

Изучение поведения открытых Беккерелем лучей при прохождении их в магнитном поле показало, что они состоят из трех компонент (рис. 28):

α -лучи — тяжелые частицы с малой проникающей способностью (впоследствии эксперимент показал, что это ядра гелия — He_2^4);

β -лучи — легкие частицы с большей проникающей способностью (опыт привел к выводу, что это — электроны);

γ -лучи, обладающие максимальной проникающей способностью, которые представляют собой жесткое электромагнитное излучение, возникающее при переходе ядра из возбужденного состояния в основное.

В дальнейшем процессы радиоактивного распада, при которых из ядра вылетает ядро гелия, или α -частица, стали называть α -распадом; процессы, при которых испускаются электроны — β -распадом. Соответственно с этим ядра, испускающие частицы — α -активными или β -активными ядрами.

Кроме того, было показано, что существуют и другие типы радиоактивности: протонная, двупротонная и спонтанное деление ядер.

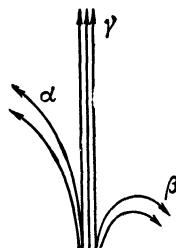


Рис. 28. Траектории α -, β - и γ -лучей в магнитном поле

§ 15. ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Изменение числа радиоактивных ядер во времени. Резерфорд и Содди в 1911 г., обобщая экспериментальные результаты, показали, что атомы некоторых элементов испытывают последовательные превращения, образуя радиоактивные семейства, где каждый член возникает из предыдущего и, в свою очередь, образует последующий.

Это удобно проиллюстрировать на примере образования радона из радия. Если поместить в запаянную ампулу RaCl_2 , то анализ газа через несколько дней покажет, что в нем появляется гелий и радон. Гелий устойчив, и поэтому он накапливается, радон же сам распадается. Кривая 1 на рис. 29 характеризует закон распада радона в отсутствие радия. При этом на оси ординат отложено отношение числа нераспавшихся ядер радона N к их начальному числу N_0 . Видно, что убывание содержания Rn идет по экспоненциальному закону. Кривая 2 показывает, как изменяется число радиоактивных ядер радона в присутствии радия.

Опыты, проведенные с радиоактивными веществами, показали, что никакие внешние условия (нагревание до высоких температур,

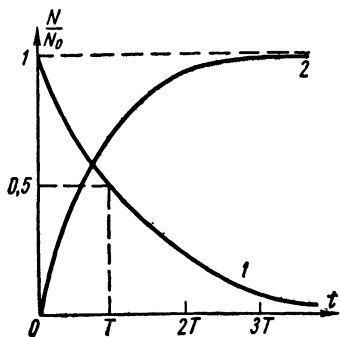
магнитные и электрические поля, большие давления) не могут повлиять на характер и скорость распада.

Радиоактивность является свойством атомного ядра и для данного типа ядер, находящихся в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада за единицу времени постоянна.

Так как процесс распада самопроизвольный (спонтанный), то изменение ΔN , числа ядер N из-за распада за промежуток времени Δt , определяется только количеством радиоактивных ядер N в момент t и пропорционально промежутку времени Δt :

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t, \quad (37)$$

Рис. 29. Зависимость числа активных ядер радона от времени



где λ — постоянная, характеризующая скорость распада. Интегрируя (37) и считая, что при $t=0$, $N=N_0$, получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (38)$$

т. е. число ядер убывает по экспоненциальному закону.

Этот закон относится к статистическим средним величинам и справедлив лишь при достаточно большом числе частиц. Величина λ называется постоянной радиоактивного распада, имеет размерность $[\text{сек}^{-1}]$ и характеризует вероятность распада одного атома в одну секунду.

Для характеристики радиоактивных элементов вводится также понятие периода полураспада T . Под ним понимается время, в течение которого распадается половина наличного числа атомов.

Подставляя условие $N(T) = N_0/2$ в уравнение (38), получим

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T},$$

откуда, логарифмируя, найдем, что

$$\lambda T = \ln 2 = 0,692,$$

и период полураспада

$$T = \frac{0,692}{\lambda}. \quad (39)$$

При экспоненциальном законе радиоактивного распада в любой момент времени t имеется отличная от нуля вероятность найти еще не распавшиеся ядра. Время жизни этих ядер превышает t .

Наоборот, другие ядра, распавшиеся к этому времени, прожили разное время, меньшее t . Среднее время жизни для данного радиоактивного изотопа определяется как

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} tN(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} te^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}.$$

Обозначив $\lambda t = x$, получим

$$\frac{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} xe^{-x} dx}{\frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-x} dx} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{-xe^{-x} \Big|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} e^{-x} dx}{-e^{-x} \Big|_0^{\infty}} = \frac{1}{\lambda},$$

откуда

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (40)$$

Следовательно, среднее время жизни τ радиоактивного ядра равно обратной величине от постоянной распада λ . За время τ первоначальное число ядер уменьшается в e раз.

Для обработки экспериментальных результатов удобно представить уравнение (38) в другой форме:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\frac{0,692}{T} N. \quad (41)$$

Величина $A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N$ называется активностью данного радиоактивного препарата, она определяет число распадов в секунду. Активность является характеристикой всего распадающегося вещества, а не отдельного ядра. Практической единицей активности является *кюри*. 1 *кюри* (C) равно числу распавшихся ядер содержащихся в 1 г радия за 1 сек ($3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/сек). Используются и более мелкие единицы — милликюри (10^{-3} C) и микрокюри (10^{-6} C). В практике физического эксперимента используется иногда другая единица активности — Резерфорд (R): $1 R = 10^6$ распадов/сек.

Статистический характер радиоактивного распада. Радиоактивный распад — явление принципиально статистическое. Мы не можем сказать, когда именно распадется данное ядро, а можем лишь указать, с какой вероятностью оно распадается за тот или иной промежуток времени.

Радиоактивные ядра не «стареют» в процессе своего существования. К ним вообще неприменимо понятие возраста, а можно лишь говорить о среднем времени их жизни.

Из статистического характера закона радиоактивного распада следует, что он выполняется строго, когда N_0 велико, а при небольших N_0 должны наблюдаться флуктуации. Число распадающихся ядер в единицу времени должно флуктуировать вокруг среднего значения, характеризуемого приведенным выше законом. Это подтверждается экспериментальными измерениями числа α -частиц, испускаемых радиоактивным веществом в единицу времени.

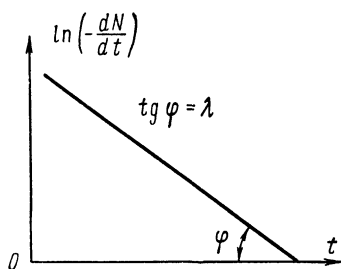


Рис. 30. Зависимость логарифма активности от времени

Флуктуации подчиняются закону Пуассона. Производя измерения с радиоактивными препаратами, надо всегда это учитывать и определять статистическую точность опытных результатов.

Определение постоянной распада λ . При определении постоянной распада λ радиоактивного элемента опыт сводится к регистрации числа частиц, вылетающих из препарата за единицу времени, т. е. определяется его активность ($-dN/dt$). Затем строится график изменения активности со временем, обычно в полулогарифмическом масштабе. Вид получаемых зависимостей при исследованиях чистого изотопа, смеси изотопов или радиоактивного семейства оказывается различным.

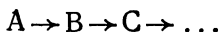
Рассмотрим в качестве примера несколько случаев.

1. Исследуется один радиоактивный элемент, при распаде которого образуются стабильные ядра. Логарифмируя выражение (41), получим

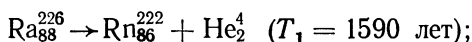
$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t. \quad (42)$$

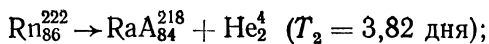
Следовательно, в этом случае логарифм активности является линейной функцией времени. График этой зависимости имеет вид прямой, тангенс угла наклона которой (рис. 30) $\text{tg } \varphi = \lambda$.

2. Исследуется радиоактивное семейство, в котором происходит целая цепь радиоактивных превращений. Ядра, получающиеся после распада, в свою очередь сами оказываются радиоактивными:



Примером такой цепочки может служить распад:





Найдем закон, описывающий в этом случае изменение числа радиоактивных атомов во времени. Для простоты выделим всего два элемента: $A \rightarrow B \rightarrow$, считая A исходным, а B промежуточным.

Тогда изменение числа ядер A и ядер B определится из системы уравнений

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A; \quad \frac{dN_B}{dt} = -\lambda_B N_B + \lambda_A N_A. \quad (43)$$

Количество ядер A убывает за счет их распада, а количество ядер B убывает из-за распада ядер B и возрастает за счет распада ядер A .

Если при $t=0$ имеется N_{A0} ядер A , а ядер B нет, то начальные условия запишутся в виде

$$N_A(0) = N_{A0}; \quad N_B(0) = 0.$$

Решение уравнений (43) имеет вид

$$N_A = N_{A0} e^{-\lambda_A t}; \quad N_B = \frac{N_{A0} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}), \quad (44)$$

и полная активность источника, состоящего из ядер A и B :

$$\lambda_A N_A + \lambda_B N_B = \lambda_A N_{A0} \left\{ e^{-\lambda_A t} \left(1 + \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right) - e^{-\lambda_B t} \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right) \right\}. \quad (45)$$

Рассмотрим теперь зависимость логарифма радиоактивности от времени при разных соотношениях между λ_A и λ_B .

1. Первый элемент короткоживущий, второй — долгоживущий, т. е. $\lambda_A \gg \lambda_B$. В этом случае кривая, показывающая изменение суммарной активности источника, имеет вид, представленный на рис. 31, *a*. В начале ход кривой определяется в основном быстрым уменьшением числа активных ядер A ; ядра B тоже распадаются, но медленно, и поэтому их распад не очень сильно влияет на наклон кривой на участке ($a-b$). В дальнейшем ядер типа A остается в смеси изотопов мало, и наклон кривой определяется постоянной распада λ_B . Если нужно найти λ_B , то по наклону кривой при большом значении времени находят λ_B (в выражении (45) первый экспоненциальный член в этом случае может быть отброшен). Для определения величины λ_A надо учесть также влияние распада долгоживущего элемента на наклон первой части кривой. Для этого экстраполируют прямую ($b'-c$) в область малых времен, в нескольких точках вычитают из суммарной активности активность, определяемую элементом B , по полученным значениям

строят прямую для элемента А и по углу φ_A находят λ_A (при этом надо переходить от логарифмов к антилогарифмам и обратно).

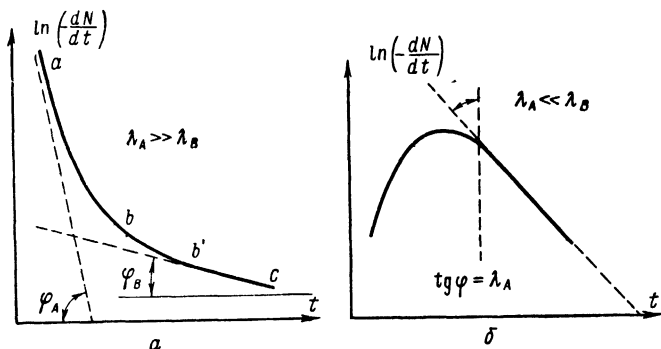


Рис. 31. Зависимость логарифма активности смеси двух радиоактивных веществ от времени: а — при $\lambda_A \gg \lambda_B$; б — при $\lambda_A \ll \lambda_B$

2. Первый элемент долгоживущий, а второй короткоживущий: $\lambda_B > \lambda_A$. Зависимость $\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = f(t)$ в этом случае имеет вид, представленный на рис. 31, б. В начале активность препарата увеличивается за счет накопления ядер В. Затем наступает радиоактивное равновесие, при котором отношение числа ядер А к числу ядер В становится постоянным. Этот тип равновесия называется переходным. Спустя некоторое время, оба вещества начинают убывать со скоростью распада материнского элемента.

3. Период полураспада первого изотопа много больше второго $T_A \gg T_B$ ($\lambda_A \ll \lambda_B$) (следует заметить, что период полураспада некоторых изотопов измеряется миллионами лет). В этом случае через время $t \gg T_B$ устанавливается так называемое вековое равновесие, при котором количество ядер каждого изотопа пропорционально периоду полураспада этого изотопа. Соотношение

$$N_A : N_B = T_A : T_B = \lambda_B : \lambda_A,$$

показывает, что число распадов дочернего вещества $\lambda_B N_B$ равно числу распадов материнского вещества $\lambda_A N_A$, т. е. числу, образующихся при этом ядер вещества (при условии, что $T_B \ll t \ll T_A$).

Радиоактивные ряды (семейства). В случае, когда имеется более двух генетически связанных друг с другом элементов, говорят о существовании радиоактивного ряда. Для такого случая выражение, определяющее число ядер k -того элемента, имеет вид

$$N_k(t) = \sum_{i=1}^{i=k} C_i^k e^{-\lambda_k t}, \quad (46)$$

где константы C_i^k определяются характеристиками отдельных элементов.

Тяжелые ядра с массовым числом A , превышающим $A=208$, подвержены α -распаду вследствие того, что в них велика роль кулоновской энергии. Если при этом массовое число немногим превышает 208, то ядро переходит в стабильное путем последовательных распадов. Однако не все распады в этой цепи являются α -распадами. При каждом α -распаде массовое число уменьшается на 4 единицы, а число протонов — только на два, и поэтому процент нейтронов увеличивается. В результате после потери нескольких α -частиц ядро становится склонным к β -распаду, при котором внутри ядра один из нейтронов превращается в протон по схеме $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$. В радиоактивных рядах процессы α -распада и β -распада поэтому обычно чередуются друг с другом.

При α -распаде массовое число A изменяется на 4, а при β -распаде совсем не изменяется. Поскольку остаток от деления A на 4 одинаков для всех ядер одного и того же ряда, для данного семейства A может быть выражено формулой:

$$A = 4n + C,$$

где C — постоянное для ряда число, а n принимает целочисленные значения.

В принципе могут существовать только четыре различных радиоактивных ряда (табл. 1), в которых A равно

$$4n; 4n + 1; 4n + 2; 4n + 3.$$

Радиоактивный ряд обычно начинается с изотопа, время жизни которого очень велико и близко к времени жизни Земли $\sim 10^9$ лет (имеются, правда, и исключения).

Таблица 1

Название ряда	A	Начальный изотоп	T первого изотопа	Примечание
Ряд тория	$4n$	Th_{90}^{232}	10^{10} лет	Содержит 11 элементов, оканчивается Pb_{82}^{208}
Ряд урана	$4n+2$	U_{92}^{238}	$5 \cdot 10^9$ лет	Содержит 15 элементов, оканчивается Pb_{82}^{206}
Ряд актиния	$4n+3$	U_{92}^{235}	10^9 лет	Содержит 14 элементов, оканчивается Pb_{82}^{207}
Ряд нептуния	$4n+1$	Np_{93}^{237}	10^6 лет	Содержит 14 элементов, оканчивается Bi_{89}^{209}

В третьем ряду родоначальником ряда был плутоний Pu_{94}^{239} с $T=10^4$ лет, но он успел распастся и в естественном виде не обнаруживается.

Последний ряд был предсказан теоретически и создан в лабораторных условиях после усовершенствования методов искусственного получения изотопов. Естественный изотоп Np_{93}^{237} за время существования Земли давно распался и в настоящее время в земной коре тоже практически отсутствует.

Из сравнения периодов полураспада родоначальников становится ясно, почему в земле очень много тория и почему в естественной смеси изотопов U_{92}^{238} значительно больше, чем U_{92}^{235} . Приведем в качестве примера превращения, происходящие в ряду тория (табл. 2).

Таблица 2

Наименование	Торий	Радий	Активный	Торий	Радий	Радон	Полоний	Свинец	Висмут	Полоний	Таллий	Свинец
Символ	Th_{90}^{232}	Ra_{88}^{228}	Ac_{89}^{228}	Th_{90}^{228}	Ra_{88}^{224}	Rn_{86}^{220}	Po_{84}^{216}	Pb_{82}^{212}	Bi_{83}^{212}	Po_{84}^{212}	Tl_{81}^{208}	Pb_{82}^{208}
Тип излучения	α	β	β	α	α	α	α	β	$\beta\alpha$	α	β	устойчив
T	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет	6,7 лет	6,1 час	1,9 лет	3,6 дня	52 сек	0,16 сек	10,6 час	60 мин	$3 \cdot 10^{-7}$ сек	3,1 лет	

§ 16. ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Начиная с 1940 г. началось последовательное получение трансуранных элементов, т. е. элементов с атомными номерами $Z > 92$. Постепенно были получены изотопы элементов со все большими и большими Z .

В настоящее время уже известны следующие трансуранные элементы: нептуний Np_{93}^{237} , плутоний Pu_{94}^{242} , америций Am_{96}^{243} , кюрий Cm_{96}^{245} , берклий Bk_{97}^{249} , калифорний C_{98}^{249} , эйнштейний Es_{99}^{253} , фермий Fm_{100}^{255} , менделевий Mv_{101}^{256} , нобелий N_{102}^{257} , лоуренсий L_{103}^{258} , последний элемент с $Z=104$ (курчатовий) получен в 1964 г.

Все трансуранные элементы — металлы, ядовитые для человека. Все легко делятся, некоторые из них имеют практическое значение как материал для ядерного оружия (Pu_{94}^{239}). Получаются они преимущественно в реакторах. Для многих трансуранных элементов получены изотопы (всего известно 80 трансуранных изотопов).