



EXPERIMENTAL NUCLEAR PHYSICS

Volume III

E. SEGRÈ, Editor

New York — London, 1959

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Под редакцией
Э. СЕГРЕ

Том III

Перевод с английского

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва 1961

Редакция литературы по физике

ОТ РЕДАКЦИИ

Настоящий, третий том, завершающий монографию по экспериментальной ядерной физике под редакцией лауреата Нобелевской премии Э. Сегре, посвящен в основном классическим разделам физики атомного ядра: радиоактивному распаду и ядерной спектроскопии.

Книга открывается VIII частью, написанной Э. Сегре и посвященной общим закономерностям радиоактивного распада и методам измерения постоянных распада. Кроме того, эта часть содержит краткие сведения об единицах и стандартах радиоактивных излучений и дозиметрии; IX часть (автор Дж. Ханна) посвящена α -радиоактивности. В X и XI частях, написанных совместно М. Дейчем и О. Кофед-Хансенom, изложены проблемы β - и γ -спектроскопии.

Разделы книги, посвященные ядерной спектроскопии, содержат обширные сводки экспериментальных данных и подробное описание методов исследования. Они знакомят читателя также с современными теоретическими представлениями.

Последняя, XII часть монографии посвящена ускорителям (автор Э. Макмиллан). Это совершенно самостоятельная часть, не связанная с содержанием остальных частей книги. Значительный объем этого раздела занимает изложение проблем ускорения частиц до сверхвысоких энергий, проблемы физики которых в монографии специально не излагались.

Между выходом в свет второго и третьего томов монографии прошло шесть лет. За это время ядерная спектроскопия, являющаяся одной из наиболее старых разделов классической ядерной физики, претерпела фундаментальные изменения. Эти изменения связаны в первую очередь с открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях и новой формулировке теории β -распада. Они нашли свое отражение в монографии.

К сожалению, в книгу не вошло еще одно важное открытие последних лет, связанное с резонансным рассеянием γ -излучения без отдачи и получившее название эффекта Мёссбауэра. Сообщение об этом эффекте, по-видимому, пришло слишком поздно и не попало в третий том.

Подобно первым двум, третий том снабжен обширной библиографией, которая при переводе дополнялась ссылками в основном на работы обзорного характера.

Можно надеяться, что русский перевод книги явится ценным пособием для широких кругов специалистов и студентов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

К концу второй мировой войны многие физики, работавшие для военных целей, вернулись к университетской работе и чисто научным исследованиям. Многие из них работали в области ядерных проблем и мечтали подвести итоги своим исследованиям в этой области. Кроме того, имелся значительный контингент студентов, стремящихся начать исследования в области ядерной физики.

Ощущалась острая необходимость в книге, в которой были бы собраны современные сведения по экспериментальной ядерной физике, описаны наиболее важные факты и данные и указаны методы теоретической интерпретации опытных данных.

Сразу стало ясно, что область ядерной физики так расширилась, а ее различные ветви настолько специализированы, что нельзя надеяться, чтобы один человек был способен написать книгу типа знаменитых монографий Резерфорда ¹⁾, Кюри или Кольрауша. Единственным решением этой задачи представлялось создание коллективного труда типа «Handbuch der Physik». Отдельные авторы могли взять на себя подготовку достаточно полных монографий по узкому вопросу, в котором они вполне компетентны.

Сократив до минимума период дискуссий, группа авторов смогла взять на себя эту работу без ущерба для своей научной деятельности. Одним из стимулов для некоторых авторов было желание прочесть работу своих коллег.

Настоящая книга является результатом их усилий. Мы надеемся, что она будет полезной для вдумчивых студентов и исследователей, уже работающих в этой области. Каждая часть вместе со списком литературы написана достаточно полно, чтобы ознакомить читателя с основными результатами, полученными в области ядерной физики к настоящему времени, и дать возможность пользоваться для углубленного ознакомления оригинальной литературой и регулярно выходящими периодическими сборниками обзоров типа «Annual Reviews of Nuclear Science», «Reviews of Modern Physics», «Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften», «Progress in Nuclear Physics» и др.

Этот том завершает монографию. Следует отметить, что предмет изложения ограничивается ядерной физикой в строгом смысле слова; таким образом, мезоны и другие объекты, относящиеся к субъядерным частицам и, как правило, исследуемые экспериментально при энергиях в сотни *Мэв*, не рассматриваются. Подобное разграничение в настоящее время представляется естественным.

Работу над книгой предполагалось закончить несколько раньше. К сожалению, этому воспрепятствовали трудности, обусловленные обширным контингентом авторов.

Некоторые из затронутых в книге разделов в настоящее время бурно развиваются; тем не менее для новых разработок необходимо знание материала, ранее полученного в различных областях, причем из-за катастрофического увеличения литературы свodka данных в форме монографии становится даже более необходимой, нежели несколько лет тому назад.

Мы надеемся, что последний том будет принят читателем подобно первым двум.

Э. Сегре

Беркли, Калифорния
Февраль, 1959

¹⁾ Правда книга Резерфорда по указанным выше причинам уже в 1930 г. стала книгой трех авторов — Резерфорда, Чедвика и Эллиса.

ЧАСТЬ VIII

Эмилио Сегре

РАДИОАКТИВНЫЙ
РАСПАД

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В этой части мы рассмотрим законы самопроизвольного радиоактивного распада независимо от природы испускаемых частиц. Такое рассмотрение возможно, потому что закон распада не зависит от механизма превращения. Благодаря этому полученные результаты могут применяться в разнообразных случаях и дают феноменологическое объяснение обширной категории фактов.

Сначала мы в § 2 пренебрежем тем обстоятельством, что всякое вещество состоит из целого числа атомов, и будем рассматривать это число как непрерывную переменную. Подобная процедура оправдана, когда мы имеем дело с большим числом атомов и с процессами, в которых участвует большое количество атомов. Данная классическая теория радиоактивного распада является точной при описании среднего числа атомов; это означает, что если мы рассмотрим большое количество первоначально идентичных систем радиоактивных атомов, то среднее число атомов в различных системах в любой последующий момент времени будет в точности совпадать с результатом классической теории; с другой стороны, в каждой системе могут наблюдаться отклонения от среднего числа, и для изучения этих отклонений необходимо учитывать дискретное атомное строение вещества.

Влияние дискретности вещества описано в § 3 наряду с некоторыми ее следствиями и применениями. В § 4 содержатся экспериментальные методы определения постоянных распада радиоактивных веществ.

Закон распада радиоактивных веществ был впервые четко сформулирован и применен Резерфордом и Содди [74] в результате изучения радиоактивности различных веществ, главным образом тория, тория X и Rn. В более или менее явном виде он был также известен и их предшественникам; первые исследования в этой области собраны в книгах Кюри [20] и Резерфорда [73]. В книгах Мейера и Швайдлера [56] и Кольрауша [46], а также в статье Боте [12] собрана полная информация, имевшаяся к моменту их опубликования.

§ 2. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

А. Одно вещество

Основной закон радиоактивного распада может быть сформулирован следующим образом: возьмем отдельный атом; вероятность того, что он распадется на протяжении времени dt равна λdt . Постоянная λ называется постоянной распада. Ее размерностью служит $(\text{время})^{-1}$, и она является характеристикой данного вещества и способа распада. Постоянная распада не зависит от «возраста» рассматриваемого атома и, как мы увидим позже, будучи характеристикой ядра, не

поддается воздействию обычных физических агентов. Закон такого типа характерен для «случайных» событий и справедлив для всех видов радиоактивного распада: α , β , γ , захвата орбитального электрона, спонтанного деления, а также процессов испускания света возбужденными атомами.

Простейшим применением этого закона является случай одного радиоактивного вещества, которое, согласно нашему предположению, содержит первоначально $N(0)$ атомов. По предположению $N(0)$ является большим числом, так что мы можем рассматривать $N(t)$ — число атомов в момент времени t — как непрерывно меняющуюся величину. Затем в соответствии с основным законом можно написать, что уменьшение за время dt числа атомов ($-dN$) дается соотношением

$$-dN = \lambda N dt, \quad (1)$$

которое в результате интегрирования при условии, что первоначально имелось $N(0)$ атомов, дает

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

Формула (2) представляет собой другой способ выражения основного закона радиоактивного распада.

На практике, кроме постоянной распада, пользуются обратной ей величиной $\tau = 1/\lambda$, называемой средним временем жизни, а также временем T , в течение которого число имевшихся первоначально атомов уменьшается в два раза; T называют также периодом полураспада вещества. Период полураспада связан с постоянной распада и средним временем жизни соотношениями

$$e^{-\lambda T} = e^{-T/\tau} = \frac{1}{2} \quad \text{или} \quad \lambda T = \ln 2 = 0,6931472. \quad (3)$$

Наименование τ обусловлено тем, что эта величина характеризует среднее время жизни атомов. Действительно, если первоначально имелось $N(0)$ атомов, то в момент времени t их будет, согласно формуле (2), $N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$. Из числа этих атомов $N(t)\lambda dt$ испытывают распад в интервале от t до $t + dt$. Среднее время жизни получается путем умножения последней величины на t , интегрированием по dt от 0 до ∞ и делением на исходное число атомов $N(0)$

$$\tau = \frac{1}{N(0)} \int_0^{\infty} \lambda t N(t) dt = \frac{1}{N(0)} \int_0^{\infty} N(0) e^{-\lambda t} \lambda t dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно также, что если бы радиоактивное вещество распадалось с начальной скоростью $N(0)\lambda$, то оно все распалось бы за время τ . Если нанести на графике зависимость $N(t)$ от t , то получится экспоненциальная кривая, касательная к которой в точке $t = 0$ пересекает ось t в точке τ . Если нанести на график зависимость $\ln N(t)$ от t , то получится прямая линия

$$\ln N(t) = \ln N(0) - \lambda t.$$

Наклон прямой линии характеризует $-\lambda$. Наиболее удобным оказывается график именно такого типа, нанесенный непосредственно на полулогарифмической бумаге; он чаще всего и используется на практике.

Отметим, что каждое из выражений (7) представляет собой сумму экспонент, содержащих постоянные распада всех веществ, которые входят в семейство и предшествуют рассматриваемому веществу. На практике чрезвычайно важными оказываются некоторые специальные начальные условия, а именно случай, когда первоначально имеется только вещество 1 в количестве $N_1(0)$ атомов. В этом случае, непосредственно используя формулы (7)–(9), получаем

$$N_1(t) = N_1(0) e^{-\lambda_1 t},$$

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}),$$

$$N_3(t) = N_1(0) \lambda_1 \lambda_2 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right) \quad (10)$$

и т. д.

Этот случай встречается довольно часто, например, при работе с активными осадками радия, где N_1 , N_2 , N_3 характеризуют соответственно число атомов RaA, RaB и RaC.

Интересно также выяснить, что происходит со смесью радиоактивных веществ, оставленной на продолжительное время. В выражениях (7) будут присутствовать члены, содержащие экспоненты с наименьшей постоянной распада λ_s . Все атомы веществ 1, 2, ..., s в относительно короткое время превратятся в атомы вещества s, а сама величина N_s будет описываться выражением $N_s(t) = \mathfrak{N} e^{-\lambda_s t}$, где $\mathfrak{N} = N_1 + \dots + N_s$. Если t достаточно велико ($t \gg 1/\lambda_s$), то получим

$$\begin{aligned} N_1(t) = N_2(t) = \dots = N_{s-1}(t) &= 0, \\ N_s(t) &= \mathfrak{N} e^{-\lambda_s t}, \\ N_{s+1}(t) &= \mathfrak{N} \frac{\lambda_s}{\lambda_{s+1} - \lambda_s} e^{-\lambda_s t} \end{aligned} \quad (11)$$

и т. д.

Соотношение между количеством каждого из веществ, следующих за s и самим этим веществом, не зависит от времени и дается выражением

$$\frac{N_t}{N_s} = \frac{\lambda_s \lambda_{s+1} \dots \lambda_{t-1}}{(\lambda_{s+1} - \lambda_s)(\lambda_{s+2} - \lambda_s) \dots (\lambda_t - \lambda_s)}. \quad (12)$$

Все вещества распадаются во времени по одному и тому же закону $e^{-\lambda_s t}$. Если имеется такая ситуация, то говорят о «переходном равновесии».

Иногда оказывается, что λ_s крайне мало по сравнению со всеми λ_t веществ, следующих в радиоактивном семействе за веществом s, и что на протяжении рассматриваемого промежутка времени $e^{-\lambda_s t} \approx 1$. Тогда

$$\frac{N_t}{N_s} = \frac{\lambda_s}{\lambda_t} \quad (13)$$

и мы говорим о «вековом равновесии». Выражение (13) интерпретируется непосредственно: в единицу времени распадается одинаковое число атомов веществ s, s + 1 и т. д. и, следовательно, количество атомов различных веществ обратно пропорционально постоянным распада. Такая ситуация встречается в рудах, содержащих уран. Постоянная распада U^{238} крайне мала по сравнению с постоянными распада его продуктов в радиоактивном семействе, и руды не подвергаются изме-

нению на протяжении времени, достаточного для достижения радиоактивного равновесия. Во всех встречающихся на практике случаях число атомов в такой руде не зависит от времени, если мы ограничиваемся временами вплоть до нескольких тысяч лет и если для радиоактивных семейств справедливо соотношение (13). Однако следует указать, что стабильные изотопы свинца, которыми заканчиваются радиоактивные семейства, не обязательно присутствуют в количествах, соответствующих возрасту минерала, ибо геохимические процессы могут по-разному удалять из руд свинец и изотопы урана.

Прекрасным опытом по радиоактивному равновесию является следующий: допустим, что у нас имеется раствор, содержащий U^{238} в равновесии со своим дочерним продуктом $UX_1(Th^{234})$, период которого равен 24,1 дн. Химическим способом мы практически мгновенно выделяем UX_1 из урана. Затем фракция распадается с периодом 24,1 дн. С другой стороны, поскольку эта фракция и материнский раствор должны были бы находиться в равновесии, количество UX_1 в материнском растворе будет увеличиваться в точности настолько, насколько уменьшается выделенная фракция. Этот пример был количественно исследован Резерфордом и Содди и помог пролить свет на теорию радиоактивного распада. Кривые распада и накопления были включены в герб лорда Резерфорда [27].

На практике встречается и другой важный случай, когда первоначально отсутствовавшее радиоактивное вещество образуется с постоянной скоростью. Дифференциальное уравнение этого процесса имеет вид

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N, \quad (14)$$

где Q — число атомов, образующихся в единицу времени. Его решение при условии $N(0) = 0$ имеет вид

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}); \quad (15)$$

здесь Q/λ — число атомов, которое имелось бы при $t \rightarrow \infty$; оно иногда называется числом атомов при насыщении и обозначается через N_∞ .

Иногда вещество 1 превращается в вещество 2, а затем в вещество 3, однако излучения, сопровождающие превращение вещества 2 в вещество 3, не могут быть зарегистрированы. Все же имеется возможность по характеру накопления вещества 3 установить, что оно образуется не непосредственно из вещества 1, а через промежуточный продукт. В результате непосредственного разложения экспонент в формулах (10) по степеням t оказывается, что вещество 2 первоначально накапливается во времени по линейному закону

$$\begin{aligned} N_2(t) &= N_1(0) \lambda_1 t & N_2 \text{ возрастает линейно,} \\ N_3(t) &= N_1(0) \lambda_1 \lambda_2 \frac{t^2}{2} & N_3 \text{ возрастает квадратично,} \\ N_4(t) &= N_1(0) \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \frac{t^3}{2 \cdot 3} & N_4 \text{ возрастает кубично} \end{aligned} \quad (16)$$

и т. д.

Применение формул (10) и (14) к различным начальным условиям, имеющим практическое значение, подробно изложено в работе [74]. Вещества, образующиеся в ядерном реакторе, затем вновь подвергаются облучению нейтронами. Процесс такого типа также описывается обобщенными формулами (4) — (6). Например, количество в котле вещества с атомным номером Z и массовым числом A изме-

няется, согласно уравнению

$$\frac{dN_{Z,A}}{dt} = -N_{Z,A} \{ \lambda_{Z,A} + \varphi [\sigma_c(Z, A) + \sigma_f(Z, A)] \} + \\ + N_{Z,A-1} \varphi \sigma_c(Z, A-1) + N_{Z-1,A} \lambda_{Z-1,A}, \quad (17)$$

где φ — поток нейтронов, который может зависеть от времени; σ_c , σ_f — сечения захвата и деления различных веществ соответственно. Исследование этих уравнений можно найти в работах [84] и [8].

Практически важен случай, когда λ можно пренебречь по сравнению с $\varphi \sigma$. В первом приближении решения для случая, когда в момент $t = 0$ от нуля отлично только $N_{Z,A}$, имеют вид

$$\begin{aligned} N_{Z,A+1} &= N_{Z,A}(0) \sigma_c(A, Z) t \varphi, \\ N_{Z,A+2} &= N_{Z,A}(0) \sigma_c(A, Z) \sigma_c(A+1, Z) \frac{t^2}{2} \varphi^2, \\ N_{Z,A+3} &= N_{Z,A}(0) \sigma_c(A, Z) \sigma_c(A+1, Z) \sigma_c(A+2, Z) \frac{t^3}{3!} \varphi^3. \end{aligned} \quad (18)$$

В более сложных случаях уравнения могут быть легко решены на вычислительных машинах.

В. Разветвление

Некоторые радиоактивные вещества распадаются несколькими способами, например происходит β^- - и β^+ -распад, α - и β -распад. Рассмотрим разветвление, обусловленное α - и β -распадами, и обозначим вероятность α -распада отдельного атома за время dt через $\lambda_\alpha dt$, а вероятность β -распада того же атома — через $\lambda_\beta dt$. В этом случае полная вероятность распада атома за время dt , благодаря α - или β -превращению, равна $(\lambda_\alpha + \lambda_\beta) dt$. Следовательно,

$$\frac{dN}{dt} = -(\lambda_\alpha + \lambda_\beta) N \quad (19)$$

и среднее время жизни вещества, определенное как время, на протяжении которого первоначальное количество уменьшается в $1/e$ раз, равно

$$\tau = \frac{1}{\lambda_\alpha + \lambda_\beta}. \quad (20)$$

Отношение числа α - и β -частиц, испускаемых за определенное время, называется соотношением ветвей распада и равно $\lambda_\alpha/\lambda_\beta$. Иногда используются не совсем правильно величины $\tau_\alpha = 1/\lambda_\alpha$ и $\tau_\beta = 1/\lambda_\beta$, называемые средними временами жизни относительно α - и β -превращения соответственно. Из формулы (20) непосредственно следует

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\alpha} + \frac{1}{\tau_\beta}. \quad (21)$$

Сходная терминология используется и в других типах разветвления.

Г. Единицы и стандарты, используемые при измерениях радиоактивности¹⁾

Почти все измерения радиоактивности производятся для определения числа атомов, имеющих в определенный момент времени. Это

¹⁾ Следует иметь в виду, что некоторые из изложенных в этом разделе вопросов подвергаются непрерывному пересмотру. См., например, «Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений», Госатомиздат, 1960; «Единицы активности и дозы ионизирующих излучений», ИЛ, 1959. — Прим. ред.