

чие энергий, излучаемых при распаде электронов, указывают на то, что, хотя ядра урана X_2 и урана Z тождественны по составу, состояния внутриядерных движений нуклонов у них различны (§ 93); одно из этих ядер более устойчиво, чем другое. Такие атомы (с равными атомными номерами и равными массовыми числами, но несколько различающиеся по физическим свойствам — в основном степенью устойчивости ядра) называют *изомерами*. Это название заимствовано из химии, где изомерами называют вещества одинакового состава, различающиеся пространственным расположением атомов внутри молекулы. В настоящее время известно свыше 100 пар изомерных ядер.

§ 88. Альфа-лучи. Потери энергии на ионизацию. Квантовомеханическое объяснение альфа-радиоактивности

Вследствие статистического характера радиоактивных превращений интенсивность α -лучей не вполне постоянна, что легко заметить, применяя спинтарископ или счетчик Гейгера (§ 55). Так, если подсчитывать в течение равных промежутков времени сцинтилляции, вызываемые на экране α -частицами, испускаемыми каким-либо радиоактивным препаратом, то обнаруживается постоянное колебание числа сцинтилляций около некоторого среднего значения. Чем короче промежутки времени, тем резче эти флуктуационные отклонения числа атомных распадов за данный промежуток времени от среднего числа. На рис. 346 по оси абсцисс отложено число сцинтилляций, замеченных в течение 15 сек, а по оси ординат отложена частота повторяемости групп: 200 раз было наблюде-но только по 1 сцинтилляции за 15 сек, 400 по 2 и т. д. Изображенная на рис. 346 кривая совпадает с обычной кривой распределения случайных событий.

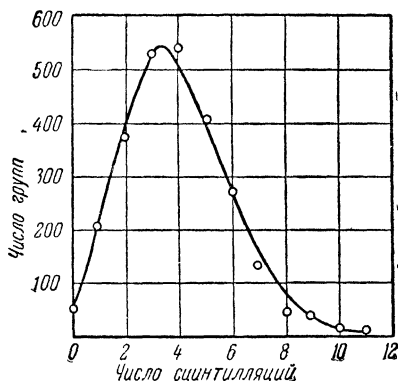


Рис. 346. Флуктуации числа испускаемых альфа-частиц.

Исследуя α -излучение на различных небольших расстояниях от радиоактивного препарата, нетрудно обнаружить, что ионизирующее и другие действия α -лучей резко обрываются на некотором характерном для каждого радиоактивного вещества расстоянии порядка нескольких сантиметров; это расстояние называют *пробегом* α -частиц.

Пробег α -частиц в воздухе (или в другой среде) приблизительно пропорционален кубу скорости или, что то же, энергии α -частиц в степени $3/2$. При нормальных условиях пробег α -частиц в воздухе можно вычислить по эмпирической формуле

$$R_0 \approx 0,32 E^{3/2} \text{ см}, \quad (7)$$

где E — энергия α -частицы, выраженная в миллионах электронов-вольт.

Пользуясь указанным соотношением по величине наблюдаемого пробега α -частиц в воздухе, можно определить их начальную скорость

$$\frac{v}{c} \approx 0,0342 \sqrt[3]{R_0}. \quad (8)$$

Здесь v — начальная скорость α -частиц, c — скорость света, R_0 — пробег в воздухе при нормальных условиях.

Пробег α -частиц в воздухе *обратно пропорционален плотности воздуха*. В жидких и твердых телах соответственно их большей плотности пробег α -частиц измеряется десятками микронов.

Пробег α -частиц в воздухе при 15° и атмосферном давлении, начальная скорость и энергия α -частиц

Источник α -частиц	Пробег в см	Скорость в 1000 км/сек	Энергия в Мэв
Уран I . . .	2,7	14,2	4,2
Торий . . .	2,8	14,4	4,3
Уран II . . .	3,2	15,1	4,7
Радий . . .	3,3	15,2	4,8
Полоний . . .	3,8	15,9	5,3
Радон . . .	4,0	16,2	5,5
Радий А . . .	4,6	17,0	6,0
Торий А . . .	5,6	18,0	6,8
Торий С' . . .	8,5	20,5	8,8

Из приведенной таблицы мы видим, что начальная скорость α -частиц составляет $1/20$ — $1/15$ скорости света, что соответствует энергиям α -частиц от 4 до 9 Мэв.

Почти у всех радиоактивных элементов испускаемые α -лучи состоят из нескольких групп α -частиц с близкими, но неодинаковыми начальными скоростями. Так, торий С испускает пять групп α -частиц с несколько различающимися начальными скоростями (*спектр, или тонкая структура, α -лучей*).

Точное измерение скоростей α -частиц (выявляющее по отклонению α -частиц в сильном магнитном поле их спектр) впервые произ-

вел П. Л. Капица, использовав для этой цели сконструированную им установку для кратковременного получения магнитных полей, напряженностью в сотни тысяч эрстед (т. II, § 62).

Кроме описанных групп с близкими, но не совпадающими начальными скоростями, которые характеризуются почти одинаковым (нормальным) количеством данного радиоактивного вещества) пробегом, в небольшом количестве (тысячные доли процента) обнаруживаются α -частицы, имеющие значительно большую начальную скорость, — «длинно-пробежные» частицы.

При движении α -частицы (или какой-либо иной заряженной частицы) в воздухе или другой среде она расходует свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды. На образование одной пары ионов в воздухе расходуется энергия, равная приблизительно 34 эв (в азоте 35, в кислороде 32, в водороде 33, в аргоне 25 эв; здесь учтена и та часть энергии, которая попутно затрачивается на возбуждение атомов без их ионизации).

Число пар ионов, создаваемых α -частицей на длине ее пробега, определяется отношением начальной энергии (4—9 Мэв) к энергии, расходуемой на образование одной пары ионов. Так, каждая α -частица, испускаемая ядром урана или тория, образует в воздухе нормальной плотности около 120 000 пар ионов, т. е. в среднем более 40 000 пар ионов на каждый сантиметр пройденного ею пути. Значительная часть этих ионов создается не самой α -частицей, а электронами, выбитыми ею из атомов и получившими при этом энергию, достаточную для того, чтобы они сами могли производить ионизацию (их называют δ -электронами).

При сравнении потерь энергии заряженной частицей на ионизацию в воздухе различной плотности или в других средах принято сопоставлять слой вещества такой толщины, чтобы масса слоя на каждый квадратный сантиметр его поверхности составляла 1 г или в тысячу раз более тонкие слои (т. е. 1 мг/см^2). Потерю энергии частицей на ионизацию в таком слое называют *удельной ионизацией*. Удельную ионизацию выражают в мегаэлектронвольтах на 1 г/см^2 или килоэлектронвольтах на 1 мг/см^2 . Поскольку для воздуха нормальной плотности ($1,23 \text{ кг/м}^3$) слой толщиной 1 см имеет массу 1,23 мг на 1 см^2 поверхности, то, стало быть, удельная ионизация приближенно (а после умножения на коэффициент 1,23 точно) определяет потерю энергии частицей на пути 1 см в воздухе нормальной плотности, выраженную в килоэлектронвольтах.

Аналогично нетрудно сообразить, что для любой среды произведение удельной ионизации на число 100 и на плотность среды ρ , выраженную в г/см^3 , численно равно потере энергии частицей в килоэлектронвольтах на пути 1 см в этой среде.

Удельная ионизация пропорциональна квадрату заряда частицы. Для частиц, движущихся со скоростями, близкими к скорости света, удельная ионизация почти одинакова для легких и тяжелых

частиц, слабо зависит от энергии и от свойств среды. При скоростях, малых в сравнении со скоростью света, удельная ионизация обратно пропорциональна квадрату скорости частицы и в большей степени зависит от свойств среды.

Для электронов и протонов, движущихся со скоростью, близкой к скорости света («релятивистских» электронов и протонов), удельная ионизация составляет около $1,8 \text{ Мэв} / (\beta^2 / \text{см}^2)$. [Минимальная потеря энергии на ионизацию релятивистского протона: в воздухе $1,8 \text{ Мэв} / (\beta_{\text{возд}}^2 / \text{см}^2)$, в алюминии $1,65 \text{ Мэв} / (\beta_{\text{Al}}^2 / \text{см}^2)$, в свинце

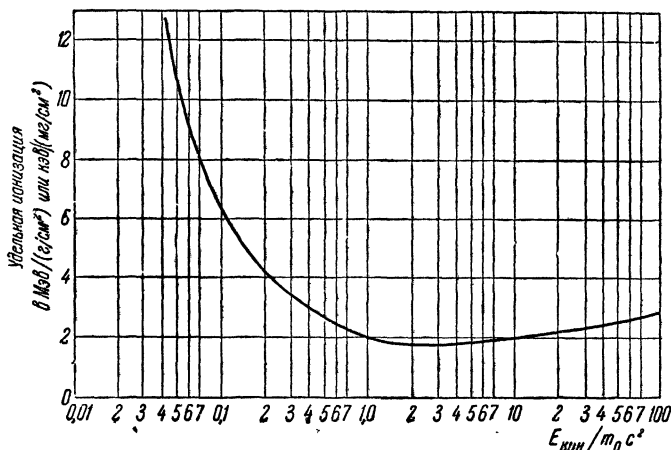


Рис. 347. Ионизационные потери энергии в воздухе для частиц тяжелее электронов в зависимости от энергии.

$1,2 \text{ Мэв} / (\beta^2 / \text{см}^2)$.] При скорости, равной $1/25$ скорости света, удельная ионизация для протона в воздухе достигает 130, а для α -частицы приблизительно $520 \text{ Мэв} / (\beta_{\text{возд}}^2 / \text{см}^2)$ или, что то же, $\text{кэВ} / (\text{мг}_{\text{возд}} / \text{см}^2)$ (рис. 347).

Согласно сделанному выше замечанию приведенные значения удельной ионизации показывают, что релятивистский электрон теряет около 2 кэВ на пути 1 см в воздухе нормальной плотности (2 Мэв на 10 м пробега), потеря энергии на ионизацию релятивистского протона в свинце составляет около 1,3 Мэв на 1 мм, а α -частица в начале своего пробега в воздухе теряет $520 \text{ кэВ} \cdot 1,23 = 640 \text{ кэВ}$ на 1 см пути, что соответствует образованию почти 20 000 пар ионов. Следует иметь в виду, что по мере уменьшения скорости движения ионизация, производимая α -частицей (как и любой другой заряженной частицей), возрастает.

Потери энергии на ионизацию в различных веществах чаще всего характеризуют толщиной эквивалентного слоя, т. е. такого слоя, в котором частица теряет на ионизацию столько же энергии, как на

пути 1 см в воздухе нормальной плотности; вместо толщины эквивалентного слоя и плотности вещества удобнее для расчетов и экспериментального определения (взвешиванием) указывать массу в миллиграммах, которая приходится на 1 см² поверхности.

Массу s эквивалентного слоя легко вычислять по *атомной тормозной способности B вещества*; под этой величиной понимают число атомов азота (точнее, «средних атомов» воздуха), при встрече с которыми частица теряет на ионизацию и возбуждение электронных оболочек в среднем такую же энергию, как и при столкновении с одним атомом рассматриваемого вещества.

Поскольку в 1 см³ воздуха при атмосферном давлении и 15° С содержится $\frac{2}{23\ 150}$ ($=\frac{10^{-3}}{11,6}$) «грамм-атомов воздуха», то для вещества с атомным весом A и атомной тормозной способностью B масса эквивалентного слоя будет

$$s = c \frac{A}{B},$$

где $c = \frac{1}{11,6}$ для s в мг/см².

Атомная тормозная способность вещества тем больше, чем большее число электронов приходится на поперечное сечение атома. Как видно из данных четвертого столбца приведенной ниже таблицы, отношение атомной тормозной способности к атомному номеру в степени ²/₃, более или менее одинаково для совершенно различных веществ.

Масса слоя s , эквивалентного 1 см воздуха, и атомная тормозная способность B некоторых веществ (для α -частиц с пробегом 6 см)

Вещество	s в мг/см ²	B	$\frac{B}{Z^{\frac{2}{3}}}$
Алюминий	1,55	1,50	0,27
Медь	2,10	2,60	0,275
Серебро	2,74	3,40	0,26
Золото	3,74	4,55	0,25
Платина	3,65	4,60	0,243
Свинец	4,0	4,43	*0,245

Между пробегом R_0 α -частицы, который может служить мерой ее начальной энергии, и вероятностью радиоактивного превращения λ существует простая зависимость, найденная эмпирически

Гейгером и Неттолом в 1911 г.:

$$\log \lambda \approx A + B \log R_0, \quad (9)$$

где A и B — постоянные, причем величина B одинакова для всех трех радиоактивных рядов ($B \approx 57,5$), но величина A неодинакова (для ряда урана — радия $A = -42,3$, для семейства тория $A = -44,2$, для семейства актиния $A = -46,3$).

На рис. 348 представлено графическое изображение закона Гейгера — Неттола; на оси абсцисс отложены логарифмы пробега α -частиц, а на оси ординат — логарифмы константы распада.

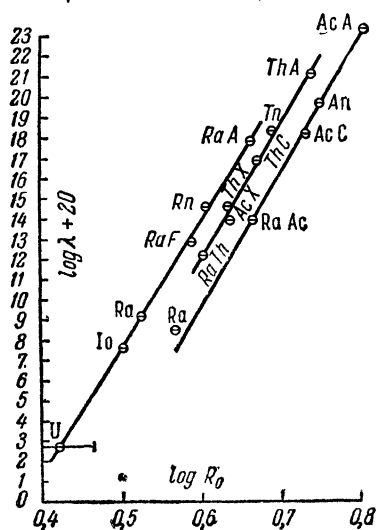


Рис. 348. Закон Гейгера — Неттола (связь между константой распада и пробегом α -частицы).

ретически) Гамовым на основе выводов квантовой механики как следствие туннельного эффекта (§ 63). Допустим, что перед самым моментом вылета из ядра сформировавшаяся в нем α -частица движется как самостоятельная частица. При вылете из ядра α -частица должна преодолеть *потенциальный барьер*, создаваемый силами, удерживающими ее в ядре. На расстоянии, равном приблизительно радиусу ядра, эти силы заменяются силами кулоновского отталкивания между положительно заряженным ядром и α -частицей. Если бы α -частица двигалась к ядру извне, то она должна была бы преодолеть энергетический барьер, внешние склоны которого определяются потенциальной энергией кулоновского отталкивания

$U_{\text{кул}} = \frac{2Ze^2}{r}$, вплоть до значений r , близких к радиусу ядра a ,

т. е. до $V_{\text{кул}} = \frac{2Ze^2}{a}$. Многочисленные и тщательные исследо-

вания α -частиц, а на оси ординат — логарифмы константы распада.

Учитывая, что константа распада обратно пропорциональна средней продолжительности жизни, и выражая пробег по формуле (7) через начальную энергию α -частицы, закон Гейгера — Неттола можно представить в следующей форме:

$$\log \frac{1}{\tau} = A' + B' \log E. \quad (9')$$

Таким образом, из закона Гейгера — Неттола обнаруживается, что чем менее устойчивы ядра, тем больше энергия испускаемых ими частиц, или можно сказать так: чем большая энергия освобождается при радиоактивном превращении, тем менее устойчиво ядро.

В 1928 г. закон Гейгера — Неттола был объяснен (и уточнен теор-

вания рассеяния α -частиц (§ 55) и ряд других измерений и расчетов показали, что *радиус атомных ядер приблизительно пропорционален кубическому корню из атомного веса (массового числа) и равен*

$$a \approx 1,5 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см.} \quad (10)$$

Пользуясь формулой (10) и выражением для $V_{\text{кул}}$, можно оценить энергию, которую должны были бы приобрести α -частицы после вылета из ядра вследствие кулоновского отталкивания (если можно было бы считать, что вылетевшие из ядра частицы «спускаются» по всему склону кулоновского барьера). Так, для урана U^{238}

$$V_{\text{кул}} \approx \frac{2(Z-2)e^2}{a} \approx \frac{2 \cdot 90 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,5 \cdot 10^{-13} \cdot 238^{\frac{1}{3}}} \approx 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ эрг,}$$

или, поскольку $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 1 \text{ Мэв}$, $V_{\text{кул}} = 28 \text{ Мэв}$.

Однако энергия α -частицы урана составляет всего $4,0 \text{ Мэв}$ и несравненно меньше величины (28 Мэв), которая должна была бы наблюдаться по законам классической механики, допускающим вылет α -частицы только в том случае, когда ее энергия больше высоты потенциального барьера (т. е., как говорят, когда частица «переваливает» через барьер). Таким образом, ясно, что *вылет α -частицы из ядра происходит только в результате допускаемого квантовой механикой просачивания через потенциальный барьер*.

Вероятность просачивания α -частицы, сформировавшейся в ядре, через потенциальный барьер, оцениваемая радиоактивной постоянной λ , равна произведению «прозрачности» барьера, которая определяется формулой (14) § 63, на число ударов n α -частицы о внутренние стенки барьера, причем число ударов n по порядку величины можно считать равным отношению скорости α -частицы к радиусу ядра; таким образом,

$$\lambda = P \frac{v}{a}.$$

Малой прозрачностью P барьера для просачивания через него α -частицы и объясняется малая вероятность α -превращения урана (малая радиоактивная постоянная) и огромный период полураспада $T = 4,5 \cdot 10^9$ лет.

Волномеханическое уравнение для эффекта просачивания [упомянутая формула (14) § 63] содержит энергию частицы и связанную с ней ширину барьера в показателе степени. Поэтому вероятность распада радия C (RaC^{214}), для которого высота потенциального барьера почти такая же, как и у урана ($26,5 \text{ Мэв}$), но энергия α -частицы почти в 2 раза больше ($7,4 \text{ Мэв}$), чрезвычайно возрастает (в сравнении с ураном — в 10^{21} раз) и вследствие этого период полураспада оказывается равным долям секунды. Никакая теория,

основанная на классических представлениях, не могла бы объяснить такой необычайно резкой зависимости между величиной энергии α -частицы и периодом полураспада.

Изложенные соображения, если их распространить на выбрасывание из ядра протонов, позволяют уяснить тот факт, что трудно наблюдать протонную радиоактивность. Для протона высота потенциального барьера в 2 раза меньше, чем для α -частиц (так как в 2 раза меньше их заряд), а масса, которая наряду с энергетическими величинами входит в показатель степени выражения, определяющего прозрачность барьера, в 4 раза меньше массы α -частицы. В связи с этим для возбужденных ядер, которые способны утратить протон, период полураспада оказывается меньше биллионных долей секунды (10^{-12} сек), т. е. ядерные превращения с выбросом протонов происходят практически мгновенно.

Когда происходит выброс α -частицы из радиоактивного атома, то, по закону сохранения количества движения, сам атом приобретает некоторую скорость в направлении, противоположном направлению движения выброшенной α -частицы. Вследствие этого возникают *лучи отдачи*, состоящие из атомов продукта радиоактивного распада. Понятно, что скорость атомов в лучах отдачи во столько раз меньше скорости α -частиц, во сколько раз их масса больше массы α -частицы. Для тяжелых радиоактивных элементов скорость атомов в лучах отдачи имеет порядок 300—400 км/сек.

В момент возникновения лучи отдачи состоят из отрицательных ионов (так как α -частицы уносят положительный заряд), которые весьма быстро утрачивают несколько периферических электронов и превращаются в положительные ионы. В лабораторной практике для получения продуктов радиоактивного распада часто применяют улавливание лучей отдачи с помощью пластинок, заряженных отрицательно до потенциала около 100 в.

§ 89. Бета- и гамма-лучи

В отличие от α -частиц, испускаемых с определенными, характерными для каждого радиоактивного вещества энергиями, β -электроны в основном испускаются с различными начальными энергиями, распределенными по статистическому закону от самых малых значений до некоторого максимального (для одних веществ это максимальное значение имеет порядок нескольких десятых мегаэлектронвольта, для других 1—4 Мэв и в отдельных случаях еще больше). Например, максимальная энергия электронов, излучаемых RaB, составляет 0,65 Мэв, а у RaC равна 7,68 Мэв (при такой энергии электроны имеют скорость, равную 99,8% скорости света; средняя энергия электронов в излучении RaC близка к 1 Мэв, что соответствует скорости 0,94с).