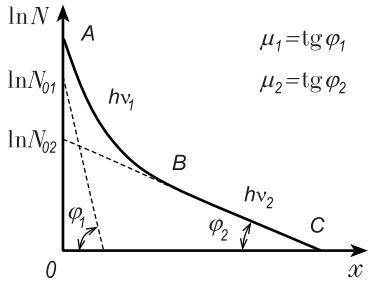

Рис. 51. Типичная кривая поглощения в случае двух γ-линий

конец логарифмического графика при достаточно больших x представляет прямую линию (отрезок BC), из которой непосредственно определяется μ_2. Это позволяет рассчитать $N_2(x)$. Зная $N_2(x)$ определяют $N_1(x)$:

$$N_1(x)=N_{\text{эксп}}(x)-N_2(x). \quad (6.28)$$

По нескольким значениям N_1 для различных x_1, x_2, ... строят зависимость $\ln N_1$ от x и определяют μ_1. Обычно для определения значений $\operatorname{tg}\varphi_1$ и $\operatorname{tg}\varphi_2$ (или μ_1 и μ_2) используется метод наименьших квадратов (МНК). Величины μ_1 и μ_2 позволяют найти $h\nu_1$ и $h\nu_2$ по номограммам или таблицам зависимости $\mu = \mu(h\nu)$ для различных веществ. В случае бóльшего числа γ-линий поступают аналогично.

§ 6. Указания по выполнению работы

Установка, при помощи которой измеряется энергия гамма-лучей методом поглощения, изображена на рис. 52.

Источник гамма-лучей *1* помещается внутри массивного свинцового блока *2*, который одновременно служит защитой и коллиматором для получения узкого (почти параллельного) пучка. Гамма-лучи проходят через фильтры *3* и регистрируются детектором, который состоит из сцинцилляционного кристалла NaJ *4* и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) *5*. Напряжение на ФЭУ подается от стабилизатора высокого напряжения *6*. Импульсы от ФЭУ через формирователь *7* поступают на счётный прибор *8*.

Геометрия опыта рассчитывается так, чтобы снизить погрешность измерений, связанную с попаданием в счетчик рассеянных квантов и играющую значительную роль в данном методе измерений. С этой целью источник устанавливается на значительном расстоянии от счетчика, фильтры удалаются от источника и счетчика. В качестве фильтров используются пластины круглой формы, изготовленные из свинца, меди и алюминия. Диаметр d

пластин выбран так, чтобы выполнялось условие $d = 1/\mu$ для $h\nu \sim 1$ Мэв.

Задание 1. Для каждого из металлов снять кривую зависимости числа N регистрируемых гамма-квантов от суммарной толщины x фильтров. В качестве фона установки взять скорость счета при всех установленных фильтрах. Фон надо измерить до и после опыта. Каждое измерение проводить 2—3 раза со статистической точность 3—4%.

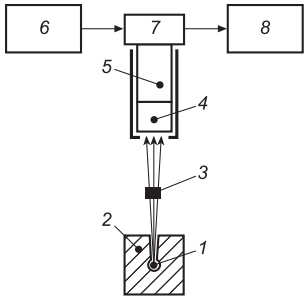

Рис. 52. Блок-схема лабораторной установки

Задание 2. По данным измерений определить коэффициенты ослабления μ так, как это описано на с. 107. Зная μ, по кривым или таблицам зависимости μ от E_γ (см. с. 111–114) определить энергию гамма-лучей. Полученные значения усреднить. По данным о E_γ определить радиоактивный нуклид (табл. 10 на с. 130).

В отчете представить блок-схему установки с описанием опытов, результаты опытов в виде таблиц и графиков, значения коэффициентов ослабления μ для каждого металла, энергии гамма-лучей, окончательное усредненное значение энергии гамма-лучей, выводы.

§ 7. Контрольные вопросы

1. Что такое гамма-лучи? В каких процессах они образуются? Каков диапазон энергии гамма-лучей?
2. Каковы основные виды взаимодействия гамма-лучей с веществом?
3. Фотоэффект. Формулы фотоэффекта.
4. Какова зависимость вероятности фотоэффекта от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
5. На каких оболочках атома вероятность фотоэффекта наибольшая и почему?
6. Что такое эффект Комптона?

7. Какова зависимость вероятности эффекта Комптона от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
8. Что такое эффект образования пар? Почему этот эффект происходит только в поле ядра?
9. Какова зависимость вероятности образования пар от энергии гамма-лучей и от Z вещества?
10. Какова зависимость показателя ослабления пучка гамма-лучей от энергии гамма-лучей и от Z вещества? Приведите примеры для различных элементов.
11. Какова типичная кривая поглощения (зависимость логарифма скорости счета $\ln(N)$ от толщины поглотителя)? Какова зависимость $\ln(N)$ от толщины поглотителя, если источник содержит две монохроматические гамма-линии с существенно разными энергиями?
12. Блок-схема экспериментальной установки по определению энергии гамма лучей методом поглощения. Методика обработки данных. Учет фона.

Литература

1. Г.Бете, Ю.Ашкин. Прохождение излучения через вещество. В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре. Т. 1, М., ИЛ, 1955, стр. 257-287.
2. Л.В.Грошев, И.С.Шапиро. Спектроскопия атомных ядер. М, ГИТТЛ, 1952, стр. 44-60, 155-158.
3. В.Гейтлер. Квантовая теория излучения. М., ИЛ, 1956.
4. К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику. М., Энергоатомиздат, 1993
5. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К.Зигбана. М., Атомиздат, 1969, стр. 58-95.

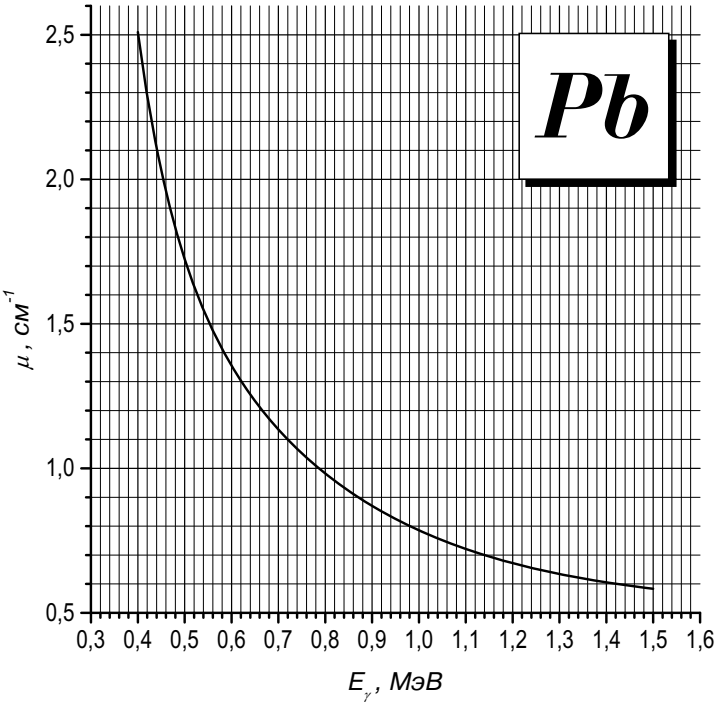

Рис. 53. Зависимость линейного коэффициента ослабления μ от энергии γ-лучей для свинцового поглотителя

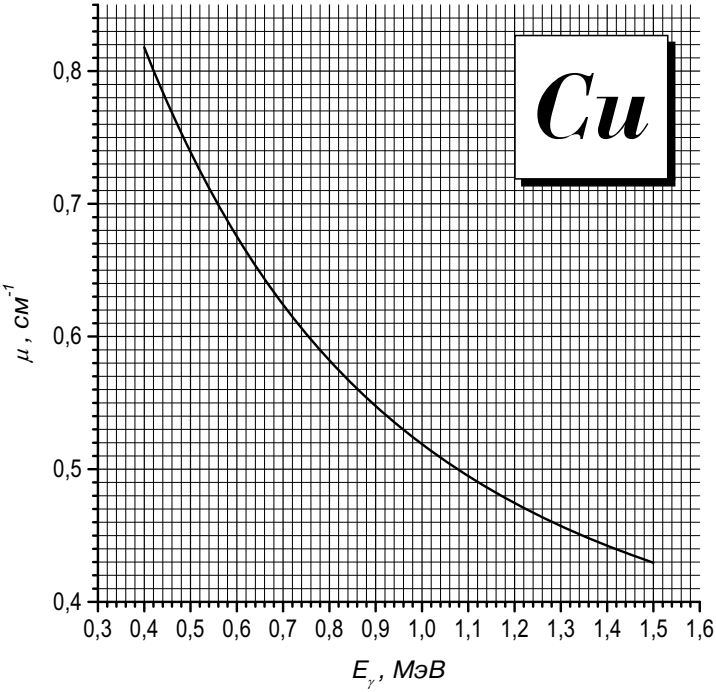

Рис. 54. Зависимость линейного коэффициента ослабления μ от энергии γ-лучей для медного поглотителя

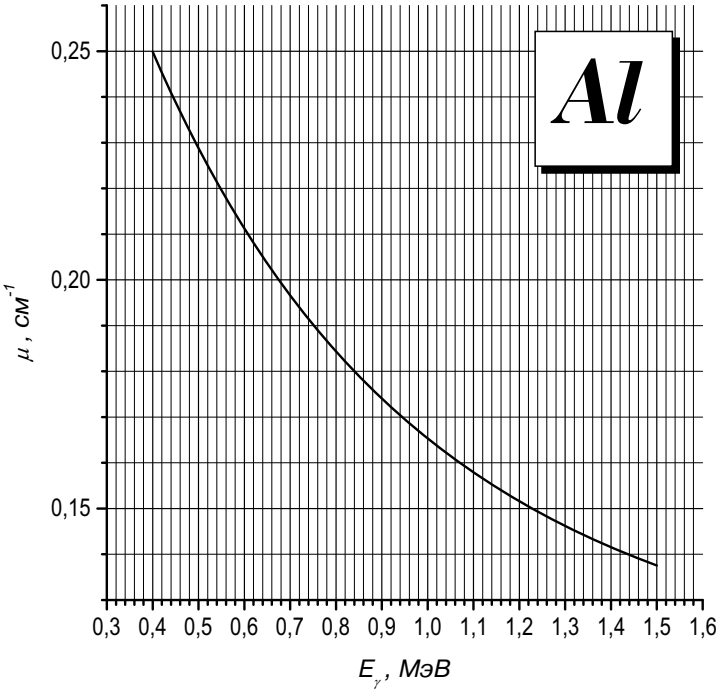

Рис. 55. Зависимость линейного коэффициента ослабления μ от энергии γ-лучей для алюминиевого поглотителя

Таблица 9. Линейные коэффициенты ослабления μ узкого пучка γ-лучей (в см$^{-1}$) в свинце, меди и алюминии.

Энергия излучения, *МэВ*	Поглотитель		
	Свинец, ρ = 11,34 *г/см*^{3}	Медь, ρ = 8,9 *г/см*^{3}	Алюминий, ρ = 2,7 *г/см*^{3}
0,3	4,76	0,950	0,278
0,4	2,51	0,824	0,251
0,5	1,72	0,732	0,228
0,6	1,37	0,670	0,210
0,7	1,12	0,624	0,196
0,8	0,99	0,585	0,184
0,9	0,86	0,551	0,176
1,0	0,79	0,522	0,166
1,1	0,72	0,497	0,158
1,2	0,68	0,476	0,152
1,3	0,64	0,456	0,146
1,4	0,60	0,442	0,141
1,5	0,58	0,426	0,137
1,6	0,55	0,413	0,131
1,7	0,54	0,400	0,128
1,8	0,53	0,390	0,124
1,9	0,52	0,380	0,120
2,0	0,51	0,371	0,117
2,5	0,48	0,338	0,106
3,0	0,46	0,317	0,094
4,0	0,47	0,294	0,084
5,0	0,49	0,282	0,075
6,0	0,51	0,274	0,072

7. Сцинтилляционный гамма-спектрометр

Введение

Сцинтилляционный метод является в настоящее время одним из наиболее распространенных способов регистрации и спектрометрии ядерных излучений. Сцинтилляционные детекторы широко используются в ядерной физике для изучения спектров излучений радиоактивных нуклидов, для измерения времен жизни возбужденных состояний атомных ядер, для исследования космического излучения как в наземных лабораториях, так и на спутниках Земли, и для решения многих других задач. С помощью сцинтилляционного метода было сделано, например, такое важное открытие, как обнаружение нейтрино. Широкое применение сцинтилляционная техника нашла и в других отраслях науки: геологии (активационный анализ, поиски полезных ископаемых, определение возраста пород), биологии, медицине, изучении свойств твердого тела. Сцинтилляционная техника нашла широкое применение и в производстве: γ-дефектоскопия, различного вида бесконтактные толщиномеры и плотномеры, сигнальные устройства и т. д. Развитие сцинтилляционного метода стимулировало изучение люминесцентных процессов. Широкое использование сцинтилляционных детекторов объясняется такими их свойствами, как:

1) высокая эффективность регистрации (сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaJ регистрирует $20-40\%$ от числа попадающих на него γ-квантов с энергией 660 кэВ, в то время как счетчик Гейгера-Мюллера в тех же условиях регистрирует лишь 0,5% попавших на него квантов);

2) высокая временная разрешающая способность ($10^{-7}-10^{-9}$ с);

3) способность измерять энергии частиц и квантов (с точностью до нескольких процентов);

4) относительная простота аппаратуры.

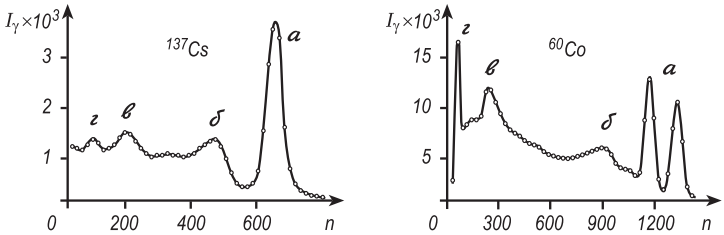

Рис. 56. Спектры γ-лучей препаратов ^{137}Cs (E_γ=662 кэВ) и ^{60}Co (E_{γ_1}=1173 кэВ и E_{γ_2}=1332 кэВ), измеренные с кристаллами NaJ(Tl) (n — номер канала, расшифровку других обозначений см. в §5)

К числу недостатков сцинтилляционного метода следует отнести сравнительно низкую разрешающую способность по энергии (8 — 10% при энергии γ-квантов 660 кэВ) и сложность обработки спектров, полученных на сцинтилляционном спектрометре. Даже в простейшем случае, когда нуклид излучает γ-кванты одной энергии, спектр имеет довольно сложный вид (рис. 56). Однако для решения многих научных и прикладных задач указанные недостатки не являются существенными.

§ 1. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра

Основными элементами простейшего однокристального сцинтилляционного спектрометра (см. рис. 57) являются: сцинтиллятор *1*, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) *2*, эмиттерный повторитель *3*, спектрометрический усилитель *4*, анализирующее *5* и регистрирующее *6* устройства. Для питания ФЭУ используется высоковольтный стабилизатор напряжения *7*, обеспечивающий постоянство напряжения на электродах ФЭУ $\sim$0,1%. Сцинтилляционный кристалл, ФЭУ и формирователь помещаются в светонепроницаемый кожух *8*.

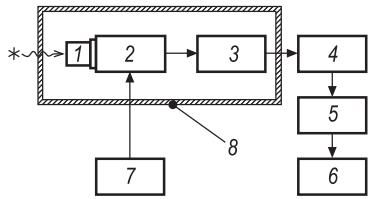

Рис. 57. Блок-схема сцинтилляционного γ-спектрометра

При попадании частиц или γ-квантов в вещество сцинтиллятора в нем возникают световые вспышки (сцинтилляции). Сцинтилляции, с помощью фотоэлектронного умножителя преобразуются в импульсы тока. Интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе пропорциональна энергии, потерянной частицей или γ-квантом в сцинтилляторе. Это свойство сцинтилляторов позволяет использовать их в спектрометрах заряженных частиц и γ-квантов. Анализ амплитуд импульсов на выходе ФЭУ и вместе с ним анализ энергии регистрируемых частиц и γ-квантов осуществляется *амплитудными анализаторами.*

§ 2. Сцинтилляционный процесс

Поглощение энергии веществом и ее последующее испускание в виде видимого или близкого к видимому излучения известно как *люминесценция.* Причинами, вызывающими люминесценцию, могут быть свет, нагревание, механические напряжения, химические реакции и воздействия заряженных частиц на вещество — люминофор. Вспышки света, вызванные заряженными частицами, обычно называют *сцинтилляциями.* В настоящее время существует много различных видов сцинтилляторов в твердом, жидком и газообразном состояниях.

Рассмотрим сцинтилляционный процесс в твердом неорганическом кристаллическом сцинтилляторе.

Под действием быстрой заряженной частицы электроны кристалла переходят из заполненной зоны в зону проводимости или на промежуточные уровни, если они существуют в данном кристалле. Возвращение электронов в основное состояние сопровождается испусканием фотонов, длина волны которых обычно лежит в интервале 100 – 700 нм, а полуширина спектральной характеристики составляет 100 нм. Спектр излучения кристалла должен перекрываться со спектральной характеристикой чувствительности применяемого ФЭУ.

В качестве сцинтилляторов берут такие кристаллы, для которых полоса поглощения лежит за пределами частот люминесцентного излучения. Обычно средняя частота основной полосы поглощения больше частоты, соответствующей средней длине волны люминесценции. В этом случае кристаллы будут прозрачны для собственного излучения. Например, сцинтилляция в кристалле

NaJ(Tl) имеет среднюю длину волны 410 нм, а спектр поглощения лежит в ультрафиолетовой области и имеет максимумы при 293 нм и 234 нм. Поэтому прозрачность кристалла NaJ(Tl) для собственного излучения (сцинтилляций) близка к 100%.

Часто в кристалл-сцинтиллятор вносят атомы примесных веществ — активаторов. Примерами таких кристаллов могут служить йодистый натрий, активированный таллием NaJ(Tl); сернистый цинк, активированный серебром ZnS(Ag) и др.

Введение активатора повышает *световыход*[2] кристалла. Существенной характеристикой сцинтиллятора является длительность световой вспышки. Изменение во времени числа фотонов $n_{\text{ф}}$ в сцинтилляции характеризуется быстрым нарастанием вначале и сравнительно медленным экспоненциальным спадом, поэтому длительность сцинтилляции можно определять постоянной времени затухания процесса τ, т. е. временем, в течение которого интенсивность световой вспышки уменьшится в e раз.

Кристаллы, употребляемые в качестве сцинтилляторов, должны быть флуоресцирующими, т. е. высвечивание возбужденных состояний в них должно происходить сразу после возбуждения. Обычно сцинтилляторы имеют $\tau = 10^{-7} \div 10^{-9}$ с.

Существует два широких класса кристаллических сцинтилляторов — неорганические и органические. Неорганические кристаллы представляют собой соли различных металлов, чаще всего щелочных. Активируются неорганические кристаллы атомами тяжелых металлов — Ag, Sn, Tl. Широкое применение получили галогениды щелочных металлов, активированные таллием — NaJ(Tl), CsJ(Tl). Эти кристаллы чаще всего используются для регистрации и спектрометрии γ-излучения. В процессе взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора в нем появляются быстрые электроны за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар электрон-позитрон. Указанные кристаллы обладают высокой плотностью (3–5 г/см^3) и большим эффективным порядковым номером $Z_{\text{эфф}}$ (от 30 до 50), поэтому сечения всех упомянутых процессов в этих кристаллах относительно велики. Эффективность регистрации[3] η для

[2]Световыход — отношение среднего числа фотонов в одной сцинтилляции к энергии, потерянной заряженной частицей в сцинтилляторе.

[3]Эффективносью регистрации называется отношение зарегистрированных детектором частиц к полному числу частиц, попавших в детектор.

γ-лучей с энергией 1 МэВ составляет $\sim 20\%$ (для кристалла высотой h=30 мм и диаметром ∅45 мм).

Альфа-частицы и другие тяжелые заряженные частицы обычно регистрируются тонкими слоями микрокристаллов ZnS(Ag), ZnS(Cu), ZnO. Общим недостатком неорганических кристаллов является их относительно большое время высвечивания $\tau \sim 10^{-7}$ с и более.

Органические сцинтилляторы представляют собой ароматические углеводороды, в состав которых входят бензольные кольца. Примерами органических сцинтилляторов могут служить кристаллы антрацена, стильбена, нафталина, раствора парфенила в полистироле и др. Преимуществами органических сцинтилляторов по сравнению с неорганическими является их малое время высвечивания ($\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ с) и высокая эффективность регистрации электронов. Неорганические кристаллы для регистрации электронов обычно не используются, так как электроны испытывают сильное рассеяние на поверхности кристалла и не проникают в глубь кристалла. Для огранических кристаллов $Z_{\text{эфф}} \approx 6$, плотность 1,1–1,3 г/см^3.

Нейтроны непосредственно не производят ионизации, однако и их можно регистрировать с помощью сцинтилляционного метода. Быстрые нейтроны регистрируются за счет ионизации, производимой протонами отдачи, которые образуются при упругом рассеянии нейтронов на водороде, входящем в состав органических сцинтилляторов. Тепловые нейтроны можно регистрировать с помощью реакций (n,γ) на ядрах Eu и Cd, которыми активируется сцинтиллятор. Возникающее при этом γ-излучение регистрируется обычным способом. Реже используются реакции типа (n,α) на легких ядрах, например на литии, входящем в состав кристалла LiJ: $^6\text{Li} + n \to {}^3\text{H} + \alpha$, однако при этом велик фон от сопутствующего γ-излучения.

§ 3. Фотоэлектронные умножители

Фотоумножитель служит для преобразования световых вспышек сцинтиллятора в импульсы электрического тока. Основными элементами ФЭУ являются фотокатод, система ускоряющих электродов (динодов) и анод, собирающий электроны.

Сцинтиллятор с помощью специальных масел или клея, обеспечивающих оптический контакт, прикрепляется к торцу стеклянного баллона ФЭУ (см. рис. 58). Изнутри на этот торец наносится полупрозрачный металлический слой, представляющий собой фотокатод. Свет сцинтилляций вырывает из фотокатода электроны, которые фокусируются на первый динод ФЭУ. Неоднородность покрытия фотокатода сильно влияет на амплитудное разрешение ФЭУ.

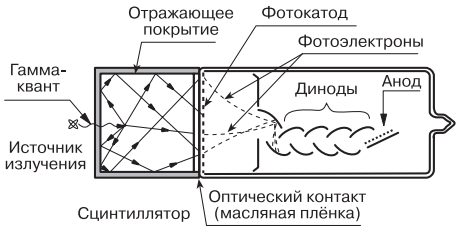

Рис. 58. Устройство ФЭУ

Попавшие на первый динод фотоэлектроны выбивают из него вторичные электроны, которые фокусируются и направляются на следующий динод. Материал динодов выбирается таким, чтобы коэффициент вторичной эмиссии был больше единицы. В этом случае происходит умножение числа электронов.

Полный коэффициент усиления ФЭУ

$$M = \Theta(\delta)^n,$$

где Θ — коэффициент, характеризующий сбор вторичных электронов динодами; n — число умножающих динодов; δ — коэффициент усиления на диноде. Коэффициент усиления ФЭУ сильно зависит от величины ускоряющего напряжения U на динодах. Эта зависимость выражается формулой

$$M = M_0 U^n,$$

где M_0 — некоторая постоянная величина для данного ФЭУ. Для поддержания постоянства M в пределах 1% требуется стабильность напряжения, подаваемого на ФЭУ, в пределах 0,01–0,1%.

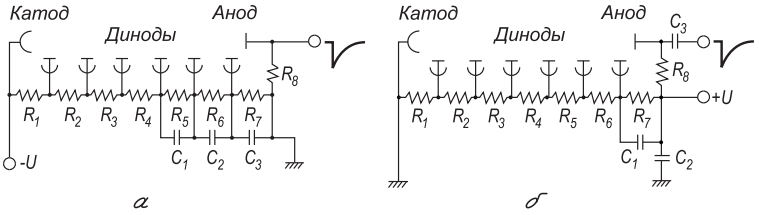

Рис. 59. Схема подачи высокого напряжения на диноды временного ФЭУ (а) и спектрометрического ФЭУ (б)

По своему применению ФЭУ делятся на спектрометрические и временные. Основным требованием, предъявляемым к спектрометрическим ФЭУ, является хорошая собственная амплитудная разрешающая способность. Например, у ФЭУ-29м, ФЭУ-С она составляет $4-5\%$. Лучшие временные ФЭУ характеризуются временем нарастания импульса тока $\sim 0{,}1 \div 2{,}0$ нс. Важной характеристикой ФЭУ является диаметр фотокатода. У наиболее распространенных ФЭУ диаметр фотокатода $15-45$ мм. При использовании больших сцинтилляторов применяют ФЭУ, диаметр которых может достигать 290 мм.

Схема подачи высокого напряжения на диноды ФЭУ зависит от назначения ФЭУ. На рис. 59 показаны схемы включения ФЭУ, предназначенных для временного и спектрометрического режимов работы. Обычно $U \sim 600 \div 1500$ В, междинодные напряжения $U_1,\ldots,U_n$ порядка $100-200$ В. Ток через делитель $R_1,\ldots,R_n$ должен быть на порядок больше, чем ток сигнала через ФЭУ.

§ 4. Анализирующие устройства

Амплитуда импульсов на выходе ФЭУ анализируется системой радиотехнических устройств, состоящей (см. блок-схему рис. 57) из усилителя-формирователя (в простейшем случае эмиттерного повторителя) *3*, спектрометрического усилителя *4* и собственно анализатора *5*. Формирователь *3* служит для согласования выхода ФЭУ с последующим усилителем и позволяет вынести электронную аппаратуру на значительное расстояние от источника излучения и детектирующей головки (сцинтиллятор и ФЭУ). Усилители, применяемые в сцинтилляционных спектро-

метрах, имеют сравнительно небольшой коэффициент усиления ($10-100$), однако к ним предъявляется ряд особых требований:

1) высокая стабильность коэффициента усиления;

2) линейность амплитудной характеристики;

3) достаточно широкая полоса пропускания (длительность импульса, поступающего с ФЭУ $\sim$1 мкс, поэтому для передачи спектра импульсов без искажений необходима полоса пропускания до нескольких мегагерц);

4) способность работать без искажения спектра при больших скоростях счета (до 10^4-10^5 имп/с).

Когда установка работает в режиме простого счетчика, импульсы с выхода формирователя *3* или усилителя *4* могут подаваться прямо на регистрирующее устройство. В этом случае требования 1) и 2) не являются столь существенными, как в спектрометрическом режиме.

Анализ спектра импульсов по амплитудам осуществляется специальными устройствами — *амплитудными анализаторами.* Амплитудный спектр импульсов тока на выходе ФЭУ подобен энергетическому спектру регистрируемого излучения, поэтому полученная с помощью анализатора зависимость числа импульсов от их амплитуды представляет собой зависимость числа зарегистрированных γ-квантов или частиц от их энергии.

Простейшим типом анализаторов является одноканальный анализатор (ОА). ОА регистрирует импульсы, амплитуды которых лежат в заданном интервале от v до $v+\Delta v$. Величина Δv определяет интервал амплитуд регистрируемых импульсов в данном канале и называется *шириной канала.* С выхода анализатора импульсы поступают на счетчик. В настоящее время одноканальные анализаторы не используются, а широко применяются многоканальные анализаторы (МА), осуществляющие набор информации одновременно по многим каналам (N=1024 и более). Обычно ширина канала в МА выбирается равной промежутку между двумя отдельными каналами.

Основными требованиями, предъявляемыми к амплитудным анализаторам, являются:

1) стабильность положения канала и его ширины;

2) быстродействие, т. е. способность работать при больших скоростях счета;

3) линейность амплитудной характеристики $N=f(E)$.

Современные МА включают в себя элементы ЭВМ (процессоры, микросхемы памяти, интерфейсы ввода/вывода и т. д.), позволяют более подробно и за меньшее время изучить спектр. В настоящее время разработаны весьма компактные МА, предназначенные как для работы в составе различных измерительных комплексов (блоки в конструктиве NIM и КАМАК), так и для установки в персональные компьютеры различных архитектур. Наибольшее распространение получили платы для IBM-PC совместимых компьютеров и анализаторы в конструктиве цоколя ФЭУ. В последнем случае в цоколе ФЭУ может также размещаться и высоковольтный источник напряжения.

В многоканальных анализаторах используются специальные устройства — *амплитудно-цифровые преобразователи* (АЦП). Назначение АЦП понятно из его названия — амплитуда сигнала на входе устройства преобразуется в число (обычно в двоичном коде) на выходе.

Принцип работы МА с АЦП прост. С выхода линейного усилителя на вход анализатора поступают импульсы с амплитудой до 5 В. Во входных каскадах анализатора происходит запоминание сигнала и определение момента времени, когда достигается максимальная амплитуда импульса. В этот момент происходит запуск преобразования и через некоторый промежуток времени (*время преобразования*) на выходе АЦП появляется число, соответствующее амплитуде анализируемого импульса. Это число также является номером ячейки памяти. Тогда в соответствующую ячейку памяти (*канал*) добавляется единица (импульс). Таким образом, для входных импульсов разных амплитуд будут заполнятся разные ячейки памяти, т. е. разным амплитудам будут соответствовать разные каналы. После накопления достаточно большого числа импульсов производится считывание числа импульсов, зарегистрированных в каждом канале.

Для определения зависимости $N=f(E)$ обычно производят *градуировку спектрометра* по γ-линиям известных нуклидов.

§ 5. Форма γ-спектра, полученного с помощью сцинтилляционного спектрометра

Взаимодействие γ-излучения с веществом сцинтиллятора складывается из трех процессов — фотопоглощения, комптонов-

ского рассеяния и образования пар электрон-позитрон. Полная передача энергии γ-кванта сцинтиллятору происходит главным образом в процессе фотопоглощения. При комптоновском рассеянии часть энергии уносится рассеянными γ-квантами, вылетающими из кристалла. При образовании пар возникающие аннигиляционные γ-кванты также могут выйти из кристалла. В обоих случаях величина вспышки уменьшается по сравнению с величиной вспышки, соответствующей полному поглощению. Таким образом, даже для монохроматического γ-излучения форма спектра имеет сложный вид. На рис. 56 показаны спектры препаратов ^{137}Cs, излучающего γ-кванты с энергией 662 кэВ и ^{60}Co, излучающего γ-кванты с энергиями 1173 и 1332 кэВ. Отчетливо видны *пики полного поглощения* (*а*). Непрерывное распределение импульсов меньших амплитуд создается электронами отдачи при комптоновском рассеянии γ-квантов в сцинтилляторе с последующим вылетом γ-квантов из кристалла (*б*). Согласно теории комптон-эффекта распределение электронов отдачи характеризуется возрастанием их числа вблизи граничной энергии. Это соответствует широкому максимуму в комптоновском распределении. Происхождение другого максимума («пик обратного рассеяния») связано с регистрацией γ-квантов, рассеянных на большие углы (150°–180°) в окружающей защите (*в*). Из теории комптон-эффекта следует, что положение этого пика слабо зависит от энергии падающих γ-квантов и для источников γ-излучения с E_γ до 3000 кэВ положение пика обратного рассеяния соответствует энергии электронов отдачи 70 – 400 кэВ, в среднем ~140 кэВ.

При применении кристаллов NaJ и CsJ в области энергий падающих γ-квантов ниже 300 кэВ в спектре бывает виден *пик вылета*, связанный с выходом рентгеновских квантов йода из кристалла. Рентгеновские кванты йода образуются в результате появления вакансии на K-оболочке атома йода при фотопоглощении. Если рентгеновские кванты образовались вблизи поверхности кристалла, имеется определенная вероятность их вылета из кристалла и вспышка, соответствующая полному поглощению, ослабляется. Положение пика вылета соответствует энергии $E_\gamma - E_K$ (E_K=28,5 кэВ — энергия K-рентгеновских лучей йода).

При энергии γ-лучей больше 1022 кэВ в аппаратурном спектре появляются дополнительные пики, соответствующие вылету из кристалла одного или двух аннигиляционных γ-квантов (при

$E_\gamma > 1022$ кэВ начинается процесс образования пар электрон-позитрон). Эти пики соответствуют энергиям: $E_1 = E_\gamma - 511$ кэВ и $E_2 = E_\gamma - 1022$ кэВ.

Как правило, радиоактивные источники окружены защитой, чаще всего свинцовой. При попадании γ-излучения или заряженных частиц на материал защиты в ней возникает характеристическое рентгеновское излучение. Для свинца энергия этого излучения составляет 75 кэВ (K-рентгеновское излучение). Если не принято специальных мер, в аппаратурном спектре появляется пик, соответствующий этой энергии (*г*).

В спектре ^{60}Co присутствует так называемый *пик суммы*. „Энергия“ пика суммы соответствует суммарной энергии каскадно испускаемых гамма-квантов, одновременно попавших в сцинтиллятор ($\mathrm{E}_{\text{сумм.}} = 1173$ кэВ $+ 1332$ кэв $= 2505$ кэВ). Интенсивность пика суммы заметно слабее интенсивности пиков полного поглощения.

Спектры монохроматического γ-излучения характеризуются следующими величинами:

1) *разрешающей способностью R спектрометра*, численно равной отношению ширины пика полного поглощения на полувысоте (в энергетических единицах) к энергии γ-излучения (см. рис. 25 на с. 71). Обычно для γ-лучей ^{137}Cs ($E_\gamma = 662$ кэВ) разрешающая способность составляет от 7 до 12%. Для γ-лучей с бóльшей энергией разрешающая способность улучшается. Обычно $R \sim 1/\sqrt{E_\gamma}$;

2) *фоточастью*, численно равной отношению площади, ограничивающей пик полного поглощения, к площади всего спектра. Для увеличения площади пика полного поглощения следует брать кристаллы больших размеров;

3) *эффективностью*, численно равной отношению числа γ-квантов, зарегистрированных спектрометром к числу попавших в спектрометр γ-квантов. Эффективность зависит от энергии γ-квантов и убывает с возрастанием энергии γ-лучей. Например, для кристалла с размерами h=30 мм и ∅45 мм для $E_\gamma = 662$ кэВ эффективность достигает 40%, а для $E_\gamma = 1200$ кэВ не превышает 20% (см. рис. 60 на с. 129);

Полупроводниковые детекторы излучений по своим спектроскопическим свойствам значительно превосходят сцинтилляционные кристаллы. Например, разрешение полупроводникового

Ge(Li)-детектора составляет 3 – 5 кэВ, что соответствует разрешающей способности 0,5 – 1,0% для γ-лучей с энергией 662 кэВ (^{137}Cs). Разрешающая способность лучших сцинтилляционных спектрометров для этой же энергии составляет 7–8%. Однако полупроводниковые спектрометры гораздо сложнее сцинтилляционных, так как в них необходимо использовать высокочувствительные усилители и охлаждать детекторы до температуры $-180°$ С. Полупроводниковые спектрометры по эффективности уступают сцинтилляционным.

В табл. 10 на с. 130 приведены значения энергии E_γ и интенсивности I_γ γ-лучей радиоактивных нуклидов, применяемых для калибровки γ-спектрометров.

§ 6. Указания по выполнению работы

Работа выполняется на установке, схематично изображенной на рис. 57. Детектор (кристалл сцинтиллятора, ФЭУ и формирователь) окружен свинцовой защитой для снижения фона. В качестве анализирующего и регистрирующего устройств используется многоканальный анализатор импульсов. Измеряемые спектры отображаются на экране монитора, их можно сохранить в файле, а по окончании опыта обработать и распечатать на принтере. В каждом опыте используют несколько радиоактивных источников, из которых 2—3 являются градуировочными.

Все измерения надо производить с одними и теми же коэффициентом усиления и значением высокого напряжения.

Задание 1. Измерить спектры γ-излучения градуировочных источников и сохранить их в файлах. Затем измерить спектры нескольких исследуемых радиоактивных источников и также сохранить их. По окончании опыта повторить измерение спектров градуировочных источников.

Задание 2. Произвести обработку спектров — определить площади, положения и ширины пиков полного поглощения и полные площади спектров.

Для калибровки использовать среднее значение положений линий, полученных из калибровочных спектров, измеренных в начале и по окончании опыта. Построить градуировочную кривую спектрометра и определить его характеристики. Коэффициенты кривой вычислить по методу наименьших квадратов.

Задание 3. По градуировочной кривой определить энергию гамма-лучей исследуемых нуклидов. По энергиям и интенсивностям гамма-линий (с учетом эффективности спектрометра) определить нуклиды (см. табл. 10).

Задание 4. По измеренным спектрам определить разрешающую способность спектрометра R. Построить график $R = f(E_\gamma)$. Проверить выполнение зависимости $R \sim 1/\sqrt{E_\gamma}$.

Кроме того, в отчете представить блок-схему установки с описанием опыта, результаты в виде таблиц и графиков (в том числе графиков спектров), характеристики спектрометра, объяснение формы спектров, выводы.

§ 7. Контрольные вопросы

1. Регистрация различных ядерных излучений сцинцилляторами. Сцинтилляционный процесс.
2. Свойства сцинтилляционных детекторов. Достоинства и недостатки по сравнению с другими методами регистрации.
3. Типы сцинтилляционных кристаллов, их достоинства и недостатки.
4. Принцип действия γ-спектрометра с использованием сцинтилляционного кристалла.
5. Блок-схема сцинтилляционного гамма-спектрометра. Требования к отдельным блокам.
6. Что такое ФЭУ, принцип работы. Типы ФЭУ и схемы их включения.
7. Какие анализирующие устройства применяют в спектрометрах?
8. Характеристики сцинтилляционного гамма-спектрометра.
9. Объясните вид спектра гамма-лучей (на примере ^{137}Cs или ^{60}Co), зарегистрированный сцинтилляционным спектрометром с использованием кристалла NaJ.
10. Методика определения энергии гамма-лучей с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра. Порядок выполнения работы.

Литература

1. Дж.Биркс, Сцинтилляционные счетчики, М., ИЛ, 1955.
2. Н.А.Соболева и др., Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965.
3. Н.А.Вартанов, П.С.Самойлов. Применение метода сцинтилляционной гамма-спектроскопии. М., Физматгиз,1964.
4. Ю.Е.Егоров. Сцинтилляционные методы спектрометрии γ-излучения и быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1963.
5. В.О.Вяземский, И.И.Ломоносов и др., Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Атомиздат, 1961.

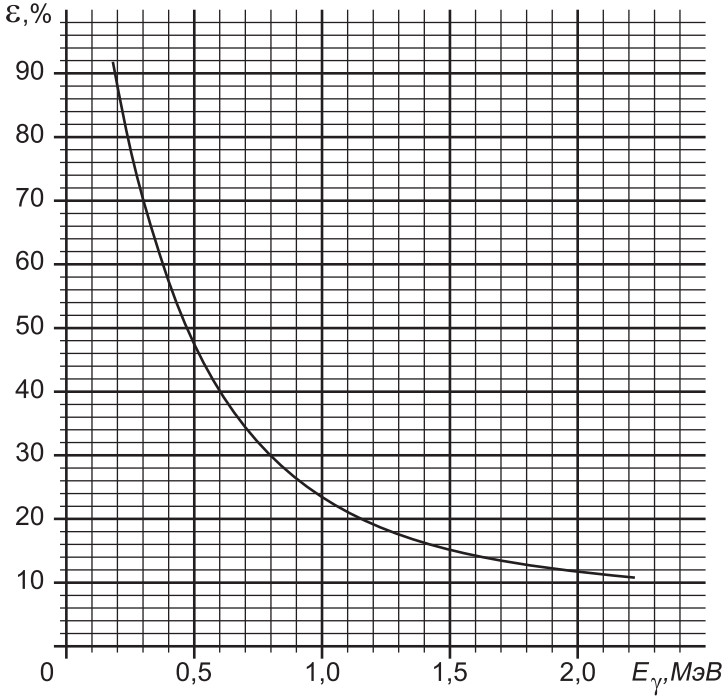

Рис. 60. Зависимость эффективности регистрации ε γ-детектора с кристаллом NaJ(Tl) (высота h=30 мм, диаметр ∅45 мм) от энергии γ-лучей

Таблица 10. Нуклиды, используемые для калибровки γ-спектрометров.

Нуклид	$T_{1/2}$	E_γ, кэВ	I_γ, % от числа распадов
^{22}Na	2,66 (2)* года	1274,53 (2) 511,0034 (14)	99,937 (15) 179 (2)
^{24}Na	14,659 (4) час.	1368,598 (6) 2753,995 (14)	100 99,944 (5)
^{51}Cr	27,704 (4) дн.	320,084 (6)	98,3 (14)
^{54}Mn	312,20 (7) дн.	834,826 (11)	99,975 (2)
^{60}Co	**5,271 (1) года**	**1173,237 (4)** **1332,501 (5)**	**99,90 (2)** **99,9824 (5)**
^{65}Zn	244,1 (2) дн.	511,0034 (14) 1115,528 (22)	2,92 (3) 50,75 (10)
^{88}Y	106,61 (2) дн.	898,065 (17) 1836,077 (18)	92,71 (7) 99,35 (1)
^{95}Nb	34,97 (3) дн.	765,789 (9)	99,79 (1)
^{109}Cd	1,2665 (11) года	88,034 (11)	3,6 (1)
^{114}In	49,51 (1) дн.	190,28 (3) 558,43 (10) 725,24 (12)	15,4 (3) 4,4 (3) 4,3 (3)
^{137}Cs	**30,0 (2) года**	**661,660 (2)**	**85,21 (7)**
^{198}Au	2,6935 (4) дн.	411,8045 (10)	95,50 (10)
^{203}Hg	46,60 (2) дн.	279,188 (3)	81,5 (5)
^{207}Bi	32,2 (13) года	569,150 (19) 1063,10 (2) 1769,71 (4)	97,8 (4) 74,9 (15) 6,85 (20)

*— в скобках указана погрешность: 2,66(2) означает 2,66 ± 0,02

8. Дозы ионизирующих излучений

Введение

Современное развитие естественных наук вызвало необходимость систематизации и углубления опыта по исследованию вредного влияния различного рода излучений на биологические и другие объекты.

В данной работе рассматривается влияние на человеческий организм ионизирующего излучения, возникающего при радиоактивном распаде и ядерных реакциях. Цель настоящей работы — дать сведения об основных понятиях дозиметрии, о способах защиты от излучений, о предельно допустимых дозах и уровнях радиации. Экспериментальный раздел работы даст возможность освоить современные методы дозиметрии.

§ 1. Основные понятия дозиметрии

В результате воздействия излучения на вещество могут происходить следующие процессы:
— ионизация атомов и молекул;
— возбуждение атомов и молекул (с испусканием, как и в случае ионизации, вторичного электромагнитного излучения);
— химические изменения вещества, в том числе разрушение молекул и образование свободных радикалов;
— нагревание вещества;
— ядерные реакции (например, захват ядрами нейтронов с последующим образованием и распадом радиоактивных нуклидов) и некоторые другие процессы.

Во всех случаях происходит передача энергии излучения веществу, поэтому естественно рассматривать эту переданную энергию как меру воздействия излучения на вещество. Отсюда следует понятие *дозы* — фундаментальной величины дозиметрии —

доза есть энергия, переданная излучением единице массы вещества — $D = E/m$. В качестве единицы дозы может быть выбрана любая величин, имеющая соответствующую размерность. В системе СИ эта величина есть *Джоуль/килограмм.* Единица дозы в системе СИ называется *грей* (Г.Грей — английский физик, 1905–1965) и она равна:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж}/1 \text{ кг}$$

Ранее использовалась внесистемная единица дозы *рад*, 1 рад = 100 эрг/г. Так как 1 Дж = 10^7 эрг, то 1 Гр = 10^4 эрг/г = 100 рад.

В течение длительного времени и нередко в настоящее время используется внесистемная единица дозы *рентген* (Р) . Рентген — это такая доза облучения рентгеновскими или гамма-квантами, при которой в 1 см^3 сухого атмосферного воздуха при температуре 0° С и давлении 760 мм рт. ст. образуются ионы, несущие заряд 1 СГСЕ каждого знака. Если принять, что средняя величина энергии ионизации молекул воздуха составляет 34 эВ, то доза 1 Р соответствует поглощению энергии 88 эрг в 1 г сухого воздуха, что близко к значению 1 рад. Доза, выраженная в рентгенах, носит название *экспозиционной* (исторический термин). Отметим, что хотя экспозиционная доза относится к сухому воздуху при нормальных условиях, тем не менее её применение имеет смысл, так как воздух (смесь газов N_2–75%, O_2–23%, CO_2–0,05%, Ar, Ne, Xe, Kr, H_2O–1,85%) и мягкие ткани человеческого тела состоят из элементов с близким атомными номерами Z.

Для характеристики воздействия излучения на биологические объекты существенно не только количество энергии, переданной объекту, но и то, каким образом передана эта энергия. Если *плотность ионизации* при передаче энергии велика, как это имеет место, например, при облучении альфа–частицами или протонами, то молекулы белков и ДНК могут быть разорваны в нескольких местах и их повреждения становятся необратимыми, так как защитные механизмы организма не могут их восстановить. Образовавшиеся свободные радикалы весьма токсичны и могут нанести дополнительный вред организму. При облучении электронами или рентгеновскими и гамма-лучами степень разрушения молекул, как правило, значительно меньше, что позволяет защитным силам организма в какой-то мере восстановить молекулы. Для учета особенностей воздействия различных типов излучения

на биологические объекты необходимо рассматривать величину *линейной плотности ионизации* (ЛПИ=$\Delta N/\Delta L$) и величину *линейной передачи энергии* (ЛПЭ=$\Delta E/\Delta L$) для различных видов излучения с различной энергией. Исходя из величин ЛПИ и ЛПЭ определяются значения коэффициентов, которые следует учитывать при оценке воздействия тех или иных видов излучения на биологические объекты. Эти коэффициенты называются взвешивающими. Значения взвешивающих коэффициентов для ряда излучений приведены в табл. 11 (значения взяты из Норм радиационной безопасности НРБ-99[1]).

Используя значения взвешивающих коэффициентов, можно определить величину полученной дозы с учетом особенностей воздействия отдельных видов излучения на биологические объекты. Эта доза называется *эквивалентной*. Эквивалентная доза $D_{\text{экв.}}$ определяется по формуле:

$$D_{\text{экв.}} = W_R \cdot D_R, \tag{8.1}$$

где W_R — взвешивающий коэффициент для излучения вида R (см. табл. 11); D_R — доза от излучения вида R. Если поле излучения состоит из нескольких видов излучения R_i, то

$$D_{\text{экв.}} = \sum_i W_{Ri} \cdot D_{Ri}, \tag{8.2}$$

где символом i обозначены отдельные виды излучения.

Единицей измерения эквивалентной дозы является Джоуль/кг, которая называется *зиверт* (Р.Зиверт — шведский физик, 1896–1966)

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^4 \text{ эрг/г}$$

Ранее использовалась внесистемная единица эквивалентной дозы *бэр* (1 Зв = 100 бэр).

Кроме величины плотности ионизации большое значение имеет место облучения, т. е. какой именно орган подвергается воздействию ионизирующего излучения. Было установлено, что наиболее чувствительными к радиации являются кроветворные органы, гонады, легкие, щитовидная железа, желудок. Величина, характеризующая меру воздействия излучения на человека с учетом радиочувствительности его органов, называется *эффективной дозой*. Она является суммой произведений эквивалентной до-

Таблица 11. Взвешивающие коэффициенты W_R для отдельных видов излучения.

Вид излучения	W_R
Фотоны любых энергий	1
Электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
от 10 кэВ до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ	20
от 2 МэВ до 20 МэВ	10
более 20 МэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

Таблица 12. Взвешивающие коэффициенты W_T для тканей и органов.

Тип ткани или органа	W_T
Гонады	0,2
Костный мозг (красный)	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01

зы, полученной отдельным органом, на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного органа или ткани:

$$D_{\text{эфф.}} = \sum W_T \cdot D_T, \tag{8.3}$$

где D_T — эквивалентная доза в ткани или органе; W_T — соответствующий взвешивающий коэффициент для ткани или органа (табл. 12). Эффективная доза измеряется в *зивертах* (Дж/кг).

Именно величина эффективной дозы характеризует воздействие излучения на человека, поэтому предельно допустимые уровни облучения выражаются в единицах эффективной дозы. В табл. 13 приведены пределы *годовой эффективной дозы*, установленные Нормами радиационной безопасности НРБ-99.

Основные дозовые пределы облучения не включают в себя дозы от природных и медицинских источников, а также дозы вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Таблица 13. Основные годовые дозовые пределы.

Лица из персонала (группа А) Эффективная доза за год	Лица из населения Эффективная доза за год
20 мЗв (2 бэр) в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв (0,1 бэр) в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год

Персонал группы А — это лица, работающие с источниками техногенных ионизирующих излучений. Персонал группы Б — это лица, находящиеся по условиям работы в сфере воздействия источников. Нормы для персонала группы Б не должны превышать 25% от норм для персонала группы А. Отметим, что дозовый уровень 1 мЗв в год близок к величине естественного фона.

В дозиметрии существенно понятие *мощности дозы*. Мощность дозы — это величина дозы, полученной за определенный интервал времени (например: час, сутки, год).

Одной из основных дозиметрических характеристик является *активность источника*. Активность источника — это число актов распада радиоактивного нуклида в единицу времени. Единицей активности в системе СИ является *беккерель* (Бк). Один беккерель равен одному распаду в секунду. Ранее использовалась и до сих пор нередко применяется внесистемная единица активности — *кюри*, 1 Ки = $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк[4)].

В Нормах радиационной безопасности (НРБ-99) приводятся объёмные содержания нуклидов в воздухе (например, содержание радона, т.е. смеси газов ^{220}Rn и ^{222}Rn, не должно превышать 200 Бк/м^3). Там же приведены предельно допустимые уровни загрязнения радиоактивными нуклидами кожного покрова, поверхности рабочих помещений и используемых средств защиты (см. табл. 14).

§ 2. Дозиметрия отдельных видов излучения

Дозиметрия α-частиц и протонов

Энергия α-частиц, испускаемых радиоактивными изотопами, лежит в пределах от 4 до 11 МэВ. Пробег α-частиц в воздухе при

[4] 1 Ки — это активность 1 г ^{226}Ra.

Таблица 14. Допустимые уровня общего радиоактивного загрязнения рабочих поверхностей, кожи, средств индивидуальной защиты и поверхности помещений, част./мин×см^2.

Объект загрязнения	α-активные высокотоксичные нуклиды*	α-активные нуклиды (прочие)	β-активные нуклиды
Кожные покровы, поверхности средств средств индивидуальной защиты	2	2	200
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в этих помещениях оборудования	50	200	1000

*Высокотоксичными альфа-излучателями считаются нуклиды, допустимая объемная концентрация которых в воздухе рабочих помещений менее 300 Бк/м^3, например, ^{226}Ra.

нормальных условиях составляет 3 — 11 см, в алюминии от 0,1 до 0,4 мм. Сложенный пополам обычный лист писчей бумаги полностью поглощает α-частицы с энергией 5 МэВ (он эквивалентен 5 см воздуха).

Путь протонов, α-частиц и более тяжелых ионов в веществе приблизительно прямолинеен вплоть до полной остановки. С уменьшением энергии энергетические потери и ионизирующая способность α-частиц и протонов увеличивается. В конце пробега удельная ионизация достигает максимума и быстро падает до нуля. Максимум ионизации α-частиц соответствует энергии 0,6 МэВ, протонов — 0,15 МэВ. Из-за малого рассеяния тяжелых частиц зависимость распределения глубинных доз (для параллельного пучка частиц) имеют отчетливо выраженный максимум вблизи конца пробега. Мощность дозы от источника α-частиц активностью $3{,}7\times10^7$ Бк (1 мКи) равна

$$P = 0{,}42 \cdot E \quad \text{мЗв/час}, \tag{8.4}$$

где E — энергия α-частицы, МэВ.

Внешний покров тела человека полностью поглощает α-частицы, поэтому внешнее облучение α-частицами не представляет опасности для внутренних органов человека. Однако так как плотность ионизации, создаваемая α-частицами, велика (примерно $3 \cdot 10^4$ пар ионов на каждый сантиметр пути), то α-частицы

весьма опасны при попадании их внутрь организма. При непосредственном контакте с α-источниками α-частицы вызывают долго незаживающие ожоги на поверхности тела.

В дозиметрических приборах для регистрации α-частиц и протонов используются сцинтилляционные и газонаполненные детекторы, закрытые тонкими пленками (для уменьшения эффекта поглощения). На эффект поглощения вводятся поправки, зависящие от энергии и вида излучения.

Дозиметрия β-излучения

Проникающая способность β-излучения значительно больше, чем α-частиц. Пробег β-частиц в воздухе зависит от их энергии и для частиц, обладающих энергией 3 МэВ, составляет около 3 м. Одежда и кожный покров человеческого тела поглощают около 75% β-частиц и только 20–25% проникает внутрь человеческого тела на глубину 2 мм. Наибольшую опасность представляет попадание β-частиц в глаза, так как внешняя поверхность глаза не имеет защитного покрова. Удельная ионизация, создаваемая β-частицей, значительно меньше, чем α-частицей той же энергии. Это объясняется меньшим электрическим зарядом и большей скоростью движения β-частиц, уменьшающей вероятность взаимодействия с атомами. Средняя удельная ионизация, вызываемая β-излучением в воздухе, составляет в среднем 60 пар ионов на 1 см пути β-частицы. Рассеяние играет для легких β-частиц значительно большую роль, чем для тяжелых α-частиц. В результате значительного отклонения β-частиц под влиянием электрических полей, создаваемых атомами, фактический путь β-частиц в воздухе значительно превышает зону действия β-излучения (1—3 м). Полное поглощение β-частиц с энергией 1 МэВ происходит в слое алюминия $\approx$3 мм.

При дозиметрии β-излучения следует различать дозиметрию β-источников, введенных в организм (внутреннее облучение), и дозиметрию внешних потоков β-излучения (внешнее облучение).

При дозиметрии β-источника, введенного в организм, необходимо знать период полураспада радиоактивного нуклида, среднюю энергию β-частиц, концентрацию радиоактивного нуклида в облучаемом органе и период полувыведения нуклида из организма.

Чтобы вычислить мощность дозы от β-активного нуклида, введенного в организм, предположим, что нуклид распределен равномерно и что пробег электронов мал по сравнению с размерами области, где распределен нуклид. Тогда энергия, поглощенная веществом, равна суммарной энергии испущенных β-частиц. Мощность дозы в 1 грамме для концентрации n (Бк/г) равна

$$P = 1{,}6 \cdot 10^{-7} nE \quad \text{мЗв/час}, \tag{8.5}$$

где E — средняя энергия β-частиц непрерывного спектра, МэВ.

Так как наряду с радиоактивным распадом идёт выделение радиоактивного вещества, то необходимо использовать эффективный период полувыведения $T_{\text{эфф}}$:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{1/2} T_{\text{выв}}}{T_{1/2} + T_{\text{выв}}}, \tag{8.6}$$

где $T_{1/2}$ — период полураспада; $T_{\text{выв}}$ — период полувыведения радиоактивного вещества.

Если C_0 — начальная концентрация, то

$$C(t) = C_0 \exp(-t \ln 2 / T_{\text{эфф}}). \tag{8.7}$$

Доза внешних потоков β-излучения измеряется тонкостенными счетчиками, изготовленными из материала с малым Z. В качестве детекторов электронов часто используются органические сцинтилляторы. Во всех случаях входные окна дозиметров закрываются тонкими пленками, на поглощение в которых вводятся соответствующие поправки.

Дозиметрия γ-излучения

Гамма-излучение обладает наибольшей проникающей способностью по сравнению с альфа- и бета-излучениями. В воздухе γ-излучение может преодолевать значительные расстояния, не испытывая существенного поглощения. Ослабления γ-излучения можно достигнуть, применяя свинец, сталь, большие слои бетона и грунта. Большая проникающая способность γ-излучения делает его особенно опасным при внешнем облучении. Например, чтобы ослабить действие γ-излучения с энергией 1 МэВ в 2 раза,

потребовался бы свинцовый комбинезон массой 130 кг. Линейная плотность ионизации, создаваемая γ-излучением, значительно меньше, чем при облучении α- и β-излучениями. На 1 см пути в воздухе γ-кванты создают только несколько пар ионов.

При прохождении γ-квантов через среду ионизация производится электронами, которые выбиваются из атомов в результате взаимодействия с γ-квантами. Интенсивность потока γ-излучения после прохождения через слой толщиной x определяется экспоненциальным законом

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x), \tag{8.8}$$

где μ — полный коэффициент ослабления γ-излучения, определяемый свойствами вещества ослабляющего слоя и энергией γ-квантов.

Защитные свойства часто характеризуются *толщиной половинного поглощения*, т. е. толщиной слоя, после прохождения которого интенсивность γ-излучения уменьшается вдвое. Связь коэффициента ослабления γ-излучения и слоя половинного ослабления $x_{1/2}$ выражается следующей формулой:

$$x_{1/2} = \ln 2/\mu \approx 0{,}693/\mu. \tag{8.9}$$

Для оценки ионизирующего действия γ-излучения используется понятие *ионизационной постоянной*. Ионизационная постоянная радиоактивного нуклида определяется как мощность дозы, создаваемая нефильтрованным γ-излучением точечного источника активностью 1 мКи на расстоянии 1 см.

Ионизационная постоянная для одной монохроматической линии определяется по формуле

$$K_\gamma = \frac{3600 \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 (\tau + \sigma) h\nu}{4 \cdot \pi \cdot 7{,}1 \cdot 10^4} \; \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{мКи} \cdot \text{ч}}, \tag{8.10}$$

где $h\nu$ — энергия кванта, МэВ; τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения в воздухе, см$^{-1}$; σ — коэффициент поглощения при комптоновском рассеянии в воздухе (с учетом вторичного взаимодействия), см$^{-1}$. Постоянный множитель возник при переходе к единицам, используемым в дозиметрии (мКи, ч, Р и МэВ).

В табл. 15 указаны значения ионизационной постоянной K_γ для некоторых радиоактивных нуклидов.

Таблица 15. Значения ионизационной постоянной K_γ для ряда радиоактивных нуклидов.

Нуклид	$T_{1/2}$	E_γ, кэВ	K_γ, Р·см^2·мКи$^{-1}$·ч$^{-1}$	K_γ, мЗв·см^2·МБк$^{-1}$·ч$^{-1}$
^{24}Na	14,66 час	1369 и 2754	18,1	4,3
^{60}Co	**5,27 года**	**1173 и 1332**	**12,8**	**3,0**
^{131}I	8,04 дн.	Сложный спектр	2,2	0,52
^{134}Cs	2,06 года	Сложный спектр	8,7	2,1
^{137}Cs	**30,0 лет**	**661,6**	**3,2**	**0,76**
^{170}Tm	129 дн.	84,3	0,3	0,07
^{192}Ir	73,8 дн.	Сложный спектр	4,7	1,12
^{226}Ra	1600 лет	Сложный спектр	8,4	2,0

Для того, чтобы определить **мощность дозы источника γ-излучения** необходимо знать активность источника, расстояние между облучаемым объектом и источником, значение ионизационной постоянной для данного нуклида и размеры источника.

Мощность дозы от *точечного источника* γ-излучения вычисляется по формуле

$$P = \frac{K_\gamma A}{R^2} \quad \frac{\text{Р}}{\text{ч}}, \tag{8.11}$$

где K_γ — ионизационная постоянная, Р·см^2/(мКи·ч); R — расстояние от точечного источника до ионизируемого объекта, см; A — активность источника, мКи. При переходе от единиц *Р/ч* к единицам *Зв/ч* надо учесть, что 1 Р=0,0088 Зв.

В случае широкого пучка имеется возможность попадания в детектор рассеянного γ-излучения. Вероятность попадания рассеянных γ-квантов в детектор увеличивается с увеличением поля облучения. Расчеты мощности дозы от широкого источника сложны. В настоящей работе используется источники небольших размеров и к ним применимо приближение точечного источника.

Дозиметрия нейтронного излучения

Нейтроны, как правило, не испускаются при распаде радиоактивных нуклидов, но очень часто возникают в ядерных реакциях. На практике нейтронное излучение сопровождает работу ускоряющих и энергетических ядерных установок.

Не имеющие заряда нейтроны не вызывают непосредственного биологического эффекта. При соударениях с легкими ядрами (например, с ядрами водорода) нейтроны высоких энергий передают ядрам часть своей кинетической энергии, при этом атомы теряют свои орбитальные электроны и при движении в среде вызывают её ионизацию.

Медленные нейтроны вызывают активацию ядер, беспрепятственно проникая сквозь кулоновский барьер. Массовое число ядра поглотившего нейтрон, увеличивается на единицу, т. е. ядро становится новым изотопом того же элемента и при этом, как правило, неустойчивым. Его распад сопровождается испусканием излучения, которое опять-таки вызывает ионизацию соседних атомов. По своему воздействию на организм нейтроны делятся на две энергетические группы: медленные нейтроны с энергией до 10 МэВ и быстрые нейтроны с энергией более 10 МэВ.

Защита от нейтронного излучения осуществляется в два этапа:

1 этап. Замедление нейтронов до энергий 0,01–0,1 эВ (тепловые нейтроны). В качестве замедлителей используются водородосодержащие вещества (парафин, вода, пластмассы и т.д.) и графит.

2 этап. Поглощение тепловых нейтронов. В качестве поглотителей можно выбрать любое вещество с большим сечением захвата (часто используются кадмий, бор и их химические соединения).

Необходимо отметить, что захват тепловых нейтронов сопровождается гамма-излучением. Поэтому необходимо принять меры к защите от этого вида излучения.

§ 3. Измерение активности препаратов

Для того, чтобы вычислить полученную дозу и толщину защиты от конкретного вида излучения необходимо знать или уметь определить абсолютную активность источника ионизирующего излучения. В настоящее время разработаны надежные методы определения абсолютных активностей препаратов. Выбор метода определяется требуемой точностью и качеством источника. Ниже кратко рассматриваются наиболее часто используемые методы и оценивается их применимость.

Метод счета с фиксированным телесным углом позволяет с минимальным количеством аппаратуры определить абсолютную активность, но введение многочисленных поправок, зависящих от энергии и типа излучения (в том числе поправка на самопоглощение излучения в источнике), сильно снижает указанное достоинство. Вводимые поправки не табулируются и требуют определения для каждой установки. Измеряемые активности малы и составляют несколько микрокюри.

Принцип метода очень прост. Измеряемая активность и детектор располагаются на расстоянии R друг от друга и производится измерение скорости счета N. Исходя из геометрии опыта и конструкции детектора находится телесный угол Ω, под которым излучение источника попадает в детектор. Обычно перед детектором располагается коллимирующая диафрагма (входное окно детектора), что упрощает определение телесного угла. Также необходимо знать эффективность детектора[5] k для данного вида излучения.

Активность препарата вычисляется по формуле

$$A = \frac{4\pi}{\Omega}\frac{N}{k}\,. \tag{8.12}$$

Калориметрический метод позволяет определить активность препарата тем точнее, чем она больше. Метод требует точного знания схемы распада. Поправки на самопоглощение в источнике (препарате) не требуется.

Методы ионизационной камеры по сути дела относительные и требуют эталонных препаратов из измеряемого нуклида.

Для источников, испускающих только заряженные частицы (β или α), а также для радиоактивных газообразных источников используются 4π-счетчики, регистрирующие полное число частиц, испускаемых во всех направлениях. Эксплуатация подобного прибора и приготовление источников с высокой удельной активностью требуют высокого мастерства экспериментатора и поэтому метод используется в случаях повышенных требований и точности измерения.

[5]Эффективность детектора — безразмерная величина, равная отношению числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, попавших в детектор. Подробнее см. с. 118.

Методы β-γ и γ-γ совпадений требуют использования дополнительной электронной аппаратуры — схемы совпадений, но позволяют быстро определять активность препарата, если схема распада проста.

Рассмотрим суть этого метода. Пусть, например, радиоактивный препарат испускает β-частицу и γ-квант. Тогда препарат помещается между двумя детекторами (рис. 61), один из которых регистрирует только β-излучение, а другой только γ-лучи.

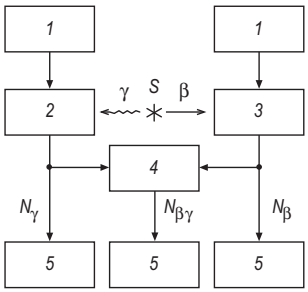

Рис. 61. Блок-схема установки для определения абсолютной активности методом совпадений: *1* — блоки высокого напряжения; *2* — детектор γ-квантов; *3* — детектор β-частиц; *4* — схема β-γ-совпадений; *5* — пересчетные приборы; S — источник

Скорость счета по β-каналу (N_β) определяется эффективностью счетчика (k), телесным углом (ω) и самопоглощением в источнике (η). Тогда

$$N_\beta = N_0 k_\beta \omega_\beta \eta_\beta,$$

где N_0 — полное число распадов в секунду.

Аналогичное рассуждение применительно к γ-каналу даст

$$N_\gamma = N_0 k_\gamma \omega_\gamma \eta_\gamma.$$

Количество совпадении во времени импульсов от β-γ-каналов будет определяться следующей формулой:

$$N_{\text{совп}} = N_0 k_\beta \omega_\beta \eta_\beta k_\gamma \omega_\gamma \eta_\gamma$$

или

$$N_{\text{совп}} = N_0 BC,$$

где $B = k_\beta \omega_\beta \eta_\beta$ и $C = k_\gamma \omega_\gamma \eta_\gamma$ — вероятности образования отсчета в β- и γ-каналах соответственно.

Легко убедиться, что

$$\frac{N_\beta N_\gamma}{N_{\text{совп}}} = N_0. \tag{8.13}$$

Таким образом, получено число актов распада в данном радиоактивном препарате без каких либо дополнительных исследовании характеристик детектора и источника.

Использование в измерениях схемы совпадений требует введения поправки на случайные совпадения:

$$N_{\text{сл}} = 2\tau N_\beta N_\gamma, \tag{8.14}$$

где τ — разрешающее время схемы совпадений.

При окончательном расчете случайные совпадения $N_{\text{сл}}$ следует исключить из общего числа совпадении $N_{\text{совп}}$. Необходимо также исключить фон β- и γ-каналов (счет в отсутствие исследуемого препарата) из N_β и N_γ соответственно.

Наличие сложной схемы распада, т. е. нескольких путей распада исходного ядра, приводит к необходимости регистрации частиц и квантов различной энергии. Это усложняет задачу, так как эффективность регистрации в этом случае будет различной.

§ 4. Указания по выполнению работы

Часть 1. Изучение зависимости интенсивности γ-излучения от расстояния, определение кратности снижения дозы за счет установки защиты, расчет мощности дозы в зоне действия пучка γ-излучения.

Установка показана на рис. 62. На рельсовом основании *1* установлен источник радиоактивного излучения *2* в свинцовой защите *3*. Детектор излучения состоит из кристалла NaJ(Tl) *4*, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) *5* и формирователя *6*. Детектор также помещен в свинцовую защиту *3* для снижения фона. Расстояние между источником и детектором может изменяться путем передвижения источника излучения в свинцовой защите вдоль рельсового основания. Расстояние R определяется по шкале, помещенной на рельсовом основании. Питание усилителя и ФЭУ

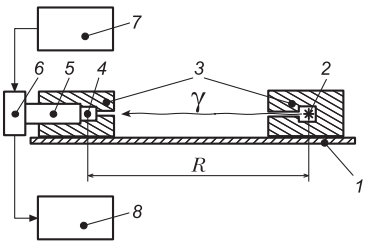

Рис. 62. Схема установки

осуществляется от блока питания *7*. С формирователя импульсы поступают на вход пересчетного прибора *8*. Пересчетный прибор служит для счета импульсов.

Каждое измерение надо производить несколько раз с указанной статистической точностью. Измерение скорости счета фона производится при источнике, закрытом заглушкой, и максимальном расстоянии между источником и детектором.

Задание 1. Изучение зависимости интенсивности γ-излучения от расстояния между источником и детектором. Измерить фон установки $N_{\text{ф}}$. Измерения делать со статистической погрешностью не более 5%. Затем измерить скорость счета при различных расстояниях R от источника до детектора. Расстояние изменять путем передвижения блока с источником. Из всех показаний вычесть фон установки. Результаты измерений (с указанием погрешностей) представить в таблице:

R, см	N, сек$^{-1}$	$N - N_{\text{ф}}$, сек$^{-1}$	$(N - N_{\text{ф}})R^2$, см^2·сек$^{-1}$

Построить графики функций $(N-N_{\text{ф}})=f_1(R)$ и $(N-N_{\text{ф}})R^2=f_2(R)$ и указать погрешности Δf_1 и Δf_2. Объяснить зависимости обеих функций от расстояния R.

Задание 2. Определение кратности снижения дозы за счет установки защиты. Измерить скорость счета без защиты, затем закрыть источник тонким поглотителем и снова измерить скорость счета. Измерения производить со статистической точностью 2–3%. Из показаний вычесть фон. Отношение полученных величин дает кратность снижения дозы за счет установки защиты. Вычислить погрешность результата. Произвести теоретический расчет по формуле (8.8). Значение коэффициента μ взять из графиков на с. 111–113. Сравнить величины снижения дозы, полученные из эксперимента и расчета. В пределах погрешности эксперимента результаты должны совпасть.

Задание 3. Расчет мощности дозы в зоне действия пучка γ-излучения радиоактивного препарата. Провести вычисления по формуле (8.11). Значение величины K_γ взять из табл. 15, а активность препарата вычислить при помощи метода счета с фиксированным телесным углом (формула (8.12), значение эффективности регистрации k определить по рис. 60. на с. 129).

По мощности дозы определить, какую дозу получит экспериментатор за 6-ти часовой рабочий день, работая в зоне действия γ-излучения от данного препарата. Сравнить это значение дозы с предельно допустимой дозой облучения, приведенной в первом разделе настоящего описания и с уровнем естественного фона, который вызван космическим излучением, возможным наличием небольшого количества радона в воздухе и γ-излучением естественного радиоактивного нуклида ^{40}K, который присутствует в окружающей обстановке. Уровень фона составляет в большинстве регионов 100–200 нЗв/час, что близко к 10–20 мкР/час.

Отчет должен также содержать блок-схему установки, значения энергии гамма-лучей и эффективности детектора, использованные для вычислений и активность радиоактивного источника в единицах системы СИ и во внесистемных единицах Кюри.

Часть 2. Измерение активности р/а препарата методом γ-γ-совпадений.

В этой части работы можно воспользоваться установкой, изображенной на рис. 61, с той лишь разницей, что оба детектора являются сцинцилляционными и регистрируются γ-γ-совпадения. В качестве источника излучения используется один из радиоактивных препаратов: ^{24}Na или ^{60}Co.

При измерении скорости счета детекторов по отдельности время измерений должно составлять не менее 100 секунд. Измерение скорости счета совпадений должно проводиться за промежуток времени не менее 1000 секунд.

Удалите источник радиоактивного излучения за свинцовую защиту. Измерьте фон первого и второго детекторов (без источника) и скорость счета совпадений.

Поместите источник радиоактивного излучения между детекторами и измерьте скорость счета первого и второго детектора. Затем проведите измерение скорости счета совпадений.

Удалите источник радиоактивного излучения и повторите измерение фона.

При вычислении активности радиоактивного препарата не забудьте учесть случайные совпадения.

Отчет должен содержать блок-схему установки, таблицу измерений, значение скорости счета случайных совпадений $N_{\text{сл}}$, обу-

словленную разрешающим временем схемы совпадений и значение активности радиоактивного препарата в единицах системы СИ и во внесистемных единицах Кюри.

§ 5. Контрольные вопросы

1. Что такое доза? Единицы, в которых измеряются доза и мощность дозы.
2. Определение единицы дозы облучения *рентген*.
3. Что такое 1 Грэй и 1 Зиверт?
4. Воздействие ионизирующих излучений на биологические объекты.
5. Коэффициенты качества (взвешивающие коэффициенты). Их физический смысл. Примеры значений коэффициентов качества.
6. Что такое эквивалентная и эффективная дозы?
7. Годовые дозовые пределы для населения и для персонала, работающего с ионизирующим излучением (группы А и Б).
8. Фоновое облучение. Источники фонового облучения в природе.
9. Дозиметрия гамма-излучения. Что такое ионизационная постоянная?
10. Дозиметрия бета-излучения.
11. Дозиметрия альфа-частиц и протонов.
12. Схема экспериментальной установки для изучения зависимости дозы гамма-излучения от расстояния. Методика эксперимента и обработки данных. Учет фона.
13. Расчет мощности дозы в зоне действия пучка гамма-лучей. Формулы.
14. Определение кратности снижения дозы за счет защиты. Формулы.
15. Что такое активность радиоактивного препарата и в каких единицах она измеряется? Методы определения активности радиоактивных препаратов.
16. Блок-схема установки для определения активности источника методом совпадений. Методика эксперимента и обработки данных. Учет фона и случайных совпадений.

Литература

1. Нормы радиационой безопасности НРБ-99, Минздрав России, Москва, 1999
2. В.А.Кутьков. Современная система дозиметрических величин. В журнале «Аппаратура и новости радиационных измерений», №1, стр.4–17, 2000
3. И.И.Гуревич, В.П.Протасов. Нейтронная физика, М., Энергоатомиздат, 1997
4. А.А.Моисеев, В.И.Иванов. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. М. 1990
5. В.П.Машкович. Защита от ионизирующих излучений. Энергоатомиздат, 1982
6. Н.Г.Гусев, П.П.Дмитриев. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат. 1977
7. В.Ф.Козлов. Справочник по радиационой безопасности. М. Атомиздат 1977.

9. Определение периода полураспада

Введение

Период полураспада радиоактивного нуклида является одной из его основных характеристик. Определению периода полураспада нескольких радиоактивных нуклидов и посвящена настоящая работа. Другим аспектом работы является описание метода получения радиоактивных нуклидов путем облучения нейтронами ряда мишеней (метод нейтронной активации) и применение этого метода для получения нескольких радиоактивных нуклидов, период полураспада которых измеряется в работе. Ввиду того, что в результате облучения нейтронами предлагаемых мишеней в ряде случаев получаются изомерные состояния атомных ядер, в работе даны основные понятия о явлении изомерии.

§ 1. Законы радиоактивного распада

Основное предположение, из которого вытекает согласующийся с опытом закон изменения во времени числа радиоактивных ядер (так называемый закон радиоактивного распада), состоит в том, что вероятность распада любого ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии не изменяется со временем. Отсюда следует, что в любой момент времени t число распадов в единицу времени $-dN/dt$ пропорционально числу имеющихся радиоактивных ядер $N(t)$, то есть

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \tag{9.1}$$

Коэффициент пропорциональности λ, называемый *постоянной распада*, представляет собой вероятность распада ядра за единицу времени. Интегрирование соотношения (9.1) приводит к выражению:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{9.2}$$

где N_0 — число радиоактивных ядер в некоторый произвольный момент времени, принятый за начало отсчета. Таким образом, число еще не распавшихся радиоактивных ядер уменьшается по экспоненциальному закону. Точно такой же зависимостью от времени характеризуется и число распадов в единицу времени $J(t)$, называемое *активностью* образца.

Действительно,

$$J(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = J_0 e^{-\lambda t}, \tag{9.3}$$

где J_0 — активность в начальный момент времени $t = 0$. Зная функцию распределения во времени радиоактивных ядер (9.2), можно вычислить *среднее время жизни* τ радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{\int\limits_0^\infty t dN(t)}{\int\limits_0^\infty dN(t)} = \frac{\lambda N_0 \int\limits_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda}. \tag{9.4}$$

Отсюда следует, что среднее время жизни есть время, в течение которого число радиоактивных ядер, а также активность образца уменьшаются в e раз. На практике оказывается более удобной другая временная характеристика распада — *период полураспада* T, который определяется как время, в течение которого число радиоактивных ядер или активность образца уменьшается вдвое, то есть

$$J(T) = J_0 e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} J_0. \tag{9.5}$$

Отсюда вытекает следующая связь между периодом полураспада, постоянной распада и средним временем жизни:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0{,}693\,\tau. \tag{9.6}$$

Процесс образования радиоактивного вещества (например, при облучении стабильных ядер нейтронами) называется *активацией*. Число радиоактивных ядер Q, возникающих в данном объеме вещества в единицу времени, пропорционально числу стабильных ядер в единице объема n облучаемой мишени, объему мишени V, числу частиц (нейтронов) ν, пересекающих в единицу

времени площадь мишени, и эффективному сечению[6] σ ядерной реакции, в результате которой появляются радиоактивные ядра (так называемое сечение активации), то есть

$$Q = \sigma \nu n V, \tag{9.7}$$

так как одновременно с образованием радиоактивных ядер происходит их распад, то изменение числа радиоактивных ядер в единицу времени будет равно:

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N = \sigma \nu n V - \lambda N, \tag{9.8}$$

где N — число радиоактивных ядер. Решение уравнения (9.8) дает закон изменения во времени числа радиоактивных ядер:

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \equiv N_H(1 - e^{-\lambda t}). \tag{9.9}$$

Величина $N(t)$ стремится в пределе к постоянному значению N_H, называемому *активацией насыщения*, когда число образующихся радиоактивных ядер равно числу распадающихся. Отсюда

$$N_H = \frac{\sigma \nu n V}{\lambda} = \sigma \nu n V \tau. \tag{9.10}$$

Таким образом, активация насыщения соответствует числу радиоактивных ядер, образующихся за время облучения, равное их среднему времени жизни. Активность образца[7] при облучении постоянным потоком нейтронов дается выражением:

$$J(t) = \lambda N(t) = Q(1 - e^{-\lambda t}) \equiv J_H(1 - e^{-\lambda t}), \tag{9.11}$$

где J_H — максимально достижимая активность, или *активность насыщения*. Из формулы 9.10 следует, что предельное число радиоактивных ядер в образце N_H (активация насыщения) тем выше, чем больше скорость их образования Q, а при данном значении Q — чем больше их время жизни. Предельная же активность образца J_H(активность насыщения) не зависит от периода

[6]Эффективным сечением взаимодействия частицы с ядром называется вероятность взаимодействия при условии, что на 1 см^2 площади мишени находится одно ядро, и скорость частицы нормальна к этой площадке. Сечения реакций измеряются в *барнах* (1 барн = 10^{-24} см^2).

[7]Активностью образца называется число распадов в единицу времени. В системе СИ активность измеряется в единицах сек$^{-1}$. Эта единица называется *беккерель* (Бк), 1 Бк = 1 сек$^{-1}$. Иногда используется внесистемная единица *Кюри*. 1 Кюри = 3,7·10^{10} сек$^{-1}$.

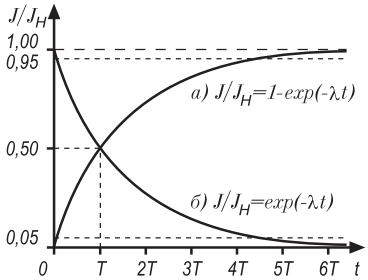

Рис. 63. Кривая активации (*а*) и кривая распада образца после окончания активации (*б*)

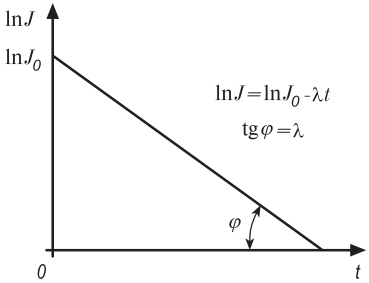

Рис. 64. Кривая распада в полулогарифмическом масштабе

полураспада и равна скорости образования радиоактивных ядер Q. Примеры *кривой активации*, т. е. зависимости активности образца от времени облучения исходного материала нейтронами, и *кривой распада*, т. е. зависимости активности образца от времени после прекращения облучения по достижении активации насыщения, приведены на рис. 63.

Отметим, что если за время, равное периоду полураспада, распадается половина начального числа радиоактивных ядер, то при активации за тот же интервал времени образуется число радиоактивных ядер, равное половине активации насыщения. За время, в 5 раз превышающее период полураспада, распадается около 97% имевшихся первоначально радиоактивных ядер, а в случае активации образуется около 97% числа радиоактивных ядер, соответствующих активации насыщения.

В полулогарифмическом масштабе кривая распада (9.2) или (9.3) представляет собой прямую линию, угол наклона которой определяется постоянной распада (см. рис. 64).

В ряде случаев изменение активности образца во времени не подчиняется экспоненциальному закону (9.3), что является указанием на наличие нескольких сортов радиоактивных ядер с различными периодами полураспада. Причины их появления могут быть различные:

1) Облучаемое вещество может состоять из смеси нескольких стабильных нуклидов, которые после захвата нейтрона превращаются в соответствующее число радиоактивных нуклидов, каждый

из которых распадается *независимо от других* со своим периодом полураспада. Если имеет место смесь двух независимых радиоактивных веществ, уравнение кривой распада запишется:

$$J(t) = J_{01}e^{-\lambda_1 t} + J_{02}e^{-\lambda_2 t}, \tag{9.12}$$

где J_{01} и J_{02} — активности обоих нуклидов в начальный момент времени.

2) Облучаемое вещество представляет собой один нуклид. В результате захвата нейтрона также образуется один радиоактивный нуклид; однако образующиеся в результате его распада ядра, в свою очередь, испытывают распад, и так далее, то есть возникает *цепочка распадов*, или радиоактивный ряд. Запишем исходные уравнения, определяющие изменение числа радиоактивных ядер каждого члена ряда, имея в виду, что баланс количества ядер каждого дочернего вещества определяется скоростью собственного распада, пропорциональной числу имеющихся ядер этого вещества, и скоростью образования, равной числу распадов предшествующего материнского вещества в единицу времени:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \ , \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \ , \\ \frac{dN_3}{dt} &= -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2 \ , \\ &\dots \end{aligned} \tag{9.13}$$

Решение уравнений (9.13) для простейшего случая двух последовательных распадов имеет вид:

$$N_1(t) = N_{01}e^{-\lambda_1 t} \ ,$$

$$N_2(t) = N_{02}e^{-\lambda_2 t} + N_{01}\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \ , \tag{9.14}$$

где N_{01} и N_{02} — начальные количества ядер материнского и дочернего радиоактивных веществ, например, в момент прекращения облучения. Отметим, что первое слагаемое в выражении для $N_2(t)$ описывает изменение во времени числа ядер дочернего вещества, уже существовавших до момента $t = 0$ и равного в этот

момент величине N_{02}; второе слагаемое — это число ядер дочернего вещества, появившихся в результате распада материнского, начиная с момента $t = 0$. Из этого, в частности, следует, что изменение во времени какой-то части радиоактивных ядер происходит в соответствии с экспоненциальным законом (9.2) независимо от появления в дальнейшем новых количеств таких же радиоактивных ядер, и полное число радиоактивных ядер всегда равно сумме ядер, сохранившихся к данному моменту времени от всех источников радиоактивности.

3) В результате ядерной реакции, идущей, например, под действием нейтронов на ядрах вещества мишени, состоящего из одного стабильного изотопа, в ряде случаев образуются ядра — *изомеры*, имеющие одинаковый нуклонный состав, но находящихся в разных энергетических состояниях: в основном состоянии и в возбужденном — *метастабильном* (так называемом *изомерном*). Изомерным является возбужденное состояние ядра, имеющее сравнительно большой период полураспада (принята оценка $T_{1/2}>10^{-8}$ сек.) и момент количества движения I, обычно отличающийся от моментов нижележащих состояний (как правило, $\Delta I \geq 2$). Переходы из изомерных состояний в другие состояния ядра — изомерные переходы — происходят путем испускания γ-квантов или электронов внутренней конверсии (т. е. электронов оболочки атома, которым передана энергия возбуждения ядра за вычетом энергии связи). Период полураспада изомерного состояния зависит от энергии изомерного перехода (возрастая с уменьшением этой энергии) и от разности моментов количества движения $L = |\Delta I|$ состояний ядра, между которыми этот переход происходит, возрастая с увеличением L. Так, если энергия изомерного перехода невелика ($E \sim 100$ кэВ), то период полураспада изомерного состояния для излучения с L=3 исчисляется часами, а для L=4 — годами. В одном и том же ядре может быть несколько изомеров. Явление изомерии весьма распространено, в настоящее время известны сотни изомеров.

При наличии изомеров может иметь место цепочка распадов: первое её звено — переход из изомерного состояния в нижележащее состояние ядра (часто этим состоянием является основное), второе звено — радиоактивный распад получающегося состояния. Закономерности распадов в этом случае также определяются системой уравнений, аналогичной (9.13). Если ядра в основном со-

стоянии образуются не только при распаде изомера, но и непосредственно в ядерной реакции, то величина N_{02} в решении (9.14) представляет собой суммарное количество ядер в основном состоянии в момент прекращения облучения, образовавшееся как в результате распадов метастабильного состояния, так и непосредственно в процессе активации. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен на конкретном примере.

§ 2. Способы определение периода полураспада

Диапазон значений периода полураспада радиоактивных веществ чрезвычайно широк, он простирается от миллиардов лет до малых долей секунды. Поэтому методы измерений величины $T_{1/2}$ должны сильно отличаться друг от друга. Рассмотрим некоторые из них.

1) Пусть, например, требуется определить период полураспада долгоживущего вещества. В этом случае, получив химическим путем радиоактивный нуклид, свободный от посторонних примесей или с известным количеством примесей, можно взвесить образец и, используя число Авагадро, определить число атомов радиоактивного вещества, которые в нём находятся. Поместив образец перед детектором радиоактивных излучений и вычислив телесный угол Ω, под которым виден детектор из образца, определим долю излучения, регистрируемого детектором. При измерениях интенсивности излучения следует учитывать возможное поглощение его на пути между образцом и детектором, а также поглощение его в образце и эффективность регистрации. Таким образом, в эксперименте определяется число ядер n, распадающихся в единицу времени:

$$n = \lambda N, \tag{9.15}$$

где N — число радиоактивных ядер, находящихся в радиоактивном образце. Тогда $\lambda = n/N = \ln 2/T_{1/2}$ и $T_{1/2} = N \ln 2/n$.

2) Если определяется величина $T_{1/2}$ для веществ, распадающихся с периодом полураспада в несколько минут, часов или дней, то удобно использовать метод наблюдения изменения интенсивности ядерного излучения со временем. Радиоактивный ис-

точник помещается вблизи счетчика так, чтобы их взаимное расположение в течение всего эксперимента не изменялось. Кроме того, необходимо создать такие условия, при которых исключались бы возможные просчеты как самого счетчика, так и регистрирующей системы. Измерения производятся следующим образом. Отсчитывается число импульсов N_0 за некоторый промежуток времени Δt (например, за одну минуту). Через промежуток времени t_1, производится снова отсчет импульсов N_1. Через промежуток времени t_2 получается новое число N_2 и т. д.

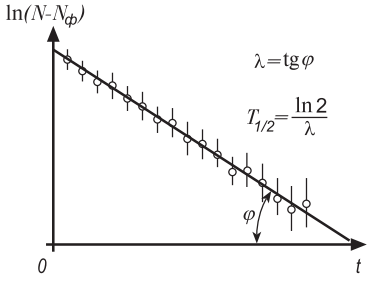

Рис. 65. К определению $T_{1/2}$

Фактически в этом эксперименте производятся относительные измерения активности нуклида в различные моменты времени. В результате получается набор чисел N_0, N_1, ..., N_n, которые и используется для последующих вычислений.

Полученные экспериментальные значения после вычета фона наносятся на график (рис. 65), где по оси абсцисс откладывается время, прошедшее от начала измерений, а по оси ординат логарифм числа $N - N_{\text{ф}}$. По нанесенным экспериментальным точкам с помощью метода наименьших квадратов (МНК) проводится линия. Если в измеряемом препарате присутствует только один радиоактивный нуклид, то линия будет прямой. Если же в нем имеется два или несколько радиоактивных нуклидов, распадающихся с различными периодами полураспада, то линия будет кривой. Анализ данных в таком случае будет приведен ниже при обсуждении конкретного примера. Здесь лишь укажем, что при использовании компьютера в этом случае в программе вычислений следует поставить задачу определения нескольких значений периодов полураспада.

С помощью одиночного счетчика (или камеры) трудно производить измерения сравнительно больших периодов полураспада (несколько месяцев или несколько лет). Действительно, пусть в начале измерений скорость счета составляла N_1, а в конце — N_2. Тогда ошибка $\Delta T/T$ будет обратно пропорциональна величине

$\ln(N_1/N_2)$. Значит, если за время измерений активность источника изменится незначительно, то N_1 и N_2 будут близки друг к другу и $\ln(N_1/N_2)$ будет много меньше единицы и погрешность в определении $T_{1/2}$ будет велика.

Таким образом, ясно, что измерения периода полураспада с помощью одиночного счетчика необходимо производить в такое время, чтобы $\ln(N_1/N_2)$ был больше единицы. Практически измерения проводят в течение примерно 5-ти периодов полураспада.

3) Измерения $T_{1/2}$ в несколько месяцев или лет удобно производить с помощью дифференциальной ионизационной камеры. Она представляет собой две ионизационные камеры, включенные так, чтобы токи в них шли в противоположном направлении и компенсировали друг друга (рис. 66).

Процесс измерения периода полураспада производится следующим образом. В одну из камер (например, K_1) помещается радиоактивный нуклид с заведомо большим $T_{1/2}$, (например, ^{226}Ra, у которого $T_{1/2}$=1600 лет); за относительно короткое время измерений (несколько часов или дней) величина ионизационного тока в этой камере практически не изменится. В другую камеру (K_2) помещается изучаемый радиоактивный нуклид. С помощью приблизительного подбора величин активностей обоих препаратов, а также подходящего размещения их в камерах можно добиться того, что в начальный момент времени ионизационные токи в камерах будут одинаковы: I_1=I_2=I_0, т. е. разностный ток ΔI=0. Если измеряемый период полураспада относительно невелик и равен, например, нескольким месяцам или годам, то через несколько часов ток в камере K_2 уменьшится, появится разностный ток: ΔI=$I_1(t)$−$I_2(t)$. Изменение ионизационных токов будет происходить в соответствии с периодами полураспада:

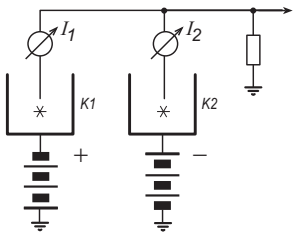

Рис. 66. Схема включения дифференциальной ионизационной камеры

$$I_1(t) = I_0 \,, \tag{9.16}$$

$$I_2(t) = I_0 e^{-\lambda_2 t}. \tag{9.17}$$

Следовательно,

$$\Delta I = I_0 - I_0 e^{-\lambda_2 t} = I_0(1 - e^{-\lambda_2 t}). \qquad (9.18)$$

Для измеряемых периодов полураспада величина $\lambda_2 t \ll 1$ и после разложения в ряд $e^{-\lambda_2 t}$ получим

$$\Delta I = I_0 \lambda_2 t\,. \qquad (9.19)$$

В эксперименте измеряются ΔI, I_0 и t. По ним уже определяется λ_2 и

$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda_2 = I_0 t \ln 2/\Delta I\,. \qquad (9.20)$$

Измеряемые величины могут быть определены с удовлетворительной точностью, а следовательно, с достаточной точностью может быть вычислено и значение $T_{1/2}$.

4) При измерениях малых периодов полураспада (доли секунды) обычно используется метод задержанных совпадений. Сущность его можно показать на примере определения времени жизни возбужденного состояния ядра.

Пусть ядро A в результате β-распада превращается в ядро $Б$, которое находится в возбужденном состоянии и свою энергию возбуждения испускает в виде двух γ-квантов, идущих последовательно друг за другом. Сначала испускается квант γ_1, затем квант γ_2 (см. рис. 67).

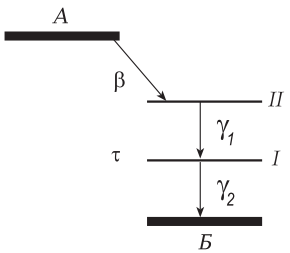

Рис. 67. Схема распада ядра А

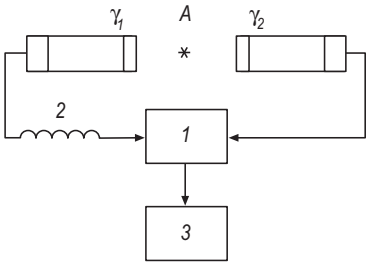

Рис. 68. Схема установки для регистрации задержанных совпадений

Как правило, возбужденное ядро испускает избыточную энергию не мгновенно, а через некоторое (пусть даже и очень малое) время, т. е. возбужденные состояния ядра имеют некоторое конечное время жизни τ. В данном случае можно определить время жизни τ первого возбужденного состояния ядра. Для этого препарат, содержащий радиоактивные ядра A, помещается между двумя счетчиками (лучше для этого использовать сцинтилляционные счетчики) (рис. 68). Можно создать такие условия, что левый канал схемы будет регистрировать только кванты γ_1, а правый γ_2. Квант γ_1 всегда испускается раньше, чем квант γ_2. Время испускания второго кванта относительно первого не будет всегда одним и тем же для различных ядер *Б*. Разрядка возбужденных состояний ядер носит статистический характер и подчиняется закону радиоактивного распада.

Таким образом, для определения времени жизни уровня τ, надо проследить за его разрядкой во времени. Для этого в левый канал схемы совпадений *1* включим переменную линию задержки *2*, которая будет в каждом конкретном случае задерживать импульс, возникающий в левом детекторе от кванта γ_1 на некоторое время $t_з$. Импульс, возникающий в правом детекторе от кванта γ_2, непосредственно поступает в блок совпадений. Число совпадающих импульсов регистрируется счетной схемой *3*. Измеряя число совпадений в зависимости от времени задержки, мы получим кривую разрядки уровня I, аналогичную кривой на рис. 65. Из нее и определяется время жизни уровня I. Методом задержанных совпадений можно определить время жизни в диапазоне $10^{-11} - 10^{-6}$ с.

§ 3. Источники нейтронов

Нейтроны — элементарные частицы, которые наряду с протонами входят в состав атомных ядер и поэтому очень распространены в природе. Нейтроны были открыты английским физиком Чадвиком в 1932 г. Основные свойства нейтронов следующие:

1) Электрический заряд нейтрона равен нулю.

2) Масса нейтрона равна

$$m_n = 1{,}008665 \text{ а.е.м.}$$ [8]

[8] 1 а.е.м.=931,494 МэВ

Масса нейтрона превышает массу протона на $1{,}389\times10^{-3}$ а.е.м., т. е. она больше массы протона на 1293,8 кэВ, что приблизительно составляет 2,5 массы электрона.

3) Нейтрон подчиняется статистике Ферми и его спин (собственный момент количества движения) равен $\frac{1}{2}\hbar$, где $\hbar = h/2\pi$ (h — постоянная Планка).

4) Нейтрон имеет дипольный магнитный момент

$$\mu_n = -1{,}91304272 \text{ яд. магнетона.}$$

5) В свободном состоянии нейтроны существуют недолго ($\sim10^{-5}$ с), так как быстро захватываются ядрами атомов или распадаются с периодом полураспада

$$T_{1/2} = (10{,}232 \pm 0{,}009) \text{ мин.}$$

При распаде они испускают β^--частицы с максимальной энергией β^--спектра $E_\beta = (782{,}353 \pm 0{,}020)$ кэВ и электронное антинейтрино по схеме

$$n \to p + \beta^- + \bar{\nu}_e.$$

Наиболее мощным современным источником нейтронов является ядерный реактор. Нейтронные пучки также можно получить в ядерных реакциях под действием заряженных частиц, получаемых при помощи ускорителей и при α-распаде радиоактивных нуклидов, а также под действием γ-лучей.

В лабораторной практике широкое употребление получили источники нейтронов, основанные на реакции ^{9}Be(α,n). Для этого используются α-частицы различных радиоактивных веществ. К настоящему времени наиболее широкое распространение получили источники нейтронов Po-α-Be, Pu-α-Be и Am-α-Be.

В настоящей работе используется Pu-α-Be источник нейтронов. ^{238}Pu распадается с испусканием α-частиц с энергией 5,5 Мэв. Реакцию, в результате которой возникают нейтроны, можно записать в виде

$$^9_4\text{Be} + ^4_2\text{He} \longrightarrow ^{12}_6\text{C} + ^1_0n$$

Реакция экзотермична. Распределение нейтронов из реакции по энергиям сплошное и простирается до энергий ~ 11 Мэв, причем наибольшая интенсивность приходится на интервал энергий от 2 до 8 МэВ.

§ 4. Замедление нейтронов

В настоящей работе проводятся измерения периодов полураспада радиоактивных нуклидов, которые получаются в результате облучения нейтронами различных мишеней.

Большинство известных источников дают нейтроны с энергией порядка от сотен килоэлектронвольт до десятка мегаэлектронвольт. Такие нейтроны относятся к группе быстрых нейтронов (к группе быстрых нейтронов относятся нейтроны с энергией от 0,5 до 50 МэВ) и сечение их взаимодействия с веществом сравнительно невелико, $\sigma \sim 1$ барн. Для получения радиоактивных нуклидов методом нейтронной активации, т. е. путем облучения нейтронами стабильных нуклидов, используют нейтроны малых энергий, сечения захвата которых в реакциях типа (n,γ) обычно велики, $\sigma = 10$–10^5 б. К таким нейтронам относятся:

— *медленные* нейтроны, их энергия — от 0,01 до 0,5 эВ. К медленным нейтронам относятся так называемые *тепловые* нейтроны с знергией $kT = 0{,}025$ эВ при $T = 20$ °C ($k = 8{,}62 \cdot 10^{-5}$ эВ/град.абс.); нейтроны с энергией меньшей 0,025 эВ называются *холодными*.

— *резононансные* нейтроны, их энергия составляет от 0,5 эВ до 1 кэВ. В этой области различные ядра поглощают нейтроны определенной энергии, что обусловлено энергетическими уровнями составного ядра. Это поглощение называется *резонансным*.

Ввиду того, что Pu-a-Be источник испускает быстрые нейтроны, для более эффективного его использования в методе нейтронной активации нейтроны от такого источника замедляют. Рассмотрим процесс замедления нейтронов. При прохождении быстрого нейтрона через вещество потеря энергии нейтроном происходит как за счёт неупругого, так и за счёт упругого взаимодействия с ядрами. При неупругих столкновениях, которые происходят с возбуждением ядер, нейтрон теряет большую часть своей энергии и очень быстро, в результате нескольких неупругих столкновений, настолько замедляется, что в дальнейшем уже не испытывает неупругих столкновений, так как не имеет достаточной энергии для возбуждения ядер. Дальнейшая потеря энергии нейтроном может происходить только в результате упругих соударений и ясно, что наиболее подходящими для замедления нейтронов являются лёгкие вещества. Например, в результате упругого столкновения с ядрами водорода нейтроны теряют примерно

половину своей энергии. Поэтому в качестве замедлителей, как правило, используют водородосодержащие вещества, например, воду, парафин и др.

Медленные нейтроны хорошо поглощаются многими веществами. Особенно велико сечение поглощения тепловых нейтронов. Например, для ^{113}Cd оно составляет около 20 000 барн, в то время как сечения взаимодействия быстрых нейтронов порядка миллибарн. Так как поглощение нейтронов происходит, как правило, в результате реакции радиационного захвата (n,γ), то для ослабления последующего γ-излучения применяется свинцовая защита.

§ 5. Экспериментальная методика

В настоящей работе получается и изучается искусственная радиоактивность серебра, индия и родия.

1) **Образец серебра** естественного изотопного состава представляет смесь стабильных нуклидов $^{107}_{47}$Ag (51,4%) и $^{109}_{47}$Ag (48,6%). Захват нейтрона ядрами этих нуклидов приводит к образованию радиоактивных нуклидов $^{108}_{47}$Ag и $^{110}_{47}$Ag (см. схемы распада на с. 173):

$$^{107}_{47}\mathrm{Ag} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{108}_{47}\mathrm{Ag},$$
$$^{109}_{47}\mathrm{Ag} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{110}_{47}\mathrm{Ag},$$

которые претерпевают β-распад, превращаясь в стабильные нуклиды $^{108}_{48}$Cd и $^{110}_{48}$Cd:

$$^{108}_{47}\mathrm{Ag} \longrightarrow {}^{108}_{48}\mathrm{Cd} + \beta^- + \bar{\nu}_e\,, \quad T_1 = 2{,}3\,\text{мин.},$$

$$^{110}_{47}\mathrm{Ag} \longrightarrow {}^{110}_{48}\mathrm{Cd} + \beta^- + \bar{\nu}_e\,, \quad T_2 = 24\,\text{сек.}$$

Таким образом, искусственная радиоактивность, наведенная в образце серебра, соответствует первому случаю сложного распада, рассмотренному в §1, а именно, независимому распаду смеси двух радиоактивных нуклидов. Зависимость активности образца от времени представляет сумму двух экспонент (9.12) и в полулогарифмическом масштабе уже не будет изображаться прямой линией (рис. 69). Однако, если периоды полураспада существенно различны, то, спустя некоторый промежуток

времени с момента окончания облучения образца активность компоненты с меньшим периодом уменьшится настолько что ею можно пренебречь, и кривая распада окажется близкой к прямой линии (участок BC на рис. 69). (Естественно, надо вычесть фон установки.) В этом случае кривую сложного распада можно разложить на составляющие: прямолинейный участок, соответствующий долгоживущей активности, экстраполируется в сторону меньших значений времени; из суммарной активности вычитается долгоживущая составляющая (для этого, естественно, надо перейти от логарифмов к числам); разность представляет собой короткоживущую составляющую. Постоянные распада определяются по углам наклона прямолинейного участка BC и разностной прямой:

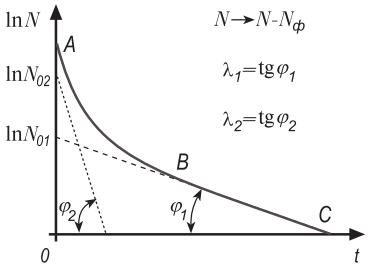

Рис. 69. Разложение сложной кривой распада на составляющие

$$\lambda_1 = \operatorname{tg}\varphi_1, \qquad \lambda_2 = \operatorname{tg}\varphi_2. \tag{9.21}$$

Если проводилось несколько серий измерений и получено несколько значений величины периода полураспада $T_i \pm \Delta T_i$ ($i = 1,2,\ldots$), тогда в качестве окончательного результата можно взять взвешенное среднее

$$T = \frac{\sum_i T_i p_i}{\sum_i p_i}, \quad p_i = \frac{1}{\Delta T_i^2}\,. \tag{9.22}$$

Ошибку можно подсчитать по формуле

$$\frac{1}{\Delta T^2} = \sum_i \frac{1}{\Delta T_i^2}\,. \tag{9.23}$$

При выборе времени облучения (активации) образца серебра необходимо иметь в виду, что, варьируя его, можно изменять соотношение между начальными вкладами в суммарную активность долгоживущей и короткоживущей компонент. Действитель-

но, выбирая время облучения равным $5\,T_2$, мы доведем до насыщения короткоживущую активность, в то время как долгоживущая активность будет составлять лишь некоторую часть от максимального значения. А чем больше относительный вклад короткоживущей активности в суммарную, тем с большей точностью можно определить ее период полураспада путем разделения на составляющие кривой распада. С другой стороны, лучшая статистическая точность при определении периода полураспада долгоживущей активности достигается при активации образца до ее насыщения. В связи с этим целесообразно снять кривую распада при двух значениях времени активации образца: при $T_{\text{акт}} = 5T_2$ и при $T_{\text{акт}} = 5T_1$.

Что касается кривой активации, то в случае сложного распада она может быть получена только для наиболее долгоживущей активности. Так, для серебра можно измерить кривую активации нуклида ${}^{108}_{47}\text{Ag}$, приняв при этом специальные меры для исключения влияния короткоживущей активности ${}^{110}_{47}\text{Ag}$. Эти меры сводятся к тому, что после окончания облучения образца и до начала измерения его активности должен пройти интервал времени, достаточный для распада подавляющего числа короткоживущих ядер, то есть порядка $5T_2$. После окончания (предыдущего) облучения последующая активация должна проводится через промежуток времени, достаточный для распада подавляющего числа долгоживущих ядер, то есть $\approx 5T_1$.

2) **Образец родия** содержит только один стабильный нуклид ${}^{103}_{45}\text{Rh}$, но в процессе активации нейтронами возникают радиоактивные ядра, характеризуемые двумя периодами полураспада, поскольку имеет место случай ядерной изомерии (см. схемы на с. 171). Метастабильное состояние, образующееся в результате захвата нейтрона стабильным нуклидом ${}^{103}_{45}\text{Rh}$:

$$ {}^{103}_{45}\text{Rh} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{104}_{45}\text{Rh}^* + \gamma_1, $$

распадается с периодом полураспада $T_1 = 4{,}4$ мин, причем возбуждение снимается преимущественно путем испускания конверсионного электрона, а не γ-кванта (т. е. энергия возбуждения ядра передается непосредственно одному из атомных электронов, чаще всего электрону K-оболочки):

$$ {}^{104}_{45}\text{Rh}^* \longrightarrow {}^{104}_{45}\text{Rh} + e^- \ , \quad T_1 = 4{,}4\,\text{мин}. $$

Образующийся таким образом нуклид в основном состоянии является радиоактивным и путем β^--распада превращается в стабильный нуклид палладия с периодом $T_2 = 43$ сек:

$$ {}^{104}_{45}\mathrm{Rh} \longrightarrow {}^{104}_{46}\mathrm{Pd} + \beta^- + \bar{\nu}_e\,, \quad T_2 = 43\,\text{сек}. $$

Для последующих расчетов предположим, что регистрируются только продукты распада второго члена ряда. После окончания облучения образца нейтронами изменение во времени числа радиоактивных ядер ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}^*$ в метастабильном состоянии $N_1(t)$ и ядер ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}$ в основном состоянии образующихся в результате перехода из метастабильного состояния описывается формулой типа (9.14):

$$ N_1(t) = N_{01}e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2(t) = N'_{02}e^{-\lambda_2 t} + N_{01}\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \tag{9.24} $$

где величина N_{01} представляет число ядер ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}^*$ в начальный момент процесса распада (то есть в момент прекращения облучения образца нейтронами), а величина N'_{02} — число ядер ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}$ в тот же момент, которые образовались исключительно в результате распада метастабильного состояния.

Кроме того, при облучении родиевого образца нуклид ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}$ в основном состоянии образуется не только при распаде метастабильного состояния ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}^*$, но и непосредственно в результате захвата нейтрона в реакции

$$ {}^{103}_{45}\mathrm{Rh} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{104}_{45}\mathrm{Rh} + \gamma_2, $$

претерпевая β^--распад с периодом $T_2 = 43$ сек. Это обстоятельство приводит к тому, что начальное количество ядер ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}$ в основном состоянии складывается из числа N'_{02}, образующихся при распаде ${}^{104}_{45}\mathrm{Rh}^*$ и N''_{02}, полученных непосредственно в процессе активации. Окончательно, суммарная β^--активность может быть записана в виде

$$ \begin{aligned} J_2(t) \quad = \quad & N_{01}\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}e^{-\lambda_1 t} + \\ & +(N_{02}\lambda_2 - N_{01}\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1})e^{-\lambda_2 t} = J_{01}e^{-\lambda_1 t} + J_{02}e^{-\lambda_2 t}, \end{aligned} \tag{9.25} $$

где $N_{02} = N'_{02} + N''_{02}$. Поскольку активность родиевого образца представляет сумму экспонент и в полулогарифмическом масштабе изображается кривой аналогичной рис. 69, а периоды полураспада T_1 и T_2 существенно различны, можно произвести разложение кривой распада на составляющие описанным выше способом и определить значения периодов полураспада.

3) **Образец индия** естественного изотопного состава представляет смесь стабильных нуклидов ${}^{115}_{49}\mathrm{In}$ (95,7%) и ${}^{113}_{49}\mathrm{In}$ (4,3%) (см. с. 172). Захват нейтрона ядрами этих нуклидов приводит к образованию радиоактивных нуклидов ${}^{116}_{49}\mathrm{In}$ и ${}^{114}_{49}\mathrm{In}$:

$$ {}^{115}_{49}\mathrm{In} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{116}_{49}\mathrm{In} + \gamma, $$

$$ {}^{113}_{49}\mathrm{In} + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{114}_{49}\mathrm{In} + \gamma. $$

В данном случае также наблюдается ядерная изомерия и поэтому ядра, возникающие в процессе активации, характеризуются несколькими периодами полураспада. Ядро ${}^{116}_{49}\mathrm{In}$ претерпевает β-распад, превращаясь в стабильный нуклид ${}^{116}_{50}\mathrm{Sn}$:

$$ {}^{116}_{49}\mathrm{In} \longrightarrow {}^{116}_{50}\mathrm{Sn} + \beta^- + \bar{\nu}_e\,, \quad T_1 = 14{,}1\,\text{сек. и } T_2 = 54{,}15\,\text{мин.}, $$

причем распад с T_2=54,15 мин. происходит только в возбужденное состояние конечного ядра ${}^{116}_{50}\mathrm{Sn}$. Возбуждение снимается испусканием γ-квантов. Распад метастабильного состояния ${}^{116}_{49}\mathrm{In}$ в основное не происходит.

Ядро ${}^{114}_{49}\mathrm{In}$ также имеет метастабильное состояние, которое распадается, как и в случае с родием, в основное состояние путем испускания конверсионного электрона с периодом полураспада T_1=49,51 дней. Основное состояние ${}^{114}_{49}\mathrm{In}$ претерпевает β-распад, превращаясь в стабильный нуклид ${}^{114}_{50}\mathrm{Sn}$:

$$ {}^{114}_{49}\mathrm{In} \longrightarrow {}^{114}_{50}\mathrm{Sn} + \beta^- + \bar{\nu}_e\,, \quad T_2 = 1{,}1983\,\text{мин.} $$

Таким образом, искусственная радиоактивность, наведенная в образце индия, соответствует случаю сложного распада. Зависимость спадания активности образца от времени также описывается вышеприведенными формулами с поправками, вытекающими из схем распада. Поскольку активность образца индия представляет сумму экспонент и в полулогарифмическом масштабе изображается кривой аналогичной рис. 69, а периоды полураспада

14,1 сек., 1,2 мин. и 54 мин. существенно различны, можно произвести разложение кривой распада на составляющие описанным выше способом и определить значения периодов полураспада.

§ 6. Указания по выполнению работы

Экспериментальная установка включает в себя источник нейтронов, который используется для активации образцов, и измерительный комплекс, с помощью которого производится регистрация продуктов радиоактивного распада.

Источник тепловых нейтронов представляет собой парафиновый блок (высота h=120 см, диаметр ∅100 см), в центре которого находится Pu-α-Be источник быстрых нейтронов. Замедление нейтронов происходит, в основном, в результате упругих столкновений с ядрами водорода, входящими в состав парафина. В парафиновом блоке имеется несколько каналов, в которые помещаются пластинки исследуемых препаратов для облучения нейтронами. Для защиты работающего персонала от ядерных излучений парафиновый блок покрыт снаружи листами кадмия, обладающего очень большим сечением поглощения тепловых нейтронов, а поверх кадмия слоем свинца, который поглощает γ-излучение, сопровождающее захват тепловых нейтронов ядрами кадмия.

Блок-схема регистрирующей системы представлена на рис. 70. После активации исследуемый образец *1* помещается на подставку, которая задвигается в свинцовый защитный блок. Детектор состоит из пластического сцинтиллятора *2*, фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) *3* и формирователя импульсов *4*. Для снижения фона детектор располагается в свинцовой защите (показана штриховкой). С выхода формирователя сигнал подается на пересчетное устройство *5*. Питание ФЭУ и формирователя осуществляется от высоковольтного блока *6*.

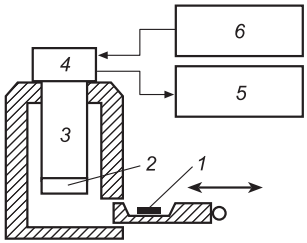

Рис. 70. Блок-схема измерительного комплекса. Свинцовая защита показана штриховкой

Часть 1. Определение периода полураспада. В качестве исследуемых образцов при-

меняются родий Rh, индий In и серебро Ag с природным содержанием изотопов. Для облучения нейтронами образец следует быстро и аккуратно опустить в пенал, утопленный в щель на крышке парафинового блока. Время облучения образцов нейтронами различно для разных изотопов. Это относится и ко времени измерения наведенной активности. До начала работы необходимо расчитать время облучения и время измерения наведенной активности для каждого образца. Время между концом облучения и началом измерения должно быть как можно меньше. Измерение скорости счета производить так, как указано в табл. 16. Количество серий измерений для каждого образца следует согласовать с преподавателем.

При обработке результатов необходимо обратить внимание на правильность определения фона. В препарате In присутствует более долгоживущий изотоп ($T_{1/2} = 54$ мин., см. схемы распада на с. 172), излучение которого дает дополнительный фон. Поэтому за фон в этом случае можно принять несколько последних точек, но лучше аппроксимировать этот участок прямой с соответствующим наклоном (естественно, в полулогарифмическом масштабе и за вычетом фона установки). В случае Rh и Ag за фон принимается фон установки.

Фон установки (с закрытой дверцей, без р/а образца) надо измерить до опыта, в перерыве между облучениями образцов и после опыта. Полученные значения усреднить.

Приступая к выполнению работы, необходимо иметь план ведения измерений, включающий значение времени облучения образцов, времени измерения их активностей, интервалов времени, через которые снимаются показания с пересчетного прибора, количество серий измерений и т. д.

Таблица 16. Порядок измерений для различных образцов.

In:	В течение 3 секунд — счет, в течение последующих 3 секунд — запись числа сосчитанных импульсов и т. д. Проводится 3 (три) серии измерений.
Rh, Ag:	В течение 10 секунд — счет, в течение последующих 10 секунд — запись числа сосчитанных импульсов и т. д. Проводится 2 (две) серии измерений.

Отчет должен содержать блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и графиков, значения $T_{1/2}$ для каждого образца, полученные в каждой серии измерений, средневзвешенные значения $T_{1/2}$ для каждого образца, выводы.

Часть 2. Кривая радиоактивного накопления. При изучении кривой радиоактивного накопления активируется препарат Ag и снимается зависимость наведенной активности от времени облучения.

Для обеспечения одинаковой интенсивности нейтронного облучения образец должен помещаться в один и тот же пенал парафинового блока. Между концом облучения и началом счета активности образца необходимо выбрать такое время выдержки, которое позволило бы исключить влияние короткоживущей компоненты. Повторное использование образца возможно только через промежуток времени, достаточный для практически полного распада активности, наведенной в предыдущем облучении (см. с. 164 и схемы распада на с. 173). Интервалы между концом предыдущего облучения и началом следующего облучения должны быть постоянными. Активность препарата измеряется в течение постоянных интервалов времени (например, 100 с).

Отчет должен содержать блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и графиков, значение $T_{1/2}$ долгоживущей компоненты, выводы.

§ 7. Контрольные вопросы

1. Закон радиоактивного распада. Вид закона в дифференциальной и интегральной формах. Каков физический смысл постоянной распада? Ее связь со средним временем жизни радиоактивного ядра и периодом полураспада.
2. Что такое активность радиоактивного образца? Процесс активации. Что такое активация насыщения? Закон накопления радиоактивных веществ. Кривая накопления.
3. В каких случаях распад радиоактивного образца нельзя описать с помощью одной экспоненциальной зависимости?
4. Что представляет собой явление ядерной изомерии?
5. Методы определения периода полураспада радионуклидов.

6. Методика получения радиоактивных нуклидов с использованием нейтронного источника. Ядерные реакции, приводящие к образованию радиоактивных нуклидов, которые используются в лабораторной работе.
7. Почему для получения радиоактивных ядер путем облучения стабильных изотопов нейтронами обычно используют нейтроны малых энергий, так называемые тепловые и резонансные нейтроны?
8. Как построить защиту вокруг нейтронного источника и из каких веществ она должна состоять?
9. Блок-схема экспериментальной установки и методика проведения опыта.
10. Методика обработки данных в случае одного и двух радиоактивных нуклидов. Учет фона.

Литература

1. И.И.Гуревич, В.П.Протасов. Нейтронная физика, М., Энергоатомиздат, 1997
2. К.Н.Мухин. Введение в ядерную физику. М., Энергоатомиздат, 1993.
3. И.А.Антонова, А.Н.Бояркина, Н.Т.Гончарова. Практикум по ядерной физике. Изд. МГУ, М., 1988
4. Н.А.Власов. Нейтроны. 2 изд., перераб. М., «Наука», 1971.
5. В.Ф.Турчин. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963.

$$^{103}_{45}Rh_{58} + n \rightarrow ^{104}_{45}Rh_{59} \begin{cases} \xrightarrow{\varepsilon} ^{104}_{44}Ru_{60} \\ \xrightarrow{\beta^-} ^{104}_{46}Pd_{58} + \gamma \end{cases}$$

$$^{107}_{47}Ag_{60} + n \rightarrow ^{108}_{47}Ag_{61} \begin{cases} \xrightarrow{\varepsilon} ^{108}_{46}Pd_{62} + \gamma \\ \xrightarrow{\beta^-} ^{108}_{48}Cd_{60} + \gamma \end{cases}$$

$$^{109}_{47}Ag_{62} + n \rightarrow ^{110}_{47}Ag_{63} \begin{cases} \xrightarrow{\varepsilon} ^{110}_{46}Pd_{64} + \gamma \\ \xrightarrow{\beta^-} ^{110}_{48}Cd_{62} + \gamma \end{cases}$$

$$^{115}_{49}In_{66} + n \rightarrow ^{116}_{49}In_{67} \xrightarrow[\beta^-]{} ^{116}_{50}Sn_{66} + \gamma$$

$$^{113}_{49}In_{64} + n \rightarrow ^{114}_{49}In_{65} \begin{cases} \xrightarrow{\varepsilon} ^{114}_{48}Cd_{66} + \gamma \\ \xrightarrow{\beta^-} ^{114}_{50}Sn_{64} + \gamma \end{cases}$$

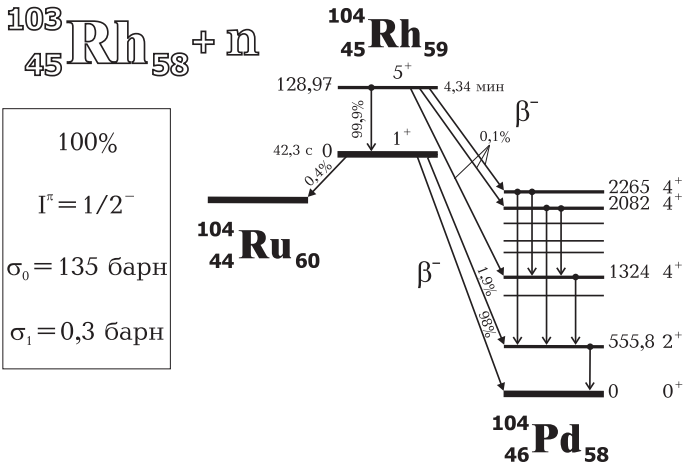

Рис. 71. Схемы образования и распада радиоактивных ядер, получаемых при облучении нейтронами:
I^π — спин и четность, σ_0 — сечение образования ядра в основном состоянии, σ_1 — сечение образования ядра в изомерном состоянии, ε — электронный захват, β^- — β^--распад

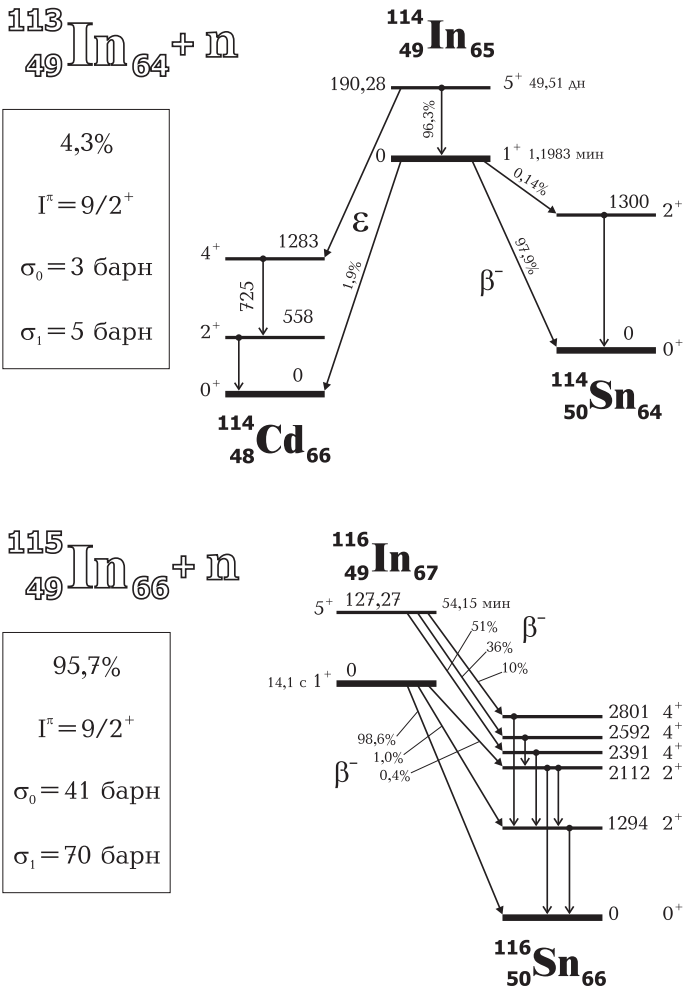

Рис. 71. Схемы образования и распада радиоактивных ядер, получаемых при облучении нейтронами (продолжение)

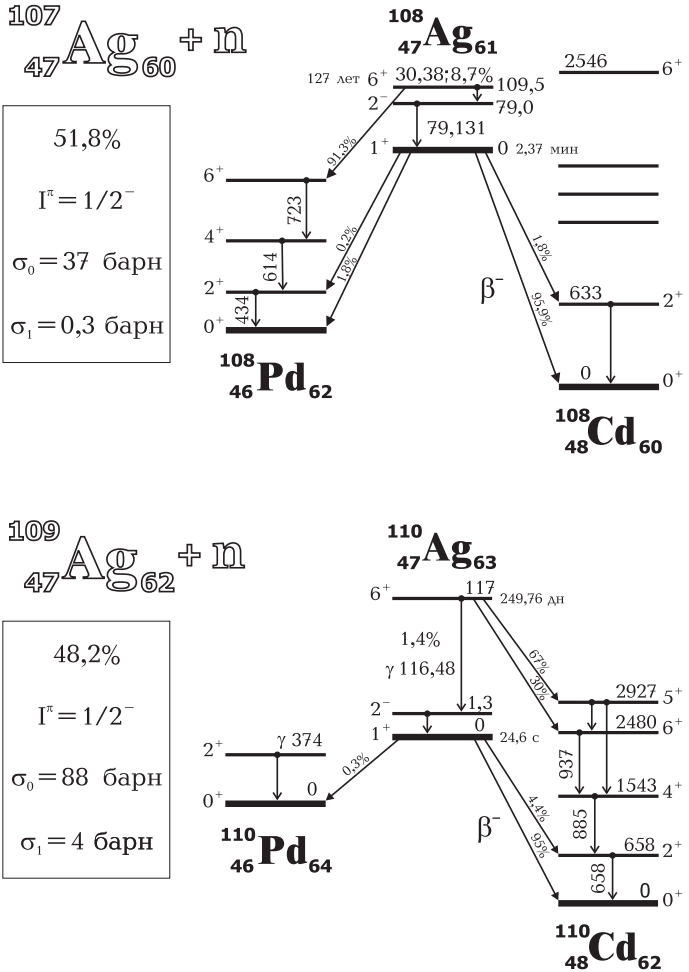

Рис. 71. Схемы образования и распада радиоактивных ядер, получаемых при облучении нейтронами (продолжение)

10. Космические лучи

Введение

Космические лучи — это поток частиц, приходящих на Землю из межзвездного пространства. Первичные космические лучи состоят главным образом из протонов ($\sim 90\%$), α-частиц и более тяжелых ядер. Основная доля первичных космических лучей имеет энергию $10^9 - 10^{10}$ эВ, но встречаются также частицы со значительно большей энергией (до 10^{19} эВ). Частицы с энергиями менее 10^9 эВ отклоняются магнитным полем Земли и не попадают на нее. Поток протонной компоненты с энергией выше $2{\cdot}10^9$ эВ составляет примерно один протон на 1 см^2/с. В результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атмосферы появляются новые (вторичные) частицы — мюоны различных сортов, распад которых приводит к появлению электронов, позитронов и фотонов большой энергии. Таким образом, вторичные космические лучи, наблюдаемые на высоте до 10 км, совершенно не похожи по своему составу на первичные космические лучи. Космическое излучение, приходящее в нижние слои атмосферы, принято делить на *мягкую* и *жесткую компоненты*.

Мягкая компонента состоит из электронов, позитронов и γ-квантов, которые сильно поглощаются в веществе. Поглощение частиц мягкой компоненты существенным образом зависит от порядкового номера Z вещества поглотителя. Частицы мягкой компоненты почти целиком поглощаются десятисантиметровым слоем свинца.

Жесткая компонента состоит из мюонов, которые слабо поглощаются веществом, притом приблизительно одинаково веществами с разными Z.

Столь большое различие проникающей способности частиц обеих компонент связано с тем, что электроны и позитроны мягкой компоненты при взаимодействии с веществом тратят большую часть своей энергии на излучение, а потери мюонов на излу-

чение сравнительно малы. Это объясняется тем, что количество излученной энергии пропорционально квадрату заряда и обратно пропорционально квадрату массы частицы, а мю-мюон примерно в 207 раз тяжелее электрона.

Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов вещества для электронов и мюонов космических лучей на уровне моря примерно одинаковы и сравнительно малы. Особенностью мюонов является их распад на электроны, нейтрино и антинейтрино:

$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu + \overline{\nu}\,, \qquad \tau = 2{,}2 \cdot 10^{-6}\ \text{с}.$$

В плотной среде поглощение мюонов обусловлено потерей энергии на ионизацию атомов среды. В газообразной среде пробег мюонов велик и нужно учитывать их выбывание из потока космических лучей за счет спонтанного распада.

§ 1. Угловое распределение жесткой компоненты космических лучей на уровне моря

Можно считать, что основная часть мюонов рождается в верхних слоях атмосферы и имеет энергию 1 — 10 ГэВ. Мюоны, входящие в состав жесткой компоненты, возникают в результате распада пионов — продуктов ядерного взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атмосферы:

$$\begin{aligned} &\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu, && \tau_{\pm} = 2{,}6 \cdot 10^{-8}\ \text{с}, \\ &\pi^{0} \to \gamma + \gamma, && \tau_{0} = 8{,}3 \cdot 10^{-17}\ \text{с}. \end{aligned}$$

Следовательно, мюоны проходят почти весь слой атмосферы (~ 900 г/см^2). При этом они частично поглощаются, частично распадаются. Мюоны, идущие под углом θ к вертикали (рис. 72) и попадающие на уровень моря, проходят в атмосфере путь в $1/\cos\theta$ раз больший, чем мюоны, идущие по вертикали. Поэтому вероятность распада для мюонов, идущих под углом θ, больше. При увеличении угла θ будет увеличиваться также слой воздуха, который должны пройти мюоны. Это приводит к увеличению поглощения за счет ионизационных потерь. Таким образом, оба фактора должны привести к уменьшению интенсивности мюонов с увеличением зенитного угла θ. Можно, однако, выделить

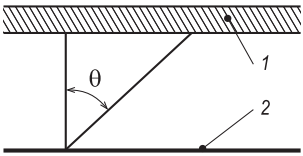

Рис. 72. Генерация мюонов и путь их прохождения в атмосфере: *1* — слой генерации; *2* — уровень моря

ту часть мюонов, которые поглотились за счет увеличения количества вещества. Измерения интенсивности вертикального потока мюонов, выполненные на разных глубинах под землей, показали, что число мюонов $N(x)$ уменьшается как функция количества пройденного плотного вещества x (г/см^2) по следующему закону:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900+x}\right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi}\right)^{1,6} ,$$

где ξ=900+x — полное количество вещества, пройденного мюоном от места генерации до места поглощения (масса вертикального столба воздуха принята равной 900 г/см^2). Из рис. 72 видно, что ξ=900/$\cos\theta$. Таким образом, число мюонов, дошедших до счетчика на уровне моря, уменьшается за счет поглощения в веществе по закону

$$P_1(\theta) \sim (\cos\theta)^{1,6} . \tag{10.1}$$

С увеличением длины пути, пройденного мюоном, увеличивается вероятность распада мюона. Вероятность прохождения мюоном пути l без распада равна

$$P_2(\theta) = \exp\left(-\frac{l(\theta)}{L}\right) , \tag{10.2}$$

где $L = v\tau$ — длина распадного пробега; $v = \beta c$ — скорость мюона; τ — время жизни движущегося мюона. Из релятивистской механики известно, что

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} ,$$

где τ_0 — время жизни покоящегося мюона. Тогда

$$L = \beta c \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \beta c \tau_0 \frac{E_\mu}{m_\mu c^2}\,, \tag{10.3}$$

где $E_\mu = m_\mu c^2/\sqrt{1-\beta^2}$ — полная энергия мюона, E_μ можно принять равной $4{\cdot}10^9$ эВ; m_μ — масса покоящегося мюона, которая в энергетических единицах составляет 105,8 МэВ/c^2.

Отношение числа мюонов, идущих под зенитным углом θ, к числу вертикально падающих мюонов можно записать в виде

$$\frac{N(\theta)}{N(0^\circ)} = \frac{P_1(\theta)}{P_1(0^\circ)}\frac{P_2(\theta)}{P_2(0^\circ)} = (\cos\theta)^{1,6}\,\frac{e^{-l(\theta)/L}}{e^{-l_0/L}}\,, \tag{10.4}$$

где $P_1(\theta)$ и $P_2(\theta)$ определены формулами (10.1) и (10.2). Можно считать, что по вертикали мюоны проходят путь l_0=15 км. Путь мюонов под углом θ равен

$$l(\theta) = \frac{l_0}{\cos\theta}\,. \tag{10.5}$$

Воспользовавшись формулами (10.3) и (10.5), а также экспериментально определенным отношением $N(\theta)/N(0^\circ)$, с помощью формулы (10.4) можно получить значение τ_0.

Нужно помнить, что проведенные расчеты дают значение τ_0 только по порядку величины, поскольку они не учитывают, как меняется вероятность распада мюонов из-за уменьшения их энергии вследствие ионизационного торможения.

§ 2. Указания по выполнению работы

В настоящей работе изучаются вторичные космические лучи, их состав и угловое распределение жесткой компоненты. Работа выполняется с помощью «телескопа», состоящего из двух детекторов, включенных на совпадения (см. блок-схему на рис. 73). Космические частицы регистрируются детекторами *1* и *2*. Если частица пройдет через оба детектора (частица *а*), то схема совпадений *3* вырабатывает импульс. Если частица проходит через один из детекторов и не попадает в другой детектор (частица *б*), тогда схема совпадений импульс не вырабатывает. Таким образом, число импульсов, сосчитанных пересчетным прибором *4*,

будет равно числу частиц, прошедших через оба детектора и зарегистрированных ими.

Задание1. Изучение состава космических лучей. В этой части работы надо показать, что наблюдаемые на уровне моря космические лучи состоят из двух резко отличающихся по своим свойствам компонент — мягкой и жесткой — и найти отношение интенсивностей обеих компонент.

В отсутствии поглощающих фильтров между детекторами установка будет регистрировать частицы как жесткой, так и мягкой компонент космического излучения. Если же между детекторами помещать поглотители (например, свинец), тогда частицы мягкой компоненты будет поглощаться в поглотителе. Это приведет к заметному уменьшению скорости счета совпадений. Начиная с некоторой толщины поглотителя снижение скорости счета по мере увеличения толщины поглотителя становится незаметным. Это соответствует регистрации только жесткой компоненты космических лучей. Зависимость скорости счета N от толщины поглотителя x называется *кривой поглощения.*

По кривой поглощения определяются интенсивности мягкой $I_{\text{м}}$ и жесткой $I_{\text{ж}}$ компонент. Для этого прямолинейную часть, соответствующую жесткой компоненте, продолжают до пересечения с осью ординат. Это дает величину $I_{\text{ж}}$ (рис. 74). Оставшаяся часть соответствует $I_{\text{м}}$. Для более точного определения $I_{\text{ж}}$ и $I_{\text{м}}$ необходимо вычитать из общего числа совпадений число случайных совпадений.

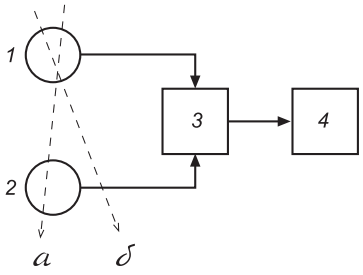

Рис. 73. Блок-схема лабораторной установки для изучения космических лучей

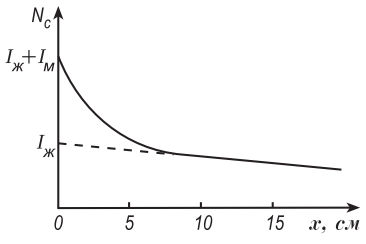

Рис. 74. Кривая поглощения космических лучей фильтром

Задание 2. Изучение углового распределения жесткой компоненты космических лучей и определение времени жизни мюона[9]. В этой части работы можно воспользоваться установкой, используемой в первой части с тем дополнением, что телескоп детекторов можно поворачивать вокруг горизонтальной оси на заданный угол по отношению к вертикали. Для изучения жесткой компоненты космических лучей между детекторами следует поместить свинцовый фильтр толщиной не менее 10 см. При расположении установки внутри здания роль фильтра играют бетонные перекрытия, и свинцовый фильтр не нужен.

При помощи установки найти угловую зависимость интенсивности жесткой компоненты космических лучей, т. е. зависимость счета совпадений N от зенитного угла θ (в том числе для θ=0°). Измерения счета совпадений надо производить с как можно большей статистической точностью.

Длину распадного пробега и время жизни мюона определить одним из способов, указанных в §3.

В отчете представить блок-схему установки с описанием опытов, таблицы измерений и графики, значения интенсивностей жесткой и мягкой компонент космических лучей, значение энергии мюонов, использованное в расчетах, значение длины распадного пробега, вычисленное время жизни мюона.

§ 3. Указания по обработке данных и вычислениям

Обычно из общего числа совпадений необходимо вычитать число случайных совпадений. Число случайных совпадений определяется по формуле

$$N_{\text{сл}} = 2\, t_{\text{разр}} N_1 N_2 \,,$$

где $t_{\text{разр}}$ — разрешающее время схемы совпадений; N_1 и N_2 — число импульсов, сосчитанных отдельно первым и вторым детекторами (каналами).

В результаты измерений под углами $\theta > 50°$ необходимо внести поправку за счет ливней $N_{\text{л}}$ из стен и потолка помещения.

[9] Это задание составлено на основе пособия [1]

В качестве числа таких ливней берут число совпадений при угле 90° (за вычетом случайных совпадений).

Результаты измерений заносят в таблицу:

θ	$N_{\text{изм}}(\theta)$	$N_{\text{изм}}(\theta) - N_{\text{сл}}$	$N_{\text{изм}}(\theta) - N_{\text{сл}} - N_{\text{л}}$

Для *оценки* времени жизни мюона надо построить график функции $\dfrac{N_{\text{изм}}(\theta) - N_{\text{сл}} - N_{\text{л}}}{N_{\text{изм}}(0^\circ) - N_{\text{сл}}}$ в зависимости от угла θ и сравнить его с графиком функции $(\cos\theta)^{1,6}$, характеризующей уменьшение интенсивности жесткой компоненты космических лучей лишь за счет ионизационных потерь. По величине $N(\theta)/N(0^\circ)$, взятой из экспериментального графика для некоторого угла (например, $\theta = 60^\circ$) можно *оценить* значение τ_0.

Вычислить значение τ_0 и оценить погрешность результата можно при помощи метода наименьших квадратов. Для этого нужно аппроксимировать экспериментальную кривую $N_{\text{изм}}(\theta)$–$N_{\text{сл}}$–$N_{\text{л}}$ соответствующей функцией (см. формулы (10.3)—(10.5)). Как видно, в таком подходе не обязательно знать $N_{\text{изм}}(0^\circ)$, поскольку эта величина является варьируемым параметром и определяется из подгонки.

§ 4. Контрольные вопросы

1. Состав и энергия первичных космических лучей.
2. Мягкая и жесткая компоненты космических лучей.
3. Механизм образования мезонов в космических лучах. Характеристики распада π- и μ-мезонов.
4. Почему электроны и позитроны космических лучей относятся к «мягкой» компоненте и поглощаются целиком приблизительно в 10 см свинца, а μ-мезоны той же энергии относятся к «жесткой» компоненте и свободно проходят через этот слой?
5. Время жизни μ-мезонов, учет эффекта, следующего из специальной теории относительности.
6. Зависимость вероятности поглощения и распада от расстояния, пройденного μ-мезонами в атмосфере.

7. Описание экспериментальной установки и порядок выполнения работы по изучению космических лучей.
8. Методика обработки данных, учет ливней от стен и числа случайных совпадений. Определение времени жизни μ-мезона и погрешности полученного результата.

Литература

1. Н.Л.Григоров, М.А.Кондратьева, И.Д.Рапопорт. Космические лучи. М., Физматгиз, 1962.
2. А.О.Вайсенберг. Мю-мезон. М., АН СССР. 1963.
3. Н.А.Добротин. Космические лучи. М., Гостехиздат, 1954.
4. В.Л.Гинзбург, С.И.Сыроватскии. Происхождение космических лучей. Изд. АН СССР. М., 1963.
5. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
6. В.С.Мурзин. Введение в физику космических лучей. Изд. МГУ, 1988

Содержание

Предисловие 3
Основные свойства ядерных излучений 6

1. Статистические законы в ядерной физике
Введение 9
§ 1. Распределение Пуассона 10
§ 2. Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса 13
§ 3. Распределение χ^2 16
§ 4. Проверка гипотез о законе распределения. Критерий согласия χ^2 17
§ 5. Указания по выполнению работы 20
§ 6. Контрольные вопросы 21

2. Счетчик Гейгера–Мюллера
Введение 23
§ 1. Принцип работы счетчика 25
§ 2. Гашение разряда 29
§ 3. Мертвое время счетчиков 32
§ 4. Эффективность счетчика 34
§ 5. Указания по выполнению работы 35
§ 6. Контрольные вопросы 38

3. Взаимодействие альфа-частиц с веществом
Введение 40
§ 1. Взаимодействие альфа-частиц с веществом 40
§ 2. Методы определения энергии α-частиц 47
§ 3. Тонкая структура α-спектров 49
§ 4. Указания по выполнению работы 49
§ 5. Контрольные вопросы 51

4. Полупроводниковые детекторы ядерных излучений
Введение 53
§ 1. Свойства полупроводниковых детекторов 54
§ 2. Принцип действия полупроводниковых детекторов. Типы детекторов 57
§ 3. Основные характеристики детекторов 61
§ 4. Радиотехническая аппаратура, применяемая для работы с детекторами 64
§ 5. Применение детекторов в ядерной спектрометрии 66
§ 6. Характеристики полупроводникового спектрометра . . . 69
§ 7. Указания по выполнению работы 70
§ 8. Контрольные вопросы 72

5. Взаимодействие бета-частиц с веществом

Введение 75
§ 1. Общие положения 75
§ 2. Взаимодействие электронов с веществом 77
§ 3. Методы детектирования и спектрометрии бета-частиц . . 80
§ 4. Определение граничной энергии бета-спектра методом поглощения 81
§ 5. Обратное рассеяние электронов 85
§ 6. Коэффициент обратного рассеяния 86
§ 7. Указания по выполнению работы 90
§ 8. Контрольные вопросы 93

6. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Введение 96
§ 1. Фотоэффект 96
§ 2. Рассеяние γ-лучей 100
§ 3. Образование пар 104
§ 4. Коэффициент ослабления 105
§ 5. Экспоненциальный закон поглощения γ-лучей 106
§ 6. Указания по выполнению работы 108
§ 7. Контрольные вопросы 109

7. Сцинтилляционный гамма-спектрометр

Введение 115
§ 1. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра 116
§ 2. Сцинтилляционный процесс 117
§ 3. Фотоэлектронные умножители 119
§ 4. Анализирующие устройства 121
§ 5. Форма γ-спектра, полученного с помощью сцинтилляционного спектрометра 123
§ 6. Указания по выполнению работы 126
§ 7. Контрольные вопросы 127

8. Дозы ионизирующих излучений

Введение 131
§ 1. Основные понятия дозиметрии 131
§ 2. Дозиметрия отдельных видов излучения 135
§ 3. Измерение активности препаратов 141
§ 4. Указания по выполнению работы 144
§ 5. Контрольные вопросы 147

9. Определение периода полураспада

Введение 149
§ 1. Законы радиоактивного распада 149
§ 2. Способы определение периода полураспада 155
§ 3. Источники нейтронов 159
§ 4. Замедление нейтронов 161
§ 5. Экспериментальная методика 162
§ 6. Указания по выполнению работы 167
§ 7. Контрольные вопросы 169

10. Космические лучи

Введение 174
§ 1. Угловое распределение жесткой компоненты космических лучей на уровне моря 175
§ 2. Указания по выполнению работы 177
§ 3. Указания по обработке данных и вычислениям 179
§ 4. Контрольные вопросы 180