Казанский государственный университет

Физический факультет
Кафедра физики твердого тела

ПРАКТИКУМ
ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Казань 2004

Печатается по решению Редакционно-издательского совета физического факультета.

УДК 539.1 (076.5)

Составители: В.А. Чистяков, Э.К. Садыков, Н.Г. Ивойлов, Е.Н. Дулов, М.М. Бикчантаев.

Научный редактор: проф. Э.К. Садыков

Рецензент: А.В. Митин.

Казань, 2004, с.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Физика ядра и элементарных частиц – заключительный раздел общего курса физики. Требуются значительные усилия, чтобы вникнуть в эту область физики. Причина не только в огромном количестве новых явлений и процессов, а в том, что для их понимания с самого начала необходимы принципы специальной теории относительности и квантовой теории материи. Вместе с тем ядерная физика за почти 100 лет своего развития превратилась из экзотической области науки в предмет повседневной значимости. Она необходима, чтобы понимать хотя бы в общих чертах основы нашего мироздания, она нужна, чтобы решать практические вопросы сегодняшнего дня в области энергетики, технологий и экологии.

Особенность развития физики ядра состоит в том, что экспериментальные исследования явлений и процессов здесь связаны с нестандартным, громоздким и дорогим оборудованием. Однако Природа как бы предусмотрела эту ситуацию и несколько облегчила познание своих тайн. Дело в том, что часть ядер подвержены самопроизвольному (спонтанному) распаду (радиоактивные ядра). Изучение процессов распада радиоактивных ядер, идентификация излучаемых при этом частиц, исследование взаимодействия таких частиц с веществом – все это было использовано для анализа строения ядра. С другой стороны, все это легко реализовать в ВУЗовской учебной лаборатории. Именно поэтому, в рамках лабораторного практикума по ядерной физике, мы изучаем наиболее доступный нам ядерный процесс – радиоактивный распад ядер и сопутствующие ему явления.

ГЛАВА 1. СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

1.1. Атомное ядро – система взаимодействующих нуклонов

Атомное ядро представляет собой компактное образование в центре атома, имеющее размеры $10^{-15} \div 10^{-14}$ м (радиус атома ~ 10^{-10} м) и массу – более 99% массы всего атома. В основе физической модели ядер лежит протонно-нейтронная модель, согласно которой ядро состоит из *нуклонов – протонов и нейтронов*. Рассматриваемые ниже свойства ядер находят объяснение в рамках протонно-нейтронной модели. Вместе с тем, исходя из современных представлений о структуре нуклонов (кварк-глюонная модель) можно допустить, что в ядре существуют и более сложные структурные элементы.

1) Физические свойства нуклонов

Рассмотрим свойства нуклонов, которые являются определяющими в формировании свойств ядер.

Нуклон – элементарная частица класса адронов (см. ниже), существующая в двух квантовых состояниях: *протон* (p) и *нейтрон* (n). Эти состояния наблюдаются как у свободных нуклонов, так и у нуклонов, входящих в состав ядра. Квантовые представления допускают также существование нуклона в виде суперпозиции протонного и нейтронного состояний с волновой функцией вида

$$\psi_{nucl} = \alpha\psi_p + \beta\psi_n,$$

где ψ_p и ψ_n – волновые функции протона и нейтрона, а α и β – коэффициенты, определяющие вероятность обнаружить протонное и нейтронное состояния, соответственно.

а) Масса протона $m_p = 1{,}6725 \cdot 10^{-27}$ кг, масса нейтрона $m_n = 1{,}6749 \cdot 10^{-27}$ кг, ($m_n > m_p$). В ядерной физике и физике элементарных частиц используется энергетическая шкала масс, основанная на

соотношении $E = mc^2$. Масса измеряется в электрон-вольтах (эВ), чаще в мегаэлектрон-вольтах (МэВ) и в гигаэлектрон-вольтах (ГэВ):

$$m(\text{МэВ}) = (c^2/1{,}6029\cdot10^{-13}) \cdot m(\text{кг}) = 5{,}607\cdot10^{29} \cdot m(\text{кг}).$$

В энергетической шкале масс:

$$m_p = 938{,}2796 \text{ МэВ},$$
$$m_n = 939{,}5730 \text{ МэВ},$$
$$m_e = 0{,}511 \text{ МэВ}.$$

Следует заметить, что величина $(m_n - m_p)/m_p \approx 0{,}0015 = 0{,}15\ \%$ – достаточно мала. Этот факт указывает на то, что роль электромагнитного взаимодействия в формировании свойств нуклонов незначительна.

б) Спин нуклона $s = 1/2$, следовательно, нуклон является фермичастицей (*фермионом*) и подчиняется запрету Паули. Это свойство нуклонов является определяющим в формировании энергетических состояний ядра.

в) Протон в свободном состоянии стабилен – время жизни более 10^{21} лет $\approx 10^{28}$ с. Свободный нейтрон распадается – время жизни $\tau \approx 898$ с. Здесь и далее имеется в виду среднее время жизни (см. формулу (2.8)).

В связанном состоянии (в ядре) время жизни протона и нейтрона может принимать различные значения – от бесконечности до малых долей секунды.

г) Электрический заряд протона $q_p = +e = 1{,}602\cdot10^{-19}$ Кл, нейтрона – $q_n = 0$.

д) Собственный (спиновый) магнитный момент протона $\mu_p = 2{,}79\mu_N$, нейтрона – $\mu_n = -1{,}91\mu_N$. Здесь $\mu_N = e\hbar/2\pi m_p c = 5{,}05\cdot10^{-26}$ Дж/Тл $= 3{,}15\cdot10^{-8}$ эВ/Тл – ядерный магнетон.

Для сравнения: собственный магнитный момент электрона $\mu_e = \mu_B$, где $\mu_B = e\hbar/2\pi m_e c = 5{,}79\cdot10^{-5}$ эВ/Тл – магнетон Бора. Отношение $\mu_N / \mu_B \sim 0{,}5\cdot10^{-3}$. Магнитные моменты ядер в основных и низковозбужденных состояниях не превосходят $10\mu_N$, поэтому явления, связан-

ные с ядерным магнетизмом, не отражаются в макроскопических магнитных свойствах веществ.

е) По современным представлениям, нуклоны имеют внутреннюю структуру. Например, протон есть совокупность трех *кварков* (u, u, d), которые связаны *глюонным* полем, нейтрон же имеет структуру (u, d, d). Такая внутренняя структура характерна не только для протона и нейтрона. Имеется шесть типов кварков (d, u, s, c, b, t), вместе с их античастицами всего – 12 кварков (см. Табл. 1.1 и 1.2 [1]). Различные сочетания из этих кварков дают большое количество *протяженных* (т.е. имеющих структуру) частиц – *адронов*. Адроны, состоящие из трех кварков, называются *барионами* (количество их, с учетом антибарионов, равно 290), все они имеют барионный заряд B = 1. Если адрон состоит из кварка и антикварка, то он относится к классу *мезонов* (B = 0) и число возможных мезонов (вместе с антимезонами) равно 171 (см. Табл. 1.3). Барионы являются фермионами, а мезоны – бозонами. Общее свойство адронов – они участвуют в *сильном взаимодействии*. Говоря о кварковой структуре адронов нужно помнить, что отдельные кварки никогда никто не наблюдал. Это означает, что те комбинации, в которые дозволено объединиться кваркам (тройки и пары), нерушимы. Об этом свидетельствует *закон сохранения барионного заряда* во всех взаимодействиях (сильном, слабом и электромагнитном). Точнее пока, при достижимых на сегодня энергиях сталкивающихся частиц, не обнаружено нарушение этого закона.

Кроме кварков, обладающих свойствами фермионов, имеется группа лептонов, это также фермионы (e, ν_e, μ, ν_μ, τ, ν_τ) и столько же антилептонов. Лептоны не участвуют в сильном взаимодействии. Кварки (антикварки) и лептоны (антилептоны) составляют *фундаментальные фермионы*. Кварки и лептоны на современном уровне знаний считаются *точечными*, т.е. бесструктурными. Имеется также группа *фундаментальных бозонов* (γ, g, W и Z), представляющих кванты электромагнитного, сильного (глюонного) и слабого (W и Z) взаимодействий.

Таблица 1.1

Фундаментальные фермионы

Поколения		1	2	3	Заряд Q
Кварки	верхние нижние	u d	c s	t b	+2/3e –1/3e
Лептоны	нейтрино заряженные	ν_e e	ν_μ μ	ν_τ τ	0 –1e

Таблица 1.2

Кварки (спин 1/2, четность +, барионный заряд 1/3)

Характеристика	Обозна-чение	Тип кварка (аромат)					
		d	u	s	c	b	t
Электрический заряд	Q	–1/3e	+2/3e	–1/3e	+2/3e	–1/3e	+2/3e
Изоспин	I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина	I_3	–1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность	S	0	0	–1	0	0	0
Charm	C	0	0	0	+1	0	0
Bottom	B	0	0	0	0	–1	0
Top	T	0	0	0	0	0	+1
Масса в составе адрона, ГэВ		0.33	0.33	0.51	1.8	5	174

Таблица 1.3

Фундаментальные частицы
(фермионы и бозоны) и адроны

		Количество возможных частиц
Фундаментальные фермионы	Кварки/антикварки Лептоны/антилептоны	12 12
Бозоны	Фундаментальные бозоны/антибозоны (γ, g, $\overline{g}$, $W^{\pm}$, Z)	6
Адроны	Барионы/антибарионы Мезоны/антимезоны	290 171
	Всего	491

Имеющиеся на сегодня физические модели фундаментальных взаимодействий во многом построены на основе обработки результатов экспериментов по столкновению частиц. Более подробные сведения об этих экспериментах, о превращениях частиц, об их классификации содержатся в [1].

2) Состав ядра. Изотопы, изобары

Физические свойства ядра однозначно определяются его нуклонным составом, т.е. числом протонов и числом нейтронов. Общепринято для обозначения состава ядра использовать общее число нуклонов A – *массовое число* (*барионный заряд*) и число протонов Z – *атомный номер* (*электрический заряд*).

Для обозначения ядра достаточна запись (A,Z), однако принята следующая форма записи: ${}_{Z}X^{A}$, где X – химический символ элемента с атомным номером Z. Например, ${}_{1}H^{1}$ – ядро атома водорода (протон), ${}_{6}C^{12}$ – ядро атома углерода, ${}_{79}Au^{197}$ – ядро атома золота.

Изотопы – это ядра с одинаковым Z, отличающиеся значением A (числом нейтронов). Например, ${}_{1}H^{1}$, ${}_{1}H^{2}$, ${}_{1}H^{3}$ – изотопы водорода, ${}_{82}Pb^{207}$, ${}_{82}Pb^{208}$, ${}_{82}Pb^{210}$ – изотопы свинца.

Физические свойства веществ, различающихся изотопным составом какого-либо элемента, во многом схожи (исключение составляют изотопы водорода и гелия), однако эти различия используются при выделении определенных изотопов из смеси, например, в производстве ядерного топлива и ядерных боеприпасов, изготовлении изотопных препаратов для медицины, промышленности, научных исследований. Ядерные (квантовые) характеристики различных изотопов одного и того же элемента различаются очень сильно.

Большинство элементов в природе представляют собой смесь стабильных и долгоживущих изотопов: водород (${}_{1}H^{1}$ ~ 100%, ${}_{1}H^{2}$ – 0,015%), магний (${}_{12}Mg^{24}$ – 79%, ${}_{12}Mg^{25}$ – 10%, ${}_{12}Mg^{26}$ – 11%). Здесь указано относительное содержание изотопа в естественной смеси.

При описании вещества, содержащего не природную смесь изотопов элемента, а один из них, принято говорить, что это вещество

содержит *нуклид* X^A (например $Fe^{55}Cl_2$) или обогащено нуклидом ${}_ZX^A$ до m%.

Изобары – это ядра с одинаковым значением A и различными Z: ${}_1H^3$, ${}_2He^3$; ${}_5B^{12}$, ${}_6C^{12}$, ${}_7N^{12}$; ${}_5B^{14}$, ${}_6C^{14}$, ${}_7N^{14}$. Изобары с близкими значениями Z имеют схожие квантовые (ядерные) характеристики.

В природе (в земных условиях и в метеоритах) найдено около 300 нуклидов с $1 \le Z \le 92$, $1 \le A \le 238$. Всего известно более 2000 нуклидов с $Z < 114$ и $A < 270$.

3) Межнуклонные взаимодействия

Силы, удерживающие нуклоны в ядре – *ядерные силы*, обусловлены самым интенсивным из четырех известных фундаментальных взаимодействий – *сильным взаимодействием*. Наряду с ядерными силами между нуклонами действуют *силы электромагнитного взаимодействия*, основную часть которых составляют силы кулоновского отталкивания протонов. Вклад кулоновских сил в энергию связи ядра составляет не более 15% у самых тяжелых ядер и совсем незначителен у легких.

Третий вид взаимодействия – *слабое взаимодействие*, является универсальным. В этом взаимодействии участвуют все частицы, кроме фотона. Относительная интенсивность слабого взаимодействия крайне мала по сравнению с сильным и электромагнитным, тем не менее, именно слабое взаимодействие ответственно за один из видов радиоактивности – бета-распад (см. Гл. 4). О различных взаимодействиях см. также Гл. 4.

Определяющими свойствами ядерных сил является их **большая интенсивность** и **короткодействие**. Представление об интенсивности ядерных сил может дать величина энергии, которая необходима для отрыва нуклона от ядра. Она колеблется в пределах 2-20 МэВ. (Для сравнения – энергия ионизации К-оболочки тяжелого атома 100 кэВ, внешней валентной оболочки – порядка 10 эВ и менее.)

Интенсивностью ядерных сил определяются энергетические характеристики ядра (энергия связи, энергия возбуждения и т.д.) и скорость протекания самых быстрых внутриядерных процессов, напри-

мер, время установления равновесия после «встряски», вызванной взаимодействием ядра с быстрой частицей. Это время по порядку величины имеет значение *характерного ядерного времени*, времени, необходимого для прохождения релятивистской частицы через ядро $\boldsymbol{\tau_N = 2\, R_N/c \sim 10^{-22}}$ **с**, где $\mathbf{R_N}$ – радиус ядра.

Ядерные силы действуют между нуклонами, находящимися один от другого на расстоянии не более $\boldsymbol{a = 1{,}7\cdot 10^{-15}}$ **м** – *радиуса действия ядерных сил*. Это их свойство получило название *короткодействие*. Размеры ядер и величина эффективного поперечного сечения ядерных реакций обусловлены в основном короткодействием ядерных сил, им же отчасти обусловлено *свойство насыщения ядерных сил* (см. ниже). На расстояниях меньших $0{,}4\cdot 10^{-15}$ м притяжение между нуклонами сменяется очень сильным отталкиванием.

4) Размеры и форма ядер

Ядро является квантовой системой, состояние которой описывается волновой функцией. Волновая функция ядра (в координатном представлении) $\psi(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}, \ldots \mathbf{r_i} \ldots \mathbf{r_A}, t)$, где $\mathbf{r_i}$ – радиус вектор i-го нуклона, t – время, имеет простой физический смысл. Величина $|\psi(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2} \ldots \mathbf{r_i} \ldots \mathbf{r_A}, t)|^2$ есть плотность вероятности того, что i-й нуклон находится около точки с координатами $\mathbf{r_i}$. Волновая функция позволяет записать выражение для распределения плотности массы в ядре:

$$\frac{M}{A}\int d^3\mathbf{r}_1 \ldots d^3\mathbf{r}_A \psi^*(\mathbf{r}_1 \ldots \mathbf{r}_A)\sum_{i=1}^{A}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)\psi(\mathbf{r}_1 \ldots \mathbf{r}_A) = \rho(\mathbf{r}),$$

где M – масса ядра.

Аналогично можно определить плотность распределения заряда:

$$\int d^3\mathbf{r}_1 \ldots d^3\mathbf{r}_A \psi^*(\mathbf{r}_1 \ldots \mathbf{r}_A)\sum_{i=1}^{A} e_i\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)\psi(\mathbf{r}_1 \ldots \mathbf{r}_A) = \rho_e(\mathbf{r}),$$

где e_i – заряд i-го нуклона.

Теоретический расчет $\rho_e(\mathbf{r})$ затруднен ввиду отсутствия точных волновых функций ядра. Поэтому часто используют приближенные выражения для $\rho(\mathbf{r})$ и $\rho_e(\mathbf{r})$. Например, $\rho_e(\mathbf{r})$ играет существенную роль при рассеянии быстрых электронов на ядре. Простейшим приближе-

нием к $\rho_e(\mathbf{r})$, описывающим эти эксперименты, является двухпараметрическое *распределение Ферми*. Оно имеет вид (предполагается сферическая форма ядра):

$$\rho_e(\mathrm{r}) = \frac{\rho_e(0)}{1+\exp\left((\mathrm{r}-R)/a\right)} \qquad (1.1)$$

Параметр R, входящий в это выражение, можно отождествить с радиусом ядра ($R_N = R$).

Для ядер с $A > 20$ можно зависимость R от A представить

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}, \qquad (1.2)$$

где $r_0 \approx 1{,}2 \cdot 10^{-15}$ м – константа. В действительности форма многих ядер отличается от сферической. Для таких ядер формула (1.2) дает некоторое усредненное значение радиуса ядра.

Другие важные свойства ядерных сил мы рассмотрим по мере необходимости в следующих разделах.

1.2. Энергия связи ядра

1) Энергия покоя ядра

Энергия покоя ядра – это релятивистская энергия покоящегося ядра $E^0 = M^0c^2$, где M^0 – его *масса покоя*. В дальнейшем индекс при M и слово «покоя» использоваться не будут, и во всех не оговоренных особо случаях будет подразумеваться масса покоя.

Энергия покоя ядра (A,Z) всегда меньше суммарной энергии покоя не взаимодействующих Z протонов и (A–Z) нейтронов:

$$M(A,Z)\, c^2 < [Zm_p + (A - Z)m_n]c^2 . \qquad (1.3)$$

Это неравенство можно рассматривать как условие существования связанного состояния системы нуклонов.

Величина

$$E_{св}(A,Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A,Z)]c^2 \qquad (1.4)$$

называется *энергией связи ядра* относительно всех нуклонов. Очевидно, что $E_{св} > 0$ для всех ядер (в том числе и радиоактивных).

Энергия связи ядра является одной из основных характеристик ядра. С величиной энергии связи кореллирует распространенность (процентное содержание) нуклидов во Вселенной, ею определяются их радиоактивные свойства, выход ядерных реакций и др. Кроме того, возможность весьма точного измерения масс ядер и нуклонов (относительная точность достигает 10^{-6}) позволила получить надежные данные об энергии связи большого числа стабильных и радиоактивных ядер.

В качестве примера приведем значение $E_{св}$ трех ядер: $E({}_1H^2)$ = E(2, 1) = 2,2 МэВ; $E({}_{79}Au^{197})$ = E(197, 79) = 1560 МэВ, $E({}_{92}U^{238})$ = E(238, 92) = 1800 МэВ (см. также Табл. П2. Приложения).

Для расчетов и, в особенности, для анализа физических свойств ядер удобно использовать *удельную энергию связи* $\varepsilon = E_{св}/A$. Для ядер, приведенных выше, имеем ε(2, 1) = 1,1 МэВ, ε(197, 79) = 7,92 МэВ, ε(238, 92) = 7,56 МэВ.

По аналогии с (1.4) можно ввести *энергию связи фрагментов ядра*. Любую мыслимую совокупность нуклонов (A_i,Z_i) можно выбрать в качестве фрагмента. Ядро в целом можно представить как систему связанных фрагментов

$$(A,Z) = \sum_{i=1}^{N}(A_i,Z_i),\ \sum_{i=1}^{N}A_i = A,\ \sum_{i=1}^{N}Z_i = Z,$$

где N – число фрагментов. Ограничившись для удобства N = 2, запишем:

$${}_A X^Z = {}_{A_1}Y_1^{Z_1} + {}_{A_2}Y_2^{Z_2},$$

и определим энергию связи фрагментов ядра как

$$E_{св}(Y_1,Y_2) = [M(A_1,Z_1) + M(A_2,Z_2) - M(A,Z)]c^2 . \qquad (1.5)$$

В отличие от $E_{св}(A,Z) > 0$, энергия связи фрагментов может быть и положительной и отрицательной. Если $E_{св}(Y_1,Y_2,...,Y_N) < 0$, то возможен самопроизвольный распад ядра на фрагменты – *радиоактив-*

ность (например альфа-распад, описываемый соотношением (2.1), самопроизвольное деление тяжелых ядер и др.). Заметим, что вблизи **дорожки стабильности** (A,Z_m) (см. ниже) $E_{св}(Y,p) > 0$ и $E_{св}(Y,n) > 0$, т.е. самопроизвольный вылет нуклона из невозбужденного ядра невозможен.

2) Формула Вайцзеккера для энергии связи

Согласно выражению (1.4), энергия связи для ядра (A,Z) может быть определена, если измерить массу этого ядра. Значения энергии связи ядер, определенные таким образом, удается описать полуэмпирической формулой Вайцзеккера, в зависимости от их нуклонного состава

$$E_{св.В}(A,Z) = a_1A - a_2A^{2/3} - a_3Z(Z-1)\,A^{-1/3} - a_4A^{-1}(A/2 - Z)^2 + da_5A^{-3/4} \quad (1.6)$$

Здесь a_1 =15,75 МэВ, a_2 =17,8 МэВ, a_3 = 0,71 МэВ, a_4 = 94,8 МэВ, a_5 = 34 МэВ – константы, найденные по экспериментальным значениям $E_{св}$ для нескольких ядер, коэффициент d принимает значения: «+1» – если A и Z четные; «0» – если A нечетное и «–1» – если A четное, Z нечетное.

Обсудим физический смысл отдельных слагаемых в формуле Вайцзеккера. Смысл первого слагаемого заключается в том, что каждый нуклон взаимодействует с ближайшими соседями, и для бесконечного протяженного ядра энергия связи, приходящаяся на один нуклон, есть постоянная величина a_1. Полная энергия связи находится умножением этой величины на A. Но ядро имеет конечные размеры, и на нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, приходится меньше энергии связи. Этот «дефицит» энергии пропорционален поверхности ядра ($A^{2/3}$) и он берется со знаком минус (второе слагаемое). Третий член учитывает энергию кулоновского отталкивания протонов. Появление четвертого слагаемого объясняется тем, что нуклоны в ядре – фермионы и подчиняются принципу Паули. Каждый нижайший энергетический уровень в системе нуклонов может быть занят протоном и нейтроном (если бы ядро состояло из одних протонов, на каждом энергетическом уровне мог бы находиться только один протон). По-

этому максимальная энергия связи будет при Z = N или когда (A/2 – Z) достигает минимума по абсолютной величине. Формула (1.6) с учетом первых четырех слагаемых достаточно хорошо описывает энергию связи всей совокупности четно-нечетных или нечетно-четных (четное число нейтронов и нечетное число протонов или наоборот) ядер. Кроме этого есть семейство четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Для удовлетворительного описания энергии связи этих двух совокупностей ядер в формулу (1.6) введено пятое слагаемое, где параметр d для двух последних групп ядер равен +1 или –1, соответственно. Итак, три значения d (0, +1, –1) делают эмпирическую формулу (1.6) пригодной для описания энергии связи ядер с любым нуклонным составом.

Соотношение (1.6) в координатах (Z, A–Z, $E_{св.В}$) представляет собой семейство поверхностей в трехмерном пространстве. Сечения этих поверхностей плоскостями A = const есть параболы вида

$$E_{св.В} = -BZ^2 + CZ + D, \qquad (1.7)$$

где B > 0, C > 0, D > 0 – величины, зависящие от A, причем D принимает три значения $D_1 > D_2 > D_3$, соответствующие трем значениям коэффициента d. Множество значений Z_m, $A–Z_m$ (Z_m соответствует вершине параболы для данного A), соответствующих составам наиболее устойчивых ядер, при изменении A образует «*дорожку стабильности*» в системе координат Z – N = A – Z:

$$Z_m \approx (A/2)\{1 + 0{,}008\ A^{2/3}\}^{-1}. \qquad (1.8)$$

Величина $\{1+0{,}008\ A^{2/3}\}^{-1}$ изменяется с изменением массового числа от 1 для легких ядер (A < 40) до 0,75 для тяжелых ядер.

Наиболее информативной характеристикой энергии связи ядер является удельная энергия связи, приходящаяся на один нуклон $\varepsilon = E_{св}/A$. На рис. 1.1 представлена зависимость экстремальных значений $\varepsilon_B(A,Z_m)$, вычисленная по формуле (1.6) (сплошная кривая) и экспериментальные значения удельной энергии связи для четно-четных ядер (d = +1). Систематические отклонения экспериментальных значений ε от теоретических имеют место вблизи т.н. *магических чисел* Z и A–Z: Z = 2, 8, 20, 50, 82; A–Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Такое пове-

дение ε в области магических чисел Z и A–Z объясняется в рамках оболочечной модели ядра [1].

3) Насыщение ядерных сил

Качественный анализ кривой на рис. 1.1 обнаруживает важное свойство ядерных сил. В интервале значений $20 < A < 240$ величина $\varepsilon(A,Z_m)$ изменяется незначительно ($\varepsilon(A = 20) = 8$ МэВ, $\varepsilon(A = 60) = 8{,}8$ МэВ, $\varepsilon(A = 240) = 7{,}5$ МэВ) причем, если исключить влияние кулоновского отталкивания между протонами (третий член в (1.6)), то спад величины удельной энергии связи при $A > 60$ станет значительно слабее. Причиной такого постоянства удельной энергии связи является *насыщение ядерных сил*. Каждый нуклон может взаимодействовать только с ограниченным числом нуклонов, и если число нуклонов в ядре превышает его, то изменений в энергии взаимодействия нуклона с остальной частью ядра при изменении числа A не будет. Изменения удельной энергии связи при $A < 60$ обусловлены ненасыщенностью взаимодействия нуклонов, находящихся на поверхности ядра, их роль тем значительнее, чем меньше A (меньше радиус ядра). В формуле (1.6) влияние поверхности ядра описывается вторым членом.

Насыщение ядерных сил обусловлено отчасти их короткодействием и отталкиванием нуклонов на расстояниях меньше $0{,}4\cdot10^{-15}$ м, а также обменным характером взаимодействия нуклонов, что делает их похожими на силы химической ковалентной связи.

В основе выше приведенных суждений (при определении энергии связи, при анализе свойства насыщения ядерных сил и т.д.) лежит «капельная» модель ядра (см. [1])

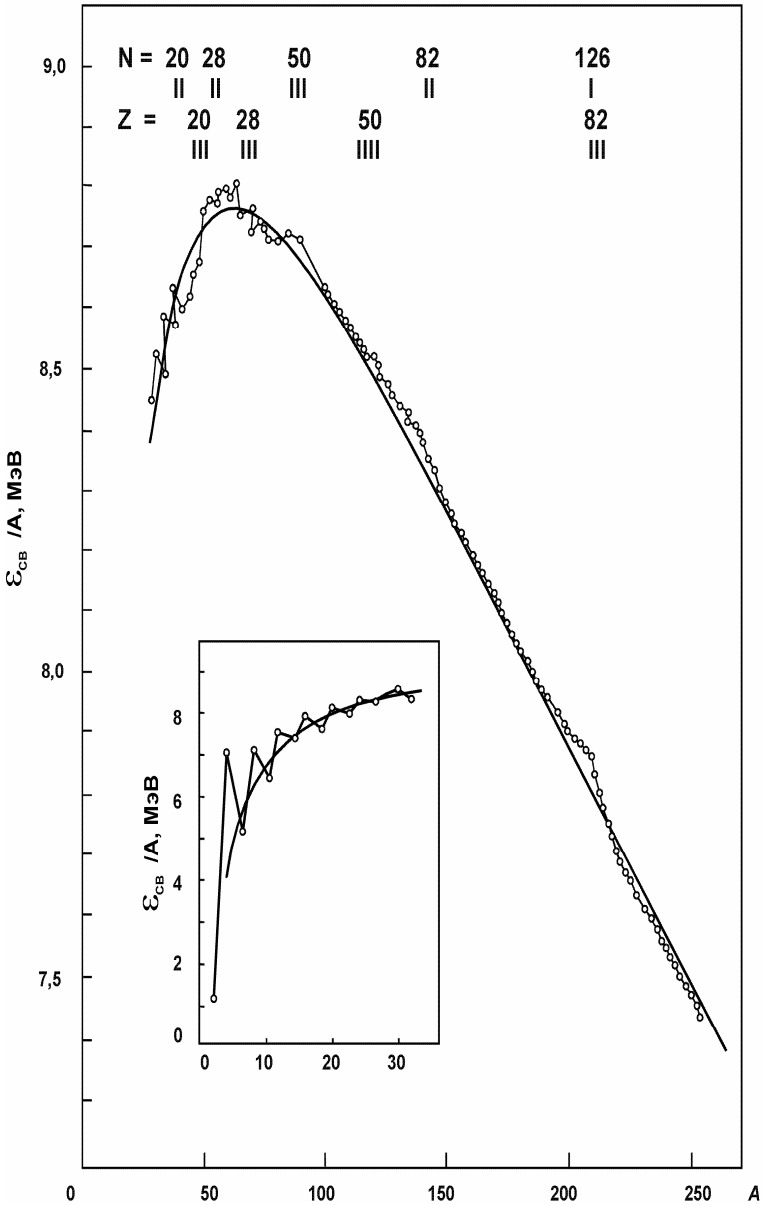


Рис. 1.1. Экспериментальная зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа А.

1.3. Спин ядра. Электрический квадрупольный момент. Четность состояния

По аналогии с электронной оболочкой атома ядро может иметь механический момент, который называют спином ядра. Спин ядра обусловлен двумя вкладами:

1) собственными (спиновыми) моментами нуклонов (s_p и s_n) и
2) орбитальными моментами нуклонов l за счет их финитного движения в ядре.

Второй (орбитальный) вклад в соответствие с квантовой механикой углового момента представляется модулем

$$|\mathbf{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}\,, \qquad (1.9)$$

или, если принять $\hbar=1$ (этой системой единиц мы будем пользоваться в дальнейшем),

$$|\mathbf{l}| = \sqrt{l(l+1)}\,,$$

где l – орбитальное квантовое число, возможные значения которого равны $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$

Величина $\mathbf{l}^2$ является интегралом движения свободной частицы и частицы, движущейся в центрально-симметричном силовом поле. Ориентация $\mathbf{l}$ в пространстве квантуется: проекция вектора $\mathbf{l}$ на выделенное направление l_z = m, m – магнитное квантовое число, m = $\pm l$, $\pm(l-1),\ldots,0$, всего возможно $2l+1$ значение.

В основном состоянии ядра движение отдельного нуклона можно рассматривать как движение в усредненном поле, создаваемом остальными нуклонами, характеризуемое определенным значением орбитального момента $\mathbf{l}$, подобно движению электрона многоэлектронного атома (см. «оболочечная» модель ядра [1]).

Спиновые моменты нуклонов $\mathbf{s} = s_p = s_n$ обладают аналогичными свойствами (в единицах $\hbar=1$):

$|\mathbf{s}| = \sqrt{s(s+1)}$, $s=1/2$, $s_z = m_s$ $m_s = \pm$ ½ – спиновое магнитное квантовое число.

Большая интенсивность и короткодействие ядерных сил порождают сильное спин-орбитальное взаимодействие, в результате чего энергетическое состояние нуклона определяется его полным моментом (ср. с j-j связью электронов атомной оболочки)

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s},$$

подчиняющимся тем же правилам квантования: $j = l \pm 1/2$, $|\mathbf{j}| = \sqrt{j(j+1)}$, $j_z = m_j$ $m_j = \pm j$, $\pm(j-1)$ … $\pm 1/2$. Межнуклонное взаимодействие приводит также к зависимости энергии ядра от взаимной ориентации полных моментов нуклонов, находящихся в одинаковых квантовых состояниях, например, для двух нуклонов i-го и k-го с $j_i = j_k$ минимум энергии имеет место при $m_{ji} = -m_{jk}$, т.е. при $\mathbf{j_i} + \mathbf{j_k} = 0$.

Это свойство межнуклонного взаимодействия получило название *эффекта спаривания.*

Спин ядра в основном состоянии **I** есть векторная сумма полных моментов нуклонов:

$$\mathbf{I} = \sum_{i=1}^{A} \mathbf{j}_i \qquad (1.10)$$

Благодаря эффекту спаривания значение спина невелико как у легких, так и у тяжелых ядер. В частности у всех четно-четных ядер спин равен нулю.

Ядра, спин которых отличен от нуля, обладают также магнитным дипольным моментом

$$\boldsymbol{\mu} = g(A,Z)\, \mu_N\, \mathbf{I}, \qquad (1.11)$$

где g(A,Z) – ядерный g-фактор, величина которого определяется свойствами ядра, μ_N – ядерный магнетон. В качестве числовой характеристики магнитного момента принято использовать величину

$$\mu = \mu_{z\,max} = g(A,Z)\, \mu_N\, I. \qquad (1.12)$$

Электрический квадрупольный момент Q характеризует пространственное распределение электрического заряда ядра и определяется соотношением

$$eQ = \int \rho_e(\mathbf{r})(3z^2 - r^2)d^3\mathbf{r} \ , \qquad (1.13)$$

где $\rho_e(\mathbf{r})$ – плотность электрического заряда в точке **r** внутри ядра (система координат связана с ядром, начало координат в центре ядра, а ось z выбрана так, что Q имеет максимальное значение). Для ядер со сферически симметричным распределением заряда Q = 0, для распределения в виде вытянутого вдоль оси z эллипсоида вращения Q > 0, для сплюснутого эллипсоида – Q < 0. Электрический квадрупольный момент ядра проявляется в частности во взаимодействии последнего с неоднородными электрическими полями, создаваемыми электронным окружением ядра в кристаллах. Энергия этого взаимодействия зависит от ориентации ядра (вектора спина) относительно осей кристалла.

Взаимодействие магнитного момента ядра и его электрического квадрупольного момента, соответственно, с магнитным полем и с градиентом электрического поля, формирующихся на ядре, представляет собой *сверхтонкое взаимодействие* атома (иона). Это взаимодействие обнаруживается в оптических спектрах, спектрах электронного и ядерного магнитного резонанса, в мессбауэровских спектрах и тем самым позволяет изучать строение вещества в конденсированном состоянии.

Важной характеристикой квантового состояния ядра является *четность волновой функции*, или просто *четность состояния* P. Не затрагивая существа вопроса, укажем лишь, что четность состояния может быть +1 (положительная четность) или –1 (отрицательная четность).

Четность замкнутой системы, в которой происходят процессы (распады или реакции) с участием сильного и электромагнитного (но не слабого) взаимодействий, является сохраняющейся величиной (закон сохранения четности). Проявления этой закономерности в ядерных процессах будут проиллюстрированы ниже в следующих разделах (напр. гл. 4).

При задании квантового состояния ядра указывается его энергия, спин и четность (энергия, спин^{четность}): E_i, I_i^+; E_k, I_k^-. Для описания энергетических состояний нуклонов в ядре или для описания возможных возбужденных состояний ядра часто используются энергетические диаграммы; на рис. 1.2 приведен пример энергетической диаграммы ядра (основного (E=0) и возбужденных состояний).

$_{19}K^{39}$

I^p	E, МэВ
$9/2^-$	3,598
$3/2^-$	3,019
$7/2^-$	2,814
$1/2^+$	2,523
$3/2^+$	0

Рис. 1.2. Энергетическая диаграмма ядра $_{19}K^{39}$ в основном и возбужденных состояниях.

1.4. Контрольные вопросы и задачи

1. Какие элементарные частицы называют адронами?
2. Оцените диапазон изменения радиуса ядра в интервале $20 < A < 200$.
3. Сравните энергию ионизации 1 моля атомарного водорода и энергию превращения 1 моля дейтерия в водород (например, в реакции $\gamma + {}_1H^2 \rightarrow {}_1H^1 + {}_0n^1$).
4. Как проявляются свойства ядерных и кулоновских сил в величине энергии связи ядра?
5. Перечислите возможные различия в свойствах ядер-изотопов.
6. Чем качественно отличаются «параболы» (1.7) для легких ядер (A = 40) и более тяжелых (например, A = 160)?

ГЛАВА 2. РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

При определенных условиях ядра (а также элементарные частицы) подвержены *превращениям*, необратимым изменениям своего состава и свойств. Превращения, происходящие в результате столкновений ядер и (или) частиц, называются *ядерными реакциями*. Число вариантов таких превращений не ограничено. Некоторые ядра и подавляющее большинство элементарных частиц испытывают самопроизвольные превращения – *распады*. Самопроизвольное превращение ядер называется *радиоактивным распадом*, или *радиоактивностью*. В этой главе дается общее описание явления радиоактивности. Детальному рассмотрению различных механизмов радиоактивного распада посвящены последующие главы.

2.1. Виды радиоактивного распада. Общие закономерности. Происхождение радиоактивности

1) Естественная радиоактивность

Подавляющее большинство радиоактивных ядер получены искусственным путем в ядерных реакторах или на ускорителях. Естественная радиоактивность (на Земле) обусловлена долгоживущими изотопами и образованием радиоактивных ядер в верхних слоях атмосферы под действием космического излучения. Долгоживущие изотопы, наряду со стабильными, являются продуктом ядерного синтеза в звездах и сохранились благодаря тому, что их периоды полураспада сравнимы с возрастом Солнечной системы. Основной вклад в естественную радиоактивность дают долгоживущие нуклиды: ${}_{19}K^{40}$, ${}_{90}Th^{232}$, ${}_{92}U^{235}$, ${}_{92}U^{238}$, причем последние три образуют цепочки (семейства) последовательно превращающихся друг в друга радиоактивных элементов. Все эти элементы содержатся в твердых породах и воде, создавая естественный радиоактивный фон. Относительно долгоживущие члены семейства ${}_{92}U^{238}$ – радий ${}_{88}Ra^{226}$ и продукт его распада ${}_{86}Rn^{222}$

играют особую, самостоятельную роль в формировании естественного фона. Главными космогенными нуклидами являются $_6C^{14}$ – радиоуглерод и $_1H^3$ – тритий.

2) Виды радиоактивных превращений

Наиболее распространенными являются два вида радиоактивных превращений: альфа-распад и бета-распад. Альфа-распад наблюдается у тяжелых ядер (Z > 82), его можно представить схемой:

$$_ZX^A \rightarrow {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_2He^4. \qquad (2.1)$$

Образующееся ядро гелия – альфа-частица вылетает из ядра, имея большую кинетическую энергию (2-10 МэВ).

Бета-распад – это процесс, связанный с переходом одного из нуклонов ядра в другое квантовое состояние и сопровождающийся *рождением* и испусканием легких частиц (лептонов). Например:

$$_{19}K^{40} \rightarrow {}_{20}Ca^{40} + e^- + \tilde{\nu}_e \qquad (n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e),$$

$$_{19}K^{40} \rightarrow {}_{18}Ar^{40} + e^+ + \nu_e \qquad (p \rightarrow n + e^+ + \nu_e)$$

$$e^- + {}_{19}K^{40} \rightarrow {}_{18}Ar^{40} + \nu_e \qquad (e^- + p \rightarrow n + \nu_e),$$

где e^- и e^+ – электрон и его античастица – позитрон; ν_e и $\tilde{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино.

Третий вид радиоактивного излучения – гамма излучение, в подавляющем большинстве случаев является процессом, сопровождающим альфа- или бета-распад. Ядро-продукт альфа- или бета-распада (дочернее ядро) образуется не в основном, а в возбужденном состоянии. Переходя в нижележащие энергетические состояния, ядро излучает фотон высокой энергии – гамма-квант или несколько гамма-квантов. Вероятность образования при распаде возбужденного состояния меньше единицы, вследствие чего среднее число квантов, приходящихся на один распад, не обязательно целое число. Рассмотрим в качестве примера распад достаточно широко применяемого источника гамма-излучения Co^{60}:

$_{27}Co^{60} \rightarrow {}_{28}Ni^{60**} + e^- + \tilde{\nu}_e$ (почти 100% распадов),

$_{28}Ni^{60**} \rightarrow {}_{28}Ni^{60*} + \gamma$,

$_{28}Ni^{60*} \rightarrow {}_{28}Ni^{60} + \gamma$,

где $_{28}Ni^{60**}$, $_{28}Ni^{60*}$ и $_{28}Ni^{60}$ – дочернее ядро никель-28 во втором, первом возбужденных и основном состояниях соответственно.

Известны и другие виды радиоактивных превращений: нейтронная, протонная радиоактивность, спонтанное деление тяжелых ядер и др., на рассмотрении которых мы не будем останавливаться.

3) Энергия распада. Энергетический спектр продуктов распада

Радиоактивный распад, как всякий самопроизвольный процесс, происходит с уменьшением энергии покоя системы. Если изобразить процесс распада ядра обобщенной схемой

$$X_i \rightarrow X_f + b_1 + b_2 + \dots , \qquad (2.2)$$

где X_i – исходное (материнское) ядро, X_f – дочернее ядро, b_1, b_2, ... – легкие частицы, то можно написать:

$$M(X_i) > M(X_f) + M(b_1) + M(b_2) + \dots . \qquad (2.3)$$

Закон сохранения энергии для рассматриваемой системы имеет вид:

$$M(X_i)c^2 = M(X_f)c^2 + E(X_f) + M(b_1)c^2 + E(b_1) + M(b_2)c^2 + E(b_2) + \dots , \qquad (2.4)$$

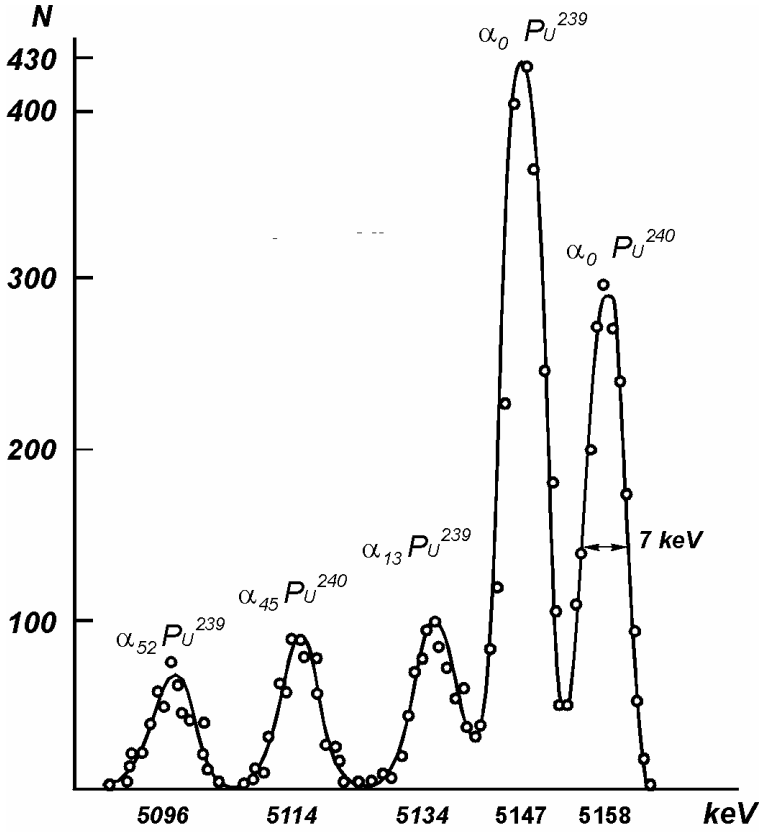
где $E(X_f)$, $E(b_i)$ – кинетические энергии продуктов распада (материнское ядро покоилось). Величина

$$\Delta E = E(X_f) + E(b_1) + E(b_2) + \dots = \{M(X_i) - [M(X_f) + M(b_1) + M(b_2) + \dots]\}c^2 \qquad (2.5)$$

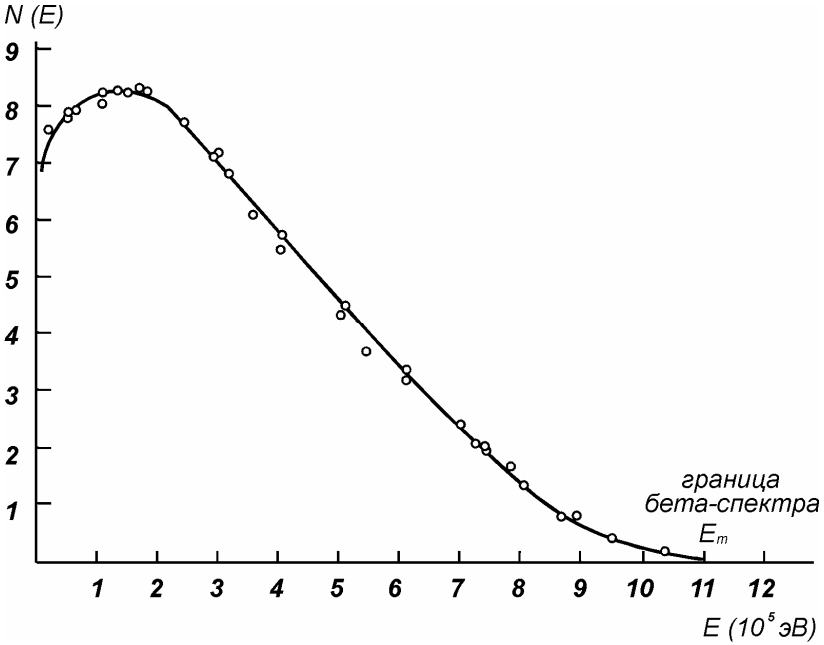
называется энергией распада, или энергетическим выходом.

Кинетическая энергия, приходящаяся на долю каждого из продуктов распада, находится в обратной зависимости от его массы. При альфа-распаде альфа-частица уносит более 98% энергии распада, остающиеся 2% составляют *энергию отдачи* дочернего ядра. При бета-распаде на долю ядра приходится $(10^{-3} \div 10^{-4})\ \Delta E$.

Полное энергетическое описание распада данного нуклида должно содержать возможные значения энергии частиц и долю частиц для каждого значения энергии. Такая информация содержится в *энергетическом спектре* частиц-продуктов распада. Энергетический спектр может быть представлен таблицей, формулой или графиком.



α - спектр смеси изотопов Pu^{239} и Pu^{240}



а

б

Рис. 2.1. Энергетические спектры: (а) – альфа-спектр смеси изотопов Pu^{239} и Pu^{240} и (б) – бета-спектр RaE.

На рис. 2.1 представлены энергетические спектры альфа-частиц (а) и электронов бета-распада (б).

4) Схема распада

Практически удобной формой представления распада нуклида является *схема распада*, содержащая качественную и количественную информацию.

На рис. 2.2 приведена схема распада ядра K^{40} с необходимыми пояснениями.

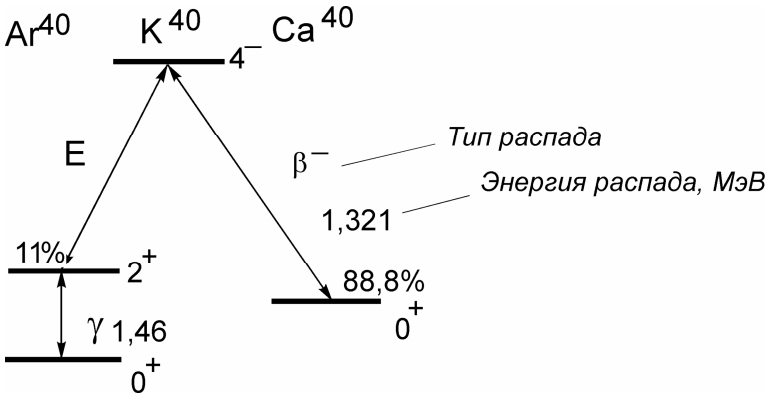


Рис. 2.2. Схема распада ядра K^{40}.

5) Закон радиоактивного распада. Активность. Радиоактивное равновесие

Распад ядра радиоактивного изотопа является случайным процессом и, как показывает опыт, не зависит от внешних условий (точнее – зависимость чрезвычайно слабая): агрегатного состояния вещества, содержащего нуклид, температуры, электромагнитных полей. Вероятность распада ядра в единицу времени λ, зависящая только от свойств ядра, называется *постоянной распада* нуклида. Постоянная распада не зависит от времени (ядра «не стареют»). Если в некоторый момент времени t в образце содержится N(t) радиоактивных ядер с постоянной распада λ, то в течение малого промежутка времени dt число ядер изменится в среднем на

$$dN = -N(t)\,\lambda\,dt \qquad (2.6)$$

ядер. Зависимость от времени числа радиоактивных ядер в образце, содержащем при t=0 $N_0 = N(0)$ таких ядер, имеет вид:

$$N(t) = N(0)\exp(-\lambda t)\,, \qquad (2.7)$$

эта формула описывает *закон радиоактивного распада*. График зависимости $\ln N(t) = \ln N(0) - \lambda t$ представляет собой прямую, тангенс угла

наклона которой равен $-\lambda$, что дает возможность графического определения постоянной распада.

Скорость распада радиоактивных ядер (и элементарных частиц) характеризуется также *средним временем жизни* ядра (частицы) τ:

$$\tau = \int_0^\infty t\lambda \exp(-\lambda t)dt = 1/\lambda \ , \qquad (2.8)$$

где t – время, которое просуществовала частица до распада.

Практически более удобным эквивалентом величины λ является *период полураспада* $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$, равный промежутку времени, за который распадается половина начального количества ядер ($N(T_{1/2})=N(0)/2$). Периоды полураспада естественных радиоактивных изотопов изменяются от изотопа к изотопу в очень широких пределах: $T_{1/2}({}_{84}Po^{212})=3\cdot10^{-7}$ с, $T_{1/2}({}_{90}Th^{232})=1{,}4\cdot10^{10}$ лет, $T_{1/2}({}_{82}Pb^{204})= 1{,}4\cdot10^{17}$ лет $\approx 4{,}3\cdot10^{24}$ с.

Число распадов, происходящих в образце за единицу времени (1с), называется *активностью* образца ***A***:

$$\boldsymbol{A} = |dN(t) / dt| = \lambda\, N(t) \ . \qquad (2.9)$$

Единица измерения активности 1 беккерель (Бк) = 1 распад/сек. (система единиц СИ). Ранее применялась внесистемная единица 1 кюри (Ки) = $3{,}7\cdot10^{10}$ Бк.

Часто оказывается, что в одном образце содержится несколько сортов радиоактивных ядер – радионуклидов. Активность такого образца равна сумме активностей, создаваемых каждым из радионуклидов, но зависимость ее от времени оказывается более сложной, чем зависимость (2.9) и ее вид может быть различным в зависимости от свойств и относительного содержания радионуклидов в образце. Рассмотрим достаточно простой и вместе с тем важный случай: образец содержит два генетически связанных (генетически зависимых) радионуклида (схема распада $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow Y$, т.е. дочерний продукт распада радионуклида X_1 также радиоактивен).

Зависимость количества ядер $N_1(t)$ нуклида X_1 от времени согласно (2.6) и (2.7) имеет вид:

$$dN_1/dt = -\lambda_1 N_1 \text{ и } N_1 = N_1(0)\exp(-\lambda_1 t)\,. \qquad (2.10)$$

Аналогичная зависимость для нуклида X_2:

$$dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \qquad (2.11)$$

т.е. изменение N_2 связано как с распадом ядер X_2 , так и с образованием их из ядер X_1 . Проинтегрировав последнее уравнение по времени, получим

$$N_2 = N_2(0)\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0)[\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (2.12)$$

Первый член этого соотношения описывает изменение числа ядер X_2, связанное с распадом начального количества этих ядер $N_2(0)$, второй – изменение, обусловленное распадом ядер X_1.

Запишем теперь суммарную активность препарата:

$$\mathsf{A}(t) = \mathsf{A}_1(t) + \mathsf{A}_2(t) = \lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2 = \qquad (2.13)$$

$$= \lambda_1 N_1(0)\exp(-\lambda_1 t) + \lambda_2 N_2(0)\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0)[\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] =$$

$$= \mathsf{A}_1(0)\exp(-\lambda_1 t) + \mathsf{A}_2(0)\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \mathsf{A}_1(0)[\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]$$

Характер зависимости (2.13) определяется соотношением величин λ_1, λ_2 и начальными условиями, т.е. значениями $N_1(0)$ и $N_2(0)$. Так если $\lambda_2 >> \lambda_1$ и $N_2(0) = 0$, то в течение промежутка времени $0 > t \geq 1/\lambda_2$ изменение активности препарата будет иметь вид:

$$\mathsf{A}(t) = \mathsf{A}_1(0) + \mathsf{A}_1(0)\,[1 - \exp(-\lambda_2 t)], \qquad (2.14)$$

т.е. активность будет расти со временем (активность материнского нуклида можно считать постоянной в течение указанного промежутка времени). При $t > (4 \div 5)/\lambda_2$, $\mathsf{A}(t) = 2\mathsf{A}_1$. Это означает, что число распадов дочерних ядер равно числу распадов материнских ядер

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2. \qquad (2.15)$$

Из (2.15) следует, что отношение N_1/N_2 остается постоянным – имеет место *радиоактивное равновесие*.

Можно показать, что равновесие имеет место и в цепочках превращений, состоящих из большего числа звеньев, и при других соотношениях постоянных распада нуклидов, составляющих цепочку, например, в упомянутых выше радиоактивных семействах. Большие значения периодов полураспада изотопов урана и тория, с которых начинаются эти семейства, обусловили применение еще одного названия радиоактивного равновесия – *вековое (секулярное) равновесие*. Применение (2.15) в сочетании с методами определения химического (элементного) состава радиоактивных препаратов позволяет измерить постоянные распада долгоживущих изотопов.

2.3. Контрольные вопросы и задачи

1. Чему равно среднее время жизни нейтрона: а) в свободном состоянии, б) в ядре с составом (2, 1), в) в ядре трития?
2. Вычислите энергию бета-распада ядра ${}_{47}Ag^{108}$ и альфа-распада ядра ${}_{88}Ra^{226}$.
3. Относительное содержание изотопов ${}_{92}U^{235}$ и ${}_{92}U^{238}$ на Земле 1:140. Какой была эта величина 2 млрд. лет назад?
4. Оцените относительное энергетическое разрешение в спектре альфа-распада на рис. 2.1.

ГЛАВА 3. АЛЬФА-РАСПАД

Альфа-распадом называется процесс испускания ядром (A,Z) ядра гелия $_2He^4$ (*альфа-частицы*):

$$X(A,Z) \rightarrow Y(A–4,Z–2) + {}_2He^4$$

Альфа частицы были впервые идентифицированы при анализе радиоактивного излучения. Так (первой буквой греческого алфавита) было названо излучение, состоящее из положительно заряженных частиц.

3.1. Основные закономерности альфа-распада

1) Область альфа-радиоактивных ядер

Альфа-распад возможен, когда выполняется энергетическое условие самопроизвольного процесса

$$M(A,Z) > M(A–4,Z–2) + M({}_2He^4), \qquad (3.1)$$

где M(A,Z), M(A–4,Z–2) и $M({}_2He^4)$ – массы покоя материнского (A, Z) и дочернего (A–4,Z–2) ядер и альфа-частицы, соответственно. Это условие выполняется почти для всех бета-стабильных ядер с массовым числом A > 140, однако в начале этой области массовых чисел альфа-распад обнаружен только у небольшого числа ядер из группы редкоземельных элементов (A = 140-160). Одним из самых легких альфа-радиоактивных ядер является изотоп самария $_{62}Sm^{146}$. Подавляющее большинство из 300 известных альфа-радиоактивных ядер – это ядра с Z > 82.

Таким образом, можно сделать вывод, что одного энергетического условия недостаточно для реализации альфа-распада ядер. Причина ограничений, имеющих место в области массовых чисел 160-200, будет рассмотрена ниже. Следует отметить, что эти ограничения не являются столь строгими как условие (3.1).

Естественных альфа-радиоактивных ядер тяжелее свинца (Z > 82, A > 200) около 30, Они образуют три радиоактивных «семей-

ства» – три цепочки генетически связанных изотопов, начинающихся с ядер $_{92}U^{238}$, $_{92}U^{235}$ и $_{90}Th^{232}$ и после ряда последовательных альфа- и бета-превращений заканчивающихся стабильными изотопами свинца $_{82}Pb^{206}$, $_{82}Pb^{207}$ и $_{82}Pb^{208}$, соответственно. Среди искусственных изотопов найдено четвертое семейство

$$_{93}Np^{237} \rightarrow {}_{83}Bi^{209}.$$

Нестабильность тяжелых ядер по отношению к альфа-распаду обусловлена кулоновским взаимодействием (отталкиванием) протонов, энергия которого растет как Z^2 и аномалиями энергии связи у ядер, состав которых близок к магическим числам (см. Гл.1).

2) Энергия распада. Энергетический спектр альфа-частиц

Энергия, выделяющаяся при альфа-распаде (*энергия распада*),

$$\Delta E_\alpha = M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M(_2He^4) \qquad (3.2)$$

равна сумме кинетической энергии альфа-частицы E_α и дочернего ядра E_R (последнюю часто называют энергией отдачи)

$$\Delta E_\alpha = E_\alpha + E_R. \qquad (3.3)$$

В соответствии с законом сохранения импульса эти энергии обратно-пропорциональны массам частиц – продуктов распада:

$$E_\alpha / E_R = M(A-4,Z-2) / M(_2He^4),$$

$$E_\alpha = \Delta E_\alpha \{M(A-4,Z-2) / [M(A-4,Z-2) + M(_2He^4)]\}. \qquad (3.4)$$

Поскольку для ядер с $Z > 82$ $M(A,Z) > 50\ M(_2He^4)$ кинетическая энергия альфа-частицы составляет более 98% энергии распада. Из (3.2) и (3.4) следует также, что энергетический спектр альфа-частиц является дискретным. Ширина спектральной линии $\Gamma \cong \ln 2 / T_{1/2}$ для радиоактивных ядер исчезающе мала и недоступна для эксперимента. Альфа-спектр может состоять из нескольких линий (тонкая структура) (см. рис. 2.1а), если какая-то часть дочерних ядер образуется в возбужденных состояниях. По причинам, которые будут рассмотрены ниже, энергии альфа-частиц, испускаемых определенным изотопом, пред-

ставляющие тонкую структуру альфа спектра отличаются незначительно (см. ниже п. 3), в))

Характерной особенностью альфа-распада является весьма широкий диапазон значений периодов полураспада от 3 10^{-7} с у Po^{212} до 10^{17} лет $=10^{24}$ с у Pb^{204}. В то же время диапазон энергии распада ограничен значениями 2-4 МэВ у редкоземельных элементов и 4-9 МэВ у «транссвинцовых» ($Z > 82$).

3) Закон Гейгера-Неттола

Эмпирически была установлена зависимость между постоянной распада (периодом полураспада) и энергией распада (закон Гейгера-Неттола)

$$\lg \lambda = a \lg E_\alpha = b, \text{ или}$$

$$\lg T_{1/2} = A_Z (E_\alpha)^{-1/2} + B_Z. \qquad (3.5)$$

В выражении (3.5) A_Z и B_Z – константы, зависящие только от Z. Вместе с тем эти константы сосредоточены в достаточно узком интервале. Например, если $T_{1/2}$ измерить в секундах, а E_α – в МэВ, то численные значения констант равны: A_Z = 130-150, B_Z = –50 - –52 при Z = 84-96.

Согласно (3.5) изменение величины E_α на 10% приводит к изменению периода полураспада на три порядка. Такой сильной зависимостью и объясняется ряд характерных особенностей альфа-распада:

а) **Узкий диапазон наблюдаемых энергий распада.** При энергиях распада более 10 МэВ период полураспада становится столь коротким, что процесс испускания альфа-частицы происходит как заключительная стадия ядерной реакции, а при энергиях менее 4 МэВ для ядер с $Z > 82$ и 2 МэВ для ядер с $A \sim 150$ периоды полураспада становятся такими большими, что распад становится недоступен для наблюдения.

б) **Отсутствие альфа-радиоактивных ядер в области массовых чисел A = 160 – 200.** В указанной области массовых чисел энер-

гия распада мала, следовательно, период полураспада велик настолько, что альфа-распад не наблюдается. Исключение составляют те редкоземельные элементы, для которых число нейтронов близко к магическому числу 82 (альфа-распад наблюдается у изотопов, содержащих 84 нейтрона).

в) **Малый интервал между компонентами тонкой структуры альфа-спектра**: Энергия распада $\Delta E_{\alpha возб}$ при переходе в возбужденное состояние дочернего ядра меньше $\Delta E_{\alpha осн}$ на величину энергии возбуждения. Поэтому в соответствии с (3.5) вероятность перехода в возбужденное состояние при прочих равных (или сходных) условиях меньше вероятности перехода в основное состояние и очень резко убывает с ростом энергии возбуждения дочернего ядра, убывает и интенсивность линий тонкой структуры.

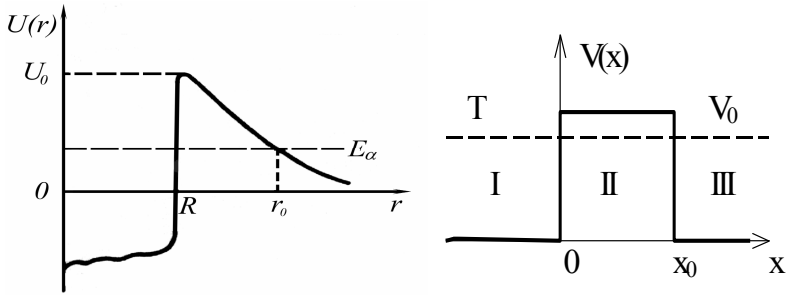
В заключение отметим, что закон Гейгера-Неттола наиболее точно выполняется для четно-четных ядер, в которых наличие на внешних энергетических уровнях ядра нуклонных пар протон- протон и нейтрон-нейтрон, имеющих нулевой момент, делает вероятность образования альфа-частицы близкой к единице. Ядра с нечетным А имеют периоды полураспада, на 1-2 порядка превосходящие рассчитанные по (3.5).

3.2. Элементы теории альфа-распада

Исходные положения: Рассматривается модель, предложенная Г. Гамовым в 1927 г., в которой материнское ядро существует в виде двух фрагментов – дочернего ядра (далее просто ядра) и альфа-частицы. Взаимодействие альфа-частицы с ядром описывается потенциалом

$$U(r) = U_{яд} + U_{кул}, \qquad (3.6)$$

вид которого представлен на рис. 3.1а.



а) б)

Рис. 3.1. (а) – потенциал взаимодействия альфа-частицы и ядра (3.6),
(б) – прямоугольный барьер.

Потенциальная яма в области $r \leq R$, (R – радиус ядра, начало координат соответствует центру ядра) обусловлена короткодействующим ядерным взаимодействием ($U_{яд}$), форма ее близка к прямоугольной, что также связано с короткодействием ядерных сил. Кулоновское отталкивание является преобладающим на расстояниях $r > R$ и образует потенциальный барьер с энергией

$$U_{кул} \approx 2\,(Z-2)e^2/\,r^2,$$

где Z – заряд материнского ядра. Величина $U_{max} = U_0 = U\,(r = R) \approx$ 30 МэВ для ядер с $Z > 82$, т.е. высота потенциального барьера в несколько раз превышает энергию распада $\Delta E_\alpha \approx E_\alpha$ (см. рис. 3.1а). Распад – выход альфа-частиц из ядра – возможен только благодаря квантовому *туннельному эффекту* (в классической физике такой процесс невозможен). Рассмотрим вкратце этот эффект [3].

В квантовой механике поведение частицы описывается волновой функцией Ψ(x) (одномерный случай), которая удовлетворяет уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\Psi(x) + V(x)\Psi(x) = E\Psi(x). \qquad (*)$$

Величина $|\Psi(x)|^2$ определяет плотность вероятности обнаружить частицу в точке x. Рассмотрим модельную задачу (см. рис. 3.1б)

о движении частицы с энергией T слева направо. Решения уравнения (*) в областях I, III и II имеют вид:

Область I:

$$\Psi_I(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}, \quad (V = 0, E = T), k = \frac{\sqrt{2mT}}{\hbar}, x < 0;$$

Область III:

$$\Psi_{III}(x) = ae^{ikx} + be^{-ikx}, (V = 0, E = T), k = \frac{\sqrt{2mT}}{\hbar}, x > x_0;$$

Область II:

$$\Psi_{II}(x) = \alpha e^{\chi x} + \beta e^{-\chi x}, (V = V_0, E = T), 0 < x < x_0, \ \chi = \frac{\sqrt{2m(V_0 - T)}}{\hbar}.$$

Эти решения интерпретируются так.

Область I. Частица, падающая слева (волновая функция Ae^{ikx}), частично отражается на потенциальном барьере (в точке x = 0). Отраженная частица описывается функцией Be^{-ikx}.

Область II. Здесь мы видим, прежде всего, что $|\Psi(x)|^2 \neq 0$, т.е. частица может оказаться под барьером. Функция $\beta e^{-\chi x}$ описывает поведение частицы, «распространяющейся» слева направо. Видно, что вероятность обнаружить частицу в точке x ($\beta^2 e^{-2\chi x}$) меняется экспоненциально; слагаемое $\alpha e^{\chi x}$ соответствует частице идущей справа налево (отраженной от границы раздела при x = x_0)

Область III. Частица в этой области описывается ae^{ikx}, в рамках рассматриваемой задачи можно положить b = 0. Число частиц, падающих в единицу времени на грань x = 0 равно $|A|^2 \upsilon_I$, где υ_I – скорость частиц в области I. С другой стороны число частиц, проходящих в единицу времени через сечение x = x_0, равно $\upsilon_{III} |a|^2$.

Отношение $D = \dfrac{\upsilon_{III} |a|^2}{\upsilon_I |A|^2}$ называют *прозрачностью барьера (вероятностью туннелирования)*. Константы интегрирования A, B, *a*, α,

β можно найти, используя условия непрерывности волновых функций и их первых производных при x = 0 и x = x_0:

$$\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0), \quad \Psi'_I(0) = \Psi'_{II}(0),$$
$$\Psi_{II}(0) = \Psi_{III}(0), \quad \Psi'_{II}(0) = \Psi'_{III}(0); \qquad (**)$$

Кроме того, можно положить A = 1. Решение системы уравнений (**) позволяет получить для $D \square e^{-\frac{i}{\hbar}x_0\sqrt{2m(V-T)}}$ (здесь принято, что скорости частиц в областях I и III одинаковы). Данное выражение D получено для барьера прямоугольной формы. Легко убедиться, что учет координатной зависимости V(x) приводит к выражению для $D \square e^{-\frac{2}{\hbar}\int_0^{x_0}\sqrt{2m(V(x)-T)}dx}$, что для формы барьера, приведенного на рис. 3.1а дает:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar}\int_R^{r_0} dr\sqrt{2\mu(V(r)-E_\alpha)}}. \qquad (3.7)$$

Заметим, в последней формуле учтена конечность массы ядра, масса альфа-частицы m = M_α заменена на $\mu = M_\alpha M_{Z-2}/(M_\alpha + M_{Z-2})$ (приведенная масса), где M_α – масса альфа-частицы, а M_{Z-2} – масса дочернего ядра. Смысл r_0 ясен из рис. 3.1а. Постоянная распада λ – вероятность распада ядра за единицу времени равна

$$\lambda = \nu D,$$

здесь ν – частота «ударов» альфа-частицы о границы потенциальной ямы, которую можно положить равной

$$\nu = v_\alpha/2R,$$

где v_α – скорость альфа-частицы внутри ядра. Последнюю можно определить, используя соотношение неопределенности

$$\Delta p\, \Delta x > \hbar,$$

в этом выражении Δx = 2R, Δp = p = $M_\alpha v_\alpha$ (здесь p – мгновенное значение импульса, а его среднее по времени значение равно нулю). Отсюда

$$v_\alpha = \hbar/(2 M_\alpha R) \quad \text{и}$$

$$\lambda = \hbar(4\, M_\alpha\, R^2)^{-1} D, \qquad (3.8)$$

Приближенные оценки величины ν для типичных значений R дают $\nu = 10^{20}$ c^{-1}. Интеграл в показателе экспоненты (см. (3.7)) можно вычислить точно (в области интегрирования, от R до r_0, $U(r) = U_{кул}(r)$). Таким образом, мы получаем (предлагается выполнить это интегрирование самостоятельно)

$$D = \exp(-\alpha T^{-1/2} + \beta) \quad ,$$

где константы α и β могут быть выражены через параметры, определяющие теоретическую модель (см. выражения (3.6), (3.7), (3.8)). Производя в (3.8) замену $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = \ln 2 / \nu D$, и логарифмируя полученное выражение, получим закон Гейгера-Неттола, выражение (3.5), где раскрыт смысл эмпирических констант A_Z, B_Z.

Более уточненная теория альфа–распада использует потенциал

$$U = U_{яд} + 2(Z-2)e^2 r^{-1} + (\hbar^2/2\mu)\, L\,(L+1)\, r^{-2}, \qquad (3.6`)$$

отличающийся от (3.6) третьим слагаемым, которое незначительно снижает проницаемость барьера, если альфа-частица имеет относительно ядра орбитальный момент L. Величина последнего обусловлена изменением момента импульса ядра при распаде:

$$I_д - I_м < L < I_д + I_м\,,$$

Здесь $I_д$, $I_м$ и L – квантовые числа моментов импульса дочернего ядра, материнского ядра и орбитального момента альфа-частицы, соответственно.

3.3. Взаимодействие альфа-частиц с веществом

Прохождение заряженных частиц через вещество вызывает возбуждение атомов или их ионизацию, если энергия, переданная частицей электрону в веществе при взаимодействии, превышает ионизационный потенциал атома. Средний ионизационный потенциал I = 13,52 Z эВ, в газах он имеет величину порядка 30-40 эВ, в твердых телах – на порядок меньше. Так в кристаллах Si и Ge среднее значение

энергии образования электронно-дырочной пары ионизирующей частицей составляет 3 эВ и 4 эВ, соответственно

1) Виды потерь. Пробег

Ионизируя и возбуждая атомы вещества, пролетающая через него заряженная частица теряет энергию порциями порядка ионизационного потенциала. Для частицы с энергией 1 МэВ и выше потери энергии происходят как непрерывный процесс. Описанный механизм составляет суть *ионизационных потерь* энергии заряженной частицы.

Потеряв всю энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное в веществе, называется *пробегом*. Пробег R определяется формулой:

$$R = \int_{E}^{0} -\frac{dE}{dE/dx}, \qquad (3.9)$$

где E – начальная кинетическая энергия частицы, dE/dx – *удельные ионизационные потери,* – функция скорости частицы, ее заряда и свойств среды, в которой она движется. Измерение пробега может быть использовано для определения величины E.

Взаимодействие быстрых частиц с ядрами гораздо менее вероятно, поскольку размеры ядра на четыре порядка меньше размера атома. Кроме того, электрическое поле электронов экранирует электростатическое поле ядра. Вместе с тем именно эти взаимодействия приводят к нарушению структуры твердых тел и при интенсивном облучении к изменению макроскопических свойств вещества вплоть до его разрушения.

Кроме того, имеют место потери энергии заряженной частицы при ее движении с ускорением, обусловленным ее взаимодействием с рассеивающим центром (например, ядром). В результате такого взаимодействия возникает излучение электромагнитных волн (тормозное излучение). Это явление приводит к *радиационным потерям* энергии частицы. При альфа-распаде эта составляющая энергетических потерь исчезающе мала и не будет рассматриваться.

2) Формула Бора для средних ионизационных потерь на единицу длины dE/dx

Движение тяжёлой заряженной частицы (альфа-частиц, протонов, дейтонов, осколков деления) с массой M и зарядом Ze можно рассматривать как нерелятивистское ($E << Mc^2$) и использовать квазиклассическое приближение. Приводимое ниже рассмотрение предполагает, что скорость частицы v достаточно велика по сравнению со скоростью орбитального движения атомного электрона, с которым частица взаимодействует, что позволяет считать последний неподвижным. Предполагается также, что изменения величины v в результате взаимодействия достаточно малы, чтобы считать ее постоянной в течение одного акта взаимодействия.

В этом случае частица с зарядом Ze, пролетая мимо электрона, потеряет энергию $p^2/2m$, где p – импульс, переданный частицей электрону, m – масса электрона. Несложно показать, что $p=2Ze^2/vb$, где v – скорость частицы, b – расстояние от налетающей частицы до электрона перпендикулярно направлению движения частицы M (прицельное расстояние).

Очевидно, среднее значение переданной атому энергии, которое находится интегрированием по b, будет зависеть от выбора пределов интегрирования b_{max} и $b_{min.}$. Верхний предел оценивается, исходя из условия, что при $b > b_{max}$ энергия, переданная электрону, будет меньше ионизационного потенциала атома и ионизационные потери будут отсутствовать. Средний ионизационный потенциал можно оценить выражением I = 13,5 Z эв. Минимальное расстояние b_{min} соответствует лобовому столкновению тяжёлой частицы и электрона. При этих предположениях ионизационные потери на единицу длины для тяжелых частиц определяются выражением:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n Z^2 e^4 M}{E m_e} \ln \frac{2 E m_e}{M I}, \qquad (3.10)$$

где n – концентрация электронов в веществе, Ze – заряд частицы.

Видно, что в нерелятивистском случае ионизационные потери при заданной энергии приблизительно пропорциональны массе части-

цы и обратно пропорциональны ее кинетической энергии (логарифмический множитель, содержащий эти величины, изменяется медленнее, чем его аргумент). Иными словами, энергия, затрачиваемая частицей на единицу длины, растет по мере движения частицы, до тех пор пока энергия частицы не станет сравнимой с энергией ионизации атомов среды.

Пробег тяжелых частиц в веществе, естественно будет зависеть от потерь энергии на единицу длины dE/dx и энергии E налетающей частицы. При этом для тяжелых частиц траектория практически прямолинейна, так как при столкновении с электронами они мало отклоняются от первоначального направления из-за большой массы. К тому же малые отклонения компенсируют друг друга при большом числе хаотически ориентированных направлений.

При определении пробега R тяжелых частиц отметим, что E на пути dx меняется на величину dE, так что dx = (dx/dE)dE. Тогда полный пробег тяжелой частицы:

$$R = -\frac{m_e}{2\pi n Z^2 e^4 M}\int_{E_0}^{0}\frac{E}{\ln\frac{2Em_e}{MI}}dE. \qquad (9`)$$

Выражение (3.9’) получено в пренебрежение столкновениями частицы с ядром. Для тяжелых частиц пробег R мал и частица сохраняет направление первоначального движения. Поэтому зависимость числа частиц N(r), прошедших расстояние r в веществе, величина постоянная, пока r < R и равна нулю для r < R. На эксперименте для моноэнергетических альфа-частиц спад N до нуля происходит в некотором узком интервале, как показано на рис. 3.2.

Причина возникновения нерезкой правой границы кривой N(r) связана с случайным характером процессов ионизации и, в большей степени, с деталями эксперимента (конечная толщина излучателя, непараллельность пучка и т.п.). При определении пробега принято оценивать его величиной среднего пробега R_α или экстраполированного пробега $R_э$. Средний пробег R_α измеряется экспериментально как толщина вещества, поглощающая половину частиц. Экстраполиро-

ванный пробег $R_э$, получается экстраполяцией по касательной к кривой N(r) в точке $r = R_\alpha$ (см. рис. 3.2).

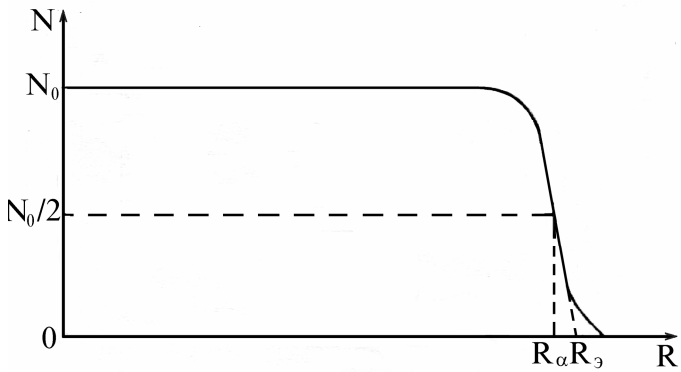


Рис. 3.2. Зависимость интенсивности пучка альфа-частиц от толщины слоя вещества.

Для альфа-частиц связь пробега в воздухе с энергией определяется эмпирической формулой.

$$R_\alpha\ (\text{см}) = 0{,}318 \cdot E_\alpha^{3/2}\ (\text{МэВ}). \qquad (3.11)$$

3.4. Контрольные вопросы и задачи

1. Почему альфа-радиоактивность имеет место у ядер с Z > 140? Почему происходит именно альфа-распад, а не испускание дейтонов, ядер $_1H^3$ или $_2He^3$?
2. Почему энергетические спектры алфа-частиц дискретны ?
3. Запишите энергетическое условие альфа-распада через удельные энергии связи материнского ядра и продуктов распада и через избытки массы этих частиц (см. Приложение).
4. Оценить теоретически коэффициент прозрачности D для α- радиоактивного ядра Ra^{226} энергия частицы равна 5 МэВ.
5. От чего зависит период полураспада альфа-радиоактивного ядра?

6. Распад ядер $_{84}Po^{210}$ происходит из основного состояния и сопровождается испусканием двух групп альфа-частиц: основной с энергией 5,30 МэВ и слабой по интенсивности с энергией 4,50 МэВ.

   Найти энергию альфа-распада этих ядер и энергию гамма-квантов, испускаемых этими ядрами.
7. Известно, что энергии альфа-распада изотопов одного элемента уменьшаются с ростом массы изотопа. Чем можно объяснить эту закономерность?
8. Оцените высоту кулоновского барьера U_{max} для альфа-частиц, испускаемых ядрами $_{86}Rn^{222}$ (закруглением вершины барьера пренебречь). Какова ширина «туннельного расстояния» для альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ? Вычислите коэффициент прозрачности барьера для этих альфа-частиц, используя приближенную формулу $D = \exp(-\varsigma / \sqrt{E_\alpha})$, $\varsigma = 2\pi Z e2\sqrt{2m\alpha} / \hbar$. Условие применимости формулы $E_\alpha << U_{max}$.
9. Ядра $_{84}Po^{212}$ образуются в возбужденном состоянии и, испытывая альфа-распад, испускают четыре группы альфа-частиц: основную (самую интенсивную) с энергией 8,78 МэВ и слабые с энергиями 9,49 МэВ, 10,42 МэВ, 10,54 МэВ (*длиннопробежные альфа-частицы*). Оцените, пользуясь формулой из предыдущей задачи и не обращая внимания на «степень ее применимости» отношение коэффициентов прозрачности для основной и самой высокоэнергетичной групп альфа-частиц. Почему интенсивность длиннопробежных частиц на много порядков меньше интенсивности основной группы?
10. Оцените величину заряда (одного знака) неравновесных носителей, созданного альфа-частицей с энергией 8 МэВ в кремниевом ППД, и величину импульса тока, считая импульс прямоугольным с длительностью 10 нс.
11. Радиоактивный препарат Pu^{238}, испускающий альфа-частицы с кинетической энергией 5,5 МэВ, электролитически наносят на толстую металлическую подложку. При какой минимальной толщине слоя дальнейшее добавление Pu^{238} не приведет к увеличению ин-

тенсивности потока альфа-частиц, испускаемых этим препаратом? При расчетах используйте зависимость

$$R'_\alpha = 0{,}56\, A^{1/3} R_\alpha,$$

где R'_α и R_α – средний пробег альфа-частицы в веществе с массовым числом A и в воздухе соответственно (в мг/см^2). Плотность воздуха 1,29 кг/м^3, плотность металлического плутония 19800 кг/м^3 .

12. Радиоактивный источник тока представляет собой плоский конденсатор, на внутреннюю поверхность одной из пластин которого нанесен равномерно слой плутония-238. Площадь пластины 5 см^2.
13. Толщина слоя 0,5 R'_α (см. предыдущую задачу), на вторую пластину попадает 30% всех альфа-частиц. Какова максимальная сила тока этого источника?

3.5. Лабораторная работа: Измерение энергетического спектра альфа-излучения ядер. Определение энергии альфа-частиц моноэнергетического источника

Целью лабораторной работы является:

1) определение пробега в воздухе альфа-частиц от моноэнергетического источника и вычисление их энергии и

2) получение энергетических спектров альфа-частиц, испускаемых различными нуклидами, при помощи полупроводникового альфа-спектрометра.

1) Описание установки

Измерения выполняются на установке, блок-схема которой приведена на рис. 3. Установка состоит из камеры 1, в которой находятся источники альфа-излучения 6 и поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор, и регистрирующей аппаратуры, включающей зарядочувствительный предусилитель 2, линейный по амплитуде усилитель импульсов 3, одноканальный амплитудный дискриминатор 4 и пересчетный прибор 5. Функцию блоков 4 и 5 может выполнять многоканальный анализатор или ПЭВМ.

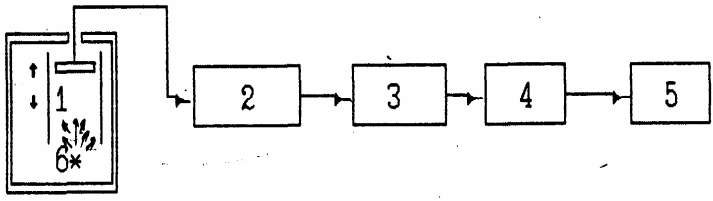


Рис. 3.3. Блок-схема установки.

Устройство камеры позволяет, не открывая ее, менять источник, с которым проводятся измерения, и устанавливать расстояние между ним и детектором с точностью до 1 мм.

2) Измерение побега в воздухе и определение энергии альфа-частиц моноэнергетического излучателя

В п. 3.2 этой главы показано, что пробег альфа-частицы однозначно связан с энергией частиц и, что он может быть определен как параметр кривой поглощения, которую легко получить экспериментально.

Упражнение 1

Перед проведением измерений следует ознакомиться с описанием блоков установки и подготовить их к работе согласно инструкции.

1) **Измерить** кривую поглощения в воздухе альфа-излучения моноэнергетического источника. Для этого необходимо произвести измерение скорости альфа-частиц, увеличивая расстояние между источником и детектором от минимального расстояния до расстояния, при котором счет частиц прекратится.

2) В данные измерений необходимо внести поправку на «геометрию» установки. Пучок частиц является расходящимся, и скорость счета зависит от расстояния даже без влияния поглощающей среды

(воздуха). График величины поправочного множителя как функции расстояния дан в описании к установке. Поскольку источник и детектор (его входное окно) имеют размеры, сравнимые с расстоянием между ними, и зависимость скорости счета от расстояния в вакууме рассчитать сложно, поправочный множитель был определен экспериментально.

3) По скорректированным результатам построить график кривой поглощения, найти величину среднего R_α и экстраполированного $R_э$ пробега. Вычислить кинетическую энергию альфа-частиц, используя формулу (11).

3) Спектрометрия альфа-излучения ядер. Измерения спектра амплитуд

Получение энергетического спектра ионизирующего излучения, т.е. распределения излучаемых частиц по энергии бывает необходимо как при исследованиях в физике ядра, так и при решении многочисленных прикладных задач радиационной безопасности, поиска полезных ископаемых, радиационной медицины и др.

Для целей спектрометрии α-излучения чаще всего используются спектрометры на основе полупроводниковых детекторов (ППД). Последние (ППД) в настоящее время становятся преобладающими в спектрометрии любых видов излучений в основном благодаря очень высокому энергетическому разрешению.

Наиболее широко распространенным вариантом ППД является детектор с *p-n* переходом, на который подано запирающее напряжение. Область *p-n* перехода обеднена носителями тока, в результате чего ток в цепи при обратном смещении очень мал, а падение потенциала практически полностью сосредоточено в этой области. Проходящая через детектор заряженная частица генерирует вдоль следа неравновесные электронно-дырочные пары. Под действием электрического поля *p-n* перехода электроны и дырки «рассасываются» – собираются электродами, образуя импульс тока в цепи детектора. За пределами *p-n* перехода электрическое поле мало и образовавшиеся неравновесные носители рекомбинируют, не давая вклада в импульс

тока. Таким образом только область *p-n* перехода является чувствительной (рабочей) областью детектора.

Величина заряда генерированных частицей неравновесных носителей (или число электронно-дырочных пар) пропорциональна энергии, **выделенной** частицей в рабочей области. Очевидно, что ППД для спектрометрии альфа-частиц должен иметь толщину *p-n* перехода, превышающую пробег альфа-частиц. При выполнении этого условия величина импульса, генерируемого частицей, будет пропорциональна ее энергии. Кроме того, слой полупроводника со стороны входного окна – «мертвый слой», напротив, должен быть много тоньше пробега альфа-частицы. Этим условиям удовлетворяют ППД с поверхностно-барьерными сплавными переходами – золото-кремниевые детекторы. *p-n* переход создается в области контакта n-Si кристалла с напыленным слоем золота, который служит входным окном и собирающим электродом. «Мертвый слой», включающий слой золота и прилегающий слой полупроводника, имеет толщину ~ 0,1 мкм. Потери энергии альфа-частицы в этом слое не превосходят 100 кэВ.

4) Анализ результатов

Непосредственным результатом спектрометрического измерения является распределение по амплитуде импульсов, поступающих с детектора, которое качественно отличается от энергетического спектра излучения. Это распределение принято называть аппаратурным спектром. Аппаратурный спектр **моноэнергетического** потока частиц называется аппаратурной линией. Вид аппаратурной линии зависит от типа излучения (альфа-частицы, электроны, гамма-кванты), типа и характеристик детектора. Основной составляющей аппаратурной линии является пик полного поглощения (ППП), представляющий собой распределение с явно выраженным максимумом, который соответствует полному поглощению энергии частицы в рабочей области детектора и полному сбору носителей заряда в детекторе.

Неизбежно возникающие импульсы, для которых эти условия нарушаются, имеют меньшую величину и непрерывное распределение амплитуд.

Ширина ППП, измеренная на уровне половины его максимального значения, является количественной характеристикой энергетического разрешения спектрометра, т.е. способности обнаружить две моноэнергетические линии, имеющие близкие значения энергии частиц.

Для восстановления энергетического спектра по амплитудному (аппаратурному) спектру необходима градуировка спектрометра, т.е. установление соответствия шкалы амплитуд импульсов и шкалы энергий, что обычно осуществляется путем измерения спектров эталонных излучателей, энергия излучения которых была измерена другими методами (например, магнитным спектрометром). Для определения положения максимума ППП (энергии линии спектра) и его интенсивности (доли частиц, принадлежащих данной линии излучения) разработаны различные методы обработки спектров.

Упражнение 2

Перед проведением измерений следует ознакомиться с описанием блоков установки и подготовить их к работе согласно инструкции.

1) Установить минимальное расстояние между источником и детектором. Произвести измерение амплитудных спектров источников, указанных преподавателем.

2) Построить графики полученных спектров и начертить соответствующие им энергетические спектры альфа-излучения (приблизительно, в произвольном масштабе по оси энергий).

3) Используя результаты упражнения 1 и полагая, что амплитуда импульса прямо-пропорциональна энергии частицы, построить градуировочный график спектрометра и определить энергии альфа-частиц излучателя со сложным спектром.

4) Оценить энергетическое разрешение спектрометра.

5) Проанализировать возможные причины уширения амплитудных спектров (расходимость пучка, параметры детектора и пр.).

ГЛАВА 4. **БЕТА-РАСПАД**

4.1. Бета-радиоактивность. Природа бета-распада

1) Разновидности бета-распада

Бета-радиоактивность представляет собой самопроизвольное испускание ядрами электронов (или позитронов). Оказалось, что вылет электронов (или позитронов) из ядра можно объяснить как результат самопроизвольного превращения одного из нуклонов ядра в нуклон другого типа, сопровождающегося рождением *лептона и антилептона*. Возможны следующие типы превращений:

$$n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e,$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \qquad (4.1)$$

В первом случае нейтрон превращается в протон, электрон и электронное антинейтрино $\overline{\nu}_e$, во втором – протон превращается в нейтрон, позитрон (антиэлектрон) и электронное нейтрино ν_e. Возможен также процесс вида (электронный захват):

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e\,. \qquad (4.2)$$

В результате бета-распада материнское ядро (A,Z) превращается в дочернее ядро (A,Z+1) или (A,Z–1), например:

$_{83}Bi^{210} \rightarrow {}_{84}Po^{210} + e^- + \overline{\nu}_e$ – электронный, или бета-минус распад,

$_{8}O^{14} \rightarrow {}_{7}N^{14} + e^+ + \nu_e$ – позитронный, или бета-плюс распад,

$e^- + {}_{27}Co^{57} \rightarrow {}_{26}Fe^{57} + \nu_e$ – электронный захват. (4.3)

В последнем примере ядро захватывает электрон с одной из оболочек атома, с наибольшей вероятностью это происходит с электроном К-оболочки, поскольку последняя имеет наиболее высокую

плотность электронного облака внутри ядра. Если захват электрона с К-оболочки запрещен законом сохранения энергии, происходит захват с L-оболочки и других оболочек. Склонность к превращению путем электронного захвата и позитронного бета-распада наблюдается у одних и тех же ядер. При прочих равных условиях вероятность электронного захвата тем больше, чем больше Z материнского ядра. Внешним проявлением электронного захвата является испускание характеристического рентгеновского излучения и Оже-электронов дочерним атомом.

2) Слабое взаимодействие

Для объяснения процессов, происходящих при бета-распаде, в частности, реакций 4.1 и 4.2, был введен новый тип взаимодействия – *слабое взаимодействие*. Это – взаимодействие является четвертым по счету, оно дополняет известные ранее: *гравитационное, электромагнитное (ЭМВ), сильное* взаимодействия.

Первые два типа взаимодействий нам известны из классической физики. Гравитационное взаимодействие или закон всемирного тяготения определяет законы движения планет и многое другое, что подстерегает нас на Земле, на каждом шагу. На строение ядра, на превращения ядер и частиц это взаимодействие не оказывает заметного влияния. ЭМВ есть основа огромного числа классических проявлений электричества и магнетизма. Оно лежит в основе строения атома, молекул, определяет механизм многих химических, биологических процессов. ЭМВ микрочастиц хорошо изучено в рамках квантовой электродинамики.

Что касается сильного и слабого взаимодействий, здесь классическая аналогия отсутствует. Убедиться в реальности этих взаимодействий можно на основе тщательного анализа экспериментальных фактов из ядерной физики. Стабильность ядра свидетельствует о наличии мощных сил притяжения, удерживающих, например, одноименно заряженные протоны в компактном состоянии. Существование сильного взаимодействия неопровержимо, хотя бы потому, что экспериментально реализована реакция синтеза ядер с выделением энергии силь-

ного взаимодействия, по аналогии с реакцией (химического) горения. Частицы, взаимодействующие по механизму сильного взаимодействия, называются *адронами*.

В пользу слабого взаимодействия говорят следующие экспериментальные факты:

1. Оказалось, что не все превращения частиц, обнаруженные экспериментально, объясняются на основе ЭМВ и сильного взаимодействий. Естественно полагать, что частицы, не обладающие электрическим зарядом и не являющиеся адронами, проявляют в ядерных реакциях особое (слабое) взаимодействие.

2. Константа слабого взаимодействия (этот параметр характеризует энергию взаимодействия) составляет 10^{-4} и 10^{-6} от констант связи ЭМВ и сильного взаимодействия, соответственно. Таким образом, это взаимодействие действительно является слабым. Слабое взаимодействие имеет радиус взаимодействия порядка 10^{-3} фм. Это меньше радиуса сильного взаимодействия на три порядка. Помимо соотношения констант взаимодействия для слабого взаимодействия и ЭМВ, приведем также эффективные сечения, вызванные этими взаимодействиями. Например, нейтрино, взаимодействующий с веществом только благодаря слабому взаимодействию, имеет эффективное сечение 10^{-43}, пробег нейтрино в железе составляет 10^{17} км, тогда как нейтрон с энергией 100 МэВ имеет сечение порядка 10^{-26} см$^{-2}$. Часто используемой характеристикой «силы» взаимодействия является скорость или время протекания наиболее быстрых (разрешенных) процессов при заданной энергии. Характерное время при 1 ГэВ для сильного взаимодействия равно 10^{-24} с, электромагнитного 10^{-21}с. Для слабого взаимодействия это время составляет 10^{-10} с. Таким образом, процессы, вызванные слабым взаимодействием, являются медленными.

3. Одно из качественных отличий слабого взаимодействия от остальных состоит в том, что в реакциях с участием этого взаимодействия нарушается закон сохранения четности.

4. Слабое взаимодействие универсально в том смысле, что оно существует наряду с электромагнитным и сильным взаимодействиями. Это часто приводит к специфическим изменениям характеристик

продуктов ядерной реакции, например, к нарушению закона сохранения четности.

Помимо бета-распадов слабое взаимодействие ответственно за распады некоторых элементарных частиц. Однако слабые распадные процессы становятся заметными при условиях, когда сильные и электромагнитные процессы запрещены или сильно подавлены.

3) Некоторые сведения о слабом взаимодействии

Квант слабого взаимодействия. В этом разделе мы попытаемся привести некоторые детали, относящиеся к механизму бета распада, основанные на современной теории слабого взаимодействия. Распад нейтрона (4.1) , например, можно переписать с учетом кварковой структуры нуклонов:

$$\mathrm{n(udd)} \rightarrow \mathrm{p(uud)} + \mathrm{W}^-,\ W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e. \qquad (4.4)$$

На первой стадии кварк **d** типа превращается в кварк **u** типа и излучает *промежуточный бозон* W^-, затем бозон распадается на электрон и антинейтрино. Аналогом этой модели является переход электрона в атоме из одного состояния в другое с излучением фотона. Аналогия состоит в том, что промежуточный бозон является *переносчиком* или квантом слабого взаимодействия, как фотон, согласно квантовой электродинамике, является переносчиком электромагнитного взаимодействия. В отличие от фотона промежуточный бозон имеет отличную от нуля массу покоя. Такой бозон был открыт лишь 1983 году, 50 лет спустя после появления концепции слабого взаимодействия. Масса его оказалась равной $M_W \approx 80$ Гэв/c^2. Теперь, вспомнив, чему равняются массы покоя нейтрона и протона (~ 1 Гэв), мы приходим к заключению, что при превращении (4.4) нарушается закон сохранения энергии. Согласно квантовой теории, нарушение закона сохранения энергии на величину $\sim \Delta E = M_W c^2$ возможно лишь в течении времени Δt, определяемого из соотношения неопределенности $\Delta t \cdot \Delta E \leq h/2\pi$ и следовательно $\Delta t \leq h/2 \cdot 80$Гэв. За это время бозон двигаясь со скоростью света сможет пройти расстояние $r_w \approx hc/2\pi \cdot 80$Гэв

$\approx 2 \cdot 10^{-16}$ см. Этот параметр интерпретируется как радиус слабого взаимодействия. Такое же соответствие между радиусом взаимодействия и массой бозонов, ответственных за данное взаимодействие, имеется для сильного взаимодействия и электромагнитного взаимодействия. Масса пиона, переносчика сильного взаимодействия (согласно теории Юкавы), равна $M_\pi \approx 30$ Мэв и в этом случае оценка дает для радиуса сильного взаимодействия $r_s \approx 1{,}5$ Фм. И, наконец, равенство нулю массы покоя фотона соответствует бесконечному радиусу электромагнитного взаимодействия.

Помимо W^- известны еще два промежуточных бозона: W^+ и Z-бозон (с массой 90 Гэв/c^2).

Законы сохранения. Бета-распад как и другие превращения ядер и элементарных частиц происходит с сохранением *электрического* Z, *барионного* B**,** *лептонного* L_1 (лептонов первого поколения) зарядов. Количественно закон сохранения означает постоянство суммы соответствующих квантовых чисел частиц, вступающих в реакцию, и частиц – продуктов реакции. См. таблицы 1.1, 1.2, 1,3. Барионный и лептонный заряды (B или L_1) элементарной частицы – положительные числа или нуль, у ее античастицы – те же числа с противоположным знаком. Заряд Z равен электрическому заряду частицы в единицах элементарного электрического заряда *e*: у электрона –1, позитрона и протона +1, у **u**-кварка +2/3, у **d**-кварка –1/3. Электрический заряд нейтрино равен нулю. Барионный заряд лептона или антилептона равен нулю, протона и нейтрона – единице, кварка 1/3, барионный заряд ядра равен его массовому числу, B = A.

Для электрона и нейтрино $L_1 = 1$, для позитрона и антинейтрино $L_1 = -1$, для нуклонов и кварков $L_1 = 0$. У фотона все заряды равны нулю, фотон – истинно нейтральная частица. Известные в мире элементарных частиц другие квантовые числа (*странность, очарование, прелесть* и т.д.) у всех частиц – участников бета-распада равны нулю и, следовательно, не представляют интереса при описании бета-распадов. Законами сохранения зарядов формально объясняется отсутствие таких превращений как $p + e^- \rightarrow 2\gamma$. Проверка выполнения

законов сохранения зарядов в процессах (4.1) – (4.3) предоставляется читателю.

Электронное нейтрино (*антинейтрино*) – электрически нейтральная частица со спином 1/2 и массой покоя, не превосходящей 10^{-4} m_e. Возможно, масса покоя электронного нейтрино равна нулю. Магнитный момент нейтрино также равен нулю. Антинейтрино отличается от нейтрино знаком *лептонного заряда* и *спиральностью* – знаком проекции спина на направление импульса частицы. Нейтрино имеет отрицательную спиральность (левоспиральная частица), т.е. направление проекции спина противоположно ее импульсу, спиральность антинейтрино – положительная (правоспиральная частица).

Помимо электрона и электронного нейтрино, известны еще две лептонные группы: мюон и *мюонное* нейтрино, таон и *таонное* нейтрино. Мы уже говорили (см. Гл. 1) о фундаментальных фермионах, включающих кварки (6 типов) и лептоны (6 типов) и их античастицы. Фундаментальные фермионы можно отнести к трем поколениям: первое поколение включает **u d** e ν_e (и их античастицы), второе – **c s** μ ν_μ и третье – **t b** τ ν_μ. Окружающий нас мир состоит из фермионов первого поколения. Остальные поколения обнаружены в экспериментах на ускорителях.

4) Область бета-радиоактивных ядер

Неустойчивость нуклида по отношению к бета-распаду определяется условием:

$$M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e. \qquad (4.5)$$

Аналогично, для позитронного распада:

$$M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e, \qquad (4.5')$$

и для электронного захвата:

$$M(A,Z) + m_e - E_i > M(A,Z-1), \qquad (4.5'')$$

где E_i – энергия связи К-электрона (L-, M-электрона) с ядром.

Неравенства (4.5 – 4.5") записаны в предположении нулевой массы покоя у нейтрино. В этих неравенствах фигурирует разность $M(A,Z) - M(A,Z\pm1)$, поэтому необходимо выяснить зависимость $M(A,Z)$ от Z при постоянном значении A. Легко показать, что:

$$M(A,Z) = Z\, m_p + (A-Z)m_n - E_{св} = Am_n - Z[m_n - m_p] - \varepsilon A,$$

где $E_c(A,Z)$ – энергия связи ядра, а ε – удельная энергия связи. Используя формулу Вайцзеккера для $E_c(A,Z)$ (см. формулу (1.7) Гл. 1):

$$M(A,Z) = BZ^2 - CZ - D + \text{const}. \qquad (4.6)$$

В выражении (4.6) сохранен смысл констант B, C и D из формулы (1.7) и исключен член $Z(m_n - m_p)$, ввиду малости $(m_n - m_p)$ по сравнению с коэффициентом C. Напомним, что константа D принимает три значения $D_1 > D_2 > D_3$, наибольшее из которых соответствует четно-четным ядрам, наименьшее – нечетно-нечетным. График $M(A,Z)$ для нечетных A = const (в этом случае $D = D_2$), согласно(1.6), представляет параболу в переменных Z (см. рис. 4.1а). Зависимость M(A, Z) от Z для четных A = const дается двумя параболами (с D_1 и D_3), причем нижняя парабола соответствует четно-четным ядрам, а верхняя – нечетно-нечетным ядрам (см. рис. 4.1б и рис. 4.1в).

Минимальное значение $M(A,Z)$ достигается при Z близких к $Z \approx Z_{min} = (A/2)[1+0{,}008A^{2/3}]^{-1}$ (при любых значениях A). Легко видно из рис. 4.1а, что условия (4.5) выполняются для ядер, для которых Z отличается от Z_{min}. Таким образом, при нечетном A ядра с $Z < Z_{min}$ испытывают электронный бета-распад, а ядра с $Z > Z_{min}$ позитронный распад и (или) электронный захват. Стабильным в этом случае оказывается только один изобар (в исключительных случаях два; рис. 4.1а, очевидно, иллюстрирует такую ситуацию).

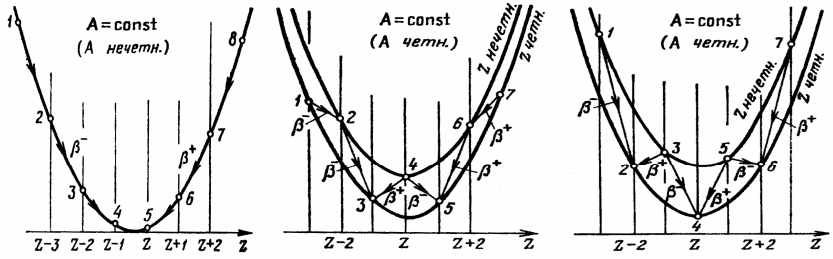


Рис. 4.1.

Для четных А нужно прежде всего иметь в виду, что бета превращение любого типа меняет Z на единицу и при этом происходит переход с одной параболы на другую. Два рисунка (4.1б и 4.1в) отличаются тем, что Z_{min} для нижней параболы имеет значение близкое к нечетному или четному значению, соответственно. Возможные типы бета превращений изображены стрелками на рис. 4.1б и 4.1в.

Проведенный здесь анализ показывает, что для каждого значения А можно указать такие значения Z, что соответствующий изобар удовлетворяет энергетическому условию бета-распада. Для реального наблюдения бета-распада необходимо, чтобы существование такого изобара не исключалось другими причинами и сам бета распад не был запрещен в силу законов сохранения. Бета-распаду подвержены ядра начиная с нейтрона (свободного) и трития и кончая трансурановыми элементами.

5) Энергия распада и энергетический спектр бета-электронов (позитронов)

Освобождающаяся при распаде энергия ΔE_β – энергия распада, равная:

$$\Delta E_\beta = M(A,Z) - [M(A,Z\pm1) + m_e], \qquad (4.7)$$

имеет точно определенное значение. Превращение одного из нуклонов в нуклон другого вида влечет за собой перестройку энергетической структуры ядра, которая формируется сильным и электромаг-

нитными взаимодействиями между нуклонами. В результате такой перестройки дочернее ядро с некоторой вероятностью может образоваться в одном из возбужденных состояний. Поскольку масса возбужденного ядра $M^*(A,Z\pm1) > M(A,Z\pm1)$ при распаде в возбужденное состояние энергия распада $\Delta E_\beta^* < \Delta E_\beta$. В общем случае бета-радиоактивный нуклид имеет дискретный набор энергий распада. Вероятность распада в одно из состояний зависит от сочетания свойств материнского и дочернего ядер и практически варьируется от 0 до 1. Возбужденные ядра переходят в основное состояние , испуская гамма-кванты или электроны *внутренней конверсии.* Например, ядро ^{90}Sr распадается в основное состояние ядра ^{90}Y, а последнее в основное состояние ядра ^{90}Zr с вероятностью равной 1. Нуклид ^{90}Sr используется как бета-излучатель без гамма-фона. Ядра другого практически важного изотопа ^{60}Co распадаются с вероятностью 1 во второе возбужденное состояние ядра ^{60}Ni с энергией более 2 МэВ, поэтому каждый распад ядра ^{60}Co сопровождается испусканием двух гамма-квантов. Нуклид ^{60}Co используется как источник гамма-излучения.

Выделившаяся энергия ΔE_β распределяется в форме кинетической энергии между тремя частицами – продуктами распада:

$$\Delta E_\beta = E_N + E_\beta + E_\nu. \qquad (4.8)$$

В отличие от альфа-распада, где импульс ядра $\vec{p}_N = -\vec{p}_\alpha$ и энергия альфа-частицы точно определена, в случае бета-распада закон сохранения импульса не определяет однозначно E_β и E_ν. Единственное важное ограничение состоит в том, что $E_N << E_\beta$, E_ν и следовательно можно считать, что

$$\Delta E_\beta \approx E_\beta + E_\nu \qquad (4.8')$$

В результате кинетическая энергия электрона может принять любое значение $E_\beta < \Delta E_\beta$, т.е. энергетический спектр бета-частиц (далее – *бета-спектр*) является непрерывным. Это обстоятельство, когда о существовании нейтрино ничего не было известно, не удавалось объяснить. Получалось, что энергия бета-распада не равна энергии

электрона. Основной причиной этой загадки, конечно, было то, что нейтрино никак не регистрировался измерительной аппаратурой. Это удалось сделать (регистрировать), когда на основе выводов строгой теории бета – распада были созданы уникальные экспериментальные условия для наблюдения нейтрино. Максимальное значение $E_\beta = \Delta E_\beta$ принято называть *верхней границей бета-спектра* E_m

Форма бета-спектра определяется вероятностью появления электрона с заданной энергией (в пересчете на единичный интервал энергии) dW/dE :

$$dW/dE = \{M\}^2 E_e p_e (\Delta E_\beta + m_e c^2 - E_e)^2, \qquad (4.9)$$

в котором $E_e = m_e c^2 + E_\beta$, p_e – импульс электрона, $\{M\}^2$ – матричный элемент перехода – множитель, зависящий от свойств слабого взаимодействия, свойств материнского и дочернего ядер. Часть, зависящая от энергии и импульса электрона, является результатом статистического подсчета числа возможных состояний системы трех частиц (продуктов распада), приводящих к вылету электрона с энергией E_e в предположении $\{M\}^2 = const$. Видно, что эта часть выражения (4.9) описывается кривой с максимумом и что $dW/dE = 0$ при $E_\beta = \Delta E_\beta$. Интегрированием (4.9) по энергии электрона от 0 до ΔE_β получается вероятность W распада ядра за 1 с. При достаточно больших ΔE_β расчет приводит к зависимости для W

$$W \sim \Delta E_\beta^5,$$

и соответственно для периода полураспада $T_{1/2}$:

$$T_{1/2} \sim W^{-1} \sim \Delta E_\beta^{-5}. \qquad (4.10)$$

Матричный элемент $\{M\}^2$ (в 4.9) может иметь значения от 0 до 1. Для легких ядер, в которых числа протонов и нейтронов одинаковы или близки, квантовые состояния этих частиц одинаковы, и $\{M\}^2 \sim 1$, напротив, в средних и тем более тяжелых ядрах различие в числе протонов и нейтронов осложняет превращение нуклона. В частности, изменение величины орбитального момента нуклона, испытывающего превращение, и, как следствие, спина ядра I приводит к тому, что ве-

личина $\{M\}^2$ уменьшается. Поэтому превращения нуклонов со значением l (орбитальный момент нуклона), отличающимся от нуля, оказываются запрещенными.

Вероятность распада зависит также от того меняется или остается неизменной четность ядра при распаде.

На форму бета-спектра влияет кулоновское взаимодействие электрона (позитрона) с ядром: притяжение электрона к ядру уменьшает его кинетическую энергию, причем, чем меньше начальная кинетическая энергия электрона, тем больше ее изменение. В результате этого спектр обогащается электронами низких энергий, а максимум спектра сдвигается влево. Спектр позитронного распада, напротив, сдвигается вправо, и число позитронов низкой энергии уменьшается. «Деформация» спектра тем больше, чем больше заряд ядра. На рис. 4.2 представлены результаты расчета бета-спектров для Z = 0 и Z = 80.

Рис. 3. Энергетические спектры разрешённых β^+-переходов с кулоновской поправкой для $Z=80$ и $Z=0$ для $\mathcal{E}_0 \approx 1$ МэВ; в случае $Z=0$ β^- и β^+-спектры совпадают. По оси абсцисс отложена полная энергия $\mathcal{E}$ электрона.

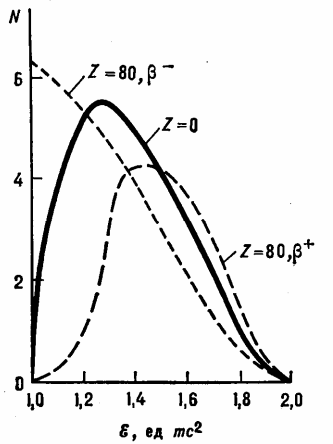


Рис. 4.2. Прохождение легких заряженных частиц через вещество.

1) Потери энергии частиц в веществе

Прохождение заряженных частиц через вещество вызывает возбуждение атомов или их ионизацию, если энергия, переданная частицей электрону в веществе при взаимодействии, превышает ионизаци-

онный потенциал атома. Средний ионизационный потенциал I = 13,52 Z эВ, в газах он имеет величину порядка 30-40 эВ, в твердых телах – на порядок меньше. Так в кристаллах Si и Ge седняя энергия образования электронно-дырочной пары ионизирующей частицей составляет 3 эВ и 4 эВ соответственно.

Пролетающая частица при этом постепенно теряет энергию. Такие процессы получили название *ионизационных потерь*.

Потеряв всю энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное частицей в веществе, называется *пробегом*. Пробег R определяется формулой:

$$R = \int_{E}^{0} -\frac{dE}{dE/dx}, \qquad (4.11)$$

где E – начальная кинетическая энергия частицы, dE/dx – *удельные ионизационные потери,* – функция скорости частицы, ее заряда и свойств среды, в которой она движется. Измерение пробега может быть использовано для определения величины E.

Прохождение легких заряженных частиц через вещество имеет свои особенности.

Благодаря малой массе электрона (позитрона) изменения его импульса по величине и направлению при столкновении относительно велики, поэтому путь движения легких частиц не прямолинейный, как например у тяжелых альфа-частиц, а извилистый.

Вторая особенность в поведении легких частиц состоит в том, что при изменении импульса в результате столкновения электрон (позитрон) тратит заметную долю энергии на излучение фотонов- тормозное излучение. Потери энергии на тормозное излучение – *радиационные потери* описываются формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{рад} = \frac{E}{t_{рад}}, \qquad (4.12)$$

где E – энергия частицы, $t_{рад}$ -*радиационная длина*-величина, зависящая (для данного сорта частиц) от свойств среды (для электронов в воздухе $t_{рад}$ = 300 м, в свинце $t_{рад}$ = 0,5 см). Из (4.12) видно, что ра-

диационные потери растут с ростом энергии частиц. Эти потери становятся сравнимыми с ионизационными потерями при энергиях частиц более 10 МэВ, поэтому в большинстве случаев преобладающими являются ионизационные потери.

Качественное рассмотрение механизма ионизационных потерь, в случае электронов, примерно такое же, как и для тяжелых заряженных частиц (см. Гл. 3). Особенности связаны главным образом с тождественностью рассеиваемых и рассеивающих частиц, порождающей квантовый эффект обмена, и малой массой покоя электронов (m_e = 0.511 Мэв). С последней связаны во-первых то, что существенно возрастает роль релятивистских эффектов, т.к. кинетическая энергия электронов сравнима и превышает массу покоя электрона. Во-вторых, как видно из приведенных ниже формул (4.13) и (4.14), при сравнимых энергиях частиц ионизационные потери для электронов значительно меньше, чем для альфа-частиц и протонов, а пробеги и проникающая способность значительно больше.

С учетом этих эффектов Бете получил следующую формулу для ионизационных потерь электронов:

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{m_e v^2}[\ln\frac{m_e v^2 E}{2I(1-\beta^2)}-\ln 2(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2)+$$

$$+1-\beta^2+\frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})] \qquad (4.13)$$

где I – средний ионизационный потенциал, v – скорость электрона, $\beta = v/c$, $E=\frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}-m_e c^2$ – кинетическая энергия электрона. n – концентрация электронов в веществе.

В нерелятивистском случае ($\beta \to 0$):

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{m_e v^2}\ln\frac{m_e v^2}{2I}. \qquad (4.14)$$

В ультрарелятивистском случае($\beta \to 1$):

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{m_e c^2}[\ln\frac{E}{2I^2(1-\beta^2)}+\frac{1}{8}]\ . \qquad (4.15)$$

Размерность величины $-\frac{dE}{dx}$ равна кэВ/см. Учитывая, что концентрация электронов n с хорошей точностью пропорциональна – плотности вещества ρ, и, следовательно, удельные ионизационные потери также пропорциональны ρ и заменив x на ρx, получим формулу для ионизационных потерь $-\frac{dE}{d(\rho x)}$, которая носит более универсальный характер, т.к. не включает свойства тормозящей среды. Размерность величины $-\frac{dE}{d(\rho x)}$ – кэВ/(г/см^2).

2) Пробег легких частиц в веществе

В случае легких частиц (электроны, позитроны) пробег R не связан однозначно с толщиной вещества, которую частицы с данной энергией способны преодолеть. Дело в том, что в силу малой массы электрона и его многократного рассеяния траектория его носит случайный характер. Часть падающих на слой вещества толщиной x электронов останавливается в этом слое при $x < R$, (небольшая часть электронов выходит из вещества обратно).

На рис. 4.3 приведена зависимость числа электронов моноэнергетического пучка, прошедших через слой вещества, от толщины этого слоя. Как можно видеть из рисунка, число электронов плавно спадает с увеличением толщины вещества. Минимальная толщина, при которой все электроны задерживаются в веществе, называют *максимальным пробегом*. Очевидно, максимальный пробег, определяемый экспериментально, должен соответствовать пробегу, получаемому из формулы (4.11). Теоретически рассчитать максимальный пробег, несмотря на кажущуюся простоту формулы (4.11), трудно. Поэтому обычно пользуются таблицами, графиками (рис. 4.4.), номограммами (рис. 4.5.) и полуэмпирическими формулами.

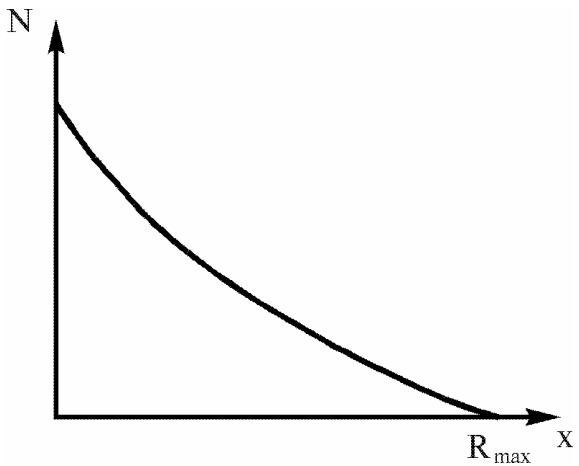


Рис. 4.3. Зависимость числа электронов N, прошедших через слой вещества, от толщины этого слоя x.

Для монохроматических электронов можно использовать эмпирические соотношения, связывающие максимальный пробег R (г/см^2) и энергию E (МэВ):

$$R = 0{,}407\ E^{1{,}38} \qquad 0{,}15 < E < 0{,}8 \text{ МэВ}$$

$$R = 0{,}542\ E - 0{,}133 \qquad 0{,}8 < E < 3 \text{ МэВ} \qquad (4.16)$$

$$R = 0{,}530\ E - 0{,}106 \qquad 2{,}5 < E < 20 \text{ МэВ}$$

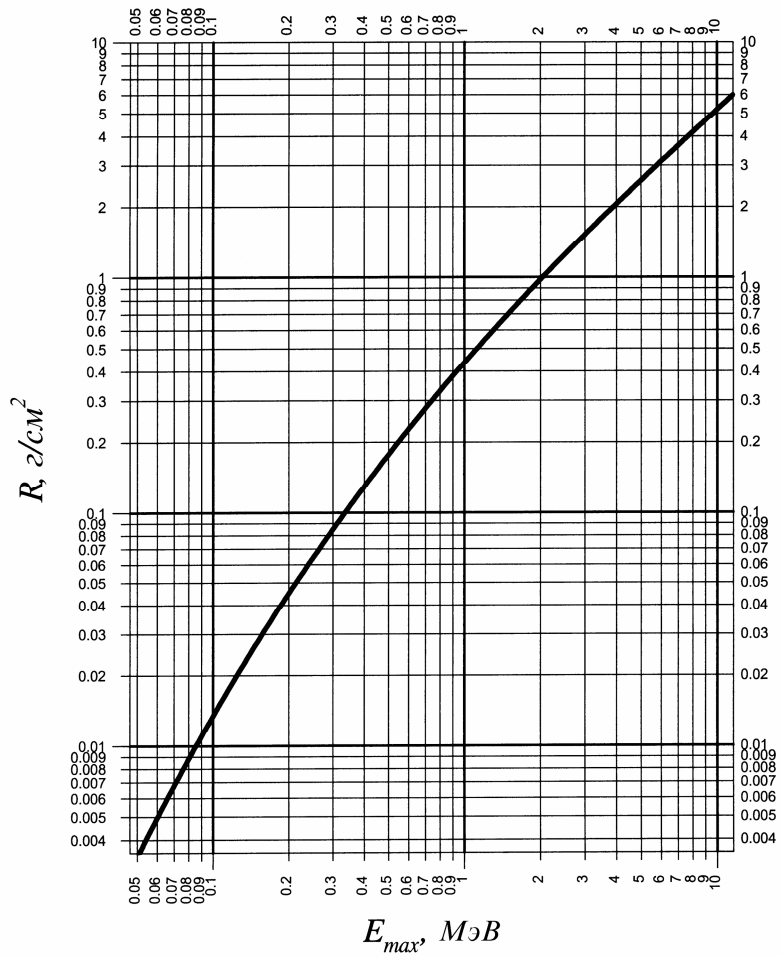


Рис. 4.4. График зависимости максимальной энергии электронов E_{max} от толщины поглотителя R.

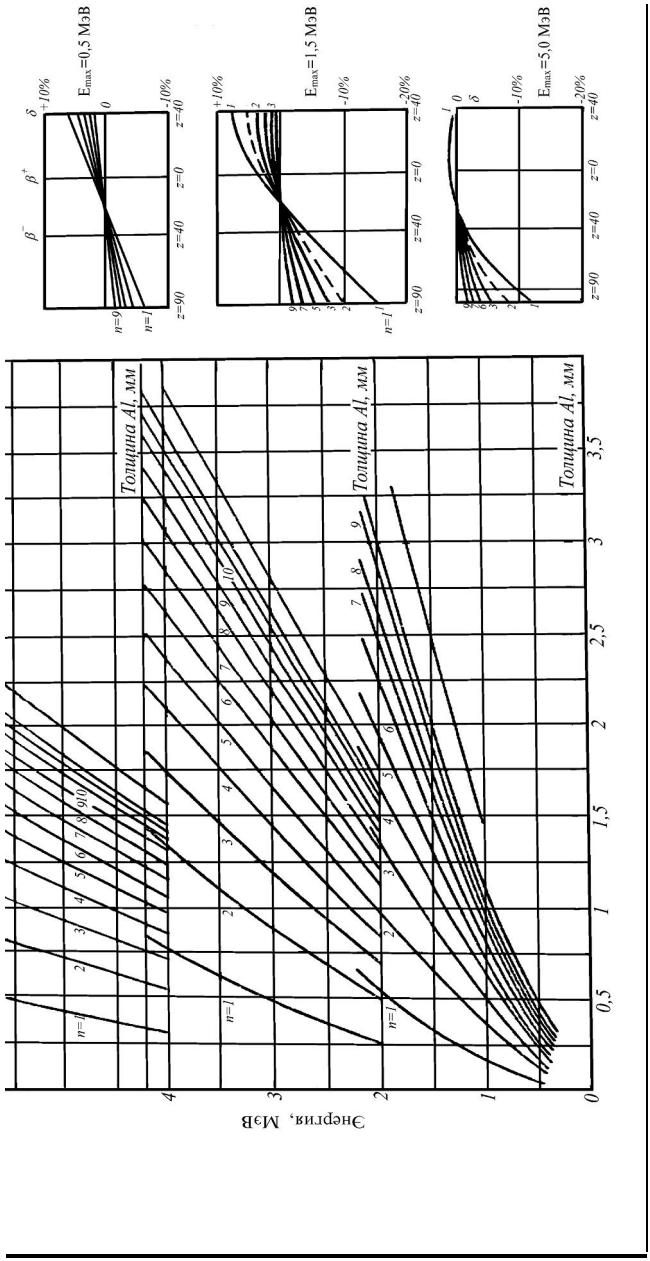


Рис. 4.5. Номограммы Блойлера-Цунти.

4.3. Регистрация бета-излучения

В этом пункте приводится перечень детекторов, которые используются для регистрации бета-излучения (частиц). При этом надо учитывать свойства бета-излучения, что существенно помогает при выборе детектора для исследования бета-излучения (табл. 4.1).

Поглощение бета-частиц даже тонким окном детектора может очень сильно повлиять на результаты измерений. Мертвое время счетчика также может вызвать большие ошибки счета при работе с излучениями высокой интенсивности. Для достижения высокой надежности регистрации необходимо пользоваться детектором с очень тонкими окнами или без окон. При измерении излучений высокой интенсивности нужно выбирать детектор с небольшим мертвым временем.

Таблица 4.1.

Детектор	Надежность	Изготовление
Ионизационная камера в импульсном режиме	Средняя	Очень тщательное
Пропорциональный счетчик	Высокая	Не очень тщательное
Счетчик Гейгера-Мюллера	Поглощение в окне, фон	Простое
Сцинтилляционный счетчик	Высокая	Не очень тщательное
Полупроводниковый детектор	Высокая	Тщательное

Для точного определения активности (плотности излучения, мощности дозы) пригодны пропорциональные счетчики, сцинтилляционные счетчики, с 4π-геометрией, полупроводниковые детекторы (ППД), а для препаратов высокой активности макрокалориметрические методы. Для определения энергетического спектра можно использовать пропорциональные счетчики, сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы, дающие точные результаты. Траектории частиц можно наблюдать в диффузионных камерах разных типов и в пузырьковых камерах. Применяются также фотоэмульсии и фото-

пленки. Описание принципа работы различных детекторов приведено в гл. 7 Практикума.

4.4. Контрольные вопросы и задачи

1. Найти максимальную энергию, уносимую электроном при распаде нейтрона.
2. Оцените качественно вклад сильного и электромагнитного взаимодействий в энергию распада ядра ${}_{1}H^{3}$ и ядра ${}_{55}Cs^{137}$.
3. Определите максимальную энергию электронов при бета-распаде ядра ${}_{11}Na^{24}$.
4. Известно, что ядра ${}_{47}Ag^{107}$ и ${}_{47}Ag^{109}$ стабильны, а ядра ${}_{47}Ag^{108}$ и ${}_{47}Ag^{110}$ бета-радиоактивны. Определитее вид распада этих ядер.
5. По массам (или энергиям связи) соседних изобар с массовым числом A = 40 определите возможные типы распадов и рассчитать энергии переходов в Мэв.
6. Каким – разрешенным или запрещенным является распад ядра C^{14} в основное состояние дочернего ядра? (См. таблицу характеристик ядер в приложениях).
7. Практически важный нуклид ${}_{38}Sr^{90}$ распадается по схеме $Sr^{90} \rightarrow Y^{90} \rightarrow Zr^{90}$. Каким из двух распадов определяется величина E_m , каким – период полураспада? Предложите объяснение различия периодов полураспада (см. таблицу характеристик ядер в приложениях).
8. Бета-распад ядер Al^{28} сопровождается гамма-излучением с энергией квантов 1,78 МэВ. Определите величину E_m.
9. Электрон с энергией 1 Мэв имеет в алюминии побег 1,5 мм, оценить его пробег в воздухе и воде.
10. В двух одинаковых контейнерах содержатся два бета-препарата одинаковой активности и с одинаковыми E_m , но один из них нейтронно избыточный, а другой нейтронно дефицитный. Толщина стенок контейнеров близка к толщине полного поглощения. Одинакова ли энергия излучения, поглощенная стенками контейнеров? Обсудите отдельно для случаев легкого и тяжелого ядер.

4.5. Лабораторная работа: Определение верхней границы бета-спектра

Данная лабораторная работа показывает, что важная информация о бета-радиоактивном нуклиде может быть получена с использованием простой измерительной аппаратуры. Измеряется кривая поглощения бета-частиц – зависимость числа частиц от толщины слоя вещества, через который они проходят. Измерения проводятся на установке, состоящей из бета-радиоактивного препарата, детектора и регистрирующего устройства (пересчетного прибора или интенсиметра). Бета-излучатель и детектор помещены в защитный домик. Между ними, на пути пучка бета-частиц, помещаются плоские пластины из алюминия, толщина которых известна. Определяется величина $N(d_\Sigma)$ – скорость счета (имп/с). Здесь $d_\Sigma = \Sigma d_i$ – суммарная толщина стопки пластин, d_i – толщина i-ой пластины.

Информация о величине E_m – верхней границе бета-спектра получается в результате обработки полученных данных двумя методами: а) определением толщины полного поглощения d_m и нахождением $E_m(d_m)$ по графику (рис. 4.4.) или одной из формул (4.16); б) определением толщины 2^n-кратного ослабления пучка и нахождением E_m по номограммам Блойлера-Цунти (рис. 4.5.).

Определение E_m по толщине полного поглощения (рис. 4.4.) производится следующим образом. Путем экстраполяции кривой поглощения к уровню фона, определяемому посторонними факторами, и не зависящему от энергии излучения и толщины поглотителя, находится линейная толщина полного поглощения. Для использования зависимости рис. 4.4 последняя переводится в массовую полную толщину (ρ_{Al} = 2,7 г/см^3).

При использовании номограмм Блойлера-Цунти (рис. 4.5) учитывается толщина поглотителя из алюминия (мм), ослабляющая пучок в 2^n раз (n=1,2,3, …). По оси абсцисс отложена толщина алюминия, по оси ординат – энергия, соответствующая верхней границе бета-спектра. Индексы n на кривой указывают степень ослабления интенсивности. На номограммах приведены три семейства кривых, соответствующих различным интервалам значений E_m.

Номограммы приведены для случая, когда заряд бета-активного ядра Z = 20. Если заряд ядра отличается от 20, или распад является позитронным, необходимо ввести поправку, связанную с кулоновским взаимодействием ядра и вылетающей бета-частицы. Величину такой поправки δ определяют по графику, приведенному справа от номограмм на рис. 4.5. Зная экспериментальную толщину n-кратного поглощения $d_n(Z)$ находят соответствующую толщину $d_n(20)$ из выражения $d_n(20) = \frac{d_n(Z)}{1+\delta}$, которая и используется в номограммах.

Бета-активный нуклид излучателя выбран так, чтобы дочерний нуклид образовывался только в основном состоянии.

Несоблюдение этого условия может сильно осложнить процедуру обработки результатов или привести к получению искаженных результатов.

1) Измерения

Ознакомившись с описанием установки, произвести измерения $N(d_\Sigma)$, меняя толщину поглотителя от 0 до d_{max}, которое указано в описании установки. Если используется пересчетный прибор, то непосредственно измеряется величина $N_t(d_\Sigma)\Delta t$, где Δt – время измерения. Значение Δt выбирается исходя из заданной статистической точности результатов $(\Delta N_t/N_t) = N_t^{-1/2}$. Значение Δt может меняться от измерения к измерению, чтобы обеспечить постоянство $(\Delta N_t/N_t)$.

3) Обработка результатов

1) Построить графики зависимостей $N(d_\Sigma)$ и $\lg N(d_\Sigma)$. Первый график при $d_\Sigma < d_m$ близок по форме к экспоненте и плавно переходит в горизонтальную прямую $N(d_\Sigma) = N_{фон}$ при $d_\Sigma > d_m$. График $\lg N(d_\Sigma)$ используется для определения E_m методом (а) Этот график представляет собой почти прямую (спадающую) при $d_\Sigma < d_m$ и горизонтальную прямую $\lg N_{фон}$ при $d_\Sigma > d_m$. При $d_\Sigma \approx d_m$ кривая плавно переходит из одного участка в другой. Значение d_Σ ,соответствующее точке пересечения линейных участков графика, принимается равным d_m (точка

пересечения находится экстраполяцией этих участков в область $d_\Sigma \approx d_m$).

По полученному графику и значению d_m, пересчитанному в единицах г·см$^{-2}$, необходимо найти значение E_m. Ориентируясь на полученный результат, подсчитать E_m по одной из формул 4.16. Очевидно, полученный результат не зависит от формы бета-спектра.

Для определения E_m методом (б) по графику $N(d_\Sigma)$ найти $d_\Sigma = d_n$ такие, что $N(d_n) = 2^{-n}N(d_\Sigma = 0)$ при нескольких значениях n = 1, 2, 3, ... По номограммам Блойлера-Цунти найти значения E_m. В этом случае результаты, в принципе, зависят от формы бета-спектра, следовательно они зависят от атомного номера нуклида-излучателя Z и вида бета-распада. Это учитывается поправками, которые находятся по номограммам справа. Более корректные результаты получаются в случае разрешенных бета-распадов, а для запрещенных распадов и сложных спектров лучшие результаты получаются при использовании больших значений n. 2). Данные, полученные методом а), дают возможность определить по таблицам радиоактивный нуклид, затем, определив Z, внести поправки в результаты метода б), сравнить все значения E_m и, если они близки, вычислить среднее. В случае неоднозначного определения Z сравнение результатов, полученных этими методами, в принципе позволяет сделать правильный выбор.

ГЛАВА 5. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР: ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

5.1. Природа гамма-излучения

Термин *гамма-излучение* впервые появился при анализе различных типов радиоактивного излучения: так (третьей буквой греческого алфавита) было названо излучение радиоактивных ядер, не отклоняющееся в магнитном поле. По существу, это электромагнитное излучение при переходе ядер из возбужденного состояния в основное. Диапазон энергий фотонов (гамма-квантов) условно начинается с E_γ порядка 10^3 эВ ($\lambda < 10^{-9}$ м). Нижний предел этого диапазона перекрывает энергии характеристического рентгеновского излучения. Гамма-излучением называют также тормозное излучение быстрых заряженных частиц, электромагнитное излучение, возникающее при распадах элементарных частиц, при аннигиляции частицы и античастицы и электромагнитное излучение, содержащееся в космических лучах. В этих случаях это излучение иногда также называется гамма-излучением, хотя каждый раз имеется название, точно указывающее причину его возникновения: тормозное излучение, аннигиляционное излучение, синхротронное излучение.

Верхняя граница энергий гамма-квантов, излучаемых ядрами-продуктами альфа- и бета-распадов порядка 10^7 эВ ($\lambda \sim 10^{-13}$м). Гамма-излучение другого происхождения (ускорители, распады элементарных частиц, космическое излучение) может содержать кванты значительно больших энергий. В любом случае E_γ на несколько порядков превосходит энергию химической связи и энергию ионизации внешних оболочек атомов (~10 эВ).

В дальнейшем мы изучаем гамма-излучение возбужденных ядер.

1) Физические свойства гамма-кванта

1) Гамма-квант имеет нулевую массу покоя и движется со скоростью света. При взаимодействии гамма-кванта с веществом происходит его поглощение или рассеяние. Изменение энергии кванта в единичном акте рассеяния имеет случайный характер и может принимать значения, сравнимые с энергией самого кванта (в противоположность плавному изменению энергии у массивных заряженных частиц при их торможении в веществе).

2) Спин фотона S равен 1 (фотон – бозе-частица). Внутренняя четность фотона $P_{int} = -1$.

3) Фотон участвует только в электромагнитном взаимодействии. Электрический заряд фотона равен нулю, вследствие чего эффективное сечение взаимодействия фотона с заряженными частицами значительно меньше, чем сечения взаимодействия между заряженными частицами. Следствием этого является большая проникающая способность гамма-излучения по сравнению с проникающей способностью потока заряженных частиц.

4) Большая энергия фотонов обуславливает отчетливое (легко доступное наблюдению) проявление корпускулярных свойств гамма-излучения. Регистрация отдельного кванта, измерение его энергии является стандартной процедурой и широко используется в исследовательских целях. Большой энергии гамма-кванта соответствует большая величина отклика регистрирующего устройства (счетчика), а это позволяет проводить работы с чрезвычайно малыми интенсивностями излучения и, как следствие, малыми количествами радиоактивных веществ (менее 10^{-11} г).

При $E_\gamma < 1$ МэВ волновые свойства гамма-излучения проявляются при рассеянии гамма-квантов кристаллами. Подобно рентгеновскому излучению, гамма-излучение испытывает брэгговскую дифракцию на кристаллах. Это явление используется для измерения длины волны гамма-излучения и для получения монохроматического гамма-излучения .

5) В качестве основной “индивидуальной” характеристики фотона можно принять волновой вектор $\mathbf{k}_\gamma = \mathbf{p}_\gamma / \hbar$, где $\mathbf{p}_\gamma$ – импульс фо-

тона. Энергия фотона $E_\gamma = \hbar \cdot k_\gamma \cdot c$, где c- скорость света. Помимо этого, состояние фотона свободного поля описывается его *мультипольностью*, равной 2^J (J = 1, 2, 3, 4...) и *четностью* P. Полный момент фотона

$$J = L + S. \qquad \textbf{(5. 1)}$$

Здесь **L** – орбитальная составляющая момента количества движения фотона, $|\mathbf{L}| = \{L(L+1)\}^{1/2}$. **Полный момент J фотона определяется** согласно правилу сложения моментов значениями моментов конечного ($\mathbf{I}_f$) и начального ($\mathbf{I}_i$) состояний излучающей частицы.

$$J = I_i + I_f, I_i + I_f - 1, \ldots, |I_i - I_f|.$$

С другой стороны, согласно **(4. 1) :**

$$L = J + 1, J, J - 1.$$

Четность фотона $P = (-1)^L \cdot P_{int} = (-1)^{L+1}$.

Таким образом, фотоны с одинаковым J могут иметь различные значения орбитального момента и различные значения четности. Если L = J, то четность равна $P = (-1)^{J+1}$. Такие фотоны называют *магнитными,* или *MJ-фотонами.* Фотоны, для которых $L = J \pm 1$ и $P = (-1)^J$, называют *электрическими* или *EJ-фотонами.* Состояние EJ- фотона является суперпозицией состояний с L = J + 1 и L = J – 1.

Соответственно можно говорить о типе излучения: излучение с характеристиками 2^J и $P = (-1)^J$ называется *электрическим 2^J – польным (EJ-излучением)*, а с характеристиками 2^J и $P = (-1)^{J+1}$ – *магнитным (MJ) 2^J – польным излучением*. Излучения с J = 1, 2, 3, 4 называются дипольным, квадрупольным, октупольным и гексадекапольным, соответственно.

Свойства излучений EJ и MJ имеют классический аналог: излучения макроскопических распределений заряда и токов, например диполя Герца (E1), рамки с током (M1), антенных устройств различного типа. Подобно этому, при квантово-механическом описании электромагнитное излучение ядер также рассматривается как результат колебаний плотности электрического заряда и тока (пропорциональных квадрату модуля волновой функции протонной части ядра и

градиенту фазы этой величины соответственно). Излучения с разной мультипольностью отличаются относительной величиной излучаемой мощности, угловым распределением и поляризацией, (предпочтительно в системе координат, определяемой осью симметрии излучателя). Применительно к излучению атомов и ядер единственной величиной, характеризующей ориентацию частицы является ее момент (для ядра – спин), поэтому угловое распределение и поляризацию гамма-излучения ядер возможно наблюдать, если механические моменты излучающих частиц будут ориентированы в одном направлении (излучатель поляризован) сильным магнитным полем или тем или иным способом фиксировано направление момента излучающей частицы.

2) Процесс гамма излучения ядер

Рассмотрим наиболее важные закономерности, определяющие гамма-активность радиоактивных нуклидов. Как было отмечено выше, ядро-продукт радиоактивного распада с некоторой вероятностью образуется в одном из возбужденных состояний (см. рис. 5.1). Переход ядра в одно из нижележащих энергетических состояний сопровождается либо испусканием гамма-кванта (*радиационный переход*), либо передачей энергии электрону одной из глубоколежащих оболочек (K-, L-, M-... оболочки) собственного атома, который вылетает из атома, имея кинетическую энергию

$$E_e = \Delta E - E_i ,$$

где ΔE – энергия перехода, E_i – энергия ионизации оболочки, покинутой электроном. Этот процесс называется *внутренней конверсией*, а переход – *конверсионным переходом*.

Отношение вероятности конверсионного перехода к вероятности радиационного перехода называется *коэффициентом внутренней конверсии* α. Диапазон возможных значений коэффициента внутренней конверсии

$$0 < \alpha < \infty .$$

Связь значения α со свойствами ядра рассматривается ниже.

Энергия гамма-кванта с высокой степенью точности (но не абсолютно точно) равна ΔE – разности энергий начального и конечного состояний ядра (энергии перехода).

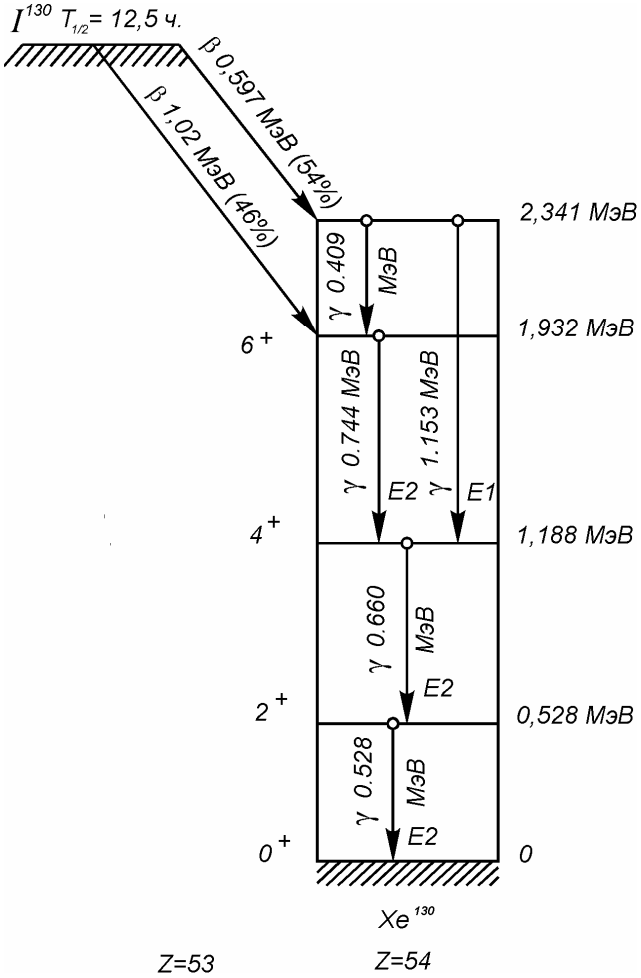


Рис. 5.1. Схема распада ядра I^{130} .

В подавляющем большинстве случаев время жизни возбужденных состояний ядер равно (10^{-8} – 10^{-15}) с, и, следовательно, распад этих состояний происходит практически одновременно с распадом мате-

ринских ядер. Вероятность радиационного перехода между двумя энергетическими состояниями ядра зависит от энергии перехода и типа излучения (EJ, MJ). Возможные для данного нуклида типы излучения определяются квантовыми характеристиками уровней (i-го и f-го), между которыми происходит переход ($\mathbf{I}_i^{P_i}$; $\mathbf{I}_f^{P_f}$) в соответствии с законами сохранения момента и четности:

$$\mathbf{J} = \mathbf{I}_f - \mathbf{I}_i\,, \quad P_i = P \bullet P_f\,, \tag{5.2}$$

здесь P – четность гамма-кванта.

Согласно правилу сложения моментов количества движения микрочастиц имеем

$$|(I_f - I_i)| < J < (I_f + I_i), \tag{5.3}$$

следовательно, если I_i, $I_f \neq 0$, возможны переходы с различной мультипольностью. Заметим, что если $I_i = I_f = 0$, радиационные переходы запрещены в соответствии с (4.1), т.к. $J \geq 1$. В этом случае возможны только конверсионные переходы или одновременное испускание двух гамма-квантов с суммарной энергией равной энергии перехода.

Вероятность радиационного перехода между уровнями f и i выражается формулами

$$w_{if} = C_J \frac{1}{\lambda}\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2J} \text{ для EJ-переходов,} \tag{5.4}$$

$$w_{if} = C_J \frac{1}{\lambda}\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(J+1)} \text{ для MJ-переходов.} \tag{5.5}$$

Здесь $R = r_o A^{1/3}$ – радиус ядра, $\lambda = hc/(E_f - E_i)$ – длина волны гамма-излучения, C_J – коэффициент, слабо зависящий от J. В рассматриваемом диапазоне энергий гамма-квантов и для средних значений A отношение $R/\lambda << 1$, из чего следует, что w_{if} быстро убывает с ростом J: $w(E,J+1)/w(E,J) = 10^{-3} – 10^{-5}$. Отношение вероятностей магнитного и электрического перехода с одинаковой мультипольностью составляет $w(MJ)/w(EJ) = 10^{-3} – 10^{-2}$. Таким образом, можно утверждать, что в излучении будут присутствовать кванты с минимальной допускаемой законами сохранения мультипольностью. Если допустимые зна-

чения мультипольности велики, а энергия перехода невелика, время жизни возбужденного состояния может быть весьма большим, например время жизни состояния E = 70 кэВ, $I^P = 11/2^+$ изотопа Sn^{119} (нижележащие состояния имеют характеристики E = 24 кэВ, $I^P = 3/2^+$; E = 0, $I^P = 1/2^+$) равно 400 дней. Такие долгоживущие состояния ядер называются *изомерными состояниями*. Следует заметить, что формулы (5.4) и (5.5) получены в предположении, что излучение фотона происходит в результате перехода одного протона из одного энергетического состояния в другое, в действительности же процесс перехода затрагивает все ядро, и реальные значения вероятности могут отличаться от приведенных в (5.4) и (5.5) на один – два порядка, однако эти формулы правильно отражают общую тенденцию.

Вероятность конверсионного перехода и значение α находятся в прямой зависимости от плотности электронного облака атома внутри ядра и поэтому возрастают с ростом Z, значение α растет также с ростом мультипольности и уменьшением энергии перехода, т.е. с уменьшением вероятности радиационного перехода.

5.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

При прохождении пучка гамма-квантов через вещество происходит их рассеяние и поглощение, приводящее к ослаблению пучка квантов, не испытавших взаимодействия, по экспоненциальному закону, подобному закону Ламберта для оптического диапазона:

$$N_\gamma(d) = N_\gamma(0)\exp(-\mu d)\,, \qquad (5.6)$$

где μ – коэффициент поглощения, зависящий от энергии квантов и характеристик поглощающего вещества, d – толщина слоя вещества. В зависимости от характера расчетов толщина поглощающего слоя может иметь размерность длины или размерность (масса/площадь). Соответственно коэффициент ослабления имеет размерность $(\text{длина})^{-1}$ (*линейный коэффициент ослабления*) или (площадь/масса) (*массовый коэффициент ослабления*).

Взаимодействие гамма-квантов с электронами и ядрами можно рассматривать как индивидуальные взаимодействия между квантом и

частицей. Возможность такого подхода обусловлена тем, что эффективный радиус взаимодействия фотона с точечным зарядом равен т.н. *комптоновской длине волны электрона* $\Lambda_e = h/m_e \cdot c = 3{,}86 \cdot 10^{-13}$ м, которая значительно меньше средних расстояний между частицами вещества (10^{-10} м).

Процессы взаимодействия гамма-квантов с электронами вещества являются преобладающими, поскольку электронов в Z раз больше, чем ядер.

1) Процессы поглощения гамма-квантов

Поглощение фотона свободной частицей, без изменения энергии покоя последней, т.е. по схеме

энергия фотона → кинетическая энергия частицы

невозможно т.к. при этом невозможно совместное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Электрон не имеет возбужденных состояний, его энергия покоя неизменна, следовательно, свободный электрон не может поглотить фотон при любых энергиях последнего. Процессы поглощения гамма-квантов происходят при участии частиц посредников. Существуют два механизма поглощения гамма-квантов: *фотоэффект и рождение электронно-позитронных пар*.

1) *Фотоэффект,* или фотоэлектрическое поглощение гамма-квантов, подобен оптическому фотоэффекту. Большая энергия фотона обусловливает возможность фотоионизации внутренних электронных оболочек: $E_\gamma > E_i$, (E_i – энергия ионизации i-оболочки). Фотоэлектрон покидает атом, имея кинетическую энергию

$$E_e = E_\gamma - E_i. \qquad (5.7)$$

Роль частицы посредника играет атом. Вероятность передачи импульса атому возрастает с ростом энергии связи электрона с атомом, вследствие чего при $E_\gamma > E_K$ основной вклад дает фотоэффект на К-оболочке (наибольшая энергия связи). При выполнении этого условия зависимость эффективного сечения фотоэффекта от энергии кван-

та и характеристик поглощающих атомов, можно представить приближенными формулами:

$$\sigma_{фот} \propto Z^5 / E_\gamma^{3,5} \text{ при } E_\gamma \geq E_K \text{ и}$$

$$\sigma_{фот} \propto Z^5 / E_\gamma \text{ при } E_\gamma >> E_K. \qquad (5.8)$$

Сильная зависимость эффективного сечения от Z также обусловлена увеличением энергии связи электрона при увеличении заряда ядра.

Выбитые из атома фотоэлектроны имеют кинетическую энергию, равную $E_e = E_\gamma - E_i$, причем обычно $E_e >> \langle E_i \rangle$, $\langle E_i \rangle = 13{,}6\ Z$ эВ – среднее значение энергии ионизации атома вещества. Кинетическая энергия, приобретаемая атомом, исчезающе мала в сравнении с энергией фотоэлектрона.

2) *Процесс рождения электронно-позитронных пар* – превращение фотона в электрон и позитрон в кулоновском поле частицы посредника. Если процесс происходит в поле ядра, то энергетический баланс процесса выглядит так:

$$E_\gamma = 2m_ec^2 + E_e^- + E_e^+ + E_N\ , \qquad (5.9)$$

где E_e^-, E_e^+ и E_N – кинетические энергии электрона, позитрона и ядра, (причем $E_N \cong 0$), следовательно, рождение электронно-позитронных пар возможно при $E_\gamma \geq 2m_ec^2 = 1{,}02$ МэВ. Участие электронов среды в качестве посредников становится возможным при $E_\gamma > 4m_ec^2$ и имеет очень малую вероятность. Электрон и позитрон пары испытывают ионизационное и радиационное торможение. Позитрон после торможения образует с электроном среды связанное водородоподобное состояние – позитроний и через $\sim 10^{-8}$ с аннигилирует с этим электроном с образованием двух гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 0{,}511$ МэВ каждый (значительно реже – трех гамма-квантов).

Эффективное сечение рождения электронно-позитронных пар монотонно возрастает с ростом энергии фотонов, рост сечения прекращается при $E_\gamma > 15 \div 30$ МэВ. В интервале $5m_ec^2 < E_\gamma < 50m_ec^2$:

$$\sigma_{пар} \propto Z^2 \ln(E_\gamma / m_ec^2). \qquad (5.10)$$

2) Процессы рассеяния гамма-квантов

В отличие от поглощения рассеяние фотонов может происходить на свободных частицах. Согласно классической теории Томсона для рассеяния электромагнитной волны на свободной частице эффективное сечение этого процесса равно

$$\sigma_{томс} = \frac{8}{3}\ \pi\ (Ze)^4 / (M^2c^4), \qquad (5.11)$$

где M – масса частицы, Ze – ее заряд. В теории Томсона при рассеянии длина волны фотона не изменяется.

Основным механизмом рассеяния гамма-излучения на связанных электронах атома является *релеевское рассеяние*, при котором длина волны также не меняется.

Квантовый механизм рассеяния гамма-излучения основан на представлении об излучении, как о потоке частиц (фотонов) и учитывает обмен взаимодействующих частиц энергиями и импульсами. При этом длина волны рассеянного излучения будет отличаться от длины волны падающего излучения. Если рассеивающие заряженные частицы не изменяют своего внутреннего состояния и их можно считать свободными, то изменение энергии (длины волны) фотона описывается выражениями (*эффект Комптона*):

$$E_\gamma' = E_\gamma\ [1 + (E_\gamma / Mc^2)\ (1 - \cos\theta)]^{-1}\ ,$$

$$\lambda' = \lambda + \Lambda(1 - \cos\theta), \qquad (5.12)$$

где $\Lambda = h/Mc$ – комптоновская длина волны заряженной частицы. Для электрона $\Lambda_e = 3{,}86 \cdot 10^{-13}$ м, для нуклона и ядер меньше на три и более порядка. Для гамма-излучения с энергией квантов несколько МэВ длина волны составляет $10^{-12} \div 10^{-13}$ м, и заметные изменения длины волны и энергии гамма-квантов будут иметь место только при рассеянии последних на электронах. Томсоновское и релеевское рассеяние также можно рассматривать как комптоновское рассеяние на ядрах и атомах, но при этом изменения длины волны так малы, что лежат за пределами возможностей эксперимента.

В эффекте Комптона электрон, испытавший взаимодействие с фотоном (электрон отдачи) приобретает кинетическую энергию равную

$$E_e = E_\gamma - E_\gamma'. \qquad (5.13)$$

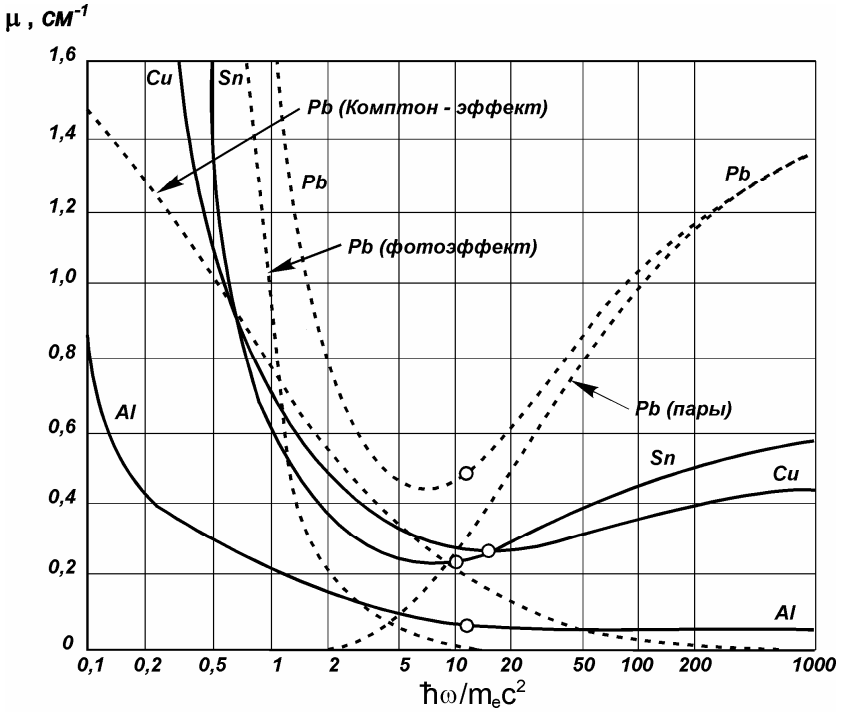


Рис. 5.2. Коэффициент поглощения гамма-излучения μ в зависимости от энергии кванта ħω. Для Pb приведено также поведение составляющих, обусловленных фотоэффектом, комптоновским рассеянием и эффектом рождения пары.

Спектр кинетической энергии электронов отдачи – непрерывный в интервале $0 \le E_e \le E_{max}$, $E_{max} = 2E_\gamma\, \varepsilon/(1 + 2\varepsilon)$, $\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$.

Эффективное сечение комптоновского рассеяния описывается достаточно сложной формулой Клейна-Тамма- Нишины, приведенной в частности в [2] (гл.IV, §26).

При $\varepsilon >> 1$ эффективное сечение эффекта Комптона в расчете на один атом изменяется прямо пропорционально отношению Z/ E_γ:

$$\sigma_{компт} \propto Z/ E_\gamma . \qquad (5.14)$$

Кроме перечисленных выше наблюдается резонансное рассеяние гамма-квантов ядрами (резонансная флюоресценция). Ядро поглощает гамма-квант определенной энергии, переходя в возбужденное состояние с последующим излучением гамма-кванта или электрона конверсии. При $E_\gamma < 100$ кэВ в твердых телах, содержащих соответствующие ядра, имеет место *эффект Мёссбауэра* – резонансная флюоресценция без потери энергии квантов на отдачу.

3) Коэффициент ослабления пучка гамма-квантов. Коэффициент передачи (поглощения) энергии

При расчетах ослабления интенсивности (5.6) узкого пучка квантов предполагается, что любой вид взаимодействия приводит к удалению кванта из пучка и коэффициент ослабления равен сумме парциальных коэффициентов ослабления:

$$\mu(E_\gamma) = \mu_{фот}(E_\gamma) + \mu_{компт}(E_\gamma) + \mu_{пар}(E_\gamma). \qquad (5.15)$$

Для вещества, содержащего атомы одного элемента, $\mu_i(E_\gamma) = \sigma_i(E_\gamma)N$, где $\sigma_i(E_\gamma)$ – эффективное сечение взаимодействия I-го типа гамма-кванта с атомами, N – число атомов в единице объема вещества. (если μ_i – линейный коэффициент ослабления) или в единице массы (при массовом коэффициенте ослабления). На рис. 5.2 представлены графики зависимости μ (E_γ) для веществ с различными Z (13, 29, 50 и 82) и графики $\mu_{фот}(E_\gamma)$, $\mu_{компт}(E_\gamma)$ и $\mu_{пар}(E_\gamma)$ для свинца (Z = 82).

Для расчетов величины энергии, переданной пучком гамма-квантов поглощающей среде, необходимо учитывать, что вклад каждого из процессов взаимодействия различен: при **фотопоглощении** почти вся энергия кванта передается фотоэлектроном атомам среды; при **комптоновском рассеянии** значительная часть энергии уносится рассеянным квантом в соседние области среды или за ее пределы, часть рассеянных квантов испытывает вторичное рассеяние или по-

глощение; в **процессах, сопровождающих рождение электронно-позитронных пар**, часть энергии переносится аннигиляционными гамма-квантами. При вычислениях переданной среде энергии применяется величина, называемая коэффициентом передачи (поглощения) энергии μ_{tr}, входящая в виде слагаемого в полный коэффициент ослабления:

$$\mu = \mu_{tr} + \mu_s , \qquad (5.16)$$

где μ_s – слагаемое, характеризующее рассеянное фотонное излучение. Значения μ_{tr} можно найти в справочниках (см. Табл. П3 Приложения).

Энергия, поглощенная в слое вещества толщиной h и площадью S при прохождении монохроматического пучка гамма-квантов с начальной интенсивностью I, равномерно распределенной по площади S, равна

$$E_{погл} = IS \int_0^h \exp(-\mu x)\mu_{tr} dx = (IS\mu_{tr} / \mu)\,[1 - \exp(-\mu h)]. \qquad (5.17)$$

В дозиметрии ионизирующих излучений используется понятие *поглощенной дозы* – отношения энергии, переданной излучением некоторому объему вещества, к массе последнего. Эта энергия затрачивается на нагревание вещества и структурные и (или) химические превращения в нем. Для корпускулярных излучений (альфа- и бета-частицы, протоны с энергиями ≤ 1 МэВ) это энергия, потерянная частицами при торможении в облученном объеме. Для гамма-квантов в связи с вышесказанным поглощенная доза не совпадает с энергией провзаимодействовавших с этим объемом квантов. В связи с этим для дозиметрических расчетов введена еще одна характеристика – *керма* – (аббревиатура англоязычного – *kinetic energy released* in *material*), величина, равная начальной кинетической энергии освобожденных гамма-квантами электронов, отнесенной к единице массы.

5.3. Спектрометрия гамма излучения

1) Характеристики детекторов, применяемых для спектрометрии гамма-излучения

Эффективность регистрации гамма-квантов определяется в основном долей гамма-квантов, испытавших взаимодействие с рабочим веществом детектора, т.е. величиной $[1 - \exp(-\mu h)]$, где h – толщина слоя рабочего вещества в направлении пучка. Отсюда следует, что при ограниченных размерах детектора величина μ должна быть максимально возможной. Этим определяется выбор типа детектора:

Газоразрядные детекторы пригодны для регистрации гамма-излучения низких энергий $E_\gamma < 100$ кэВ, в котором велико эффективное сечение фотопоглощения (см. рис. 5.2). В качестве рабочего вещества применяются тяжелые инертные газы – криптон или ксенон.

Сцинтилляционные детекторы на основе иодидов щелочных металлов (NaJ, CsJ) , имеющие высокую плотность рабочего вещества и большую величину Z, являются основными приборами при решении прикладных (дозиметрических) задач. Эффективность регистрации гамма-квантов составляет десятки процентов.

Полупроводниковые детекторы с приемлемой эффективностью должны иметь большие размеры. Необходимость высочайшей степени очистки и сложность технологии изготовления делают их дорогостоящими.

Энергетическое разрешение является важнейшей характеристикой детектора в спектрометрии излучения любого вида. Сцинтилляционные детекторы имеют энергетическое разрешение не лучше 7%. Высоким энергетическим разрешением (до 0.1%) характеризуются газоразрядные и полупроводниковые детекторы. Последние, несмотря на высокую сложность технологии их изготовления и высокую стоимость становятся основным типом приборов в спектрометрии гамма-излучения.

2) Амплитудный спектр монохроматического гамма-излучения.

Отклик V (амплитуда импульса) ионизационного детектора любого типа пропорционален числу ионных (электронно-дырочных) пар $N_{пар}$, образованных частицей в рабочем веществе, которое, в свою очередь, пропорционально кинетической энергии фото- и комптоновских электронов и электронно-позитронных пар, образовавшихся при взаимодействии гамма-кванта с рабочим веществом детектора. Следовательно,

$$V \sim E_e. \qquad (5.18)$$

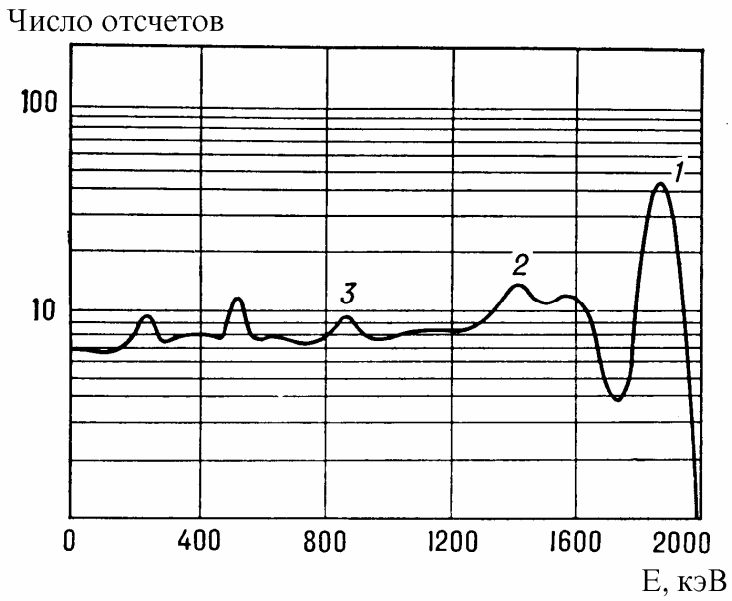


Рис. 5.3. Амплитудный спектр импульсов от сцинтилляционного детектора, облучаемого гамма-квантами с энергией 1,92 МэВ.

Рассмотрим процесс формирования отклика при регистрации гамма-квантов с заданной энергией E_γ, предполагая различные механизмы их взаимодействия с рабочим веществом детектора. На рис. 5.3 представлено распределение числа отсчетов спектрометра со сцинтилляционным детектором по амплитудам импульсов (величине от-

клика), возникающих под действием гамма-квантов с энергией 1920 кэВ. На этом графике амплитуда импульсов выражена через энергию создающих их электронов. Зависимость такого вида называется *амплитудным спектром импульсов.*

а) Оценим спектр амплитуд откликов, образованных **фотопоглощением квантов**. Гамма-квант создает фотоэлектрон с энергией, зависящей от того, на каком атоме (например Na или Cl в случае применения сцинтиллятора NaCl) и на какой оболочке (K, L, M,..) этого атома поглощен фотон (см. (5.7)). Таким образом, можно ожидать появления сложного спектра откликов различной интенсивности. Однако в течение короткого отрезка времени, меньшего, чем длительность формирования отклика (см. временное разрешение в гл. 6), произойдет переход ионизированного гамма-квантом атома в основное состояние с испусканием каскада квантов характеристического рентгеновского излучения и оже-электронов, суммарная энергия которых равна энергии ионизации соответствующей оболочки. Вероятность фотопоглощения этих квантов в рабочем веществе близка к 1. В результате, вне зависимости от того, на какой оболочке был поглощен гамма-квант, суммарная кинетическая энергия электронов оказывается равной E_γ, и величина отклика будет (с точностью до энергетического разрешения) пропорциональна E_γ (пик 1 на рис. 5.3).

б) **Эффект рождения пар электрон-позитрон** может привести к формированию одного из трех значений отклика пропорциональных:

- кинетической энергии частиц пары $E = E_{эл} + E_{поз}$ (аннигиляционные кванты покидают детектор без взаимодействия) (пик 3);
- энергии $E + m_e c^2$ (один из квантов поглощен в детекторе, другой его покинул) (пик 2);
- энергии E_γ (поглощены оба кванта) (пик 1).

в) **Комптоновскому рассеянию** соответствует непрерывный спектр откликов в соответствии с непрерывным распределением энергии комптоновских электронов (см. п. 4.2.2) (0-1700 кэВ на рис. 5.3).

г) **Каскад взаимодействий**: многократное комптоновское рассеяние + фотопоглощение последнего рассеянного кванта создает отклик пропорциональный E_γ (пик 1).

Пик в спектре амплитуд, соответствующий отклику максимальной величины, обусловленный в основном механизмом (а) а также механизмами (б-3) и (г), называется ***пиком полного поглощения***.

Пик полного поглощения несет основную информацию об энергетическом спектре гамма-квантов, остальные в большинстве практических задач являются помехой при расшифровке амплитудных спектров гамма-излучения со сложным энергетическим спектром. Относительная интенсивность различных вкладов зависит от энергии гамма-квантов, свойств рабочего вещества и размеров датчика (предоставляем читателю самостоятельно проанализировать качественно эту зависимость).

5.4. Контрольные вопросы и задачи

1. Оцените время жизни $\tau = w^{-1}$ первого возбужденного состояния (E = 0,66 МэВ, $I^P = 11/2$) ядра Ba^{137} – продукта распада Cs^{137} . Характеристика основного состояния $I^P = 3/2^+$. Считать $C_L = 1$.
2. Определите спин и четность уровня 2,341 МэВ ядра Xe^{130} (рис. 5.1).
3. Для измеренного Вами в задании 2 (см. 5.5) значения E_γ вычислите максимальную энергию отдачи комптоновского электрона. Подтверждает ли Ваши расчеты спектр амплитуд импульсов, полученный при выполнении задания 1. Если нет, то какова может быть причина несоответствия результатов?
4. Излучатель Co^{57} активностью 10^8 Бк находится в центре сферической оболочки из алюминия толщиной 2 см, которая существенно меньше радиуса сферы. Какова энергия излучения, поглощаемая в оболочке в течение 1 часа? (Характеристики изотопа Co^{57} см. в справочнике).
5. Предположим, что сцинтиллятор имеет поглощающие характеристики воды (см. табл. П3). Рабочая толщина сцинтиллятора 100 мм. Оцените эффективность сцинтиллятора для регистрации гамма-излучения с энергией 40 кэВ и 1,25 МэВ. Опишите качественные

различия спектров амплитуд импульсов для первого и второго излучателей.

5.5. Лабораторная работа: Измерение энергетического спектра гамма-излучения радиоактивного источника. Измерение энергии гамма-квантов методом поглощения

Целью лабораторной работы является получение энергетического спектра гамма-излучения радиоактивного излучателя и измерение энергии гамма-квантов методом поглощения. Измерения выполняются на установке, блок-схема которой приведена на рис. 5.4.

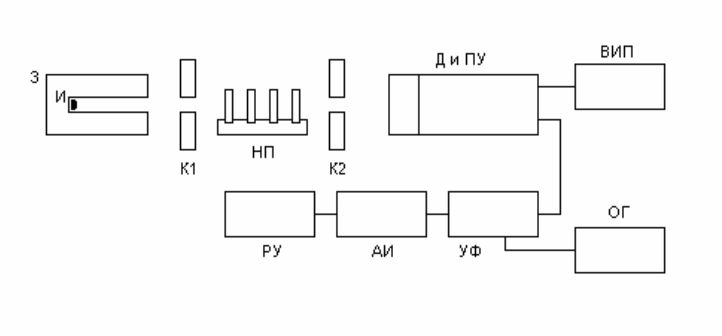


Рис. 5.4. Блок-схема лабораторной установки, на которой показаны: И – источник гамма-излучения, З – защита, К1 и К2 – коллиматоры, НП – набор поглотителей, Д и ПУ – датчик с предусилителем, ВИП – высоковольтный источник питания, УФ – усилитель-формирователь, АИ – анализатор импульсов, РУ – регистрирующее устройство, ОГ – осциллограф.

Излучатель помещен в защитный свинцовый «домик». При помощи свинцовых коллиматоров $К_1$ и $К_2$ формируется узкий пучок гамма-квантов, падающий на входное окно датчика. На подставку, расположенную между коллиматорами, помещаются пластины известной толщины из свинца, алюминия или какого-либо другого материала, пересекающие пучок излучения. Импульсы с датчика, усиленные и сформированные усилителем, поступают на вход блока АИ, который представляет собой многоканальный амплитудный анализатор или одноканальный амплитудный анализатор (дискриминатор)

с блоком регистрации (интенсиметр или пересчетное устройство). При помощи осциллографа имеется возможность наблюдать импульсы напряжения, поступающие с датчика.

Задание 1. Ознакомившись с описанием блоков установки подготовить их к работе согласно инструкции. Убрать все поглотители с подставки.

1) Произвести измерения амплитудных спектров гамма-излучателей, набор которых будет указан преподавателем.

2) По полученным амплитудным спектрам восстановить энергетические спектры гамма-излучателей, представив их в виде графиков с произвольным масштабом по оси E.

3) Используя табличные значения E_γ для 2 или 3 излучателей или данные, полученные при выполнении задания 2, построить калибровочный график *амплитуда импульса – энергия кванта* или *номер канала – энергия кванта*.

4) Определить энергии гамма-квантов излучателя с «неизвестными» характеристиками.

5) Оценить энергетическое разрешение спектрометра.

Задание 2. Определить энергию гамма-квантов, испускаемых одним из образцов, использованных при выполнении задания 1, методом поглощения, который состоит в экспериментальном определении коэффициента ослабления гамма-излучения в известном материале и определении энергии гамма-квантов по известной зависимости коэффициента ослабления от энергии гамма-квантов (рис. 5.2). Для этого:

1) При помощи регистрирующего устройства снять зависимость скорости счета N от толщины поглотителя d, увеличивая число пластин поглотителей на подставке.

2) По полученным данным построить график зависимости lnN(d) и найти значение коэффициента ослабления как тангенс угла наклона или по формуле $\mu = \ln 2/d_{1/2}$, где $d_{1/2}$ – толщина половинного ослабления ($N(d_{1/2}) = 0{,}5\ N(0)$).

3) Пользуясь графиком на рис. 5.2 или табл. П3 Приложения определить энергию гамма-квантов.

4) Обосновать корректность применения метода, основываясь на данных, полученных в задании 1.

ГЛАВА 6. НЕЙТРОННАЯ АКТИВАЦИЯ. ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА В СМЕСИ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ

Благодаря электрической нейтральности нейтрона при его взаимодействии с веществом кулоновское взаимодействие не играет роли. Поскольку кулоновский барьер отсутствует, процессы взаимодействия нейтрона с атомом, в том числе, ядерные реакции, разрешенные законами сохранения, с высокой эффективностью протекают и при самых низких кинетических энергиях нейтрона. Эти особенности поведения нейтронов в веществе были широко использованы как в ядерно-физических исследованиях, так и в многочисленных прикладных задачах, например, в ядерной энергетике.

Большое значение нейтронов в науке и практике, особенности методов получения нейтронов с заданными параметрами и методов их регистрации способствовали появлению самостоятельного раздела физики – нейтронной физики.

В частности, под действием нейтронов ряд ядер приобретают свойство *искусственной радиоактивности*. Нейтронная активация, знакомству с которой посвящена данная глава, находит разнообразные применения: как высокочувствительный метод определения содержания какого-либо элемента, применяемый в геологии, металлургии, криминалистике; для образования примесных центров в полупроводниковых материалах; для получения радиоактивных и стабильных изотопов и др. Ниже приводятся сведения о свойствах и источниках нейтронов и основных принципах техники *нейтронно-активационного анализа*.

6.1. Основные свойства нейтронов

Нейтрон был открыт в 1932 г. английским физиком Чедвиком. Это открытие привело к построению протонно-нейтронной модели ядра, на основе которой получили объяснение большинство свойств ядер.

На современном уровне знаний нейтрон представляет собой частицу, состоящую из трех фундаментальных частиц – кварков: одного u-кварка с электрическим зарядом $q_u = +2/3e$ и двух d-кварков ($q_d = -1/3\ e$), удерживаемых сильным глюонным полем. Суммарный электрический заряд системы равен нулю. Однако, радиальное распределение плотности положительного и отрицательного зарядов не одинаково, результатом чего является наличие у нейтрона магнитного момента.

Спин нейтрона – сумма спиновых моментов составляющих его кварков ($s_u = s_d = 1/2$) – равен 1/2.

Масса нейтрона m_n = 939,5730 МэВ = 1838,5 m_e (m_e – масса электрона). Масса нейтрона больше массы протона на 2,5m_e и больше суммы масс протона и электрона на 1,5m_e, следовательно энергетически выгоден распад нейтрона $n \rightarrow p + e^-$, но такой распад запрещен законами сохранения момента количества движения и лептонного заряда (см. [1]). В действительности распад нейтрона происходит по схеме:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e ,$$

где p – протон, e – электрон, $\tilde{\nu}_e$ – антинейтрино, все три частицы со спином 1/2. Процесс обусловлен слабым взаимодействием, поэтому период полураспада нейтрона равен $T_{1/2}$ = 887 с = 14,8 мин. Такой распад был обнаружен в 1950 г.

Упомянутый выше магнитный момент нейтрона равен

$$\mu_n = -1{,}91\ \mu_N ,$$

где μ_N – ядерный магнетон, что приблизительно в 10^3 раз меньше, чем магнитный момент электрона.

6.2. Взаимодействие нейтрона с веществом

Взаимодействие нейтрона с ядрами обусловлено мощными короткодействующими ядерными силами (25-40 Мэв; $2 \cdot 10^{-13}$ см). Ядерные реакции под действием нейтронов, в силу отсутствия кулоновских сил, одинаково интенсивно идут как с легкими, так и с тяжелыми яд-

рами, причем особенно интенсивно в случае нейтронов низких энергий. Именно последнее обстоятельство позволило осуществить первую управляемую цепную ядерную реакцию.

Магнитное диполь-дипольное взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитным моментом электрона в веществе на много порядков слабее ядерного, но благодаря тому, что оно убывает с расстоянием между двумя взаимодействующими частицами как r^{-3}, его влияние на поведение нейтронов становится сравнимым с ядерным. Наиболее ярко оно заметно в веществах с магнитным порядком – ферро- и антиферромагнетиках, что с успехом используется для изучения магнитной структуры последних.

1) Ядерные реакции под действием нейтронов Классификация нейтронов по их энергии

Ядерная реакция – превращение, происходящее в результате взаимодействия двух частиц (ядра с частицей **a)** по схеме

$$a + X(A,Z) \rightarrow Y(A_i,Z_i) + b_{i1} + b_{i2} + \ldots ;$$

левая часть выражения называется входным каналом реакции, правая – i-м выходным каналом. В каждом акте взаимодействия реализуется один из «открытых» каналов $Y(A_i,Z_i)$, b_{i1}, b_{i2}, … Обычно число открытых каналов возрастает с ростом кинетической энергии частицы **a**.

Эффективные сечения ядерных реакций, происходящих под действием нейтронов, существенно зависят от энергии нейтронов: при низких энергиях значения сечений больше, чем при высоких. Экспериментальная техника получения и регистрации нейтронов различных энергий также имеет принципиальные различия. Поэтому вначале произведем классификацию нейтронов по энергии.

Принято называть нейтроны высоких энергий *быстрыми*, а нейтроны низких энергий – *медленными*. Граница между быстрыми и медленными нейтронами проходит примерно в области 1000 эВ. Медленные нейтроны делят на *ультрахолодные* ($E < 3\cdot10^{-7}$ эВ), *холодные* ($3\cdot10^{-7}$ эВ $< E <$ 0,025 эВ), *тепловые* (0,025 эВ $< E <$ 0,5 эВ) и *резо-*

нансные (0,5 эВ < E < 1 кэВ). Нейтроны с 1 кэВ < E < 100 кэВ называют промежуточными. К быстрым относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ. В частности, значение kT при T=300 К равняется 0,025 эВ.

Ядерные реакции под действием нейтронов можно разделить на три группы по *энергетическому выходу реакции* ΔE (см. [1]) : ***упругие*** – ΔE=0 и неупругие – ***экзоэнергетические*** – ΔE > 0 и ***эндоэнергетические*** – ΔE < 0.

Кроме того, разделяются два типа *механизмов* ядерной реакции: *прямые ядерные реакции*, схема реакции

$$a + X(A,Z) \rightarrow Y(A_i,Z_i) + b_{i1} + b_{i2} + \ldots,$$

и ядерные *реакции с образованием составного ядра* $C(A_c,Z_c)$

$$a + X(A,Z) \rightarrow C^*(A_c,Z_c) \rightarrow Y(A_i,Z_i) + b_{i1} + b_{i2} + \ldots ,$$

звездочка указывает на то, что ядро находится в возбужденном состоянии.

1) Упругие реакции – это реакции упругого рассеяния (n,n)

$$n + X(A,Z) \rightarrow X(A,Z) + n,$$

например

$$n + D(2,1) \rightarrow D(2,1) + n.$$

Упругое рассеяние может происходить и как прямая реакция, и как реакция с образованием составного ядра. Различие проявляется в зависимости эффективного сечения ядерной реакции от энергии нейтрона. В последнем случае оно может иметь резонансный характер.

Упругое рассеяние на ядрах приводит к уменьшению кинетической энергии нейтрона. Средняя потеря энергии нейтрона при рассеянии на неподвижном ядре с массовым числом A равна

$$\Delta E = \left(1 - \frac{a}{2}\right) E_0 , \qquad (6.1)$$

где $a = \frac{4A}{(A+1)^2}$, E_0 – энергия нейтрона до реакции.

Многократное рассеяние приводит к тому, что нейтроны приходят в состояние близкое к тепловому равновесию с веществом. Отсюда возникло название «тепловые нейтроны», а процесс установления равновесия со средой был назван термализацией нейтронов. Равновесный «нейтронный газ» имеет максвелловское распределение $\frac{dN}{dE} = e^{-E/kT}\sqrt{E}$ со средней энергией $\langle E \rangle = kT$. Температуре 300К соответствует $\langle E \rangle = 0{,}024$ эВ.

Дебройлевская длина волны λ_n для тепловых нейтронов при энергиях $\leq 0{,}1$ эВ сравнима с межатомными расстояниями в твердых телах, в результате чего при упругом рассеянии нейтронов на кристаллах наблюдается брегговская дифракция, подобная дифракции рентгеновских лучей. На основе этого явления разработан и эффективно используется дифракционный метод – *нейтронография.*

Упругое рассеяние широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи в трековых приборах (камера Вильсона, пузырьковая камера и др.), а также ядер отдачи ионизационными методами (ионизационная камера, счетчики). Велика роль упругого рассеяния при замедлении быстрых нейтронов, что является одним из важнейших процессов, протекающих в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

2) Экзоэнергетические реакции, как было отмечено выше, идут при любых энергиях нейтронов. При низких энергиях эффективное сечение реакции, разрешенной законами сохранения зарядов, момента импульса, четности и изоспина

$$\sigma \sim (E_n)^{-1/2} \sim (v_n), \qquad (6.2)$$

где v_n – скорость нейтрона. Эта зависимость была экспериментально установлена Э. Ферми в 1935 г. При тепловых и более низких энергиях эффективное сечение таких реакций становится очень большим и во много раз превосходит «геометрическое» поперечное сечение ядра. В этой области энергий величина σ порядка $\lambda_n^2 >> \pi R_N^2$, где R_N – ра-

диус ядра. Благодаря большой значимости закономерность (6.2) получила название «закон 1/v».

При низких энергиях «открытыми» являются каналы реакций: (n,γ) – реакция радиационного захвата нейтрона, (n,n) – реакция упругого рассеяния, (n,f) – реакция деления тяжелых ядер, а также (n,p) и (n,α) – реакции, идущие при этих энергиях только с легкими ядрами. При энергиях нейтронов 0,5-10 МэВ последние два канала становятся преобладающими. Практический интерес к реакциям (n,γ), (n,p) и (n,α) обусловлен тем, что в результате реакции изменяется соотношение числа протонов и числа нейтронов в ядре и тем, что имеются мощные источники тепловых нейтронов – ядерные реакторы.

Реакции (n,γ) и в ряде случаев (n,n) являются реакциями с образованием составного ядра. Время существования составного ядра $\tau_c >> \tau_N$ ($\tau_N = 10^{-22}$ с – характерное ядерное время, см. Гл. 1). Это означает, что к моменту распада составное ядро с большой вероятностью находится в квазистационарном возбужденном состоянии. При низких энергиях возбуждения, характерных для реакций (n,γ) и (n,n) уровни энергии ядра C* имеют малую ширину ($\delta E \sim \hbar/\tau_c \sim 0{,}1\text{-}1$ эВ) и не перекрываются, что обусловливает резонансный характер зависимости эффективного сечения реакции от энергии нейтронов. Эффективное сечение становится большим, когда энергия возбуждения ядра

$$E_{ext} = \varepsilon_n + E_n$$

приближается к энергии одного из возбужденных уровней ядра (здесь ε_n – энергия присоединения нейтрона – величина порядка 2-20 МэВ. Энергия основного состояния принята равной нулю). Эффективное сечение реакций такого типа можно представить как

$$\sigma(a,b_i) = \sigma(a,C^*)\, w(C^*,b_i)\,, \qquad (6.3)$$

где $\sigma(a,C^*)$ – эффективное сечение захвата частицы a (образования составного ядра), $w(C^*,b_i)$ – вероятность распада по i-му каналу реакции.

Эффективное сечение образования составного ядра описывается формулой Брейта-Вигнера ($a \equiv n$):

$$s(En) = s(n,C) = const\ \pi\ \lambda^2 \frac{\Gamma\Gamma_n}{\left(E_n - E_n^0\right) + \Gamma^2/4}. \qquad (6.4.)$$

Здесь λ – длина волны Дебройля нейтрона; E_n^0 – резонансное значение кинетической энергии нейтрона; Γ_n и Γ_γ – ширины каналов реакций (n,n) и (n,γ), соответственно, пропорциональные вероятности распада: $\Gamma_n = \Gamma \cdot w(C,n)$ и $\Gamma_\gamma = \Gamma \cdot w(C,\gamma)$; $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ – полная ширина реакции (в предположении, что открыты только эти два канала реакции). Величина Γ равна ширине ΔE резонансной кривой $\sigma_c(E_n)$ при $\sigma_c(E_n^0 - \Gamma/2) = \sigma_c(E_n^0 + \Gamma/2) = \sigma_c(E_n^0)/2$.

Вне резонанса, т.е. при $|E_n - E_n^0| > (3 \div 5)\ \Gamma$ формула (6.2) совпадает с законом 1/v. Для тепловых и холодных нейтронов значения $\sigma(n,C) \approx \sigma(n,\gamma)$ вне резонанса составляют 10^2-10^3 барн, а в резонансе – 10^4-10^6 барн.

3) Упомянутые выше реакции деления тяжелых ядер (n,f) можно представить схемой:

$$(A,Z) + n \rightarrow (A_1,Z_1) + (A_2,Z_2).$$

Ядра осколки имеют массовые числа сравнимые по величине, они сильно перегружены нейтронами и поэтому они порождают цепочки радиоактивных превращений. При облучении тяжелых ядер ($Z > 89$) нейтронами с $E > 1$ МэВ (а для некоторых изотопов урана и плутония – также и тепловыми нейтронами) происходит реакция разделения тяжелого ядра на два ядра-осколка (наиболее вероятно с массами, примерно относящимися как 2:3). Энергетический выход реакции деления порядка 200МэВ. Реакции деления широко используются для получения ядерной энергии, а также для получения радиоактивных изотопов и как мощный источник быстрых нейтронов.

4) Среди многочисленных эндоэнергетических реакций назовем неупругое рассеяние нейтронов (n,n'):

$$(A,Z) + n \rightarrow (A,Z)^* + n'.$$

Нейтрон с энергией не менее нескольких сотен кэВ после попадания в ядро может перевести его в возбужденное состояние и снова вылететь из него с меньшей энергией.

В эту группу входят также реакции с образованием двух и большего числа нуклонов (n,2n), (n,np), (n,3n) и другие. Например, реакция типа (n,2n) идет по схеме:

$$(A,Z) + n \rightarrow (A–1,Z) + 2n.$$

Эти реакции возможны при энергиях нейтронов больше 10 МэВ и широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов.

6.3. Источники нейтронов

Создание достаточно интенсивных и монохроматичных источников нейтронов является сложной задачей, поскольку нейтроны нельзя ни ускорять, ни фиксировать электромагнитными полями.

Во всех источниках нейтроны образуются в результате ядерных реакций. Нейтронный источник характеризуется интенсивностью и энергетическим спектром. Нейтронные источники можно разделить на три группы. Первая – нейтроны создаются в реакциях, вызываемых радиоактивными излучениями. Вторая группа – нейтроны создаются в реакциях, производимых ускоренными частицами. В третью группу входят ядерные реакторы.

В первой группе источников используются реакции ${}_4Be^9$ (α,n) ${}_6C^{12}$, ${}_4Be^9$ (γ,n)2α, d(γ,n)p. Конструктивно такой источник представляет герметичную ампулу со смесью Be с α-активным препаратом. Внутри ампулы α-частицы вступают в соответствующую реакцию, создавая нейтроны, которые свободно выходят наружу. В источниках с реакцией (γ,n) радиоактивный препарат и бериллиевая мишень могут быть выполнены как отдельные детали источника. Достоинства этих источников – простота, портативность, дешевизна, неплохая интенсивность. Основной недостаток – большой разброс по энергиям вылетающих нейтронов.

Во второй группе источников общая схема получения нейтронов та же, что и в радиоактивных источниках: пучок заряженных частиц из ускорителя налетает на мишень, в которой происходит реакция, ведущая к вылету нейтрона. Наиболее широко используются реакции (d,n):

$$d + d \rightarrow {}_2He^3 + n + 3{,}3 \text{ МэВ},$$

$$d + t \rightarrow \alpha + n + 17{,}6 \text{ МэВ}. \qquad (6.7)$$

Главное достоинство ускорительных источников в том, что с их помощью можно получать относительно монохроматические пучки нейтронов самых различных энергий и в том, что энергии ускоренных частиц невелики (~0,1 ÷ 0,2 МэВ), а ускоряющие устройства просты и компактны.

Наиболее интенсивным источником нейтронов являются ядерные реакторы, в которых идет реакция деления (n,f). Реакторы, как источники нейтронов характеризуются:

а) величиной потока нейтронов;

б) энергетическим спектром нейтронов;

в) техническими возможностями использования нейтронного потока (можно ли помещать образец внутрь реактора или на пути внешнего нейтронного потока).

Интенсивность реакторных нейтронных пучков столь велика, что, даже устанавливая на пути пучка специальные монохроматоры, поглощающие нейтроны всех энергий, за исключением очень узкого интервала, удается получать достаточно интенсивные пучки с очень высокой степенью монохроматичности. Наиболее мощным источником нейтронов является взрыв термоядерного заряда. Нейтронные эксперименты проводились при испытаниях ядерного оружия.

6.4. Регистрация нейтронов

Все методы регистрации нейтральных частиц основаны на одном принципе: нейтральная частица, взаимодействуя с веществом детектора, тем или иным способом образует заряженные частицы, которые затем регистрируются обычными способами. Из-за этой двухступенчатости регистрировать нейтральные частицы труднее, чем заряженные. Потоки нейтронов часто загрязнены большим количеством электронов и гамма-квантов. Поэтому качество нейтронного детектора зависит от того, можно ли с его помощью выделять нейтроны при интенсивном фоне гамма- и бета-излучения.

Имеются три основных метода регистрации и соответственно три типа нейтронных счетчиков:

а) пропорциональные счетчики;

б) сцинтилляционные счетчики;

в) делительные камеры.

Типичный пропорциональный счетчик – это обычный пропорциональный счетчик, наполненный газом BF_3. Нейтрон в счетчике производит реакцию:

$$n + {}_5B^{10} \rightarrow {}_3Li^7 + \alpha + 2{,}79 \text{ МэВ}, \qquad (6.5)$$

ее продукты – ядро ${}_3Li^7$ и α-частица ионизируют газ и дают импульсы напряжения, которые и регистрируются. Такой счетчик не может измерять энергию нейтрона, но его легко сделать нечувствительным к гамма- и бета-излучению. Для этого надо регистрировать достаточно большие импульсы, поскольку импульсы от электронов значительно меньше импульсов от α-частиц. Эффективность борного счетчика определяется процентом нейтронов, вызвавших реакцию (6.5). Вероятность этой реакции пропорциональна ее сечению, то есть $E_n^{-1/2}$. Поэтому эффективность борного счетчика падает с ростом энергии и становится очень малой при $E_n > 100$ кэВ.

Сцинтилляционные нейтронные счетчики содержат в качестве рабочего вещества обычно кристалл LiJ, активированный таллием. В этом кристалле нейтрон вызывает реакцию

$$n + {}_3Li^6 \rightarrow {}_1H^3 + \alpha + 4{,}78 \text{ МэВ}, \qquad (6.6.)$$

продукты которой регистрируются обычным для сцинтилляционного счетчика образом. Так как пробеги α-частиц в твердых телах очень малы, то сцинтилляционные счетчики могут иметь очень малые размеры при большой эффективности (~50%). Недостаток таких счетчиков чувствительность к фону гамма-излучения.

Делительная камера – это ионизационная камера (часто многослойная), электроды которой покрыты тонким слоем U_3O_8 изотопа ${}_{92}U^{235}$. Под действием нейтронов уран делится на два тяжелых осколка, которые обладают большой энергией ~200 МэВ и сильной ионизирующей способностью. Поэтому электрические импульсы легко реги-

стрировать даже в импульсном режиме без газового усиления. Использование большого числа пластин позволяет довести эффективность до нескольких процентов. Основное достоинство – возможность регистрации нейтронов даже при очень интенсивном фоне гамма- и бета-излучения. Причины этого в огромной по сравнению с электронами ионизирующей способности осколков деления.

Для больших потоков нейтронов обычно более важным является не детектирование отдельных частиц, а измерение суммарного потока (или плотности) нейтронов. Для этого используются борные камеры, делительные камеры в непрерывном режиме, а также активационные методы.

Борная камера – это ионизационная камера, работающая в интегрирующем режиме и содержащая бор. Ток в камере пропорционален потоку нейтронов, умноженному на эффективность. Эффективность пропорциональна сечению реакции σ, а $\sigma \propto 1/v$, где v – скорость нейтронов. Но поток равен ρv, где ρ – плотность нейтронов (см$^{-3}$). Поэтому ток в камере пропорционален ρ и не зависит от их энергии.

Еще одним методом регистрации нейтронов является активационный метод. Сущность этого метода в следующем. В рабочем веществе детектора нейтроны поглощаясь, образуют бета- или гамма-активные ядра. Возникающая при этом активность пропорциональна потоку нейтронов. Поэтому, измеряя активность, можно найти поток. Процессы активации подробно будут рассмотрены в описании лабораторной работы.

6.5. Активационный анализ

Процесс образования радиоактивного нуклида в образце, содержащем стабильные ядра под действием облучения называется ***активацией.***

Стабильное ядро имеет максимальное значение энергии связи среди близких по составу ядер. Состав стабильного ядра описывается формулой (см. Гл.1)

$$\mathbf{Z} = \frac{\mathbf{A}}{2}\left(0,99 + 0,008\mathbf{A}^{2/3}\right)^{-1}.$$

В стабильных легких ядрах содержится равное или примерно равное число протонов (Z) и нейтронов (A-Z). В тяжелых ядрах нейтронов приблизительно в 1,5 раза больше чем протонов. Избыток нейтронов, увеличивая радиус ядра, уменьшает силу кулоновского растаскивания протонов.

Отклонение от равновесного соотношения чисел протонов и нейтронов часто приводит к бета-нестабильности ядер. Поэтому рассмотренные выше ядерные реакции (n,γ), (n,p) и (n,α) и реакции (n,2n), (n,3n) со стабильными ядрами приводят к образованию радиоактивных нуклидов в образце.

1) Уравнения активации

Рассмотрим закономерность изменения количества радиоактивного нуклида во времени в облучаемом образце. Пусть в образце содержится n активируемых ядер с эффективным сечением захвата нейтрона σ, в образец попадает ν нейтронов за единицу времени, и образуются ядра с постоянной распада λ. Число образующихся радиоактивных ядер N при N << n описывается уравнением:

$$dN/dt = \nu\, n\, \sigma - \lambda\, N(t). \qquad (6.8)$$

Первое слагаемое есть скорость образования радиоактивных ядер, а второе – скорость их распада. При насыщении, то есть когда число образующихся ядер равно числу распадающихся:

$$dN/dt = 0 \text{ и } N_{нас} = \nu\, n\, \sigma / \lambda\,. \qquad (6.9)$$

Измеряя активность мишени $A = \lambda N_{нас}$ при насыщении можно определить плотность нейтронного потока (см. 6.4).

Интегрируя (6.7), получим:

$$N(t) = N_{нас}\,(1 - \exp(-\lambda t)). \qquad (6.10)$$

Легко увидеть, что практическое насыщение достигается при $t \sim (5\text{-}6)T_{1/2}$, , а при малых t зависимость N(t) носит линейный характер.

2) Измерение и анализ активности образца

Измерения результатов активации во многих случаях преследуют цель установить наличие тех или иных радиоактивных нуклидов (а следовательно, и стабильных нуклидов, подвергнутых активации). В простейшем варианте это сводится к определению постоянной распада этих нуклидов. При более детальном анализе измеряется энергетический спектр радиоактивного излучения.

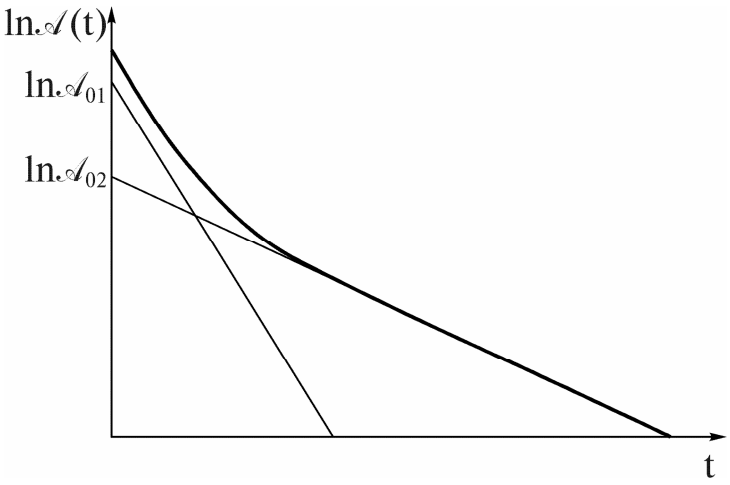


Рис. 6.1. Зависимость логарифма активности облученного образца от времени.

Определенная трудность анализа связана с тем, что во многих случаях в образце в результате облучения образуется несколько сортов радиоактивных нуклидов: если реакции идут на нескольких сортах стабильных нуклидов, то образуются генетически независимые нуклиды; генетически связанные нуклиды (см. Гл. 2) возникают в тех случаях, когда дочерний нуклид активированного нуклида также радиоактивен.

Остановимся на анализе зависимости активности смеси двух генетически независимых нуклидов от времени.

Общая активность равна:

$$A(t) = A_1(t) + A_2(t) = A_{01}\exp(-\lambda_1 t) + A_{02}\exp(-\lambda_2 t). \qquad (6.11)$$

График зависимости $\ln A(t) = \ln(A_1(t) + A_2(t))$ представлен на рис. 6.1. Если $\lambda_1 > \lambda_2$, то при больших t активность определяется только долгоживущим изотопом X_2, то есть $A(t) \approx A_2(t)$ и $\ln A(t) \approx -\lambda_2 t + \ln A_{02}$. Экстраполируя линейную часть $\ln A(t)$ в область малых t, можно найти $A_2(t)$ и $A_1(t) = A(t) - A_2(t)$. Построив затем график $\ln A_1(t)$, можно найти λ_1 .

6.6. Контрольные вопросы и задачи

1. Урановая смоляная руда содержит ~75% (по весу) U^{238} и ~6,5% Pb^{206}. Определить возраст породы, считая, что весь свинец произошел из U^{238} ($T_{1/2} = 4{,}56\cdot10^9$ лет).
2. Оценить какие нуклиды могут образоваться из стабильных нуклидов серебра, возможные причины неустойчивости этих нуклидов. Записать реакции распада.
3. Серебряная пластинка толщиной 0,1 мм и площадью 20 см^2 облучалась в параллельном потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5\cdot10^7$ нейтр./см^{2}с в течение 5 мин. Найти ее активность в момент окончания облучения (Ag^{108}: $T_{1/2} = 2{,}3$ мин, $\sigma = 30$ барн; Ag^{110}: $T_{1/2} = 24{,}2$ с, $\sigma = 84$ барн).
4. Найти количество бета-частиц, испущенных за 3 мин алюминиевой пластинкой весом 5 г после двухминутного облучения ее в потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5\cdot10^7$ нейтр/см^{2}с (Al^{27}: $T_{1/2} = 2{,}3$ мин, $\sigma = 0{,}23$ барн).
5. Исходя из соотношения между Z и A для стабильных ядер найти примеры радиоактивных ядер, испытывающих β^-- и β^+-распад.

6.7. Лабораторная работа

1) Содержание работы и схема установки

Активация образцов производится в потоке тепловых нейтронов в канале Pu-Be источника. Образцы в виде пластинок укреплены на

штоке-держателе, с помощью которого они вводятся в канал источника нейтронов.

Измерение абсолютного значения активности образца сопряжено с рядом трудностей, поэтому при выполнении упражнений измеряется скорость счета, которая при неизменной геометрии измерений, то есть при одинаковом расположении облученного образца и детектора во всех измерениях прямо пропорциональна активности и позволяет правильно описать зависимость активности от времени и получить правильные значения периодов полураспада.

Измерения проводятся на установке, блок-схема которой представлена на рис. 6.2. После активации образец 1 устанавливается в специальный паз свинцового блока 3. Детектор 2, служащий для регистрации излучений активированного образца, также помещен в свинцовый блок 3 для уменьшения фона. Сигнал с детектора подается на регистрирующий прибор 4, который позволяет снять зависимость числа импульсов от времени. Начальным моментом (t = 0) считается запуск измерения на регистрирующем приборе.

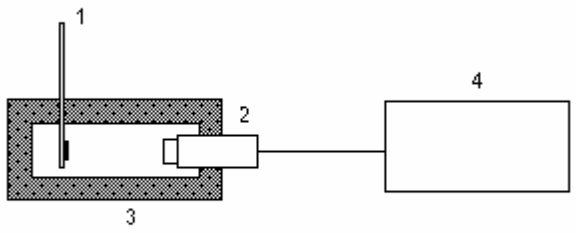


Рис. 6.2. Блок-схема измерительной установки: 1 – образец на держателе; 2 – детектор; 3 – свинцовый блок; 4 – регистрирующий прибор.

2) Упражнения

1. Измерение кривой активации

1. Образец помещается в канал источника нейтронов на время τ, составляющее малую долю периода полураспада образующегося радионуклида.

2. Производится измерение активности (скорости счета) облученного образца.

3. Образец помещается в поток нейтронов на время 2τ, 3τ и т.д. После каждого периода активации производится измерение активности образца. Между двумя последующими периодами необходимо выдерживать образец в течение времени, достаточного для ослабления активности от предыдущего облучения.

4. По полученным данным построить кривую активации. Построив зависимость $\ln(1 - N(t)/N_{нас}) = -\lambda t$ найти величину постоянной распада.

2. Измерение кривой распада активированного образца. Определение периода полураспада радиоактивных нуклидов

1. Произвести активацию образца тепловыми нейтронами.

2. Измерить временную зависимость активности.

3. Вычислить периоды полураспада образовавшихся радиоактивных нуклидов (см. п. 5.6.2).

4. Проанализировать возможные каналы реакции, приводящие к образованию этих нуклидов и тип радиоактивного распада последних.

ГЛАВА 7. **МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

В этой главе рассматриваются устройство и принцип действия различных видов детекторов ионизирующих излучений. Принцип действия различных детекторов излучений основан на физических явлениях, возникающих при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом [5].

В большинстве детекторов используется ионизация атомов и молекул, вызываемая частицами или квантами. На регистрации возникающих при этом свободных электронов и ионов основана работа таких детекторов, как импульсная ионизационная камера, пропорциональный счетчик, газоразрядные счетчики Гейгера, полупроводниковые детекторы. Ионизационные эффекты используются и в детекторах следов частиц (камера Вильсона, пузырьковые, пропорциональные и дрейфовые камеры). На регистрации фотонов, испускаемых возбужденными атомами и молекулами, основаны сцинтилляционные детекторы. В счетчиках Черенкова регистрируются световые вспышки, возникающие при прохождении быстрых частиц через прозрачную среду (при соблюдении определенных соотношений между скоростью частицы и показателем преломления среды).

7.1. Детекторы ионизирующих излучений и их основные характеристики

Детектором называют устройство, позволяющее преобразовать энергию ионизирующего излучения в электрический импульс.

Несмотря на большое многообразие различных типов детекторов, можно выделить общие для всех характеристики, которые определяют их применимость в каждом конкретном случае.

1. *Эффективность* η – величина, показывающая, какая доля частиц, попавших в рабочий объем детектора или на его поверхность, будет зарегистрирована, т.е.

$$\eta = \frac{N}{N_0}, \qquad (7.1)$$

где N – число зарегистрированных частиц, N_0 – число частиц, попавших в чувствительную область детектора. Величина η в зависимости от вида излучения и типа детектора колеблется от 1 до 0,01.

2. *Временное разрешение*, или *разрешающее время* τ, характеризует наименьший промежуток времени между попаданиями двух частиц, при котором могут быть зарегистрированы обе частицы отдельно. Величина τ, таким образом, характеризует быстродействие регистрирующего прибора и определяется главным образом длительностью процессов, происходящих в детекторе после пролета частицы, а также быстродействием электронной аппаратуры.

3. *Энергетическое разрешение*. Величина импульсов у датчиков некоторых типов почти линейно зависит от ионизирующей способности частицы (величины заряда, созданного ею в рабочем объеме детектора), что позволяет использовать их для измерения энергии излучения (скорости частиц). Ввиду статистических флуктуаций числа актов возбуждения и ионизации атомов, которые производят частицы, импульсы от частиц с одинаковой энергией будут иметь некоторый разброс амплитуд (рис. 7.1) тем больший, чем больше величина флуктуаций. Это может привести к тому, что две группы близких по энергии частиц будут восприниматься как одна (т.е. не будут разрешены).

Количественной характеристикой энергетического разрешения является отношение ширины пика амплитудного распределения импульсов на половине его высоты пика ΔE к величине E_0, характеризующей положение «центра тяжести» данного пика на шкале амплитуд, т.е. $\Delta E/E_0$ (рис. 7.1).

Разброс импульса от частиц с одинаковой энергией может также обусловливаться неоднородностью рабочего вещества датчика и флуктуациями (шумами) и дрейфами в электронной аппаратуре. Если известен вклад ΔE_i каждого из этих факторов в уширение пика, то суммарное действие всех факторов вызывает уширение, равное

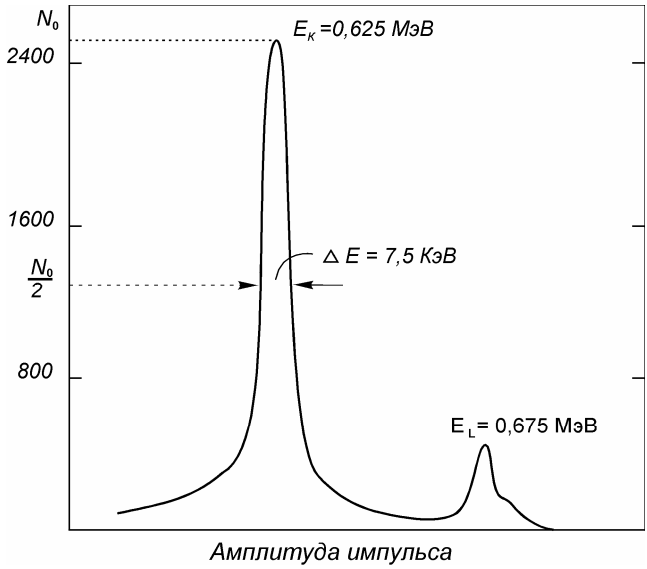


Рис. 7.1. Типичный энергетический спектр гамма-излучения.

$$\Delta E = \sqrt{\sum_i \Delta E_i^2} \quad . \qquad (7.2)$$

7.2. Газонаполненные детекторы

1) Общая характеристика газонаполненных детекторов

Газонаполненные детекторы благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, простоте и дешевизне являются самыми распространенными приборами регистрации. Такой детектор обычно представляет собой тонкостенную цилиндрическую камеру из стекла, покрытую изнутри тонким слоем металла, а в некоторых случаях – сделанную прямо из металла. По оси камеры натянута металлическая нить. Камера чаще всего заполняется инертным газом с небольшим примесями (CH_4, Cl, пары спиртов). Нить служит анодом, стенки камеры – катодом.

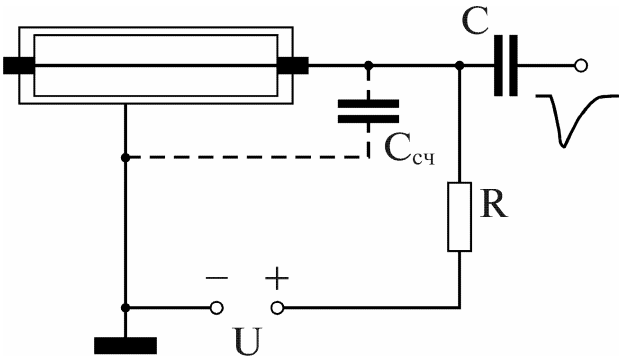


Рис. 7.2. Схема включения газоразрядного детектора.

На рис. 7.2 изображена схема включения датчика в электрическую цепь. Нить – анод – присоединена к источнику высокого напряжения U через нагрузочное сопротивление R. След из положительных ионов и электронов, созданный в газе частицей, разрушается электрическим полем. Электроны устремляются к нити, ионы – к катоду, создавая импульс тока в цепи и импульс напряжения ΔV на сопротивлении R. Этот импульс напряжения через конденсатор C подается на вход измерительной аппаратуры. Емкость $C_{сч}$ – обычно емкость самого датчика плюс входная емкость схемы; она составляет около 10 пф.

2) Вольт-амперная характеристика газового разряда. Режимы работы газоразрядных детекторов.

Газовым разрядом называется явление протекания ионизационного тока через газы. Вольт-амперная характеристика газового разряда показывает зависимость ионизационного тока или амплитуды импульса ΔV от напряжения на электродах U при постоянной интенсивности ионизирующего излучения в газе (рис. 7.3). Кривые 1 и 2 на рис. 7.3 соответствуют частицам, создающим различную величину первоначальной ионизации газа в объеме счетчика.

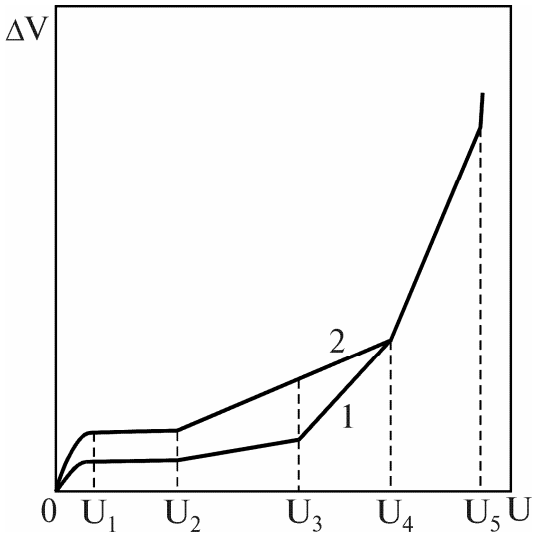


Рис. 7.3. Характеристика газового разряда

На первом участке, от 0 до U_1, ток пропорционален напряжению. Этот участок называется областью закона Ома. В этой области не все образовавшиеся ионы достигают электродов. Часть положительных ионов и электронов при столкновениях между собой рекомбинируют. С увеличением напряжения растет скорость направленного движения ионов. Поэтому вероятность рекомбинации ионов уменьшается и на электроды попадает все больше ионов.

На втором участке напряжений, от U_1 и U_2, ионизационный ток практически постоянен, так как почти все ионы первичной ионизации собираются на электродах, а других источников зарядов в газе нет. Эта область называется областью насыщения, а ток – током насыщения $I_н$. В этой области напряжений работают ионизационные камеры.

В области напряжений $U > U_2$ ионизационный ток возрастает с увеличением U, благодаря вторичной ионизации. Напряженность электрического поля в датчике на расстоянии r от нити имеет вид:

$$E(r) = \frac{U}{r \ln(r_к / r_н)}, \qquad (7.3)$$

где $r_к$ и $r_н$ – радиусы катода и нити соответственно. В непосредственной близости от нити поле возрастает до такой величины, что электрон, попавший в эту область, приобретает на пути между двумя столкновениями кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов газа. Электроны вторичной ионизации вместе с электронами первичной в последующих столкновениях ионизируют другие атомы. Происходит лавинообразное размножение зарядов. Количество пар ионов m в лавине длиной l, вызванной одним электроном, определяется соотношением

$$m = \exp\left(\int_0^l \alpha(r)dr\right), \qquad (7.4)$$

где $\alpha(r)$ – коэффициент ударной ионизации, равный числу пар ионов, образованных одним электроном на единице длины пути. Величина m одинакова для всех первичных электронов, так как область образования лавин вблизи нити занимает исчезающе малую часть объма датчика ($l \approx 10^{-2}$ см) и, следовательно, почти вся первичная ионизация происходит вне этой области.

После попадания лавины электронов на анод газовый разряд не заканчивается. Нейтральные молекулы газа, возбужденные в лавине при соударениях с электронами, испускают фотоны. При нейтрализации положительных ионов газа на катоде также образуются фотоны. Часть из образовавшихся в обоих случаях фотонов будет иметь энергию, достаточную для вырывания из катода фотоэлектронов, которые начинают двигаться к нити. Так возникает вторая, затем третья и т. д. лавины (после первичного разряда). Временная задержка между разрядами определяется в основном временем движения ионов от нити к катоду (~10^{-4} сек).

Пусть γ-вероятность выбивания из катода фотоэлектрона для одной ионной пары в первичной лавине, m_1 – число ионных пар в первичной лавине, N_o – число первичных лавин (число первичных ионных пар, образуемых в газе частицей). Тогда в газ из катода будет выбито $N_o\gamma m_1$ фотоэлектронов. Каждый фотоэлектрон дает начало новой лавине, в которой образуется столько же ионных пар m_1, как и

от первичного электрона в основной лавине. Количество ионных пар во всех вторичных лавинах будет равно $m_1(\gamma N_o m_1) = N_o \gamma m_1^2$, а в n-ых – $N_o \gamma^{n-1} m_1^n$. Общее число ионных пар во всех лавинах будет равно $N = \sum_{n=1}^{\infty} N_o \gamma^{n-1} m_1^n$. Этот ряд представляет собой геометрическую прогрессию со знаменателем γm_1. Если $\gamma m_1 > 1$, то сумма ряда бесконечна, что означает, что в газе возникает незатухающий газовый разряд.

Вероятность γ обычно невелика ($\gamma \approx 10^{-4}$), так что при не очень высоких рабочих напряжениях (от U_2 до U_3) величина $\gamma m_1 < 1$. В этом случае в каждых последующих лавинах образуется меньше пар ионов, чем в предыдущих, и газовый разряд затухает со временем. Число N при этом имеет конечное значение, равное сумме убывающей геометрической прогрессии

$$N = N_o \frac{m_1}{1 - \gamma m_1} . \qquad (7.5)$$

Из этого выражения находим коэффициент газового усиления A:

$$A = I / I_н = N / N_0 = m_1 / (1 - \gamma m_1). \qquad (7.6)$$

Если плотность ионного облака, возникающего в лавинах, не изменяет существенно электрического поля в датчике, то величины m_1 и γ, и, следовательно, коэффициент газового усиления A не будут зависеть от первичной ионизации. Область напряжений $U_2 < U < U_3$, где это условие выполняется, называется *областью пропорционального усиления*. В этой области работают *пропорциональные счетчики*. Их основным достоинством является возможность измерения энергии частиц, так как величина импульса пропорциональна первичной ионизации и, следовательно, энергии частицы. С повышением напряжения U коэффициент газового усиления A в области пропорциональности изменяется по нелинейному закону от 1 до 10^2-10^4.

В области напряжений $U > U_3$ плотность ионного облака становится значительной. Электроны первичных лавин собираются анодом за время порядка 10^{-6} сек, положительные ионы за это время смещаются незначительно и образуют вокруг нити облако, которое снижает

напряженность поля вблизи нити, и, следовательно, уменьшает величину A. Теперь A оказывается зависящей от величины первичной ионизации, причем, чем больше последняя, тем меньше коэффициент газового усиления. Область $U_3 < U < U_4$ носит название области *ограниченной пропорциональности*.

В области $U > U_4$ величина $m_1\gamma > 1$ и разряд становится незатухающим. Специальные меры для гашения разряда позволяют, однако, сделать его импульсным. Эта область напряжений (от U_4 до U_5) носит название области Гейгера-Мюллера. Выше этой области происходит самопроизвольный пробой газа, и разряд становится неуправляемым.

3) Счетчики Гейгера-Мюллера.

В области Гейгера-Мюллера газовый разряд является незатухающим, но остается вынужденным, т.е. самопроизвольного пробоя газа не происходит. В этой области становится существенной ионизация атомов газа жесткими ультрафиолетовыми фотонами ($\lambda \sim 1000$ Å), возникающими при ударном возбуждении в лавине. Этот процесс приводит к быстрому образованию электронно-ионных лавин вблизи нити вдоль всей ее длины. Кроме того, число образуемых таким образом лавин так велико, что развитие разряда почти не зависит от величины первичной ионизации. Газовый разряд охватывает одинаково весь объем вблизи нити счетчика при появлении в газе и одной, и нескольких тысяч ионных пар. Коэффициент газового усиления достигает 10^{10}, а амплитуда импульса $\Delta V \sim 1\text{-}10$ В.

Для нормальной работы счетчика Гейгера-Мюллера необходимо оборвать длительный газовый разряд сразу же после первого основного разряда. Тогда появлению заряженной частицы в газе будет соответствовать один импульс напряжения.

В медленных несамогасящихся счетчиках газовый разряд гасится выбором постоянной времени $\tau = RC$ так, чтобы она на два порядка превышала время движения положительных ионов от анода к катоду. После начала газового разряда напряжение на сопротивлении R падает настолько, что напряжение U на аноде становится меньше порогового U_n (напряжение, при котором газовый разряд охватывает всю

область вдоль нити). Такое напряжение анода поддерживается примерно 10^{-2} сек. Положительные ионы первой лавины подходят к катоду через 10^{-4} сек, затем в газе появляются фотоэлектроны. Так как $U < U_n$, то в газе протекает затухающий газовый разряд. В течение 10^{-2} сек газовый разряд в счетчике затухает, и счетчик снова может зарегистрировать заряженную частицу. Разрешающее время несамогасящихся счетчиков составляет 10^{-2}-10^{-3} сек. Поэтому ими регистрируют небольшие потоки частиц.

В быстрых самогасящихся счетчиках разряд гасится внутри самого счетчика. Для этого к чистому газу (аргон, неон, гелий и др.) добавляют гасящую примесь органических многоатомных молекул (CH_4, этилен, метилен, пары спирта) или галогенных молекул Cl_2, Br_2, I_2. Молекулы газов-добавок имеют более низкие потенциалы ионизации по сравнению с основными газами. Положительные ионы, сталкиваясь с молекулами примесей, отнимают у последних электроны и нейтрализуются. Образовавшиеся ионы гасителей уже не в состоянии выбить электроны с катода. Кроме того, молекулы примесей сильно поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а диссоциируют на нейтральные радикалы (органические молекулы) или атомы (галоиды). За один газовый разряд в счетчике диссоциирует около 10^{10} примесных молекул.

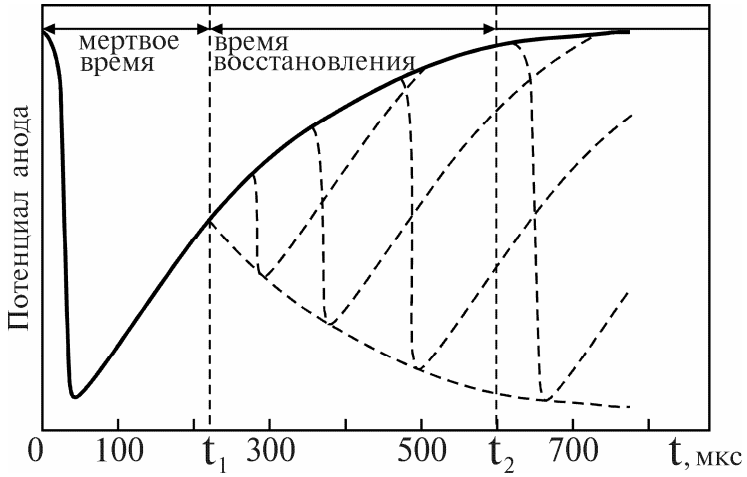


Рис. 7.4. Диаграмма работы счетчика Гейгера.

Разрушение органических молекул необратимо и ведет к ограничению срока службы счетчика. Галогенные счетчики лишены этого недостатка, так как атомы галогена вновь объединяются в молекулы. Вторым их преимуществом является низкое рабочее напряжение (~400 в).

Разрешающее время счетчиков Гейгера-Мюллера характеризуется мертвым временем и временем восстановления (рис. 7.4.).

После срабатывания в момент $t_o = 0$ счетчик теряет возможность обнаружить частицы до тех пор, пока напряженность поля не достигнет в момент t_1 гейгеровского порога (U_n). Это время полной нечувствительности счетчика или мертвое время. Мертвое время определяется скоростью движения ионов в газе и конструкцией счетчика.

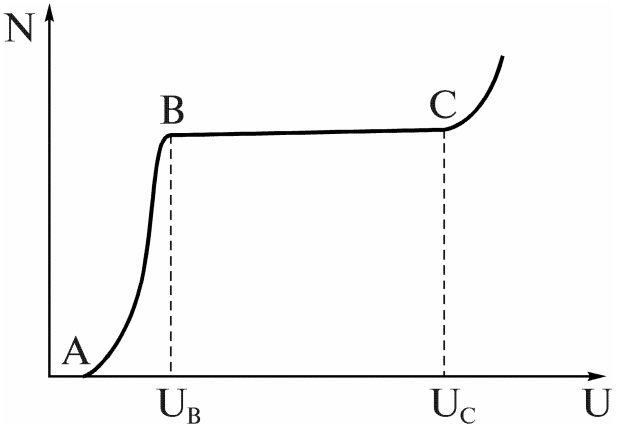


Рис. 7.5. счетная характеристика счетчика Гейгера.

С момента времени t_1 счетчик вновь регистрирует попадающие в него частицы. Однако амплитуда импульсов (см. пунктирные кривые на рис. 7.4) вначале ниже некоторой минимальной величины, при которой измерительная аппаратура начинает фиксировать импульсы. Амплитуды импульсов достигают этого порога чувствительности аппаратуры в момент времени t_2. Период времени между t_1 и t_2 называется временем восстановления. Интервал времени между возбуждением

разряда и возвращением к рабочей точке в момент t_2 и будет разрешающим временем счетчика.

Счетная характеристика счетчиков Гейгера-Мюллера представляет собой зависимость скорости счета от приложенного напряжения при постоянной интенсивности ионизирующего излучения (рис. 7.5).

При значениях напряжения на счетчике $U < U_4$, лежащих ниже гейгеровской области, импульсы имеют различную амплитуду. Регистрирующая радиоэлектронная схема обладает некоторым порогом чувствительности и регистрирует только самые большие из них. С ростом напряжения на счетчике растетчисло импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации. Соответствующий участок характеристики изображен участком АВ.

В области Гейгера-Мюллера $U_4 < U < U_5$ каждая ионизирующая частица вызывает импульс с большой амплитудой, достаточной для регистрации его радиоэлектронной схемой. На участке ВС счетной характеристики у идеально работающего счетчика скорость счета не зависит от U и определяется числом пар ионов, образующихся в счетчике при попадании в него ионизирующей частицы. В действительности же наблюдается увеличение зарегистрированных импульсов при увеличении U. Это объясняется тем, что с ростом напряжения растет число двойных импульсов. Регистрирующая схема с большой разрешающей способностью считает раздельно каждый компонент двойного импульса, вследствие чего с ростом напряжения скорость счета несколько возрастает.

Область напряжений, где скорость счета остается почти неизменной, называется «плато» счетчика. Плато является рабочей областью напряжений, при которых производятся измерения со счетчиками. У хороших счетчиков плато простирается на 100-200 В, а увеличение скорости счета при напряжении U_c по сравнению с $U_в$ составляет всего лишь несколько процентов.

В самогасящихся счетчиках, по мере распада многоатомных молекул газа – наполнителя, счетная характеристика постепенно ухудшается: уменьшается протяженность плато и увеличивается его наклон. Кроме того, в результате изменений в составе газовой смеси и

повышения давления вследствие распада молекул с течением времени плато счетчика сдвигается в сторону высоких напряжений. Поэтому при эксплуатации счетчиков следует время от времени проверять их счетную характеристику с тем, чтобы правильно устанавливать рабочее напряжение.

Величину последнего выбирают такой, чтобы она соответствовала середине плато.

Конструкции газоразрядных счетчиков довольно разнообразны. Счетчики широкого применения, выпускаемые серийно, бывают двух основных типов: цилиндрические и торцевые. В цилиндрический счетчик частица попадает через его стенку, которая не может быть слишком тонкой. В торцевом счетчике для входа частиц имеется окно в его торце (донышке), закрытое тонкой слюдяной, металлической или органической (лавсановой) пленкой. Торцевые счетчики используются для регистрации α-излучения и β-излучения малых энергий. Реже применяются так называемые проточные счетчики, в которых радиоактивный излучатель помещается в рабочий объем счетчика, после чего последний заполняется газом или продувается равномерным потоком газа.

7.3. Сцинтилляционные счетчики

1) При прохождении через материальную среду частицы, обладающие электрическим зарядом, испытывают большое количество неупругих соударений с молекулами и атомами среды, приводящих к потерям частицей энергии. Неупругие соударения сопровождаются как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов среды. В конечном счете кинетическая энергия частицы переходит в энергию теплового движения. В некоторых веществах, называемых люминесцирующими или люминофорами, некоторая часть энергии частицы превращается в энергию видимого света, т.е. прохождение частицы через такое вещество сопровождается световой вспышкой, которая и может быть использована для регистрации частицы.

Для этих целей сцинтилляционный метод нашел широкое применение после того, как были изобретены и усовершенствованы фото-

электронные умножители, позволяющие регистрировать весьма малые по длительности и очень слабые по интенсивности вспышки света. Таким образом, современный сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора (люминофора – вещества, способного испускать видимое излучение под действием заряженных частиц, иногда их называют фосфорами) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), в котором энергия световой вспышки преобразуется в импульсы электрического тока, регистрируемые радиотехническими устройствами.

По сравнению со счетчиками Гейгера-Мюллера сцинтилляционные счетчики обладают целым рядом преимуществ. Они имеют высокую эффективность регистрации как заряженных частиц, так и γ-квантов и нейтронов. Незаряженные частицы детектируются, благодаря образованию заряженных продуктов их взаимодействия со средой: γ-кванты создают вторичные электроны и позитроны; нейтроны образуют протоны отдачи или продукты ядерных реакций, такие как α-частицы, тритоны и пр.

Большим преимуществом сцинтилляционных счетчиков является то, что они могут быть использованы не только для счета различного рода частиц, но и для определения их энергии. Это связано с тем, что амплитуда электрического импульса на выходе ФЭУ пропорциональна энергии световой вспышки, которая в свою очередь пропорциональна энергии, теряемой частицей в сцинтилляторе.

Рассмотрим подробнее работу отдельных частей сцинтилляционного счетчика.

2) Сцинтилляторы характеризуются световым выходом, спектром излучения и временем высвечивания.

Световым выходом люминесцирующего вещества называется доля поглощенной в нем энергии частицы, которая преобразуется в световую вспышку. Так как световая вспышка регистрируется при помощи ФЭУ, спектральная характеристика которого лежит в области длин волн видимого света и близкого ультрафиолета, то в соответствии с этим спектр частот, излучаемых сцинтиллятором, должен достаточно хорошо укладываться в чувствительной области ФЭУ.

Интенсивность световой вспышки сцинтиллятора с течением времени падает по экспоненциальному закону:

$$I(t) = I_o e^{-t/\tau} . \qquad (7.7)$$

Величина τ – время, в течение которого интенсивность высвечивания падает в *e* раз, характеризует длительность световой вспышки и называется временем высвечивания сцинтиллятора.

В таблице 7.1 приведены основные свойства некоторых сцинтилляторов. Так как свойства сцинтилляторов существенно определяются механизмом высвечивания, то с этой точки зрения удобно разделять все известные сцинтиллирующие вещества на три класса: сцинтилляторы на основе органических соединений, неорганические кристаллы и газы.

Органические сцинтилляторы употребляются в счетчиках как в виде монокристаллов, так и в виде растворов, поскольку для органических соединений способность светиться под действием ионизирующих частиц не зависит от их агрегатного состояния.

Органические сцинтилляторы характеризуются очень малым временем высвечивания, приближающимся в ряде случаев ко времени высвечивания отдельной молекулы. Световой выход органических сцинтилляторов сильно зависит от свойств регистрируемых частиц. Максимальный световой выход имеет место при облучении частицами с минимальной ионизирующей способностью; при увеличении ионизирующей способности частиц световой выход резко падает.

Из всех органических сцинтилляторов наибольшим световым выходом, составляющим при облучении быстрыми электронами 4-6 %, обладает антрацен. Стильбен и толан обладают наименьшими временами высвечивания.

Круг неорганических веществ, используемых в качестве сцинтилляторов, сравнительно узок. Это в основном активированные йодиды щелочных металлов и активированные сульфиды цинка и кадмия.

Времена высвечивания для неорганических сцинтилляторов на два-три порядка больше, чем для органических. Одним из лучших сцинтилляторов в настоящее время является йодистый натрий, активированный таллием (примесь таллия 0,1 %), который обладает высоким световым выходом и сравнительно малым временем высвечива-

ния. Световой выход кристаллов NaI(Tl) превышает световой выход антрацена при облучении быстрыми электронами в два раза, а при облучении α-частицами – примерно в 10 раз.

В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, ксенон и криптон). Времена высвечивания газовых сцинтилляторов малы и по порядку величины равны 10^{-8} сек. Применяются газовые сцинтилляторы главным образом для регистрации сильно ионизирующих коротко-пробежных частиц (медленных протонов, α-частиц и осколков деления тяжелых ядер).

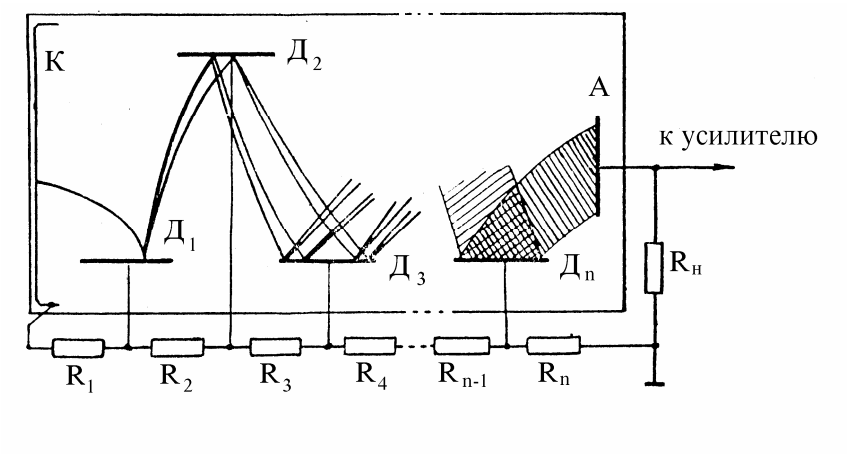


Рис. 7.7. Схема работы ФЭУ .

3) Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) схематически изображен на рис. 7.7. С внутренней стороны прозрачной передней стенки (окна) колбы ФЭУ нанесен полупрозрачный слой вещества с малой работой выхода, слжащий фотокатодом (К). Электроды $Д_1$, $Д_2$ … $Д_n$, называемые динодами или эмиттерами, также выполнены из материала с малой работой выхода. Под действием падающих на них электронов на динодах происходит явление вторичной электронной эмиссии. Фотокатод, диноды и анод А через делитель напряжения из сопротивлений R_1, R_2...R_n присоединяются к источнику высокого напряжения (1-2 кВ). Наличие разности потенциалов между электродами и их

форма заставляют электроны проходить последовательно от электрода к электроду. Благодаря явлению вторичной электронной эмиссии, поток электронов возрастает на каждом диноде, и на анод попадают электроны, число которых на несколько порядков превосходит число электронов, выбитых с фотокатода. Импульс тока, создаваемый в цепи анода этими электронами, вызывает импульс напряжения на нагрузке R_n, который и является выходным сигналом ФЭУ.

Основной характеристикой ФЭУ являются *анодная чувствительность* – величина, равная отношению анодного тока к световому потоку, вызвавшему его. Анодная чувствительность определяется как свойствами самого ФЭУ, так и внешними условиями его работы, квантовым выходом фотокатода, коэффициентом вторичной эмиссии динодов и их числом, спектральным составом света и напряжением питания ФЭУ.

Квантовый выход есть отношение числа фотоэлектронов, выбитых световым потоком, к числу квантов в этом потоке. Он зависит от свойств фотокатода и спектрального состава света. Очень большое значение имеет толщина чувствительного слоя: толстый слой поглотит достаточно много квантов. Однако многие фотоэлектроны, имеющие очень малые длины пробега, не смогут покинуть фотокатод. Тонкий фотокатод, не поглощая фотоэлектронов, будет в то же время плохо поглощать кванты, и квантовый выход также окажется мал. При оптимальной толщине слоя и в максимуме спектральной чувствительности квантовый выход наиболее широко применяемых сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет 20-25%.

Коэффициент вторичной эмиссии δ показывает число вторичных электронов на один первичный, сильно зависит от энергии падающего электрона, т.е. от разности потенциалов между динодами, и при энергии электронов порядка 100 эВ. для сурьмяно-цезиевого эмиттера равен 3.

Усиление К, создаваемое системой из n динодов с одинаковым δ, очевидно, равно $K = \delta^n$ и достигает 10^6-10^9 при $n = 10$.

Зависимость δ от напряжения приводит к очень сильной зависимости К от напряжения питания ФЭУ. Отсюда следуют высокие

требования к стабильности питающего напряжения (обычно не хуже 0,05%).

Полное число электронов на выходе ФЭУ

$$Z = \gamma N \eta K, \qquad (7.8)$$

где γ – квантовый выход фотокатода; N – число световых квантов, попадающих на фотокатод; η – коэффициент сбора фотоэлектронов на первый эмиттер.

Существенным параметром ФЭУ является темновой ток, который на выходе ФЭУ дает шумовые импульсы различной амплитуды, что затрудняет использование ФЭУ при измерениях низкоэнергетических γ-излучений. Темновой ток вызывается следующими причинами: термоэлектронной эмиссией с фотокатода ФЭУ и его динодов, током утечки, ионной и оптической обратной связью, радиоактивностью и люминисценцией конструктивных материалов ФЭУ. При рабочих напряжениях ~100 в на каскад основную долю темнового тока составляет термоэлектронная эмиссия с фотокатода и первого динода, причем этот эффект сильно зависит от температуры и напряжения на фотоумножителе. При больших напряжениях на ФЭУ и происходит ионизация атомов остаточного газа и паров цезия. Образовавшиеся положительные ионы движутся в ускоряющем электрическом поле от анода к фотокатоду и, бомбардируя детали ФЭУ, вызывают эмиссию вторичных электронов, которые увеличивают темновой ток фотоумножителя. Кроме того, электроны в анодной части ФЭУ вызывают люминисценцию стекла колбы; свет достигает фотокатода и вызывает дополнительную эмиссию фотоэлектронов – это так называемое явление обратной связи. Темновой ток может возникать также под действием радиоактивного излучения K^{40}, который содержится в стекле баллона; эти дополнительные темновые импульсы имеют относительно большую амплитуду и определяют нижний предел энергий и интенсивности излучения, которые могут быть зафиксированы данным сцинтилляционным детектором.

4) Сборка сцинтилляционного счетчика заключается в рациональном сочленении сцинтиллятора и фотоумножителя, которое обеспечило бы при наибольшем отношении амплитуд электрических им-

пульсов от регистрируемых частиц к амплитудам импульсов фона наилучшую разрешающую способность счетчика как по амплитудам, так и по времени. Сцинтиллятор, имеющий форму цилиндра или диска, устанавливается перед катодом ФЭУ.

Для возможно более полного использования света, возникающего в сцинтилляторе, свободную поверхность последнего окружают диффузным отражателем, чаще всего применяют тонкодисперсионный порошок окиси магния (коэффициент отражения 90-97 %).

Между сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ создается хороший оптический контакт с помощью вещества, имеющего коэффициент преломления, промежуточный между стеклом и веществом сцинтиллятора.

При регистрации частиц с малой энергией принимаются меры для уменьшения поглощения частиц в упаковке сцинтиллятора.

5) Световые вспышки в сцинтилляторах при облучении их γ-квантами возникают вследствие взаимодействия вторичных электронов (появляющихся благодаря ФЭ, РЭП и ЭК) с атомами сцинтиллятора. Интенсивность вспышек будет пропорциональна энергии этих вторичных электронов. Рассмотрим картину распределения энергий вторичных электронов. Предположим, что кристалл облучается потоком монохроматических γ-квантов. Процессы поглощения, т. е. ФЭ и РЭП (см. Гл. 5, п. 5.2), очевидно будут приводить к образованию моноэнергетических электронов: $E_e = E_\gamma - I$ для ФЭ и $E_{e+} + E_{e-} = E_\gamma - 2mc^2$ для РЭП. Процесс ФЭ может происходить на разных оболочках атома (K, L, M, ...), что казалось бы должно привести к появлению нескольких групп электронов с разными E_e. Однако если $E_\gamma > I_k$, то практически весь ФЭ идет на К-оболочке, кроме того (и это при любых энергиях E_γ), освободившийся уровень в атоме занимают электроны с верхних оболочек, что сопровождается испусканием рентгеновских квантов с энергией $E_\gamma < I_k$. Эти кванты с большой вероятностью испытывают фотопоглощение на оболочке с малым I. Таким образом, суммарная энергия электронов оказывается равной энергии γ-кванта независимо от того, на какой оболочке поглотился γ-квант.

Можно показать, что суммарная энергия в случае процесса, начавшегося с РЭП, также равна E_γ.

В отличие от процессов поглощения, явление ЭК дает непрерывный спектр энергий рассеянных электронов. Спектр этот имеет довольно сложный вид и простирается от очень малых энергий до некоторой максимальной. Рассеянный квант может покинуть сцинтиллятор либо сразу, либо после нескольких актов рассеяния. Кроме того, взаимодействие рассеянного γ-кванта с кристаллом может закончиться и фотопоглощением; в этом последнем случае уже вся энергия γ-кванта выделяется в виде суммы комптоновского электрона и фотоэлектрона практически одновременно. В результате такой неопределенности судьбы γ-кванта вероятность потери им некоторой энергии E ($E \leq E_\gamma$) является непрерывной функцией от E. Выделяющаяся в каждом конкретном случае энергия E частично превращается в энергию световой вспышки. Число фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода ФЭУ, будет пропорционально E. Амплитуда соответствующего этой вспышке импульса на выходе ФЭУ также пропорциональна E.

На рис. 7.8 приведены типичные спектры для скорости счета импульсов на выходе ФЭУ в зависимости от амплитуды импульса. Одновременно эти кривые дают также распределение энергии вторичных электронов. Правый узкий пик, как нетрудно догадаться, соответствует таким процессам взаимодействия γ-кванта с веществом, при которых вся энергия γ-кванта уходит на вспышку (ФЭ, ЭК + ФЭ, многократный ЭК, РЭП) и называется пиком полного поглощения. Остальные процессы, при которых какая-то доля энергии первичного γ-кванта уносится из кристалла (обычно рассеянным благодаря ЭК γ-квантом), приводят к появлению импульсов с меньшей амплитудой.

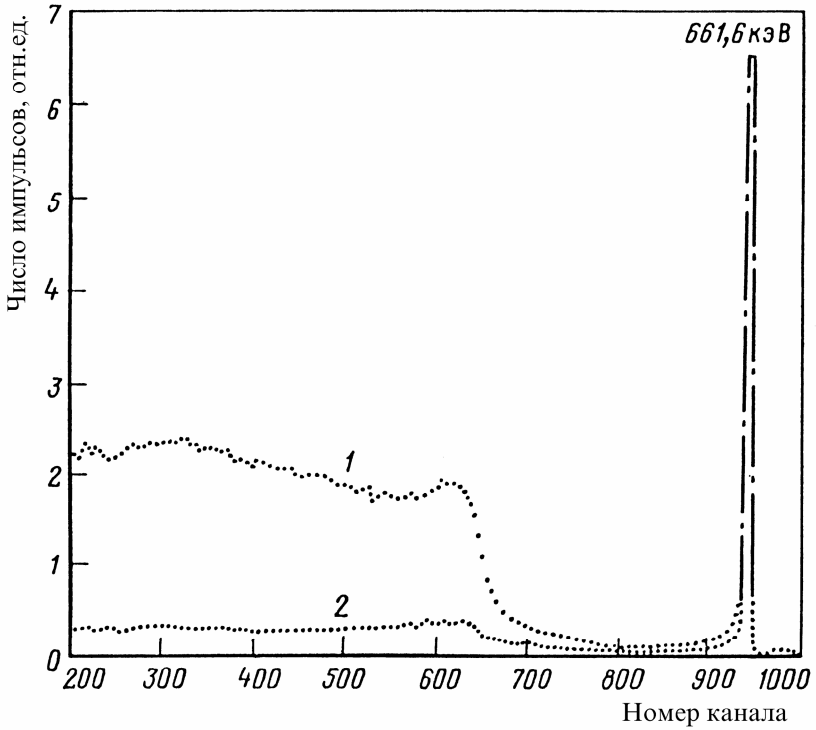


Рис. 7.8. Амплитудный спектр на выходе ФЭУ.

Очевидно, что относительная интенсивность пика полного поглощения и комптоновского распределения будет зависеть от размеров кристалла, от отношения размеров кристалла и ширины пучка γ-квантов (конечно, если последняя меньше, чем первый), т.е. от условий коллимации. Спектр 1 на рис. 7.8 соответствует случаю кристалла большего размера.

Пик полного поглощения несет основную информацию об γ-излучателе и позволяет определить энергию γ-лучей, если кристалл отградуирован по энергии, т.е. найдено положение пиков полного поглощения для ряда излучателей с известной энергией и построен график зависимости $\Delta V(E_\gamma)$, где ΔV – амплитуда импульса. Большим

достоинством сцинтилляторов, в частности неорганических, является линейность этой зависимости.

Шириной пика полного поглощения определяется точность измерения энергии и детальность расшифровки энергетической структуры ядер (рис. 7.1). Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора, характеризующее ширину пика, обусловлено следующими факторами: статистический разброс числа фотоэлектронов, испускаемых с катода; неоднородность сцинтиллятора; различия в условиях собирания света от вспышек в разных частях кристалла; неоднородность фотокатода; краевые эффекты. Лучшее, экспериментально полученное разрешение для спектрометра с кристаллом NaI(TI) составляет около 6% для γ-квантов с энергией 0,661 МэВ (γ-излучение, сопровождающее β-распад Cs^{137}).

7.4. Полупроводниковые детекторы

1) Общие характеристики полупроводниковых детекторов.

Полупроводниковые счетчики представляют собой ионизационные камеры, в которых носители заряда, образовавшиеся при поглощении ядерных излучений, собираются на электродах. Возникающие импульсы служат для регистрации излучений. Поглощение излучений всегда сопровождается образованием одного или нескольких вторичных электронов с большой энергией. В свою очередь, вторичные электроны обусловливают дальнейшую ионизацию. Этот каскадный процесс продолжается, пока энергия хотя бы одного электрона достаточна для того, чтобы вызвать ударную ионизацию. Отсюда следует, что число образовавшихся пар ионов будет зависеть только от энергии, потерянной падающими частицами, и не должно зависеть от типа ядерного излучения. Это обусловливает характерное для ионизационных камер линейое соотношение между амплитудой импульса и потерянной энергией для всех типов частиц, если их энергия превышает некоторое небольшое пороговое значение.

Полупроводниковые счетчики обладают рядом преимуществ по сравнению с газонаполненными ионизационными камерами. Во-

первых, благодаря большой плотности и большой тормозной способности веществ этих счетчиков в них могут полностью затормозиться длиннопробежные частицы, например протоны высоких энергий. Пробег этих частиц в воздухе часто превышает 1 м, но они полностью поглощаются в слое кремния толщиной 1 мм. В то же время в случае необходимости можно сделать очень тонкие полупроводниковые счетчики. Тогда они поглощают лишь небольшую часть энергии падающих частиц и применяются для измерения удельных потерь энергии (–dE/dx). Если затем измерить полную энергию частиц E с помощью детектора, в котором они полностью поглощаются, то можно таким путем идентифицировать частицы. Во-вторых (что гораздо важнее), точность измерения энергии E с помощью полупроводниковых счетчиков выше, чем с помощью газонаполненных ионизационных камер или сцинтилляционных счетчиков. Это объясняется тем, что для полупроводников средняя энергия, расходуемая на образование одной пары ионов при ударной ионизации, мала. Для кремния указанная энергия составляет ~3 эВ. Для сравнения укажем, что она равна в среднем 30 эВ для газов и что на образование одного фотоэлектрона в системе, состоящей из сцинтиллятора и фотоумножителя, расходуется 300 эВ. В некоторых случаях преимуществами полупроводниковых счетчиков по сравнению с другими детекторами, предназначенными для аналогичных измерений, являются быстродействие и механическая прочность.

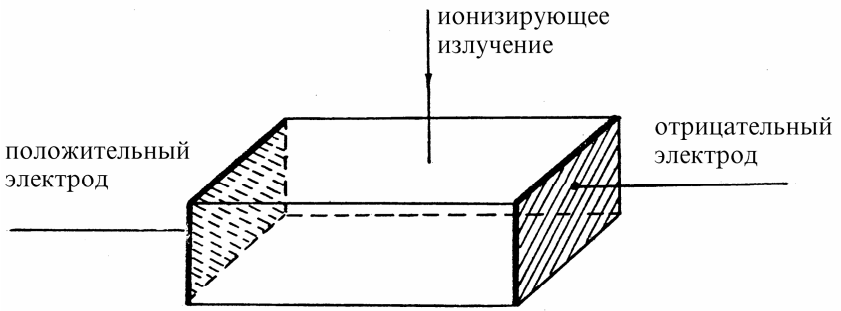


Рис. 7.9. Упрощенная структура ППД.

Однако для того, чтобы реализовать эти преимущества полупроводниковых детекторов (ППД), необходимо преодолеть некоторые трудности. Во-первых, кристаллы полупроводников обладают некоторой электропроводностью. Поэтому электрическое поле, приложенное к счетчику для регистрации импульсов ионизации, вызовет постоянный ток через детектор. Этот ток будет мешать работе, образуя шумы, сравнимые с величиной сигнала. Следовательно, полупроводники, из которых изготавливаются счетчики, должны содержать как можно меньше свободных носителей. Во-вторых, полупроводники содержат ловушки и другие центры захвата носителей, в которых они могут рекомбинировать, что приводит к уменьшению величины сигнала. Третьей трудностью является неоднородность кристалла, следствием которого является зависимость амплитуды сигнала от места попадания частицы в счетчик. Это ухудшает энергетическое разрешение ППД. Если бы удалось получить материалы, свободные от этих недостатков, то конструкция ППД была бы предельно простой (рис. 7.9).

На брусок из монокристалла полупроводника напыляются металлические электроды, на которые и собираются электроны и дырки, созданные ионизирующей частицей. Полупроводниковые детекторы описанной выше конструкции, изготовленные из однородного материала, называются *однородными счетчиками*. Эксперименты по использованию таких ППД для регистрации и спектроскопии ядерных частиц показали, однако, их почти полную непригодность. Это объясняется очень большой величиной их токовых шумов. Действительно, даже в собственном (совершенно чистом) кремнии, сопротивление которого приблизительно равно $2{,}2\cdot10^{-5}$ Ом·см, концентрация электронов и дырок имеет следующую величину: $n_i = p_i = 1{,}7\cdot10^{10}$ см$^{-3}$. Невозможно получить кремний, в котором при комнатной температуре концентрация носителей была бы меньше этого значения. Для детектора объемом 1 см^3, изготовленного из такого материала, энергетическое разрешение составляет $\Delta E \approx 600$ кэВ (для большинства задач такое значение ΔE чрезмерно велико). При охлаждении концентрация свободных носителей в собственном кремнии уменьшается по закону:

$$n_i\left(=p_i\right)\sim e^{-E_q/2kT}, \qquad (7.9)$$

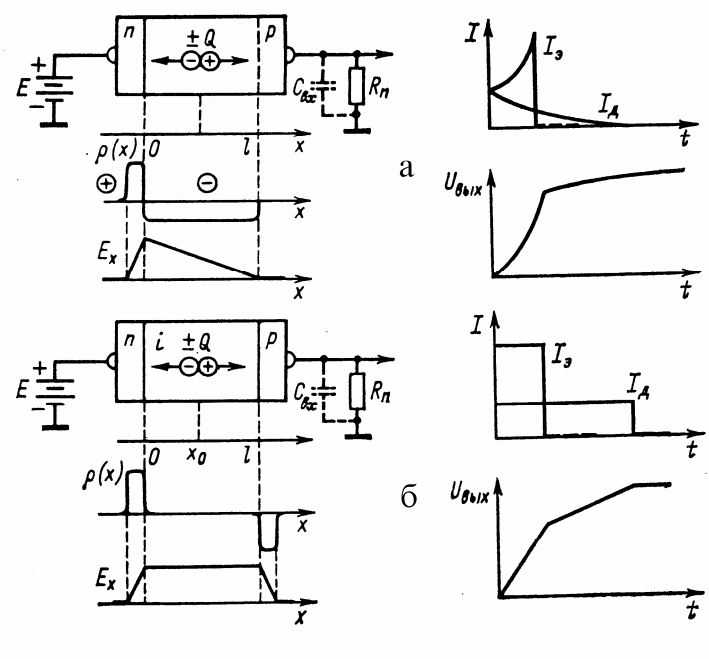


Рис. 7.10. Схема включения и характеристики полупроводниковых детекторов p-n (а) и p-i-n (б) типов.

где E_q – ширина запрещенной зоны (E_q=1,15 эВ для кремния). При температуре жидкого азота концентрация носителей достигает 10^6 см$^{-3}$, при этом в счетчике объемом 1 см^3 токовые шумы снижаются до значения, меньше 5 кэВ. Практически, однако, собственный кремний получить невозможно. Обычно в нем присутствуют ионизированные примеси, которые обусловливают преобладание носителей одного типа. При этом концентрация носителей измеряется по закону $n\sim\frac{1}{1+e^{(E_d-\rho/kT)}}$, где E_d – энергия активации примеси, ρ – уровень Ферми. В наилучшем кремнии p-типа, с удельным сопротивлением 10^4 Ом·см, содержится $1{,}4\cdot10^{12}$ атомов бора в 1 см^3. При комнатной температуре все эти атомы ионизированы. При охлаждении до 90° К это

число сокращается наполовину, так что токовые шумы уменьшаются незначительно.

2) Полупроводниковые детекторы p-n типа

Для обеспечения собирания свободных носителей зарядов в ППД необходимо, чтобы время жизни этих носителей было больше времени собирания и не было других носителей заряда, не связанных с регистрацией ионизирующего излучения. Поэтому рабочий объем детектора должен иметь высокую напряженность электрического поля, обеспечивающую большую подвижность носителей, и должен обладать также изоляционными свойствами. Для выполнения указанных требований в ППД создается n-p переход, на который подается обратное смещение.

Структура детектора с p-n переходом и схема его включения показаны на рис. 7.10а. Регистрируемое излучение проникает в детектор через тонкий слой n-полупроводника с высокой концентрацией доноров. Область с p-проводимостью имеет умеренную концентрацию примеси. Вследствие диффузии носителей в запирающем слое l возникает пространственный заряд $\rho(x)$. К детектору приложено внешнее обратное напряжение, поэтому пока нет ионизирующего излучения, ток в запирающем слое равен нулю, т.к. из n-области не могут поступить свободные дырки. Ионизирующая частица создает в запирающем слое свободные носители заряда. Под действием электрического поля происходит собирание электронов и дырок и во внешней цепи протекает ток, в результате на нагрузке $R_н C_{вх}$ возникает сигнал.

Ширина запирающего слоя, зависящая от приложенного напряжения, и площадь электродов определяют рабочий объем детектора и его емкость. В счетчике с p-n переходом потенциал изменяется параболически, и емкость детектора равна

$$C_д = eN_p S / 2\sqrt{E}, \qquad (7.10)$$

где N_p – концентрация акцепторов в p-области; S – площадь контакта; E – напряжение смещения.

Протекающий через детектор ток состоит из электронного $I_э$ и дырочного $I_д$ компонентов; $I = I_э + I_д$ (рис. 7.10а). Характер изменения этих компонент связан с линейным распределением напряженности электрического поля внутри перехода. Суммарным током I определяется форма выходного напряжения $U_{вых}$ при $\tau_{вых} = \infty$.

В детекторах типа p-n рабочее напряжение выбирается от нескольких десятков до нескольких сот вольт. При этом толщина запирающего слоя не превышает 1 мм, а емкость составляет от 10 пФ до нескольких сотен. Детекторы с малой протяженностью рабочей области пригодны для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц. Для регистрации слабо ионизирующих длиннопробежных частиц и гамма-излучения необходимы детекторы с большой протяженностью рабочей области.

3) Детекторы p-i-n типа

В детекторах p-i-n типа (также встречается обозначение PIN) между p- и n-областями создается слой, обедненный носителями зарядов – слой i (рис. 7.10б). Для этого в область с умеренной концентрацией примеси вводят ионы лития которые компенсируют акцепторы. Обедненный слой находится между объемными n- и p-зарядами, и его протяженность мало зависит от приложенного напряжения. Напряженность поля в этом слое практически постоянна, и возникающие в любой его точке под воздействием ионизирующей частицы носители заряда быстро собираются. Время собирания электронов $T_э$ и дырок $T_д$ определяется выражениями

$$T_э = \frac{l}{\mu_э E} x_o \; ; \; T_д = \frac{l}{\mu_д E}(l - x_o) \; , \qquad (7.11)$$

где $\mu_э$ и $\mu_д$ – подвижности электронов и дырок. Протекающие в течение $T_э$ и $T_д$ электронный и дырочный токи равны

$$I_э = Q\frac{\mu_э E}{l^2} \; ; \; I_д = Q\frac{\mu_д E}{l^2} \; . \qquad (7.12)$$

Формы компонентов $I_э$ и $I_д$ тока, протекающего через детектор, а также выходного напряжения $U_{вых}$ для полного собирания приведены на рис. 7.10б. Нетрудно увидеть, что процессы, происходящие в детекторе p-i-n типа, аналогичны процессам в импульсной ионизационной камере.

Емкость детекторов p-i-n типа значительно меньше, чем детекторов p-n типа при той же площади сечения и для сечения 5 см^2 составляет 10 пФ. Длительность импульсов тока определяется подвижностью электронов $\mu_э$ и дырок $\mu_д$, которые в свою очередь зависят от приложенного напряжения и рабочей температуры детектора. При комнатной температуре $\mu_э > \mu_д$, а при охлаждении до 100 К $\mu_э = \mu_д$. Подвижности носителей в твердом теле различаются меньше, чем в газе. Поэтому при формировании выходного сигнала в полупроводниковых детекторах используют, как правило, оба компонента тока. В зависимости от размеров рабочей области время собирания составляет 10^{-6}-10^{-9} с. Время собирания носителей, а следовательно, и скорость нарастания выходного импульса зависят от того, по какой траектории частица прошла в рабочей области детектора. На форму сигнала ППД влияет и вид излучения, поэтому по форме сигнала можно различать составляющие исследуемого излучения.

7.5. Регистрация и амплитудный анализ сигналов детекторов ионизирующих излучений

1) Регистрирующие устройства и их характеристики

Регистрируемые при помощи детекторов излучений события, как правило, имеют статистический характер, поэтому в ядерной физике при различных измерениях для уменьшения вероятной ошибки производят подсчет большого числа событий. В простейших измерениях подсчитывают все импульсы, возникающие на нагрузке детектора; в более сложных спектрометрических исследованиях определяют число импульсов, имеющих определенную амплитуду либо возникающих в заданные интервалы времени и т.п.

В экспериментальной ядерной физике чаще всего определяют абсолютное число событий. В этом случае легко вычитать фон и обрабатывать результаты на ЭВМ. Для измерения числа событий широко применяют электронную регистрирующую аппаратуру – счетчики и запоминающие устройства. С электронных счетчиков информация может быть передана на ЭВМ для хранения и обработки.

Запоминающие устройства обычно используют в сложных многоканальных спектрометрических приборах – анализаторах; они могут работать в качестве многоканальных счетчиков-регистраторов или как накопители для хранения кодов событий.

В дозиметрических приборах, а также в промышленных установках – на реакторах, в геолого- и нефтеразведке часто необходимо измерять скорость счета, т.е. определять среднее число событий в единицу времени. Для этой цели применяют измерители скорости счета – *интенсиметры*, показания которых считываются со шкалы электрического прибора или цифрового индикатора. В более сложных приборах предусмотрен цифровой вывод данных.

На регистрирующие устройства информация поступает в виде электрических импульсов или кодов определенных параметров событий. Исследуемые события, как правило, распределены во времени статистически, поэтому импульсы или коды поступают на регистрирующие устройства также по случайному закону.

Любому регистрирующему устройству необходимо некоторое время τ, чтобы зарегистрировать событие и “подготовиться” к приему нового, поэтому всегда есть вероятность того, что часть событий будет потеряна. В этом можно убедиться, анализируя закон распределения интервалов между статистически распределенными импульсами. Время τ называют временем разрешения (*разрешающим временем*) или мертвым временем; оно определяется как минимальный интервал времени, после которого возможна новая регистрация.

Время разрешения – очень важный параметр счетных устройств и в итоге определяет потерю информации. Кроме того, время разрешения может иметь разный характер, например зависеть от загрузки, поэтому его следует рассматривать для конкретных регистрирующих устройств.

2) Анализ амплитудных распределений

Методы амплитудного анализа импульсов широко применяют в экспериментальной ядерной физике, а также во многих прикладных задачах. Это связано с тем, что сигналы детекторов излучений несут информацию об энергии зарегистрированной частицы, у некоторых детекторов их амплитуда пропорциональна энергии. Поэтому, исследуя распределение амплитуд импульсов, нетрудно получить информацию о спектре излучения.

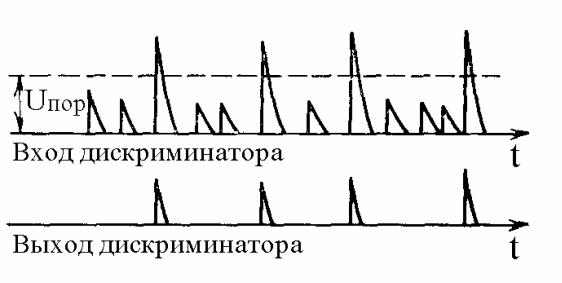


Рис. 7.11. Интегральная дискриминация импульсов по амплитуде.

Простейший метод амплитудного анализа основан на отделении (дискриминации) импульсов, соответствующих исследуемому излучению, от сигналов меньших амплитуд, например от шумов или импульсов излучения меньшей энергии. Для этого применяют *интегральные амплитудные дискриминаторы*, которые выдают импульс на выходе в том случае, если амплитуда входного сигнала превышает некоторую определенную величину – *порог дискриминации* $U_{пор}$ (рис. 7.11). Порог дискриминации изменяется в широких пределах и тем самым отделяются для последующей регистрации импульсы определенных амплитуд.

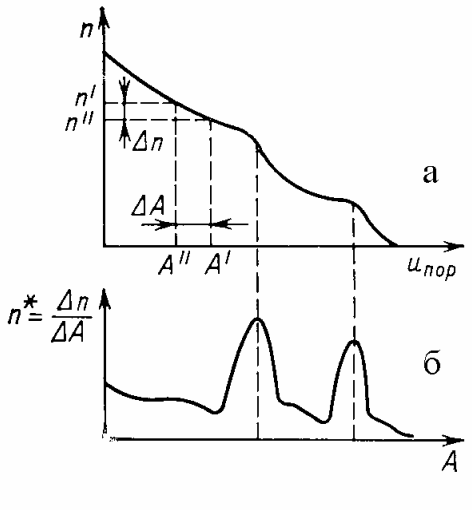


Рис. 7.12. Амплитудные спектры: интегральный (а) и дифференциальный (б).

С помощью дискриминатора измеряют амплитудное распределение сигналов. Для этого счет импульсов ведется на выходе дискриминатора при разных порогах дискриминации в течение одинаковых интервалов времени. Получаемая при этом кривая $n = f(U_{пор})$ (рис. 7.12а) называется *интегральным амплитудным спектром*.

В большинстве случаев удобнее пользоваться *дифференциальным амплитудным спектром* $n = f(A)$ (рис. 7.12б), который показывает, сколько имеется импульсов каждой амплитуды. Дифференциальный спектр можно получить из интегрального спектра, дифференцируя последний. Подобный метод получения дифференциального спектра связан с трудоемкими расчетами и требует измерения интегрального спектра с большой статистической точностью, поэтому этот метод применяют редко.

Для непосредственного получения дифференциального амплитудного спектра существуют специальные устройства – одноканальные или многоканальные *дифференциальные амплитудные анализаторы*.

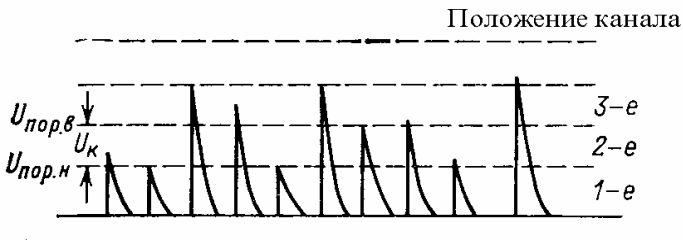


Рис. 7.13. Измерение дифференциального амплитудного спектра.

Одноканальный амплитудный анализатор регистрирует все импульсы, амплитуды которых превышают некоторый нижний порог $U_{пор.н}$ и не достигают верхнего порога $U_{пор.в}$ (рис. 7.13). Разность $U_{пор.в} - U_{пор.н} = U_k$ называют шириной канала амплитудного анализатора. При снятии дифференциального спектра ширину канала U_k сохраняют неизменной, меняя только его положение. Так первое измерение ведут при $U_{пор.н} = 0$; второе – при $U_{пор.н} = U_k$; третье – при $U_{пор.н} = 2U_k$, и так далее до $U_{пор.н} = NU_k$. Все измерения проводят в течение одинаковых интервалов времени (когда интервалы неодинаковы результаты нормируют).Число отсчетов в каждой точке спектра выбирают таким, чтобы относительное статистическое отклонение $\sqrt{n}\,/\,n$ не превышало заданного значения (например 1%).

В многоканальных анализаторах для повышения эффективности измерений регистрация возможна в любом из N каналов с шириной U_k.

В амплитудных анализаторах, рассчитанных на большое число каналов (порядка нескольких тысяч), как правило, используют косвенный метод измерения амплитуды, основанный на преобразовании амплитуды импульса в интервал времени ($A \rightarrow t$) с последующим измерением этого интервала. Кодирование интервалов может быть выполнено с большой точностью. Для этого применяют схемы, аналогичные временным анализаторам. Интервал заполняют импульсами стабильной частоты, число которых определяется длительностью интервала, т.е. амплитудой импульса. Полученное число импульсов определяет номер канала анализатора, в который добавится единица.

Таким образом, в процессе такого амплитудного анализа в каналах анализатора будет происходить накопление дифференциального амплитудного спектра.

Глава 8. Математическая обработка результатов эксперимента

8.1. Статистическая ошибка измерений. Распределение Пуассона

Метод подсчета числа зарегистрированных детектором частиц широко распространен в экспериментальной ядерной физике. В зависимости от задач, этот метод может давать различную информацию об исследуемом излучении и его источниках. Это может быть спектральный состав, характер взаимодействия частиц с веществом, динамика ядерных реакций и т.д.

Энергии ядерных превращений настолько велики (>10кэВ), что не представляет трудности регистрация отдельных частиц-продуктов реакции. Вместе с тем часто возникает необходимость работы с источниками с малой активностью. В этом случае фактором, определяющим точность эксперимента, становится статистическая природа радиоактивного распада.

Вероятностный характер ядерных превращений приводит к невозможности определения момента времени, в который для одного из ядер источника осуществится процесс распада. Можно говорить лишь о *вероятности* распада за некоторый промежуток времени dt. Для малых значений dt вероятность распада одного ядра будет линейно зависеть от dt:

$$P_d = \lambda dt \qquad (8.1)$$

где P_d – вероятность распада, λ – постоянная распада. В случае большого числа радиоактивных ядер можно говорить о среднем числе ядер, распадающихся за время dt:

$$dN = \lambda N dt \qquad (8.2)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к известному закону радиоактивного распада.

В системе N радиоактивных ядер вероятность возникновения события распада за малое время dt, учитывая (8.1):

$$P_d = \lambda N dt = p_d dt \qquad (8.3)$$

где $p_d = \lambda N$ – плотность вероятности по времени возникновения события распада.

Найдем распределение вероятностей, которому подчиняется число зарегистрированных детектором частиц (число отсчетов) за время t. Число отсчетов прямо пропорционально числу ядерных превращений в источнике, следовательно, можно ввести по аналогии с (8.3) плотность вероятности по времени возникновения события регистрации p. Считаем интенсивность источника неизменной во время измерения.

Введем на промежутке времени t разбиение на малые отрезки dt. Число отрезков разбиения t/dt обозначим m. В этом случае вероятность наблюдать n распадов за время *t* будет:

$$P(n,t) = C_m^n (pdt)^n (1 - pdt)^{m-n} \qquad (8.4)$$

Осуществляя предельный переход $dt \to 0$, получим:

$$P(n,t) = \lim_{dt\to 0}\left[\frac{m!}{(m-n)!n!}(pdt)^n (1-pdt)^{\left(-\frac{1}{pdt}\right)(-pdt(m-n))}\right] = \frac{m^n}{n!}(pdt)^n e^{-pdt(m-n)} =$$

$$= \frac{1}{n!}\left(\frac{t}{dt}\right)^n (pdt)^n e^{-pdt\left(\frac{t}{dt}-n\right)} = \frac{(pt)^n}{n!}e^{-pt} \qquad (8.5)$$

Т.е. случайная величина числа частиц, зарегистрированных детектором за время t, подчиняется распределению Пуассона.

Зная распределение случайной величины, можно найти ее мат. ожидание и дисперсию и, следовательно, способ оценки ошибки измерений.

Математическое ожидание числа отсчетов:

$$M[n] = \langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n,t) = \sum_{n=1}^{\infty} pt\frac{(pt)^{n-1}}{(n-1)!}e^{-pt} = pt\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(pt)^k}{k!}e^{-pt} = pt \qquad (8.6)$$

Дисперсия:

$$D[n] = M[(n - <n>)^2] = \sum_{n=0}^{\infty}(n - pt)^2 P(n,t) = \left(\sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n,t)\right) + (pt)^2 - 2(pt)^2 =$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{(pt)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-pt} pt - (pt)^2 = pt \sum_{k=0}^{\infty}(k+1)\frac{(pt)^k}{k!} e^{-pt} - (pt)^2 = pt(pt+1) - (pt)^2 =$$

$$= pt \tag{8.7}$$

Среднеквадратичное отклонение:

$$\sigma[n] = \sqrt{D[n]} = \sqrt{pt} = \sqrt{<n>} \tag{8.8}$$

Распределение Пуассона перепишем следующим образом:

$$P(n, <n>) = \frac{<n>^n}{n!} e^{-<n>} \tag{8.9}$$

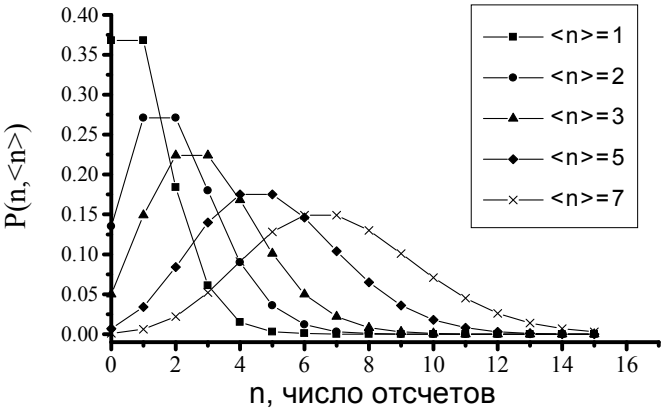


Рис. 8.1. Распределение Пуассона для некоторых значений.

Для меньших значений $<n>$ распределение имеет более асимметричный вид. При $<n> \to \infty$ распределение асимптотически стремится к Гауссовому, что может быть доказано с помощью центральной предельной теоремы теории вероятностей:

$$P(n,<n>)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(n-<n>)^2}{2\sigma^2}\right]=\frac{1}{\sqrt{2\pi<n>}}\exp\left[-\frac{(n-<n>)^2}{2<n>}\right] \quad (8.10)$$

Для больших значений <*n*>, когда распределение Пуассона близко к Гауссовому, значение $\sigma[n]=\sqrt{<n>}$ соответствует доверительному интервалу 68.3%. Для получения большего доверительного интервала следует брать ошибку измерения $\Delta n = C\sigma[n]$, где C > 1. В случае больших <*n*> значение *C=2* соответствует доверительному интервалу 95.4%, *C = 3* – 99.7%. Если условиться считать σ[n] ошибкой измерения среднего числа частиц ΔI, регистрируемых детектором, то относительная ошибка измерения I будет:

$$\frac{\Delta I}{I}=\frac{\sigma[n]}{<n>}=\frac{\sqrt{<n>}}{<n>}=\frac{1}{\sqrt{<n>}}\approx\frac{1}{\sqrt{n}} \quad (8.11)$$

Выражение (8.11) позволяет определять число частиц, которые нужно зарегистрировать для достижения требуемой точности. Так, регистрация n = 100 частиц гарантирует статистическую ошибку 10% при доверительном интервале 68.3%, а при регистрации n = 10000 частиц ошибка составит 1%.

Пример. Обработка данных, полученных при измерении дифференциального спектра α-частиц.

В результате измерений получен набор значений:

Ур. дискр.	0	5	10	15	20	25	30	31	32	33	34	35
N, имп.	0	0	0	0	2	3	6	5	7	7	11	7
Ур. дискр.	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47
N, имп.	5	8	4	7	4	3	3	1	2	1	0	0

Из (8.11) находим оценку ошибок измерений для каждой точки:

Ур. дискр.	0	5	10	15	20	25	30	31	32	33	34	35
N, имп.	0	0	0	0	2	3	6	5	7	7	11	7
ΔN, имп.	-	-	-	-	1.4	1.7	2.4	2.2	2.6	2.6	3.3	2.6
Ур. дискр.	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47
N, имп.	5	8	4	7	4	3	3	1	2	1	0	0

ΔN, имп.	2.2	2.8	2	2.6	2	1.7	1.7	1	1.4	1	-	-

Строим график спектра:

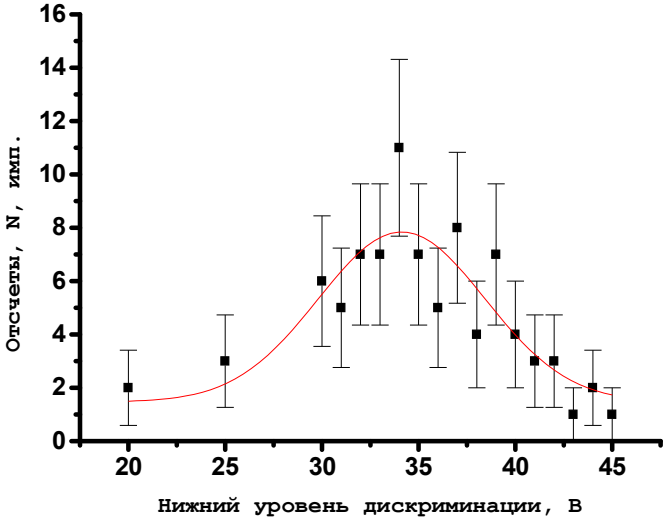


Рис. 8.2. Дифференциальный спектр α-частиц.

Вывод – в пределах статистической точности измерений можно говорить о наличии одной монохроматической линии излучения в спектре α-частиц. Ширина линии объясняется разрешением детектора в данной геометрии измерений. Конечные размеры детектора и α-источника приводят к разбросу по длине пути α-частиц в воздухе и, следовательно, по величине потерянной ими энергии.

Обработка данных без учета их статистической природы приводит к неверному выводу о наличии нескольких линий излучения.

8.2 Случайные выборки. Распределение Стьюдента

В описанном в предыдущей главе методе измерения интенсивности, по полученному числу частиц, попавших в детектор, можно

сделать оценку математического ожидания и дисперсии случайной величины числа частиц. Для проведения такой оценки достаточно всего одного измеренного значения. При этом, конечно, предполагается, что отсутствуют причины, искажающие распределение Пуассона. Например, возможно возникновение аппаратурной ошибки, когда из-за плохого качества усилителя электрических импульсов, поступающих с детектора, возникает регистрация ложных импульсов с частотой электрической сети. При этом центр распределения Пуассона сместится в сторону больших $<n>$, тогда как дисперсия распределения останется неизменной. В этом случае полученные выражения для нахождения дисперсии и мат. ожидания неприменимы.

Рассмотрим случай, когда распределение случайной величины, регистрируемой в эксперименте, неизвестно. При этом по единственному значению эксперимента нельзя оценить его мат. ожидание и дисперсию. И, очевидно, оценки мат. ожидания и дисперсии будут более точными при увеличении объема экспериментальных данных. Т.е. для оценки параметров распределения необходима выборка случайной величины или *случайная выборка*, состоящая из двух и более значений. Объем этой выборки будет определять точность нахождения параметров распределения и, следовательно, точность нахождения экспериментальной величины. Как показано Стьюдентом, для нахождения параметров распределения по случайной выборке $\{x_i\}, i = 1..n$ применимы формулы:

$$M[x] = \bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i ,$$

$$D[x] = \sigma_x^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \bar{x}\right)^2 \qquad (8.12)$$

Среднее значение $\bar{x}$ будет обладать в n раз меньшей дисперсией, чем каждое значение выборки x_i:

$$D[\bar{x}] = \sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)}\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \bar{x}\right)^2 \qquad (8.13)$$

Точность нахождения x будет определяться найденным значением дисперсии и числом измерений. Коэффициенты Стьюдента представляют собой поправки на расширение доверительного интервала, возникающего за счет ограниченной точности нахождения мат. ожидания и дисперсии. Если обозначить доверительную вероятность как (1–α), где α называют коэффициентом значимости, то доверительный интервал для определяемой величины x будет:

$$x = \bar{x} \pm C_{\alpha n} \sigma_{\bar{x}} \qquad (8.14)$$

где $C_{\alpha n}$ – коэффициенты Стьюдента. Некоторые коэффициенты Стьюдента указаны в таблице 1.

Таблица 8.1

Коэффициенты Стьюдента

Число измерений n	α = 0.3	α = 0.2	α = 0.1	α = 0.05
2	2.0	3.1	6.3	12.7
3	1.3	1.9	2.9	4.3
4	1.3	1.6	2.4	3.2
5	1.2	1.5	2.1	2.8
6	1.2	1.5	2.0	2.6
7	1.1	1.4	1.9	2.5
8	1.1	1.4	1.9	2.4
9	1.1	1.4	1.9	2.3
10	1.1	1.4	1.8	2.3
∞	1.0	1.3	1.6	1.96

Эти коэффициенты были получены Стьюдентом в предположении нормального распределения случайной величины. В процессе эксперимента и его обработки возникают случайные воздействия, влияющие на результаты эксперимента (помимо вероятностной при-

роды явления). Каждая из случайных причин, как правило, подчиняется собственному распределению. Результаты измерений будут описываться распределением, возникающим как наложение множества частных распределений. В итоге, однако, его форма будет стремиться к гауссовой, если только нет превалирующих причин. Это является следствием центральной предельной теоремы теории вероятности, утверждающей, что действие большого числа причин с интенсивностями воздействия примерно одного порядка приводит к нормальному распределению величин, возникающих в результате этих воздействий.

Пример. Оценка ошибки определения энергии β-распада.

В результате обработки трех кривых поглощения β-частиц в алюминии, полученных в разное время в одинаковых условиях, получены следующие значения энергии β-распада: 1.95 МэВ, 2 МэВ, 2.1 МэВ. Оценить точность эксперимента.

По (8.12) находим математическое ожидание и стандартное отклонение для выборки:

$$\bar{x} = (1.95 + 2 + 2.1)/3 = 2.017$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{3-1}(1.95 - 2.017)^2 + (2 - 2.017)^2 + (2.1 - 2.017)^2} = 0.076$$

Стандартное отклонение для среднего значения (8.13):

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{3}}\sigma_x = 0.044$$

Для доверительного интервала 95% находим из таблицы 1: $C = 4.3$. Найденная точность результата измерений энергии β-распада, по (8.14):

$$E = 2.017 \pm 0.189 \text{ МэВ.}$$

Литература

1. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц / М.: Едиториал УРСС, 2002. – 384 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. Учеб. пособие для вузов, 2-е изд. стереотип / М.: Физматлит МФТИ, 2002. – 784 с.
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 2 кн. 5-е изд., перераб. и доп. / М.: Энергоатомиздат, 1993.
4. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Издание 2-е, перераб. / М.: Наука, 1980. – 728 с.
5. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений. Учеб. пособие для физ. и инж.-физ. спец. вузов / М.: Энергоатомиздат, 1987. – 404 с.
6. Захаров В.К., Севастьянов Б.А., Чистяков В.П. Теория вероятностей / М.: Наука, 1983. – 160 с.
7. Калинина В.Н., Панкин В.Ф. Математическая статистика. 4-е изд. испр. / М.: Дрофа, 2002. – 336 с.

Приложения

Таблица П1

Физические константы

Наименование	Сим-вол	В системе единиц С	В системе единиц CGS и (или) внесистемных единицах
Скорость света в вакууме	c	2.09792458 10^{-8} м/с	
Число Авогадро	N_A		$6{,}022045 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$
Постоянная Планка	ħ	$1{,}0545887 \cdot 10^{-34}$ Дж/с	$1{,}0545887 \cdot 10^{27}$ эрг/с $0{,}6582173 \cdot 10^{15}$ эВ·с
Постоянная Больцмана	k	$1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К	$1{,}380662 \cdot 10^{-16}$ эрг/с $8{,}61735 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
Элементарный электрический заряд	e	$1{,}6021892 \cdot 10^{19}$ Кл	$4{,}803242 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE
Масса электрона	m_e	$9{,}109534 \cdot 10^{-31}$ кг	0,5110034 МэВ
Масса протона	$m_{пр}$	$1{,}672 \cdot 10^{-27}$ кг	$1{,}8361552 m_e$ 938,2796 МэВ
Масса нейтрона	m_n	$1{,}674 \cdot 10^{-27}$ кг	
Магнетон Бора	μ_B	$0{,}92740 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл	$0{,}92740 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс
Ядерный магнетон	μ_N	$0{,}5050813 \cdot 10^{-26}$ Дж/Тл	$0{,}5050813 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс $0{,}315524515 \cdot 10^{-7}$ эВ/Тл
Комптоновская длина волны электрона	λ_e	$3{,}8615905 \cdot 10^{-13}$ м	
Комптоновская длина волны протона	λ_e	$2{,}103089 \cdot 10^{-16}$ м	
Постоянная тонкой структуры	α	1/(137,03604)	

Таблица П2

Свойства некоторых нуклидов

Z	Символ элемента	A	Содержание изотопов в природе, %	Вид радиоактивности, период полураспада	Энергия связи, МэВ
1	H	1	100		
	H(D)	2	0,015		2,2
	H(T)	3	космогенн.	β^-, 12 г	8,5
2	He	3	10		
		4	90		28,3
3	Li	6	7,4		32,0
		7	92		39,2
		8		β^-, 0,84 с	41,3
4	Be	7			37,6
		9	100		58,2
		10		β^-, $2{,}7\cdot10^6$ г	
5	B	8		β^+, 0,78 с	37,7
		10	20		64,7
		11	80		76,2
		12		β^-, $1{,}8\cdot10^{-2}$ с	
6	C	9-11		β^+	73,4 (C^{11})
		12	99		92,2
		13	1,1		97,1
		14	космогенн.	β^-, 5730 г	105,3
7	N	14	100		104,7
		15	0,36		115,5
18	Ar	36	0,34		
		38	0,063		
		40	100		
19	K	39	93		
		40	долгожив.	β^+, β^-, е-захв. $1{,}4\cdot10^9$ г	
		41	6,7		
20	Ca	37-39		β^+	
		40	97		
		41		е-захв. $8\cdot10^4$ г	
		42-44	2,9 (сумм)		
		45		β^-	
		46	3,3 10		
		47		β^-	

		48	0,18		
38	Sr	84	0,55		728,9
		85		е-захват, 64 д	734,5
		86	9,9		748,9
		87	7,0		757,3
		88	83		768,4
		90		β^-, 28 г	782,6

Таблица П2 (Продолжение)

Z	Символ элемента	A	Содержание изотопов в природе, %	Вид радиоактивности, период полураспада	Энергия связи, МэВ
39	Y	82-88		β^+, β^-	
		89	100		775
		90		3,64 час.	782,4
40	Zr	90	51		783,8
		91	11		
		92	17		
		94	17		
		96	2,8		
46	Pd	108	27		925,2
		110	12		940,8
47	Ag	107	51	β^-, β^+, е-захв. 2,4 мин	915,4
		108			922,6
		109	49		931,8
		110			938,6
48	Cd	110	12		940,7
60	Nd	142	27		1185,4
		143	12		1191,4
		144	24		1199,2
		148	5,7		1225,4
62	Sm	144	3,1		1196
		145		е-захв. 340 д	1202,9
		146		α, $7\cdot10^7$г	
		147	15	α, 10^{11}г	
		148	11	α, $2\cdot10^{14}$ г	
		150	7,5		1239,5
		152	27	α, $1,7\cdot10^{11}$ г	
		154	23		1267,1
80 82	Hg	204	6,8		
	Pb	204	1,4	α, $1,4\cdot10^{17}$г	
		205		е-захв. $3\cdot10^7$ г	
		206	25		1622,3
		207	22		1629,0
		208	52		1636,4

Таблица П3

Линейный коэффициент ослабления гамма-излучения и ($см^{-1}$) и массовый коэффициент передачи энергии μ_{tr} ($см^2/г$) для воды, алюминия, железа и свинца

E_γ, МэВ	Вода		Алюминий		Железо		Свинец	
	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}
0,01	4,87	4,72	69,44	25,70	1328	139	1407	124
0,02	0,68	0,50	8,16	3,06	192	22	943	66
0,04	0,23	0,06	1,27	0,33	27	3,2	151	12
0,08	0,17	0,02	0,48	0,05	4,2	0,4	23,5	1,9
0,10	0,16	0,02	0,42	0,04	2,6	0,2	60,4	2,1
0,20	0,13	0,03	0,32	0,03	1,06	0,05	10,6	0,6
0,30	0,12	0,03	0,28	0,03	0,82	0,03	4,2	0,25
0,40	0,10	0,03	0,25	0,03	0,72	0,03	2,44	0,14
0,50	0,10	0,03	0,23	0,03	0,65	0,03	1,70	0,10
0,60	0,09	0,04	0,21	0,03	0,60	0,03	1,33	0,07
0,80	0,08	0,03	0,18	0,03	0,52	0,03	0,95	0,05
1,00	0,07	0,03	0,16	0,03	0,47	0,03	0,77	0,04
1,25	0,06	0,03	0,15	0,02	0,42	0,02	0,67	0,03
1,50	0,06	0,03	0,13	0,02	0,38	0,02	0,56	0,03
2,00	0,05	0,03	0,12	0,02	0,33	0,02	0,51	0,02

Содержание

ПРЕДИСЛОВИЕ 3
ГЛАВА 1. СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР 4
1.1. Атомное ядро – система взаимодействующих нуклонов 4
1) Физические свойства нуклонов 4
2) Состав ядра. Изотопы, изобары 8
3) Межнуклонные взаимодействия 9
4) Размеры и форма ядер 10
1.2. Энергия связи ядра 11
1) Энергия покоя ядра 11
2) Формула Вайцзеккера для энергии связи 13
3) Насыщение ядерных сил 15
1.3. Спин ядра. Электрический квадрупольный момент. Четность состояния 17
1.4. Контрольные вопросы и задачи 20
ГЛАВА 2. РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА 21
2.1. Виды радиоактивного распада. Общие закономерности. Происхождение радиоактивности 21
1) Естественная радиоактивность 21
2) Виды радиоактивных превращений 22
3) Энергия распада. Энергетический спектр продуктов распада 23
4) Схема распада 25
5) Закон радиоактивного распада. Активность. Радиоактивное равновесие 26
2.3. Контрольные вопросы и задачи 29
ГЛАВА 3. АЛЬФА-РАСПАД 30
3.1. Основные закономерности альфа-распада 30
1) Область альфа-радиоактивных ядер 30
2) Энергия распада. Энергетический спектр альфа-частиц 31
3) Закон Гейгера-Неттола 32
3.2. Элементы теории альфа-распада 33

3.3. Взаимодействие альфа-частиц с веществом 37
1) Виды потерь. Пробег 38
2) Формула Бора для средних ионизационных потерь на единицу длины dE/dx 39
3.4. Контрольные вопросы и задачи 41
3.5. Лабораторная работа: Измерение энергетического спектра альфа-излучения ядер. Определение энергии альфа-частиц моноэнергетического источника 43
1) Описание установки 43
2) Измерение побега в воздухе и определение энергии альфа-частиц моноэнергетического излучателя 44
Упражнение 1 44
3) Спектрометрия альфа-излучения ядер. Измерения спектра амплитуд 45
4) Анализ результатов 46
Упражнение 2 47
ГЛАВА 4. БЕТА-РАСПАД 48
4.1. Бета-радиоактивность. Природа бета-распада 48
1) Разновидности бета-распада 48
2) Слабое взаимодействие 49
3) Некоторые сведения о слабом взаимодействии 51
4) Область бета-радиоактивных ядер 53
5) Энергия распада и энергетический спектр бета-электронов (позитронов) 55
1) Потери энергии частиц в веществе 58
2) Пробег легких частиц в веществе 61
4.3. Регистрация бета-излучения 65
4.4. Контрольные вопросы и задачи 66
4.5. Лабораторная работа: Определение верхней границы бета-спектра 67
1) Измерения 68
3) Обработка результатов 68
ГЛАВА 5. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР: ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА70
5.1. Природа гамма-излучения 70
1) Физические свойства гамма-кванта 71

2) Процесс гамма излучения ядер 73
5.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом 76
1) Процессы поглощения гамма-квантов 77
2) Процессы рассеяния гамма-квантов..... 79
3) Коэффициент ослабления пучка гамма-квантов. Коэффициент передачи (поглощения) энергии 81
5.3. Спектрометрия гамма излучения..... 83
1) Характеристики детекторов, применяемых для спектрометрии гамма-излучения..... 83
2) Амплитудный спектр монохроматического гамма-излучения. 84
5.4. Контрольные вопросы и задачи..... 86
5.5. Лабораторная работа: Измерение энергетического спектра гамма-излучения радиоактивного источника. Измерение энергии гамма-квантов методом поглощения 87
ГЛАВА 6. НЕЙТРОННАЯ АКТИВАЦИЯ. ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА В СМЕСИ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ..... 89
6.1. Основные свойства нейтронов 89
6.2. Взаимодействие нейтрона с веществом 90
1) Ядерные реакции под действием нейтронов Классификация нейтронов по их энергии..... 91
6.3. Источники нейтронов 96
6.4. Регистрация нейтронов 97
6.5. Активационный анализ..... 99
1) Уравнения активации 100
2) Измерение и анализ активности образца 101
6.6. Контрольные вопросы и задачи..... 102
6.7. Лабораторная работа..... 102
1) Содержание работы и схема установки 102
2) Упражнения 103
ГЛАВА 7. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ..... 105
7.1. Детекторы ионизирующих излучений и их основные характеристики..... 105

7.2. Газонаполненные детекторы 107
1) Общая характеристика газонаполненных детекторов 107
2) Вольт-амперная характеристика газового разряда. Режимы работы газоразрядных детекторов. 108
3) Счетчики Гейгера-Мюллера. 112
7.3. Сцинтилляционные счетчики 116
7.4. Полупроводниковые детекторы 125
1) Общие характеристики полупроводниковых детекторов. .. 125
2) Полупроводниковые детекторы p-n типа..... 129
3) Детекторы p-i-n типа 130
7.5. Регистрация и амплитудный анализ сигналов детекторов ионизирующих излучений 131
1) Регистрирующие устройства и их характеристики 131
2) Анализ амплитудных распределений 133
Глава 8. Математическая обработка результатов эксперимента..... 137
8.1. Статистическая ошибка измерений. Распределение Пуассона 137
8.2 Случайные выборки. Распределение Стьюдента 141
Литература 145
Приложения 146