

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

АЛЬФА-РАСПАД

Л. Л. Гольдин, Л. К. Пекер, Г. И. Новикова

1. ВВЕДЕНИЕ

Несколько специфических особенностей α -распада бросается в глаза уже при беглом просмотре экспериментальных данных. Прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что энергии α -частиц всех радиоактивных веществ заключены в узком интервале энергий около 6 Мэв. Только в нескольких случаях испускаются α -лучи с энергией меньше 4,5 Мэв или больше 8,5 Мэв, в то время как число известных α -активных ядер приближается к двумстам.

Огромную роль для понимания процесса α -распада сыграл опыт Резерфорда^{R27}, облучавшего уран α -частицами ThC'. Уран испускает α -частицы с энергией всего 4 Мэв, в то время, как энергия α -частиц ThC' равна 8,8 Мэв. Естественно было ожидать, что α -частицы ThC' будут проникать в ядра урана. Обычное резерфордово рассеяние α -частиц в кулоновом поле ядер должно было бы при больших углах рассеяния уступать место, рассеянию, обусловленному ядерными силами. Однако рассеяние α -частиц не обнаружило отступлений от обычного закона кулоновского рассеяния.

Как впервые показали Гамов^{G28a} и Герни и Кондон^{G28b}, отмеченные свойства α -лучей находят естественное объяснение, если принять, что α -распад происходит путём туннельного эффекта, то есть путём проникновения α -частиц сквозь высокий потенциальный барьер, созданный кулоновыми силами отталкивания между ядром и α -частицей. При таком истолковании α -распада отсутствие аномалии в рассеянии α -частиц ThC' на уране объясняется тем, что, несмотря на малую энергию испускаемых α -частиц, полная высота кулонова барьера ядра урана существенно больше, чем энергия α -частиц ThC'. Узкий диапазон энергий, в котором наблюдается α -распад, объясняется чрезвычайно резкой зависимостью проницаемости барьера от энергии α -частиц; изменение энергии распада на 10% приводит к увеличению времени жизни больше, чем на 3 порядка. При энергиях

меньших 3,5—4 Мэв период α -распада возрастает настолько, что радиоактивность не может быть обнаружена.

Обращает на себя внимание резкое разграничение областей α -активных и α -стабильных ядер. Ядра с зарядом, большим 82 (свинец), за редким исключением оказываются α -активными (в некоторых случаях α -активность маскируется более резко выраженной β -активностью). Ядра с зарядом, меньшим 82, оказываются, наоборот, по отношению к α -распаду стабильными. В этой области α -радиоактивны только очень редкие ядра, обладающие особенно большим недостатком нейтронов. Такие ядра резко нестабильны по отношению к K -захвату и в природе не наблюдаются. Исключение составляет только Sm^{147} , присутствующий в естественном самарии в количестве 15% и имеющий период полураспада порядка 10^{11} лет.

Резкое разграничение области α -активных ядер от области α -стабильных ядер связано с оболочечной структурой ядер. Альфа-распад становится энергетически возможным уже в области атомных весов около 180. Однако в этой области он не может быть ещё экспериментально обнаружен из-за того, что энергия α -распада мала и времена жизни соответственно огромны. Альфа-распад в этом случае может, конечно, стать наблюдаемым, если разность энергий связи соответствующих ядер почему-либо аномально велика. Такой случай имеет место для некоторых ядер в области редких земель (выше уже было отмечено ядро Sr^{147}), где сильно сказывается резкое увеличение энергии связи, связанное с нейтронной оболочкой $N=82$. Оболочка $Z=82$ приподнимает энергию распада в области $Z>83$ и опускает её при $Z\leq 82$ настолько, что область α -активных ядер оказывается резко выделенной.

При рассмотрении α -активных ядер следует иметь в виду, что чистые α -излучатели в области $Z>82$ являются аналогами стабильных ядер в области $Z\leq 82$. Как известно, массы ядер, обладающих данным $A=N+Z$, ложатся на параболу, в нижней части которой расположены β -стабильные, а по ветвям — β -активные ядра. То же самое имеет место и для ядер с $Z>82$. Только в этом случае стабильных ядер вообще нет, в нижней части парабол расположены β -стабильные ядра, обнаруживающие чистую α -активность, а по ветвям — β -нестабильные ядра, испускающие, кроме α -, ещё и β -лучи. В тех случаях, когда β -нестабильность выражена особенно резко, α -активность может оказаться практически не наблюдаемой, если связанное с ней время жизни достаточно велико.

Альфа-активные ядра испускают, как правило, не одну, а несколько монохроматических групп α -частиц. Наиболее интенсивная группа обычно связана с переходом из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего. Кроме того, могут быть переходы из основного состояния материнского ядра на возбуждённые уровни дочернего (тонкая структура α -спектра) и переходы с возбуждённых уровней материнского ядра (длиннопробежные α -частицы).

Соотношение между интенсивностью длиннопробежных альфа-частиц и α -частиц основной группы зависит от соотношения между вероятностями α -распада и γ -излучения. Так как времена жизни по отношению к γ -излучению, вообще говоря, несравненно меньше времён, связанных с α -излучением, материнские ядра, как правило, до α -распада уже успевают высветиться, и распад идёт с основного состояния.

Соотношение между временами жизни для α - и для γ -распада резко зависит от энергии возбуждения ядра, так как вероятность α -распада возрастает с энергией несравненно быстрее, чем вероятность γ -излучения. При сильных возбуждениях α -распад с возбуждённых уровней может стать измеримым и в ряде случаев наблюдается (ThC' , RaC'). Интересно отметить, что оба известных в настоящее время ядра, испускающих длиннопробежные частицы, являются изотопами Po с атомным номером 84. Дочерние ядра являются изотопами свинца, т. е. имеют замкнутую протонную оболочку. Po^{212} (ThC') имеет, кроме того, 128 нейтронов, так что дочернее ядро Pb^{208} обладает к тому же замкнутой нейтронной оболочкой. Это приводит к очень большим энергиям α -частиц (8,776 Мэв, и 7,680 Мэв) и к малым временам жизни ($3 \cdot 10^{-7}$ и $1,6 \cdot 10^{-4}$ сек) для α -распада. Длиннопробежные α -частицы имеют ещё большую энергию (10,536; 10,417 и 9,489 Мэв — для ThC') и соответственно ещё меньшее время α -распада. Однако даже в указанных двух случаях интенсивность длиннопробежных α -лучей не превосходит 0,02% от интенсивности основных линий.

Что касается переходов с основного состояния материнского ядра на возбуждённые уровни дочернего, то такие переходы являются скорее правилом, чем исключением. Богатство спектра α -частиц определяется плотностью уровней дочернего ядра. Так как интенсивность линий быстро падает с энергией, существенны уровни с небольшой энергией возбуждения. Такие уровни имеются у сильновытянутых ядер — они часто связаны с вращением ядра. Вблизи замкнутых оболочек ядра почти сферичны, и такая структура отсутствует. С удалением от $Z=82$, $N=126$ ядра приобретают заметную вытянутость (отношение полуосей порядка 1,3), и спектр содержит много (до 10) линий.

При рассмотрении экспериментальных данных следует делать различие между энергией α -частиц и энергией α -распада. Энергия α -распада складывается из кинетической энергии α -частицы и дочернего ядра. Большое различие в массах α -частицы и ядра приводит к тому, что на долю ядра приходится только небольшая часть энергии. Как нетрудно убедиться,

$$E_{\text{расп}} = E_{\alpha} \frac{A}{A-4}, \quad (1.1)$$

где $E_{\text{расп}}$ — энергия распада, E_{α} — энергия α -частицы, A — атомный вес материнского ядра.

Энергия α -частиц обычно известна со столь большой точностью, что поправка $\frac{A}{A-4}$ оказывается существенной. Эта поправка должна вводиться и при вычислении

Т а б л и ц а I
Энергии α -частиц веществ-реперов

	Вещество	Энергия α -частиц, Мэв
1	Bi ²¹² (ThC)	$6,0861 \pm 0,0024$
2	Bi ²¹⁴ (RaC)	$5,5051 \pm 0,0022$
3	Po ²¹⁰	$5,3006 \pm 0,0026$
4	Po ²¹⁴ (RaC')	$7,6804 \pm 0,0009$
5	Po ²¹⁶ (ThA)	$6,7746 \pm 0,0013$
6	Po ²¹⁸ (RaA)	$5,9982 \pm 0,0008$
7	Rn ²²⁰ (Tn)	$6,2823 \pm 0,0013$
8	Ra ²²⁴ (ThX)	$5,6814 \pm 0,0011$

расстояния между уровнями дочернего ядра из разности энергий α -частиц.

Сравнительно большое время жизни α -активных ядер приводит к малой собственной ширине линий, которая даже для длиннопробежных α -частиц не превосходит долей миллиэлектронвольта. При полной энергии α -частиц, измеряемой мегавольтами, такие ширины совершенно недоступны наблюдению, так что линии кажутся вполне монокроматическими.

При прецизионных измерениях энергии α -частиц чаще всего пользуются методом магнитного анализа. Абсолютные измерения энергии производятся редко. Обычно энергия изучаемых α -частиц сравнивается с энергией α -частиц, испускаемых веществами-реперами. Приведем последние данные для энергии α -частиц этих веществ ^{B54a}.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА, α — γ -КОРРЕЛЯЦИИ

Измерение энергии α -частиц в настоящее время производится почти исключительно двумя основными методами: методом магнитного анализа и методом импульсной ионизационной камеры.

Наиболее простым является анализ с помощью ионизационной камеры (см., например, ^{G51a}).

Для измерения энергии α -частиц используется импульс, возникающий от прихода на электрод камеры электронов, вырванных из атомов в результате соударения с α -частицами. Более продолжительный ионный импульс — результат прихода ионов на второй электрод, обычно не используется, так как ионы движутся слишком медленно. Величина электронного импульса зависит не только от количества электронов, но и от места их образования.

В самом деле, пусть в камере образовалась одна пара ионов. Когда электрон и ион достигнут электродов камеры, через неё протечёт количество электричества, равное одному заряду электрона. Часть этого количества электричества протечёт во время движения электрона, а остальная часть — во время движения иона. Соотношение частей определяется, грубо говоря, путями, которые проходят

электрон и ион (точнее, разностью потенциалов между точкой образования пары ионов и соответствующими электродами камеры). В этих условиях величина электронного импульса не пропорциональна энергии α -частицы и не может служить для её измерения.

Чтобы добиться пропорциональности между величиной электронного импульса и энергией α -частицы, в камеру вводят сетку. Рождение ионов происходит в пространстве между источником и сеткой, которое не используется для измерений. Ускоренные в поле источник—сетка электроны проходят через сетку в пространство сетка—собирающий электрод, служащее уже для измерения тока. Поскольку все электроны пронизывают это пространство от начала до конца, ток в нём строго пропорционален числу электронов, а значит, и энергии α -частицы, которая их образовала.

Камеры соединяются с анализаторами величины импульса. Ионизационные камеры позволяют производить измерение энергии α -частиц с разрешением порядка 50 кэв. Так как расстояния между линиями в α -спектрах оказываются зачастую меньше 50 кэв, камеры мало пригодны для анализа α -спектров. Они играют, однако, очень большую роль при измерениях с малыми количествами веществ, поскольку для измерений используется почти половина α -частиц, испускаемых источником.

Последние усовершенствования E^{55} позволили довести разрешающую силу камер до 25 кэв, что является существенным шагом вперёд.

Основным методом изучения α -спектров уже в течение нескольких десятилетий являются магнитные спектрометры. Они могут быть разных типов. В настоящее время работают три больших магнитных спектрометра. Полукруговой спектрометр группы Розенблюма (см., например, C^{51b}) использует большой постоянный магнит Бельвю (Франция). В нём имеет место обычная фокусировка частиц по Данишу на угле 180° . Источник и коллектор находятся в магнитном поле. Место фокусировки α -частиц зависит от их энергии. Спектрометр группы Азаро и Перельмана A^{52e} (Америка) содержит секторный электромагнит и по геометрии напоминает масс-спектрометр. Источник и коллектор находятся вне магнитного поля, что существенно облегчает обращение со спектрометром, но ухудшает точность измерения энергии α -частиц. Советский α -спектрометр Γ^{55} , используемый авторами настоящей статьи, имеет двойную фокусировку по направлению (угол фокусировки 254°), как это предложили Свартхолм и Зигбан S^{47a} . Источник и коллектор размещены внутри большого электромагнита (средний диаметр — 1 м). Два последних магнитных спектрометра имеют разрешение 7,5 кэв при светосиле порядка 10^{-4} .

Источниками α -спектрометров служат тонкие плёнки α -активных веществ, получаемые в последнее время чаще всего путём испарения хлоридов или оксидов в вакууме. Реже применяется электролиз. Другие методы практически непригодны ввиду неоднородности

и большой толщины получающихся слоёв, заметно расширяющих пики α -спектров.

Коллекторами α -частиц чаще всего служат фотографические пластинки, имеющие то преимущество перед счётчиками, что они позволяют изучать сразу целую область α -спектра. Обработка пластинок производится затем под микроскопом путём счёта числа треков.

Классический метод определения энергии α -частиц по их пробегу в воздухе теперь почти не применяется.

Важным методом изучения α -лучей является метод обработки фотопластинок, пропитанных α -активным веществом. Чаще всего выбирают пластинки, чувствительные не только к α -частицам, но и к медленным электронам. Энергия α -частиц оценивается по длине треков. Эти измерения не являются сколько-нибудь точными, но в некоторых случаях они дают ценные сведения о природе α -излучателей. Например, наличие электронов внутренней конверсии, выходящих из той же точки, что и α -частицы, служит доказательством того, что не всё α -излучение идёт на основной уровень дочернего ядра.

За последнее время получил большое развитие метод α — γ совпадений. Энергия α -частиц измеряется (с точностью порядка 5%) сцинтилляционным счётчиком. Другой счётчик регистрирует γ -лучи, испускаемые одновременно с α -частицами. Описываемый метод позволяет наблюдать слабые линии на фоне значительно более сильной линии, соответствующей переходу в основное состояние. Таким образом, например, были обнаружены α -частицы Po^{210} , идущие на первый возбуждённый уровень Pb^{206} (800 кэв). Интенсивность этой линии составляет всего 10^{-5} от интенсивности главной группы α -частиц.

Новым интересным методом исследования α -лучей является изучение угловых корреляций между α -частицами и γ -лучами. По угловой корреляции возможно определить момент, уносимый α -частицей в том случае, если после распада дочернее ядро остаётся в возбуждённом состоянии. К сожалению, при этом встречается ряд серьёзных трудностей. Время жизни возбуждённых состояний оказывается достаточно большим, чтобы заметная доля ядер успела переориентироваться под действием магнитных сил электронной оболочки или электрических сил кристаллической решётки. В результате этого угловые корреляции оказываются выраженными менее резко, чем это предсказывается теорией. Малая эффективность метода совпадений заставляет использовать большие телесные углы, что существенно смазывает картину углового распределения. Несмотря на все недостатки, метод позволил в нескольких случаях показать, что первые возбуждённые уровни чётно-чётных ядер имеют спин 2.

В последнее время расхождение между теоретической и наблюдаемой величиной угловой корреляции (α — γ) стало использоваться для определения величины квадрупольного момента ядер. Поскольку другие методы являются пока также очень несовершенными, результаты, полученные подобным путём, представляют известный интерес.

3. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ α -РАСПАДА

Теория α -распада отличается необычной судьбой. Первые успехи в этой области были достигнуты Гамовым^{G28a} и Герни и Кондоном^{G28b} на заре квантовой механики. Построенная таким образом в 1928 г. теория неоднократно пересматривалась и улучшалась. При этом, однако, не было достигнуто сколько-нибудь серьезного прогресса, и хотя нестрогие рассуждения давно заменены скрупулезными выкладками, количественное согласие теории с опытом в последнее время, пожалуй, даже несколько ухудшилось. Новые идеи, выдвинутые Оге Бомом (теория несферичного ядра)^{B53b, B54f}, позволили существенно продвинуться в теории тонкой структуры α -спектров, но пока что мало дали для общей теории α -распада.

Уже первые работы^{G28a, G28b} объяснили зависимость времени жизни α -активных ядер от энергии α -распада и параметров ядер туннельным эффектом — прохождением α -частиц под кулоновым барьером. Теоретические расчёты до сих пор произведены только для сферически-симметричного барьера, так как до работ Оге Бора на форму тяжёлых ядер не обращалось должного внимания. Заметная несферичность α -активных ядер, характеризуемая отношением полуосей эллипса порядка 1,3, должна сильно сказываться на периоде α -распада, так как для туннельного эффекта существенны даже небольшие изменения формы барьера. Несомненно, α -распад существенно облегчается в области, расположенной около большей полуоси эллипсоида. Важность учёта формы ядра становится всё более очевидной, так что следует ожидать появления теоретических работ в этой области.

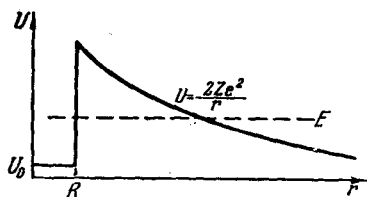
Второе затруднение теории, — расчёт так называемого предэкспоненциального фактора, — также пока далеко от разрешения. Теория рассматривает обычно поведение системы, состоящей из двух тел — из готовой α -частицы и дочернего ядра, — так как нельзя дать точный ответ на вопрос о том, как образуется α -частица в ядре и какие времена связаны с её образованием. Впрочем, как будет видно из дальнейшего, этот вопрос может быть если не решён, то по крайней мере обойдён.

Указанные трудности приводят, в частности, к тому, что теория в настоящее время ничего не может сказать о зависимости периода полураспада от момента количества движения, уносимого α -частицей, хотя этому вопросу посвящено значительное количество работ^{G49b, Z33, P47, H53b} и др. Некоторый прогресс в этом отношении был достигнут Л. Д. Лангау (см. § 9).

Как известно (см., например,^{L49} равенство (50.9)), проницаемость барьера описывается формулой

$$\left. \begin{aligned} D &= e^{-S(E, l)}, \\ S(E, l) &= \frac{2}{\hbar} \left| \int_a^b p \, dx \right|, \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

где D — проницаемость барьера, $p = \sqrt{2m(E - U)}$ — импульс частицы, a, b — «точки поворота», т. е. точки, в которых потенциальная энергия частицы равна полной и в которых у частицы, следующей классической механике, изменился бы знак скорости. Вероятность распада получается путём умножения проницаемости барьера



на множитель, определяющий вероятность распада в отсутствие барьера. Таким образом, уже самые грубые соображения приводят для вероятности α -распада к формуле

$$\lambda = fe^{-S(E, l)} \quad (3.2)$$

Рис. 1. Потенциал для α -частицы. Уточнение формулы (3.2) требует дополнительных соображений о силах, действующих на α -частицу, и о её состоянии внутри ядра.

Обычно принимается, что потенциальная энергия α -частицы равна кулоновой вне ядра и константе внутри него. Для сферического ядра, таким образом (рис. 1):

$$\left. \begin{aligned} U &= U_0; & r < R; \\ U &= \frac{2Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2}; & r > R \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

(Z — заряд дочернего ядра). Член $\frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2}$ описывает «центробежный барьер», появляющийся в уравнении Шредингера для радиальной волновой функции частицы с угловым моментом l (см., например, уравнение (32.12)¹⁴⁹). Этот член является малой поправкой к первому члену, характеризующему кулонову энергию. Если ввести, как это обычно делается, величину σ , определяющую относительную величину центробежной энергии, то для тяжёлых ядер

$$\sigma = \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{R^2} : \frac{2Ze^2}{R} \approx 0,002l(l+1). \quad (3.4)$$

В (3.2) можно выделить фактор, зависящий от центробежной энергии. Он оказывается порядка 1 (0,7 для $l=1$; 0,37 для $l=2$). Мы не выписываем его уже потому, что уравнение (3.2) не учитывает обстоятельств, более существенно влияющих на зависимость вероятности α -распада от разности моментов материнского и дочернего ядер. Изучая зависимость вероятности α -распада от момента, уносимого α -частицей, нельзя не учитывать несферичности ядер, которая сказывается существенно сильнее, чем центробежный барьер. При сравнении теории с опытом следует иметь в виду ещё и то, что задание спина материнского и дочернего ядра, вообще говоря, не определяет момента, уносимого α -частицей. Этот момент может принимать

$2I + 1$ значений (I — наименьший из спинов материнского и дочернего ядер) и определится однозначно только в том случае, когда спин материнского или дочернего ядра равен нулю. Чётность волновой функции α -частицы задаётся чётностью состояния материнского и дочернего ядра. В то же время для α -частицы чётность волновой функции определяется чётностью уносимого ею момента l . Поэтому из $2I + 1$ значений l могут осуществляться либо только чётные l , либо только нечётные. Таким образом, наблюдаемая константа α -распада определяет вероятность процесса, идущего по нескольким каналам.

Остановимся на физическом смысле радиуса R . Радиус R не следует отождествлять, как это часто делают, с радиусом ядра. Это эффективный «радиус канала», грубо говоря, включающий радиус ядра, радиус α -частицы и радиус действия ядерных сил, удерживающих α -частицу в ядре. Разделение R на составляющие части не может быть произведено однозначным образом. Дело обстоит ещё сложнее для несферических ядер, когда неизвестно, какой именно размер следует называть «радиусом». Увеличение прозрачности в области «носика» вытянутого ядра во всяком случае приводит к увеличению эффективного радиуса, вычисленного из α -распада, по сравнению со средним. В частности, нет ничего странного в том, что радиусы R не совпадают с радиусами, определяемыми из опытов по рассеянию быстрых электронов или по изучению μ -мезоатомов. Следуя общепринятой терминологии, мы будем всё-таки применять для R название «радиус ядра», в надежде на то, что сделанные выше замечания уберегут читателя от недоразумений.

Перейдём теперь к предэкспоненциальному множителю в (3.2), записанному пока в виде f . Этот множитель должен учитывать вероятность образования α -частицы и скорость её движения в ядре. Теория не даёт возможности вычислить его сколько-нибудь удовлетворительным образом, однако имеется ряд способов оценить его величину.

Большая часть авторов даже не пытается рассчитать вероятность образования α -частицы. Гамов ^{G49b}, Зексль ^{Z33, H53b} и Престон ^{P47} ограничиваются простым решением задачи о движении готовой α -частицы в поле дочернего ядра. Гамов решает задачу с помощью приближённого квазиклассического рассмотрения задачи, а Зексль и Престон пытаются решить уравнение Шредингера для радиальной части волновой функции. При этом производится сшивка внешнего (кулоново поле) и внутреннего (постоянный потенциал) решений уравнения Шредингера.

Константа α -распада по Гамову имеет вид

$$\lambda = \frac{8\pi\hbar}{mR^2} e^{-\frac{4e^2 Z}{\hbar V} (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0)} \quad (3.5)$$

$$\cos^2 \alpha_0 = \frac{RE}{2Ze^2} \quad (3.6)$$

В формуле (3.5) m — масса α -частицы (строго говоря, приведённая масса системы α -частица + дочернее ядро), R — радиус ядра, точнее, радиус канала, Z — заряд дочернего ядра, V — скорость α -частицы после вылета из ядра (точнее, скорость α -частицы в системе дочернего ядра), E — энергия α -распада.

Сравним формулы (3.2) и (3.5). Экспонента (3.5) получается путём непосредственного интегрирования в (3.2) с помощью (3.3) (без учёта центробежного члена).

Предэкспоненциальный множитель получен из тех соображений, чтобы волновая функция α -частицы первый раз обратилась в нуль на границе ядра (радиус R). (Альфа-частицы подчиняются статистике Бозе, так что для них нет запрета Паули. Поэтому все они должны в невозбуждённом дочернем ядре находиться на нижнем уровне. Таким образом, радиальная волновая функция не должна иметь узлов.) Это условие не является точным, строже определить волновую функцию внутри ядра можно, обеспечив условие гладкой сшивки на границе.

При этом Зекслер^{Z33}, Престон^{P47} получили:

$$\lambda = \frac{2v}{R} \frac{\mu^2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\mu^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0} e^{-\frac{4e^2 Z}{\hbar v} (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0)} \quad (3.7)$$

$$\mu = -\operatorname{tg} \alpha_0 \operatorname{tg} (\mu k R), \quad (3.8)$$

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}. \quad (3.9)$$

Здесь α_0 определено равенством (3.6). Входящая в (3.7) величина μ определяется из уравнения (3.8) и при расчётах может рассматриваться как простой параметр. Физический смысл μ может быть понят из формулы, связывающей его с потенциальной энергией U_0 α -частицы внутри ядра:

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{U_0}{E}}. \quad (3.10)$$

Формула (3.10) позволяет находить величину U_0 .

Формула (3.7) является, конечно, более строгой, чем (3.5), однако вычисления по ней требуют решения трансцендентного уравнения (3.8). Поскольку при выводе (3.5) и (3.7), как уже говорилось выше, сделаны очень грубые предположения о форме ядра (ядро считалось сферическим) и потенциального барьера, и не рассмотрен вопрос об образовании α -частицы, преимущество одной формулы перед другой не играет существенной роли, и обычно предпочитают пользоваться более простой формулой (3.5).

Ландау^{L37}, Блатт и Вайскопф^{B54} и Девени^{D53c} оценивают предэкспоненциальный множитель, исходя из плотности ядерных уровней. В принятых выше обозначениях формула Блатта и Вайскопфа

имеет вид

$$\lambda = \frac{2D}{\pi \hbar} \frac{\mu^2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\mu^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0} e^{-\frac{4e^2 Z}{\hbar v} (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0)} \quad (3.11)$$

Это уравнение заменяет (3.7) в системе (3.7), (3.8), (3.9). D есть среднее расстояние между уровнями с одинаковой чётностью и моментом количества движения, а λ — вероятность испускания α -частиц с заданной энергией и моментом. Хотя формула (3.11) представляется существенно более удовлетворительной, чем предыдущие, она пока не может быть непосредственно сравнена с опытом. Нижние уровни, проявляющиеся при изучении тонкой структуры α -спектров, как теперь хорошо известно, по большей части имеют ротационную природу и отличаются моментом количества движения, как от основного уровня, так и друг от друга. Спин и чётность других уровней чаще всего не установлены. Во всяком случае, нет никаких оснований думать, что они совпадают со спином и чётностью основного состояния. Таким образом, пока нет экспериментальных указаний на то, как D меняется от ядра к ядру. Во всяком случае, заведомо недопустимо считать, что D может быть рассчитано по расстоянию между основным состоянием и первым возбуждённым уровнем, как это пытаются делать Блатт и Вайскопф^{B54} и Девени^{D53c}.

Из сказанного ясна причина, по которой эти авторы получают сильно меняющиеся от ядра к ядру значения ядерных радиусов.

Что касается численных значений предэкспоненциального множителя, то в формуле (3.5) он по порядку величины равен $5 \cdot 10^{21}$, в формуле (3.7) — $2 \cdot 10^{21}$, а в формуле (3.11) — $2 \cdot 10^{20}$. Укажем ещё, что Бете рассчитывал предэкспоненциальный множитель, предполагая, что α -ширина уровней (без учёта барьерного фактора) равна нейтронной ширине, что грубо неверно.

При расчётах обычно считается, что на α -частицу действует только кулсново поле ядра и пренебрегается полем атомных электронов. Это более или менее правильно, поскольку наиболее существенная часть барьера расположена в непосредственной близости к ядру. Влияние атомных электронов было учтено в нескольких работах A51a, B52b, D53c. Оно приводит к тому, что вместо энергии вылета α -частицы в формулах (3.5), (3.7) и (3.10) должна стоять энергия E_t , определяемая формулой (3.12)^{D53c, B52d},

$$E_t = E + 73 (Z_{\text{доч}})^{1/3}_{9b} + 65 Z^{1/3}_{9b} \quad (3.12)$$

Второй член (в 3.12) учитывает понижение барьера, а третий — перестройку оболочек, происходящую при переходе от материнского ядра к дочернему.

Эти поправки малы и при нынешнем состоянии теории несущественны.

Как ясно из предыдущего, теория недостаточно точна, чтобы позволить разумно предсказывать периоды полураспада. Однако из неё можно получить полезные результаты, касающиеся радиусов тяжёлых ядер. Считая величину $\frac{RE}{2Ze^2}$ (в 3.6) малой (что пригод-но только для очень грубых расчётов), можно вместо (3.5) получить простую формулу

$$\ln \lambda = \ln \frac{8\pi\hbar}{mR^2} - \frac{4\pi Ze^2}{\hbar v} + \frac{8e\sqrt{m}}{\hbar} \sqrt{ZR}. \quad (3.13)$$

В области α -активных ядер величины R и Z меняются мало.

Тогда

$$\lg \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E}}. \quad (3.14)$$

Это приближённое соотношение, хорошо известное из эксперимента, носит название закона Гейгера — Нетолла.

Формулы (3.5), (3.7), (3.11), (3.13) очень чувствительны к радиусу ядра R и, наоборот, радиус R , вычисленный по этим формулам, мало зависит от ошибок в других величинах. Для примера укажем, что ошибка в предэкспоненциальном множителе в 10 раз всего на 4% меняет радиус ядра. Поэтому теоретические формулы используются главным образом для вычисления радиуса ядер. Тогда же, когда необходимо найти ориентировочные значения константы распада, предпочтительно пользоваться эмпирическими соотношениями, о которых речь будет идти ниже.

Исследуем формулу (3.13). Заметим прежде всего, что R и Z мало меняются от ядра к ядру.

Множитель $\frac{4\pi Ze^2}{\hbar v}$ для α -активных ядер по порядку величины равен 160. Изменение энергии α -частиц вдвое изменит его величину в $\sqrt{2}$ раз, т. е. приблизительно на 50. Таким образом, λ изменится в 10^{22} раз. Вот почему энергии α -частиц заключены в узком интервале ($4 \div 9$) Мэв.

4. АЛЬФА-РАСПАД НА ОСНОВНОЙ УРОВЕНЬ ДОЧЕРНЕГО ЯДРА

Необходимым условием α -распада является требование, чтобы масса материнского ядра была больше суммы масс дочернего ядра и α -частицы. Лишь в этом случае распад энергетически возможен. Произведём соответствующие оценки.

В первом приближении энергия связи ядер может быть найдена с помощью полумпирической формулы Вайцеккера, разделяющей энергию связи на части, связанные с ядерными силами, с электростатическими силами и с силами поверхностного натяжения и учи-

тывающей общую тенденцию к выравниванию чисел протонов и нейтронов.

Следуя Блатту и Вайскопфу^{Б54}, запишем энергию связи в виде

$$E = -U_v A + 4U_\tau \frac{T_\tau^2}{A} + 4U_c Z(Z-1)A^{-1/3} + U_s A^{2/3}, \quad (4.1)$$

где E — энергия связи ядра, A — атомный вес, Z — заряд ядра, $T_\tau = \frac{1}{2}(N-Z)$ — избыток нейтронов, $U_v = 14$ Мэв, $U_c = 0,146$ Мэв, $U_\tau = 18,1$ Мэв, $U_s = 13,1$ Мэв. Формула (4.1) не претендует на точность — она не учитывает даже наличия оболочек.

Из формулы (4.1) легко найти, что энергия α -распада равна

$$\begin{aligned} E_\alpha &= E(Z, A) - E(Z-2, A-4) + B_\alpha = \\ &= -28 - 72,5 \frac{(N-Z)^2}{A^2} + 2,34 \frac{Z}{A^{1/3}} - 0,78 \frac{Z^2}{A^{4/3}} + 35 \frac{1}{A^{1/3}}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

В формуле (4.2) энергия α -распада выражена в Мэв, $B_\alpha = 28$ Мэв — энергия связи α -частицы.

Формула (4.2) позволяет правильно оценивать энергии α -распада в области $A \sim 225$. При $235 < A < 240$ она даёт заниженные (приблизительно на 1 Мэв) значения для энергии, при $A < 225$ — завышенные значения. При $A < 225$ отступления постепенно увеличиваются с уменьшением атомного номера, т. е. по мере приближения к оболочкам $Z=82$, $N=126$, доходя до 4,5 Мэв^{Р50в}. Таким образом, эта полуэмпирическая формула не может быть использована для количественных оценок. Она, однако, позволяет правильно объяснить основные закономерности энергии α -распада.

Подстановка чисел в формулу (4.2) показывает, что, начиная с $A=190$, ядра оказываются неустойчивыми по отношению к α -распаду. Как отмечалось выше (§ 1), эта неустойчивость ещё долго оказывается несущественной из-за огромных времён жизни, так что фактически только ядра, более тяжёлые, чем свинец, обнаруживают измеримую α -активность.

Рассмотрим зависимость энергии α -частиц от N , т. е. величину $\left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial A}\right)_Z$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial A}\right)_Z &= -11,7 \frac{1}{A^{1/3}} - 145 \frac{A-2Z}{A^2} \left[1 - \frac{A-2Z}{A}\right] - \\ &\quad - 0,78 \frac{Z}{A^{4/3}} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{Z}{A}\right). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Эта величина для всех α -излучателей меньше нуля. Таким образом, для каждого элемента энергия α -частиц должна увеличиваться

с уменьшением атомного веса, что и наблюдается на опыте. С отмеченным правилом связано и то обстоятельство, что у элементов, не обладающих измеримой α -активностью (ртуть, золото), α -активность всё-таки появляется у изотопов со значительным недостатком нейтронов.

Выявленная закономерность хорошо подтверждается экспериментально. На рис. 2 изображены кривые зависимости энергии α -распада от атомного веса для разных элементов. Сплошные линии проведены через все изотопы данного элемента, а пунктирные — через чётно-чётные изотопы.

Обратим, прежде всего, внимание на среднюю часть графика между массовыми числами 215 и 240. Кривые для каждого элемента обнаруживают закономерный спад с ростом массового числа (числа нейтронов), что хорошо соответствует теории. При этом кривые, проведённые только через чётно-чётные ядра, оказываются существенно более гладкими, что и естественно, так как в чётно-чётных ядрах, основные состояния которых характеризуются одним и тем же спином (равным нулю) и одинаковой чётностью (положительной), меньше сказываются индивидуальные особенности ядер.

Если отвлечься пока от излома кривых в области $A = 211$, то легко обнаружить тот же регулярный ход в области $A < 209$. Здесь снова имеет место уменьшение энергии α -распада с увеличением массового числа при постоянном Z .

Скачок в области $A = 211$ объясняется заполнением оболочки 126 нейтронов. Образование замкнутой оболочки энергетически выгодно. Появление лишних (сверх 126) нейтронов вызывает резкое возрастание потенциальной энергии. Сравнительно большой потенциальной энергией обладает и не вполне замкнутая оболочка. Это приводит к тому, что наиболее энергетически выгоден распад ядер, имеющих 128 нейтронов. Действительно, наибольшую энергию распада имеют Bi^{211} , Po^{212} и At^{213} со 128 нейтронами. Em^{214} и Fr^{215} , которые также имеют 128 нейтронов и должны обладать большими энергиями распада, — неизвестны.

Заметим, что резкое уменьшение энергии α -распада при переходе через оболочку приводит к тому, что Bi^{219} и Bi^{218} , имеющие 126 и 125 нейтронов, практически стабильны, а нестабильные Bi^{217} — Bi^{214} не обнаруживают заметной α -активности.

Кривые рис. 2 позволяют предсказывать энергию распада неизвестных изотопов. Естественно, что предсказания оказываются особенно надёжными для чётно-чётных изотопов.

Совершенно аналогично ведут себя более лёгкие α -излучатели, расположенные в окрестности оболочки из 82 нейтронов. Здесь следует ожидать наибольшую энергию α -распада у ядер с 84 нейтронами. Наиболее лёгкий из известных α -активных изотопов гадолиния ${}_{64}\text{Gd}^{148}$ (84 нейтрона) действительно имеет наибольшую

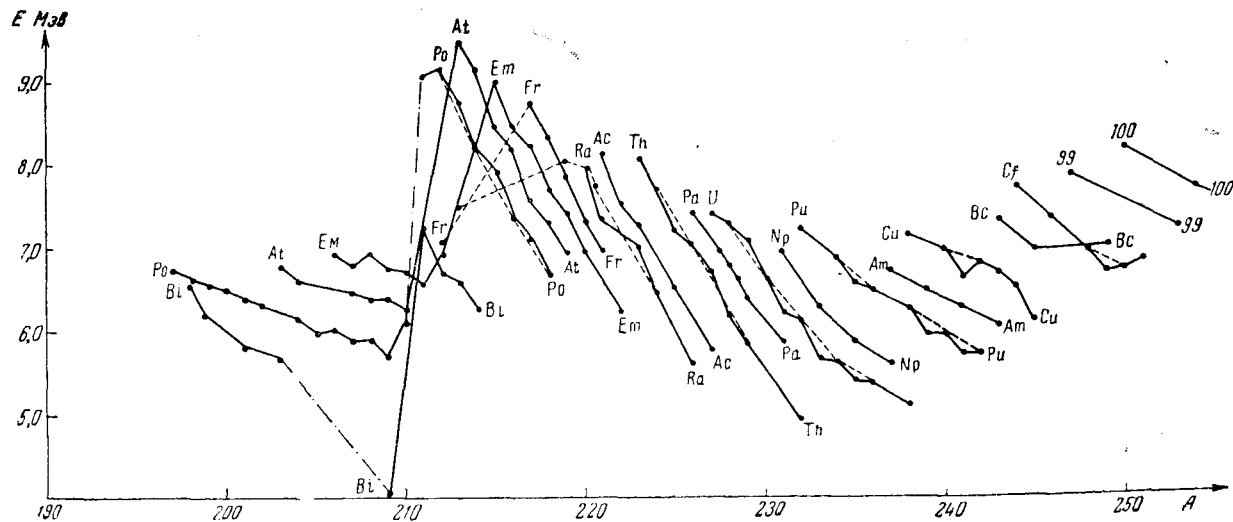


Рис. 2. Зависимость энергии α -распада от атомного веса (пунктиром соединены чётно-чётные изотопы).

энергию α -распада — 3,27 Мэв. Энергия α -распада Gd^{149} и Gd^{150} равна соответственно 3,1 и 2,8 Мэв.

Альфа-активное ядро $_{62}Sm^{147}$ содержит 85 нейтронов (энергия распада 2,24 Мэв) и живёт $1,5 \cdot 10^{11}$ лет. Наибольшую энергию α -распада должен был бы иметь Sm^{146} с 84 нейтронами. Интересно отметить, что этот изотоп до сих пор остаётся неизвестным, хотя известны изотопы самария с атомным весом 143, 144, 145, 147, 148, 149, 150, 151 и т. д. Возможно, что большая энергия α -распада и соответственно малое время жизни помешали обнаружить этот изотоп.

Единственный известный α -активный изотоп европия $_{63}Eu^{147}$ имеет 84 нейтрона.

Перейдём теперь к зависимости энергии α -распада от атомного номера

$$\left(\frac{\partial E_{\alpha}}{\partial Z}\right)_N = 145 \frac{N-Z}{A^2} \left(1 + \frac{N-Z}{A}\right) + \frac{2,34}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{Z}{A}\right) - 11,7 \frac{1}{A^{1/3}} - 1,56 \frac{Z}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{Z}{A}\right). \quad (4.4)$$

Как легко убедиться, эта величина всегда положительна, так что энергия α -распада должна возрастать с увеличением заряда ядра. Зависимость энергии α -распада от заряда ядра изображена на рис. 3.

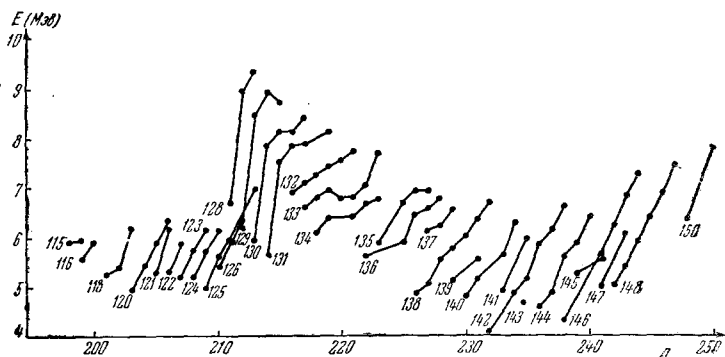


Рис. 3. Зависимость энергии α -распада от атомного номера (соединены точки с одинаковым числом нейтронов).

Из рисунка видно, что энергия распада действительно возрастает с увеличением атомного номера. Это возрастание сопровождается существенно большими флуктуациями, чем это имеет место для кривых зависимости энергии α -распада от числа нейтронов (см. рис. 2).

Таким образом, индивидуальные свойства ядер резче проявляются с изменением числа протонов, чем с изменением числа нейтронов. Возможно это связано с тем обстоятельством, что число нейтронов в тяжёлых ядрах существенно превышает число протонов.

5. АЛЬФА-РАСПАД НА ОСНОВНОМ УРОВНЕ ДОЧЕРНЕГО ЯДРА (ПРОДОЛЖЕНИЕ)

В этом параграфе рассматриваются переходы из основного состояния материнского ядра на основной уровень дочернего ядра. Тонкая структура α -лучей будет обсуждена ниже.

Как отмечалось в § 3, α -распад позволяет вычислять радиусы ядер. Там же было указано, что полученные по этим формулам величины включают в себя как радиус ядра, так и радиус α -частицы, и радиус действия ядерных сил, действующих между α -частицей и ядром. Таким образом, рассчитанные из α -распада радиусы ядер заведомо слишком велики.

Грубость теории приводит к тому, что главную ценность представляют не абсолютные значения радиусов, а изменение их от ядра к ядру. При этом выбор формулы, несколько более строгой или несколько менее строгой, не играет большой роли. Мы будем пользоваться формулой (3.5), так как она приводит к сравнительно простым вычислениям.

Поскольку величина предэкспоненциального множителя оказывает слабое влияние на другие параметры, мы примем в качестве R в этом множителе значение $9 \cdot 10^{-13}$ см и будем пользоваться формулой

$$B + \ln T = 0,548 \frac{A-4}{A} \frac{Z-2}{\sqrt{E_\alpha}} (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0). \quad (5.1)$$

$$R = 2,88 \frac{Z-2}{E_\alpha} \frac{A-4}{A} \cos^2 \alpha_0. \quad (5.2)$$

В формулах (5.1) и (5.2) приняты обозначения: Z —заряд α -активного ядра, A —его атомный вес, E_α —энергия α -частиц, выраженная в Мэв, T —период полураспада, R —радиус ядра в 10^{-13} см. Константа B имеет следующие значения:

$$B = \begin{cases} 21,85, & \text{если } T \text{ выражено в секундах,} \\ 23,63 & \text{» } T \text{ » в минутах,} \\ 25,40 & \text{» } T \text{ » в часах,} \\ 26,78 & \text{» } T \text{ » в днях,} \\ 29,35 & \text{» } T \text{ » в годах.} \end{cases}$$

При расчётах в формулу (5.1) подставлялся парциальный период полураспада, соответствующий испусканию α -частиц с энергией E_α .

При наличии тонкой структуры расчёт обычно производился по наиболее интенсивной группе α -частиц. Результаты расчёта представлены в виде графика на рис. 4, на котором соединены ядра с одинаковым номером Z .

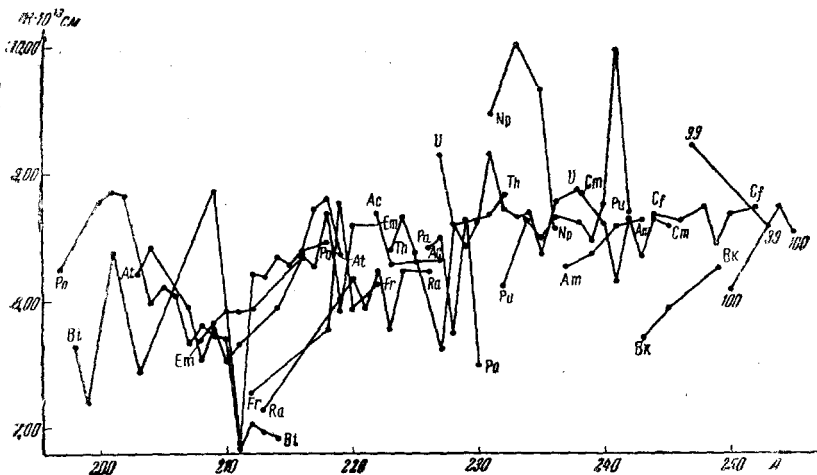


Рис. 4. Радиусы α -активных ядер (соединены изотопы одного элемента).

Данные рис. 4 приводят к двум основным выводам. Несмотря на колоссальное различие в константе распада, достигающее 10^{25} раз, вычисленные по формулам (5. 1), (5. 2) радиусы лежат в пределах $7 \div 10 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, что указывает на разумность теории. В то

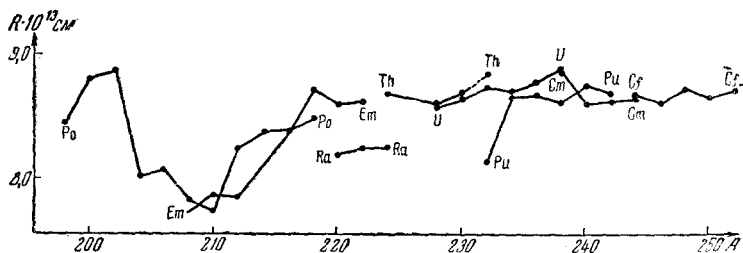


Рис. 5. Радиусы чётно-чётных α -активных ядер.

же время неравномерное изменение радиуса от ядра к ядру указывает на её грубость.

Если ограничиться только чётно-чётными ядрами, радиусы ядер изменяются существенно более плавно (рис. 5). Ещё более разумные результаты R^{53e} получаются, если в графике для чётно-чётных ядер

объединить ядра, имеющие одно и то же изотопическое число $N - Z$ (рис. 6). Заметим, что массы чётно-чётных ядер, обладающих одинаковым изотопическим числом, в зависимости от того, делится $N - Z$ на 4 или нет, описываются формулой $A = 4K$ или $A = 4K + 2$.

Радиусы ядер принято описывать формулой

$$R = r_0 A^{1/3},$$

указывающей на постоянство плотности ядерного вещества. Радиусы α -активных ядер приводят к величине $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см. Эта величина больше, чем радиусы ядер, получаемые из рассеяния электронов или из данных по μ -мезоатомам. Там получаются значения порядка $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см. Как уже упоминалось, это различие вполне естественно.

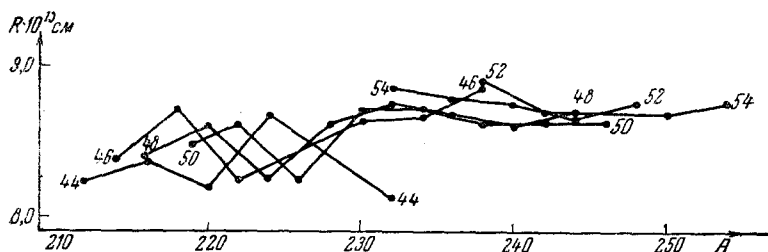


Рис. 6. Радиусы чётно-чётных α -активных ядер (соединены точки, относящиеся к изотопам с равным $N - Z$).

Отметим, наконец, что вычисленные из теории α -распада радиусы ядер не подчиняются закону $R = r_0 A^{1/3}$, даже если отвлечься от флуктуаций R от ядра к ядру, что связано с несферичностью ядер. Поэтому не следует, как это часто делается, изучать изменение r_0 , вычисленных по формуле $r_0 = \frac{R}{A^{1/3}}$, так как это не имеет физического смысла.

Изучение радиусов ядер с помощью α -распада приносит мало пользы для предсказания свойств новых изотопов. Более полезной оказывается эмпирическая зависимость энергии распада от массового числа $P_{\alpha 0}$, изображённая на рис. 2. Сравнительно плавный ход кривых позволяет предсказывать энергию α -распада неизвестных изотопов с точностью порядка 0,1 Мэв.

Заметим, что, кроме резкого излома кривых в области $A = 211$, связанного с оболочкой 126 нейтронов, наблюдается нарушение монотонного хода кривых берклия и калифорния в области $A = 250$. Эти изломы приписывают подоболочке $N = 152$ G^{54a} . В указанной области, однако, известно пока слишком мало ядер, чтобы делать определённые утверждения.

В некоторых случаях энергия α -распада может быть определена не только путём интерполяции или экстраполяции кривых рис. 2, но и непосредственным вычислением с помощью α — β -циклов. В качестве примера приведём расчёт энергии α -распада Am^{242} , проделанный Перельманом, Гиорзо и Сиборгом P^{50a} . Ход расчёта изображён на рис. 7 и не нуждается в пояснениях.

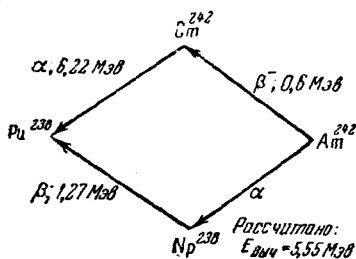


Рис. 7. Вычисление энергии распада Am^{242} с помощью « α — β -циклов».

Зависимость времени жизни чётно-чётных α -активных ядер от энергии, освобождающейся при α -распаде, может быть представлена в виде кривых рис. 8, соединяющих ядра с равными Z . Как видно из рис. 8, точки ложатся на систему гладких почти параллельных кривых. Заметим, что на график нанесены не все изотопы Po и Em. Изотопы с числом нейтронов меньше 130—132 на нём не показаны, так как они не ложатся на кривые. В этом, конечно,

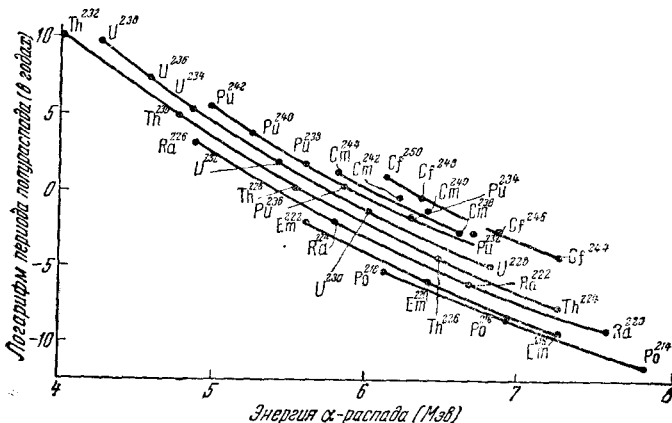


Рис. 8. Зависимость времени жизни от энергии α -распада для чётно-чётных ядер.

нет ничего удивительного: переход через заполненную оболочку $N=126$ не может не сказаться на времени жизни ядер.

Кривые рис. 8 могут быть представлены формулой (3.14)

$$\lg \lambda = C - \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (5.3)$$

где λ — вероятность распада (в секунду), а E — энергия α -частиц

в Мэв. Величины C и D не вполне постоянны. В B^{85} рекомендуются значения для C и D , приведённые в таблице II.

Таблица II

Z	C	D	Z	C	D
84	50,15	128,8	92	52,55	143,1
86	50,94	132,7	94	53,35	147,4
88	51,51	136,2	96	53,97	151,3
90	51,94	139,4	98	54,40	154,7

Для характеристики α -переходов удобно пользоваться коэффициентом распада F , определённым формулой

$$F = \frac{\lambda_{\text{набл}}}{\lambda_{\text{вычисл}}} \quad (5.4)$$

Определение $\lambda_{\text{вычисл}}$ производится с помощью формулы (5.3) или графиков типа, приведённого на рис. 8. Величины F для чётно-чётных ядер невелики и обычно заключены между 0,8 и 1,5. Для нечётных ядер коэффициенты распада ведут себя нерегулярно, меняясь от ядра к ядру в пределах от 1 до нескольких десятитысячных. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в § 7.

В таблице III приведены значения коэффициентов распада для чётно-чётных ядер с $Z \geq 88$.

Таблица III

Коэффициенты распада F для чётно-чётных ядер

α -актив- ное ядро	F	α -актив- ное ядро	F	α -актив- ное ядро	F	α -актив- ное ядро	F
Ra ²²⁰	0,6	Th ²³²	1,6	Pu ²³²	0,1	Cm ²⁴²	0,6
Ra ²²²	1,3	U ²²⁸	0,8	Pu ²³⁴	0,6	Cm ²⁴⁴	0,8
Ra ²²⁴	1,0	U ²³⁰	1,3	Pu ²³⁶	1,0	Cf ²⁴⁴	0,8
Ra ²²⁶	0,8	U ²³²	0,6	Pu ²³⁸	0,6	Cf ²⁴⁶	0,8
Th ²²⁴	1,3	U ²³⁴	0,8	Pu ²⁴⁰	0,8	Cf ²⁴⁸	1,3
Th ²²⁶	1,3	U ²³⁶	1,0	Pu ²⁴²	0,8	Cf ²⁵⁰	0,6
Th ²²⁸	0,8	U ²³⁸	1,0	Cm ²³⁸	1,6	Cf ²⁵²	1,3
Th ²³⁰	0,6			Cm ²⁴⁰	1,0		

Распад ядер с $Z < 88$ обнаруживает значительные отступления от формулы (5.3). При этом отступления наблюдаются не только для нечётных, но и для чётных ядер.

Для иллюстрации на рис. 9а — 9г приведены графики изменения $\frac{1}{F}$ для Bi ($Z=83$), Po ($Z=84$), At ($Z=85$) и Em ($Z=86$), взятые из работы ^{С54}.

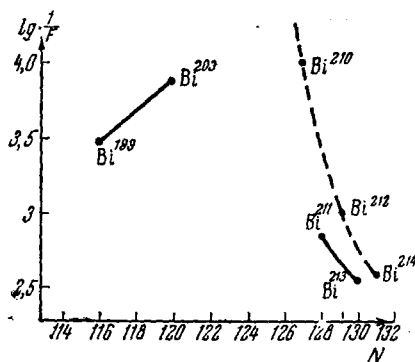


Рис. 9а. Зависимость $\frac{1}{F} = \frac{\lambda_{\text{выч}}}{\lambda_{\text{набл}}}$ от числа нейтронов для $Z=83$ (Bi).

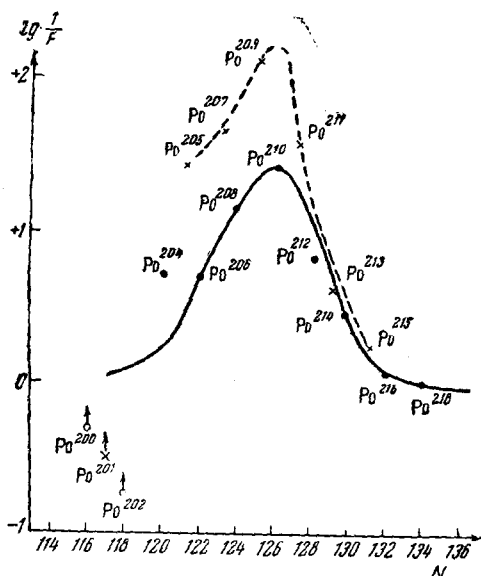


Рис. 9б. Зависимость $\frac{1}{F} = \frac{\lambda_{\text{выч}}}{\lambda_{\text{набл}}}$ от числа нейтронов для $Z=84$ (Po).

Как видно из рисунков, график $\frac{1}{F}$ представляется в виде двух пиков, одна из которых проходит через ядра с чётным A , а дру-

гая — через ядра с нечётным A . Кривые имеют ясно выраженный максимум при $N = 126$ нейтронов. Сравнивая рисунки между собой, можно также заметить стремление $\frac{1}{F}$ к максимуму при $Z = 82$.

Это возрастание $\frac{1}{F}$, несомненно, связано с тем, что по мере приближения к состоянию с заполненной протонной и нейтронной оболочками уменьшается деформация ядер, а, следовательно, эффективный радиус α -распада и вероятность вылета α -частицы.

Сделаем ещё одно замечание. В существующих теориях α -распада вылетающая из ядра α -частица должна пройти через потенциальный барьер, относящийся к дочернему ядру. Поэтому

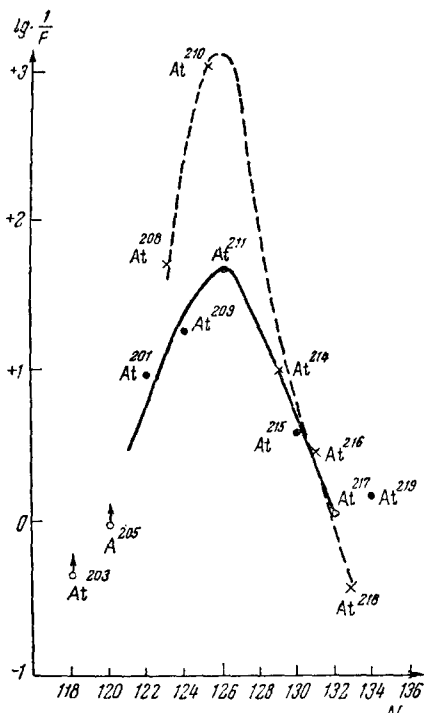


Рис. 9в. Зависимость $\frac{1}{F} = \frac{\lambda_{\text{выч}}}{\lambda_{\text{набл}}}$ от числа нейтронов для $Z = 85$ (At).

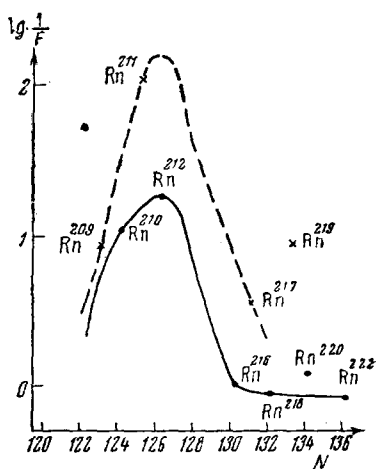


Рис. 9г. Зависимость $\frac{1}{F} = \frac{\lambda_{\text{выч}}}{\lambda_{\text{набл}}}$ от числа нейтронов для $Z = 86$ (Rn).

му в α -распадный радиус должно входить значение радиуса дочернего ядра. Таким образом, согласно существующим теориям, наибольшим значением $\frac{1}{F}$ должны были бы обладать α -активные ядра с $Z = 84$ и $N = 128$.

Однако, как мы видели, это ожидание теории не оправдывается (максимумы $\frac{1}{F}$ наблюдаются при $Z = 82$; $N = 126$).

Этот факт можно интерпретировать как указание на то, что при α -распаде наиболее существенную роль играют свойства (в том числе радиус) материнского, а не дочернего ядра C^{54} .

6. НЕСФЕРИЧНОСТЬ ЯДЕР И РОТАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЁННЫХ УРОВНЕЙ

Наличие больших квадрупольных электрических моментов у ядер наиболее наглядно иллюстрирует отступление формы ядер от сферической.

На рис. 10, взятом из B^{54f} , изображены квадрупольные моменты ядер с атомным весом, заключённым между 140 и 200. На том же графике штрихпунктиром изображена величина квадрупольного

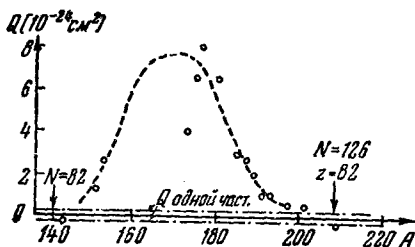


Рис. 10. Квадрупольные моменты тяжёлых ядер.

момента, который должен был бы создавать один нуклон с тем же моментом количества движения, что и всё ядро. Квадрупольные моменты ядер с $A > 200$ известны только в нескольких случаях и потому не отмечены на рисунке.

Из графика рис. 10 следуют два основных вывода:

1) форма ядра мало отличается от сферической в области заполненных оболочек и сильно от неё отличается в областях, удалённых от заполненных оболочек;

2) отступления форм ядер от сферической, вообще говоря, велики и не могут быть объяснены движением одного или нескольких нуклонов вокруг сферически-симметричной «сердцевины», образованной остальными нуклонами. Наоборот, следует считать, что в создании асимметрии участвует много нуклонов. Бор и Моттelson B^{53b} объясняют деформацию ядер сильным взаимодействием наружных нуклонов с остальной частью ядра, приводящим к заметной деформации всего ядра.

Таким образом, в областях, удалённых от заполненных оболочек, ядра в первом приближении следует считать эллиптическими. В настоящее время нет оснований считать этот эллипсоид трёхосным, поэтому мы в дальнейшем будем считать, что ядра имеют форму эллипсоида вращения. В области $140 < A < 200$ почти все ядра удлинены.

В области $A > 200$, как уже указывалось, экспериментальных данных почти нет, так что нельзя с уверенностью сказать, являются ли ядра удлинёнными или сплюснутыми. Возможно, что в заметном количестве представлены и те и другие ядра. Поскольку для ядер, далёких от $N = 126$ вытянутая форма ядер представляется более

естественной, в дальнейшем для простоты изложения мы будем это предполагать, хотя основные результаты не зависят от того, является ядро вытянутым или сплюснутым.

Полный момент количества движения ядра должен сохраняться. Момент, вообще говоря, не направлен по оси ядра, так что ось ядра вращается вокруг оси момента. Таким образом, при измерении квадрупольных моментов асимметрия ядра проявляется не в полной мере: «собственные» квадрупольные моменты, — моменты в системе координат, жёстко связанной с ядром, — ещё больше наблюдаемых.

Несферическая форма ядер приводит к появлению возбуждённых уровней нового типа: — уровней, соответствующих вращению ядра вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии. Конечно, это движение не следует представлять как простое классическое вращение твёрдого эллипсоида. Ядро менее всего напоминает твёрдое тело.

Несмотря на специфический характер ядерного вращения, формула, описывающая энергию, связанную с вращением, точно совпадает с формулой энергии для ротатора. Как известно, кинетическая энергия вращающегося тела описывается формулой $E = \frac{M^2}{2J}$, где M — полный момент количества движения, а J — момент инерции.

Полный момент количества движения ядра, вообще говоря, состоит из двух частей: части R , связанной с вращением ядра (коллективное движение нуклонов) и части K , связанной с движением отдельных нуклонов («собственный» момент количества движения). В силу симметрии K направлено по оси ядра.

Векторная модель рис. 11 иллюстрирует сложение моментов R и K в результирующий момент I . Как следует из рисунка, $R^2 = I^2 - K^2$. В формулу для кинетической энергии ротатора следует подставить R^2 , поскольку именно оно характеризует вращение ядра. Заменяя I^2 на $I(I+1)$, как это всегда делается в квантовой механике, найдём:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} \{I(I+1) - I_0(I_0+1)\}. \quad (6.1)$$

Наименьший для данной ротационной полосы момент количества движения I_0 равняется, естественно, K .

В чётно-чётных ядрах основное состояние имеет спин, равный нулю. Тогда формула (6.1) принимает более простой вид:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1). \quad (6.2)$$

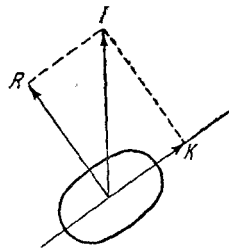


Рис. 11. Момент количества движения ядра с нечётным A .
 I — полный момент количества движения.
 K — «собственный» момент количества движения, R — «ротационный» момент количества движения.

Входящий в формулы (6.1), (6.2) момент инерции ядра связан с его вытянутостью. При небольших отступлениях от сферической формы

$$J = k \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2, \quad (6.3)$$

где k — коэффициент пропорциональности, ΔR — разность длин полуосей ядра, R — средний радиус ядра.

Для сферических ядер $\Delta R = 0$ эффективный момент инерции обращается в нуль, а энергия первого ротационного уровня в бесконечность. Поэтому сферическое ядро (в отличие от твёрдого тела) вращаться не может. Наоборот, чем больше несферичность ядра, тем меньше расстояние между уровнями ротационной природы, тем резче они выражены.

Собственный момент количества движения ядра складывается из моментов количества движения отдельных нуклонов. Обозначим через Ω проекцию момента количества движения нуклона на ось симметрии. Ω принимает полуцелые положительные и отрицательные значения. В силу симметрии перемена знака Ω не изменяет энергии. Поэтому состояния нуклонов двукратно вырождены. Пара нуклонов, занимающих оба вырожденные состояния, не вносит вклада в момент количества движения. Соответственно, основные состояния чётно-чётных ядер имеют момент, равный нулю, а основные состояния нечётных ядер — момент K , равный моменту Ω последнего (непарного) нуклона.

Заметим, наконец, что при ротационном возбуждении ядра сохраняется чётность состояния. Правила отбора для I имеют разный вид для чётных и нечётных ядер. Для чётных ядер с $I_0 = 0$ величина I может принимать значения

$$I = 0, 2, 4, 6 \text{ и т. д.} \quad (6.4)$$

Для нечётных ядер

$$I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2 \text{ и т. д.} \quad (6.5)$$

Рассмотрим теперь место, которое занимают ротационные уровни в общей системе уровней ядра. Самое существование ротационных уровней возможно только в том случае, если момент инерции не зависит или мало зависит от возбуждения ядра. Это условие эквивалентно следующему требованию: расстояние между уровнями ротационной структуры должно быть существенно меньше расстояния между уровнями неротационной природы. Расстояние между ротационными уровнями, как мы видели, увеличивается с приближением к замкнутым оболочкам. Поэтому вблизи оболочек уровни имеют неротационную природу. Нижние уровни тяжёлых ядер вдали от оболочек имеют, наоборот, ясно выраженный ротационный характер.

Сформулированные выше требования должны быть несколько уточнены. Как указал Ландау, ротационные уровни могут проявляться в тех случаях, когда их энергия меньше энергии ближайшего неротационного уровня той же чётности с моментом, отличающимся на единицу от момента основного уровня ротационной системы.

Отметим ещё, что формулой (6.1) нельзя пользоваться в случае спина, равного половине. В последнем случае в формулу приходится вводить большие поправки, связанные с вырождением; мы их не приводим.

В формулы (6.1) и (6.2) могут быть введены поправки, содержащие $[I(I+1)]^2$. Они должны вызвать смещение уровней тем большее, чем выше расположены уровни. Имеющиеся экспериментальные данные, однако, не настолько точны, чтобы можно было проверить теорию. По этой причине мы не приводим и этих поправочных членов.

7. РОТАЦИОННЫЕ УРОВНИ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА α -ЛУЧЕЙ

Как было выяснено в § 3, вероятность α -распада резко зависит от энергии, уносимой α -частицей. Поэтому вероятность α -распада на возбуждённые уровни дочернего ядра невелика. Сколько-нибудь интенсивный α -распад возможен только на самые нижние возбуждённые уровни ядер, отстоящие не больше, чем на 200—300 кэв от основного.

При больших вытянутостях в этом диапазоне умещается, однако, несколько ротационных уровней, а в случае нечётных ядер иногда и несколько уровней неротационной природы.

Вопрос о том, как экспериментально определить, является ли данный уровень ротационным саттелитом основного, отнюдь не прост. Спин ротационных уровней может быть найден по правилам (6.4) и (6.5), применение которых требует только знания спина основного состояния и номера возбуждённого уровня. Таким образом, в формулах (6.1) и (6.2), определяющих энергию ротационных уровней, остаётся всего один неизвестный параметр J , а отношение энергий не содержит ни одной неизвестной величины. Сравнивая экспериментально найденное отношение энергий уровней с вычисленным, можно определить, принадлежат ли рассматриваемые уровни к одной ротационной полосе. Как легко видеть, для такой проверки нужно знать хотя бы три уровня, принадлежащих к одной ротационной полосе. В том случае, когда спин основного состояния неизвестен, дело ещё более осложняется.

Важным методом идентификации ротационных уровней является определение их спина и чётности по мультипольности γ -переходов. В некоторых случаях удаётся измерить время жизни возбуждённых уровней. При этом идентификация ротационных уровней может быть проведена довольно убедительно, так как формулы для

времен жизни одночастичных переходов и переходов между ротационными уровнями различаются в сотни раз (переходы между ротационными уровнями происходят существенно быстрее).

Приведём в качестве примера систему возбуждённых уровней U^{236} , возникающего при α -распаде Pu^{240} . Альфа-частицы, испускаемые Pu^{240} , имеют энергии 5,159 Мэв (75,5%), 5,115 Мэв (24,5%) и 5,004 Мэв (0,085%) Γ^{56} . Схема распада изображена на рис. 12.

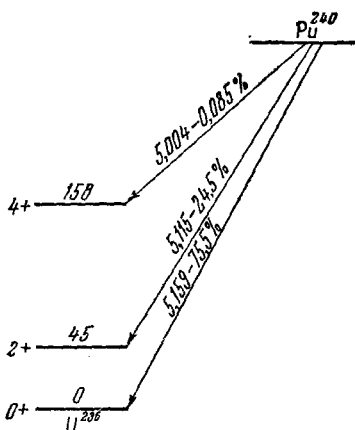


Рис. 12. Альфа-распад Pu^{240} и схема возбуждённых уровней U^{236} .

Основное состояние ядра U^{236} , как и у всех чётно-чётных ядер, является чётным и имеет спин 0. Первый возбуждённый уровень имеет спин 2 и положительную чётность, а второй возбуждённый уровень — спин 4 и положительную чётность. Последовательность моментов количества движения и постоянство чётности в точности следуют правилу (6.4) для чётно-чётных ядер. Энергии второго и первого возбуждённых уровней должны теоретически (6.2) относиться, как

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{I_2(I_2 + 1)}{I_1(I_1 + 1)} = \frac{4 \cdot 5}{2 \cdot 3} = 3,33.$$

Измеренное отношение энергий равно $\frac{158}{45} = 3,5$. Таким образом, ротационная природа первых возбуждённых уровней U^{236} является несомненной.

Изучение ротационной структуры нижних уровней чётно-чётных ядер с помощью α -распада затрудняется благодаря тому, что интенсивность перехода на второй возбуждённый уровень аномально мала. Так, в рассмотренном случае Pu^{240} на второй возбуждённый уровень U^{236} идёт только $\sim 0,1\%$ общего числа альфа-частиц. Альфа-переходы на третий возбуждённый ротационный уровень чётно-чётных ядер до сих пор вообще никогда прямо не наблюдались. (Косвенные данные по γ -излучению, сопровождающему α -распад, в некоторых случаях имеются.)

В настоящее время известен ряд чётно-чётных ядер, первые два возбуждённых уровня которых определённо имеют ротационную природу. Перечислим такие чётно-чётные ядра:

U^{230} , U^{232} , U^{234} , Pu^{238} , Pu^{240} , Cm^{242} . Для всех этих ядер известны распады на основной и на два возбуждённых уровня со спинами, соответственно, 2 и 4.

В настоящее время известно несколько нечётных ядер, α -распад которых приводит к возбуждённым ротационным уровням дочернего

ядра. Наиболее интересен подробно исследованный к настоящему времени α -распад Am^{241} . Схема возбуждённых уровней дочернего ядра Np^{237} , приведённая в Γ^{55} , изображена на рис. 13.

Развитая система ротационных уровней начинается со второго возбуждённого уровня Np^{237} с энергией 59,8 кэв. Альфа-распад на этот уровень имеет максимальную интенсивность (85%). К ротационной системе, связанной с этим уровнем, принадлежат уровни с энергиями возбуждения 103,2; 157,2; 224 и 305 кэв. (Уровень 305 кэв, не подтверждённый пока измерениями γ -спектра, изображён пунктиром.) Этим уровням, согласно правилу (6.5), следует приписать монотонно возрастающие на единицу спины.

Сравним энергию уровней с формулой (6.1). В формулу входят 2 неизвестных параметра J и I_0 .

Наличие 5 уровней, составляющих одну ротационную полосу, позволяет выбрать эти константы и проверить теорию. Анализ энергий уровней показывает, что основному уровню структуры — уровню с энергией 59,8 кэв, следует приписать спин $5/2$. Энергии остальных уровней (относительно уровня 59,8 кэв) согласно (6.1) должны относиться, как

$$\begin{aligned} & \left(\frac{9}{2} \times \frac{7}{2} - \frac{7}{2} \times \frac{5}{2} \right) : \left(\frac{11}{2} \times \frac{9}{2} - \frac{7}{2} \times \frac{5}{2} \right) : \\ & : \left(\frac{13}{2} \times \frac{11}{2} - \frac{7}{2} \times \frac{5}{2} \right) : \\ & : \left(\frac{15}{2} \times \frac{13}{2} - \frac{7}{2} \times \frac{5}{2} \right) = 1:2,28:3,86:5,72. \end{aligned}$$

Измеренное на опыте отношение равно 1:2,25; 3,74:5,62. Кроме описанных переходов, в Am^{241} наблюдается и слабый распад на основной и на первый возбуждённый уровень Np^{237} . Эти переходы сравнительно слабы (0,39% и 0,24%).

Основной уровень Np^{237} имеет тот же спин ($5/2$), что и основной уровень ротационной системы, но противоположную чётность. Возможно, что первый возбуждённый уровень является ротационным сателлитом основного R^{54c} .

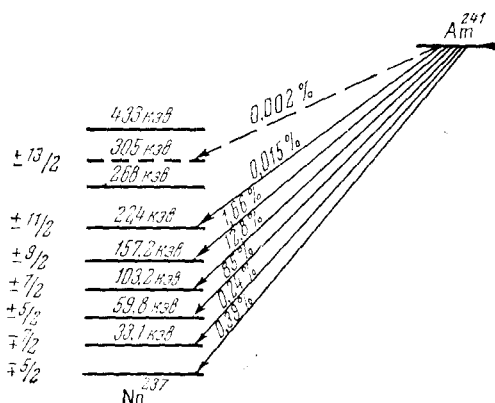


Рис. 13. Альфа-распад Am^{241} и схема уровней Np^{237} (пунктиром показан уровень, существование которого подтверждено недостаточно надёжно).

Таким образом, Np^{237} является примером ядра, имеющего несколько (две) ротационных систем уровней, не зависящих друг от друга. Заметим, наконец, что Np^{237} имеет ещё два уровня (268 кэВ и 433 кэВ), не принадлежащих к этим ротационным полосам и не обнаруживающихся при α -распаде Np^{241} . Они известны из распада U^{237} , переходящего после β -превращения $^{55}_{-1}\text{B}$ в Np^{237} .

Естественно поставить вопрос, почему различные уровни ядра оказываются в столь неравном положении относительно α -распада, как это имеет место в случае Np^{237} . Почему главная ротационная система уровней возбуждается сильными группами α -частиц, в то время как на основной и на первый возбуждённый уровень α -распад почти не идёт? Почему два уровня, хорошо известные из β -распада, совершенно не проявляются при α -распаде? Ясно, что ответы на эти вопросы должны исходить из анализа структуры ядра в разных возбуждённых состояниях. Наши знания находятся, однако, на таком уровне, что нет возможности решить задачу количественно путём вычисления соответствующих матричных элементов. Качественные соображения будут изложены в следующем разделе.

Рассмотрим теперь, как меняется расстояние между основным

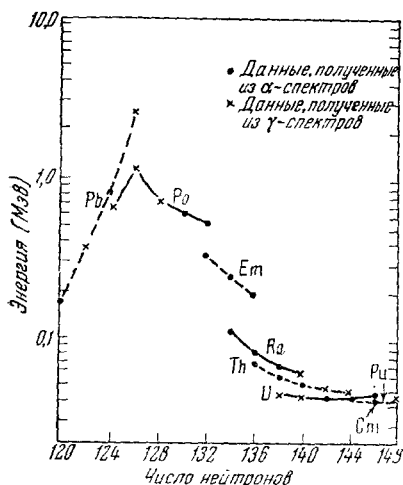


Рис. 14. Энергия первого возбуждённого уровня чётно-чётных ядер как функция числа нейтронов в ядре.

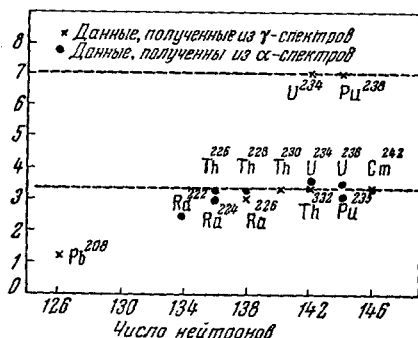


Рис. 15. Отношение энергии 2-го и 3-го к энергии 1-го возбуждённого уровня как функция числа нейтронов.

и первым возбуждённым уровнем в зависимости от числа нейтронов в ядре. На рис. 14, заимствованном нами из P^{54a} , приведены соответствующие данные. Как и следует из теории (см. § 6), энергия первого возбуждённого уровня растёт с приближением к замкнутой оболочке 126 нейтронов и падает при удалении от неё. Повидимому, где-то в области 144—150 нейтронов достигается минимум этого расстояния.

Как мы уже отмечали, энергии возбуждённых ротационных уровней должны находиться в строго определённом соотношении. Так, энергия второго уровня должна быть в 3,33 раза больше энергии первого уровня, а энергия третьего уровня — в 7 раз больше. Имеющиеся экспериментальные данные представлены на рис. 15. Поскольку данные по α -распаду для вторых уровней неполны, а для третьих уровней совсем отсутствуют, они были дополнены данными, полученными из анализа γ -излучения. Как следует из рисунка, при достаточном удалении от оболочки $N=126$ отношения энергий возбуждённых уровней очень близко подходят к теоретическим. При $N < 138$ наблюдаются систематические отклонения отношения $\frac{E_2}{E_1}$ (энергии второго к энергии первого возбуждённого уровня) в меньшую сторону. Для дважды магического ядра Pb^{208} это отношение равно 1, что, возможно, указывает на вибрационную природу уровней. Заметим, что даже у чётно-чётных ядер не все уровни имеют ротационную природу. Так, при α -распаде Th^{228} проявляется уровень (1—) дочернего ядра Ra^{224}

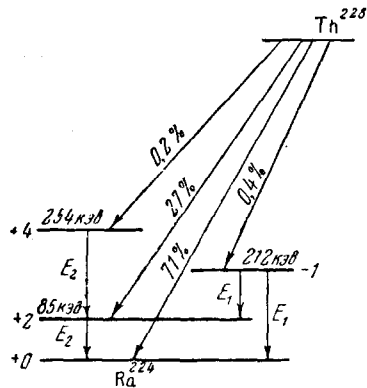


Рис. 16. Схема α -распада Th^{228} и уровней Ra^{224} .

(рис. 16). Этот уровень расположен между первым ротационным уровнем $2+$ и вторым ротационным уровнем $4+$. Уровень (1—) проявляется и у других чётно-чётных ядер (Th^{226} , Ra^{222}).

В настоящее время трудно сказать, с чем связано появление уровня 1—. Неизвестно, является ли этот уровень одночастичным, расположенным по какой-то причине аномально низко, или он связан с коллективным движением, — появление таких уровней возможно при нарушении симметрии ядра (грушевидная деформация).

8. ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ В α -СПЕКТРАХ. ОБЛЕГЧЁННЫЕ И НЕОБЛЕГЧЁННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Как уже отмечалось, у нечётных ядер полные времена жизни α -распада и парциальные времена жизни переходов на те или иные возбуждённые уровни могут испытывать заметные флуктуации. Эти флуктуации удобно количественно характеризовать, вычисляя величину коэффициента распада F (см. § 5), равного отношению наблюдаемой константы распада к рассчитанной из формулы (5.3). При этом предполагается, что формула (5.3) может применяться

для отдельных линий α -спектра (в следующем параграфе будет показано, что это, вероятно, не так).

Вычисляя F для различных α -линий нечётных ядер, нетрудно убедиться, что почти во всяком α -спектре находятся линии, для которых F порядка 10^{55} . Такие переходы мы будем называть облегчёнными. Для некоторых из этих переходов удалось показать, что спин дочернего ядра в соответствующем состоянии равен спину материнского ядра, так что α -частицы не уносят момента количества движения. Возможно, что это имеет место во всех случаях. В таблице IV для каждого ядра выбран такой переход α -спектра, который имеет наибольшее F .

Таблица IV
Облегчённые переходы в нечётных ядрах

Элемент	Атомный вес	Энергия α -частиц (Мэв)	F	Элемент	Атомный вес	Энергия α -частиц (Мэв)	F
^{88}Ra	219	8,0	0,3	^{93}Np	231	6,28	25,1
	221	6,71	0,3		233	5,53	2,0
	223	5,596	0,2		235	5,06	0,5
^{89}Ac	223	6,64	0,3		237	4,77	0,4
	225	5,80	0,3	^{94}Pu	235	5,85	0,4
	227	4,942	0,2		239	5,150	0,3
^{90}Th	223	7,55	0,5		241	4,893	1,3
	225	6,57	0,4	^{95}Am	237	6,01	0,1
	227	5,704	0,2		239	5,75	0,2
	229	4,85	0,5		241	5,476	0,6
^{91}Pa	227	6,46	0,6		243	5,267	0,8
	231	4,722	0,4	^{96}Cm	241	5,89	0,1
^{92}U	227	6,8	2,0		243	5,777	0,5
	229	6,42	0,3		245	5,34	0,3
	233	4,816	0,6	^{97}Bk	243	6,20	0,1
	235	4,20	0,3		245	5,90	0,3
				^{98}Cf	249	5,82	0,3

За основным облегчённым переходом обычно следует целая система переходов на ротационные уровни.

Рассмотрим в качестве примера α -распад U^{233} . Наиболее полная схема уровней дочернего ядра Th^{229} , приведённая в Γ^{56} , изображена на рис. 17. Переход на основной уровень Th^{229} является облегчённым. Заметное количество α -частиц идёт на возбуждённые уровни Th^{229} . Все пять возбуждённых уровней имеют ясно выраженный ротационный характер. Этим уровням на рис. 17 приписаны два спиновых числа.

Первое из них характеризует величину спина ядра, а второе — проекцию его на ось ядра. Все ротационные уровни данной полосы имеют одинаковую проекцию спина на ось симметрии ядра.

У Np^{237} вслед за уровнем $59,8 \text{ кэВ}$ (рис. 13), распад на который является облегчённым, идёт целый ряд уровней, относящихся к одной ротационной полосе.

Интересен распад Pa^{231} , изображённый на рис. 18. Здесь облегчённым является переход на сравнительно высоко расположенный 6-й уровень. Может быть, вследствие этого ряд переходов на более низкие уровни имеет сравнимую вероятность. Повидимому, изменение энергии α -частиц скомпенсировано изменением степени запрета. Обсуждая теорию α -распада (§ 3), среди факторов, влияющих на величину предэкспоненциального множителя, мы отмечали вероятность образования α -частицы в ядре. Эта вероятность, конечно, особенно велика в том случае, когда α -распад не вызывает большой

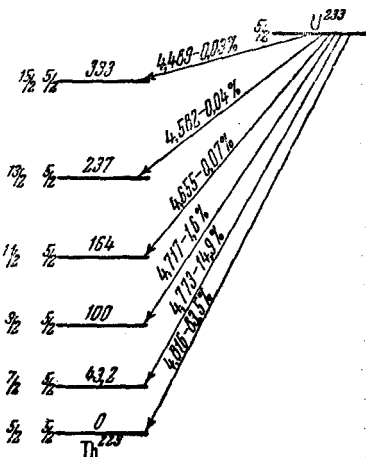


Рис. 17. Схема α -распада U^{233} и уровней Th^{229} .

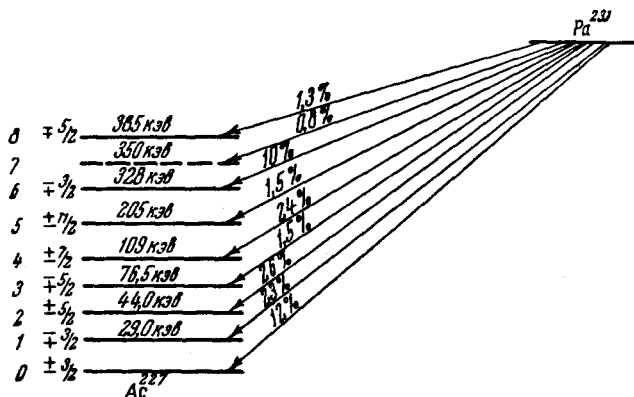


Рис. 18. Схема α -распада Pa^{231} и уровней Ac^{227} .

перестройки ядра. Поэтому следует ожидать, что облегчёнными будут переходы на те уровни дочернего ядра, структура которых близка к структуре материнского ядра.

Повидимому, легче всего происходит образование α -частицы из пары нуклонов, занимающих в ядре оба вырожденных состояния,

— как уже было отмечено, состояния нуклонов в ядрах, имеющих ось симметрии, двукратно вырождены. Если это так, нетрудно понять отмеченное в начале этого параграфа правило: облегчённые переходы не меняют момента количества движения ядра, точнее говоря, не меняют проекции момента количества движения на ось ядра, т. е. состояния нечётного нуклона.

Вернёмся к рассмотрению α -распада Am^{241} (рис. 13). Переход на уровень 59,8 кэВ Np^{237} , несомненно, является облегчённым. Спин этого уровня $5/2$ равен спину ядра Am^{241} в основном состоянии. Правда, ядро Np^{237} в основном состоянии также имеет спин $5/2$, но чётность этого состояния противоположна чётности уровня 59,8 кэВ. Повидимому, с чётностью основного состояния Am^{241} совпадает чётность уровня 59,8 кэВ, а не чётность основного уровня.

Конечно, изложенное выше не следует понимать в том смысле, что замедление α -распада обусловлено именно моментом количества движения, уносимым α -частицей. Во всяком случае, изменение спина на 1 или 2 не вносит в α -распад множителей, заметно отличающихся от единицы. Это утверждение может быть легко проверено экспериментально по вероятности α -распада на первый возбуждённый уровень чётно-чётных ядер. Этот распад происходит с уровня 0 материнского ядра на уровень $2+$ дочернего, так что α -частица уносит момент количества движения, равный двум.

В таблице V представлены экспериментальные данные, характеризующие переход на первый возбуждённый уровень чётно-чётных ядер.

Таблица V

Альфа-распад на первый возбуждённый уровень
($2+$) чётно-чётных ядер

Элемент (мате- ринск.)	Атом- ный вес	Энергия уровня (кэВ)	Кэф. распада F	Элемент (мате- ринск.)	Атом- ный вес	Энергия уровня (кэВ)	Кэф. распада F
$_{84}\text{Po}$	206	163	0,3	$_{92}\text{U}$	234	52	0,8
	210	800	0,6		236	50	0,9
					238	45	0,67
$_{88}\text{Ra}$	224	240	0,8	$_{84}\text{Pu}$	234	45	0,3
	226	188	1,1		236	47	0,45
$_{90}\text{Th}$	226	110	0,8		238	43	0,6
	228	84	1,1		240	44	0,6
	230	68	1,0		242	45	0,45
	232	65	1,2	$_{96}\text{Cm}$	242	44	0,6
					244	43	0,55
$_{92}\text{U}$	230	70	0,9	$_{98}\text{Cf}$	246	42	0,4
	232	58	0,9				

Поскольку небольшие изменения момента, как мы видели, не оказывают существенного влияния на вероятность распада, остаётся предположить, что дело заключается в изменении внутренней структуры ядра, так что облегчёнными являются переходы, не требующие перестройки ядра. Ядра с одинаковым строением имеют и одинаковые моменты количества движения. Вот почему при облегчённых переходах момент количества движения ядра не меняется. Подобно тому, как это имеет место для чётных ядер, переход на первый ротационный сателлит данного уровня нечётного ядра является облегчённым, если таковым является переход на основной уровень ротационной структуры.

Применение формулы (5.3) к распаду на второй возбуждённый уровень $(4+)$ чётно-чётных ядер приводит к серьёзным трудностям (см. § 9).

Если исходить из (5.3), переходам на уровень $4+$ следует приписать большие коэффициенты задержки $\frac{1}{F}$, для которых построен график рис. 19^{P54a}. Как видно из графика, величина $\frac{1}{F}$, равная приблизительно десяти у изотопов Th, резко возрастает при увеличении атомного номера Z , достигая для Sm^{242} значения, равного нескольким сотням. За Sm^{242} снова падает.

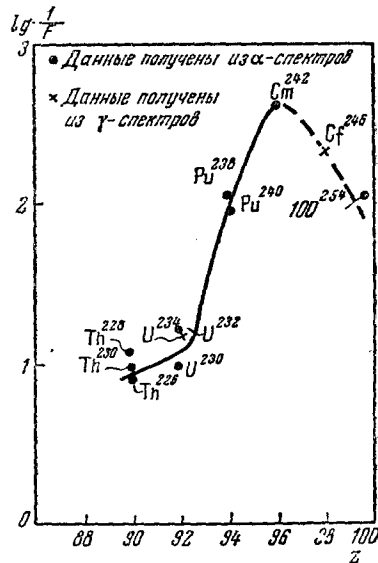


Рис. 19. Задержки $\frac{1}{F}$ частично-времени распада двух возбуждённых уровней чётно-чётных ядер.

Попытку качественного объяснения этого явления сделал Расмуссен. Волновые функции α -частицы с моментом l содержат полином Лежандра l -й степени. Кулонов барьер, окружающий ядро, наиболее прозрачен у вытянутости ядра (у «носика») и наименее прозрачен в средней части эллипсоида. Если бы оказалось, что образование α -частиц у «носика» почему-либо затруднено, то основную роль в α -излучении начала бы играть промежуточная область поверхности ядра, где расположены узлы полиномов Лежандра. Если, например, α -активная область лежит в области узлов 4-го полинома Лежандра, вылет α -частиц с моментом 4 будет очень мало вероятен.

При таком объяснении вероятность распада на уровень $4+$ существенно зависит от соотношения полюсов ядра. График, приведённый на рис. 19, с ясно выраженным максимумом качественно

подтверждает этот вывод. Ценность подобных рассуждений, конечно, невелика, пока на основании высказанных соображений не произведены расчёты, которые можно сравнить с опытом. Другой подход к объяснению этого явления предложен Л. Д. Ландау (см. § 9).

Бор и Фреман^{B55} предприняли интересную попытку расчёта интенсивности α -переходов в нечётных ядрах. Как уже отмечалось выше, в чётно-чётных ядрах вероятность перехода на первый возбуждённый уровень соответствует формуле (5.3) для облегчённых переходов, а вероятность переходов на второй возбуждённый уровень оказывается сильно уменьшённой, но меняется от ядра к ядру регулярным образом.

Переходы в нечётных ядрах сложнее переходов в чётных уже потому, что спины начального и конечного состояния в них не определяют однозначным образом момента, уносимого α -частицей. В самом деле, α -частица может унести любой момент от (I кон. — I нач.) до (I кон. + I нач.) (половина моментов запрещена чётностью). Тем не менее расчёт вероятности переходов может быть произведён с помощью коэффициентов Клебша—Гордона, если взять вероятности излучения α -частиц с разными моментами в качестве эмпирических коэффициентов из α -распада чётных ядер.

Бор и Фреман^{B55} вычислили отношение интенсивностей последовательных α -линий ротационной структуры для Am^{241} и U^{233} . Для Am^{241} они нашли: 100:14:2,2:0,02. Эксперимент даёт 100:15:1,9:0,018. Для U^{233} их расчёты привели к отношению 100:13:1,8:0,2, в то время, как из опыта для соответствующих линий следует отношение 100:18:1,9:0,08. Таким образом, расчёт хорошо описывает интенсивности нескольких первых ротационных уровней дочерных ядер. (См. также конец § 9.)

9. ИНТЕНСИВНОСТЬ α -ПЕРЕХОДОВ НА РОТАЦИОННЫЕ УРОВНИ (ПРОДОЛЖЕНИЕ)

Новые соображения об интенсивности α -распада на ротационные уровни были высказаны недавно Л. Д. Ландау^{Л56}, который предложил простые формулы для расчёта интенсивностей α -линий.

Будем для простоты рассматривать обратный α -распаду процесс поглощения α -частиц дочерним ядром. Вероятность распада и сечение захвата согласно принципу детального равновесия пропорциональны.

Пусть на вытянутое дочернее ядро падает поток α -частиц. Поскольку прозрачность окружающего ядро потенциального барьера в области «носика» имеет резко выраженный максимум, основная доля α -частиц будет проникать в ядро именно с «носика». Прозрачность барьера зависит также и от направления движения α -частицы. Легче всего достичь ядра, двигаясь «наперерез барьеру» по направлению электрического поля. Таким образом, для основной доли проникающих в ядро α -частиц проекция момента количества движения на большую ось эллипсоида равна нулю.

Вероятность захвата α -частицы с моментом l и энергией E пропорциональна прозрачности барьера и квадрату модуля волновой функции вблизи «носика» ядра, т. е. при $r=a$, $\vartheta=0$, так что

$$W = C |Y_{l,0}(a, 0)|^2 e^{-S(E, l)} = C (2l+1) e^{-S(E, l)}. \quad (9.1)$$

(Заметим, что для вполне сферического ядра, когда высказанные выше соображения неприменимы, перед экспонентой тоже появляется множитель $2l+1$, хотя и по другой причине, — он учитывает статистический вес состояния, с моментом l . Для сильно несферических ядер статистический вес равен единице, так как из всех α -частиц с моментом l поглощаются только α -частицы с нулевой проекцией момента на ось симметрии.) В формуле (9.1) C — нормировочный множитель, не зависящий от E и l . Равенство (9.1) является, конечно, приближённым. При более точном рассмотрении следовало бы считать, что вероятность захвата равна интегралу от произведения квадрата модуля волновой функции, проницаемости барьера и вероятности прилипания, зависящей, вообще говоря, не только от энергии, но и от угла ϑ . По поводу коэффициента прилипания трудно что-либо сказать, кроме того, что он, повидимому, близок к единице. Нет оснований ожидать сильной его зависимости от энергии и от угла. Будем для упрощения считать коэффициент прилипания константой и включим его в C .

Разность энергий различных групп α -частиц невелика. Разложим поэтому $S(E, l)$ в ряд:

$$S(E, l) = S(E_0, 0) + \alpha_1 \Delta E + \alpha_2 l(l+1) + \text{и т. д.} \quad (9.2)$$

(В разложении (9.2) учтено, что энергия зависит не непосредственно от l , а от величины $l(l+1)$.)

Поскольку для ротационных уровней ΔE определяется формулой (6.3), найдём:

$$S(E, l) - S(E_0, 0) = \alpha_1 [l(l+1) - I_0(I_0+1)] + \alpha_2 l(l+1). \quad (9.3)$$

Рассмотрим вначале чётно-чётные ядра. Дочернее ядро, находящееся в основном или возбуждённом состоянии, после поглощения α -частицы переходит в основное состояние материнского ядра, обладающее нулевым моментом количества движения. Поэтому для чётно-чётных ядер

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= 0; \\ I &= l. \end{aligned} \right\} \quad (9.4)$$

Таким образом, для ротационных уровней чётно-чётных ядер

$$S(E, l) - S(E_0, 0) = \alpha l(l+1). \quad (9.5)$$

Вставляя (9.5) и (9.4) в (9.1), найдём

$$W_l = W_0 (2l+1) e^{-\alpha l(l+1)}. \quad (9.6)$$

В эту формулу входит единственный подлежащий определению из опыта параметр α (теория позволяет вычислить α , исходя из геометрических размеров эллипсоида).

Вернёмся к таблице V, где проведено сравнение наблюдаемых интенсивностей α -распада на первый возбуждённый уровень с формулой (5.3) или, что то же (3.5) и (3.6). Как уже было выяснено, последние формулы хорошо описывают распад на уровень $2+$ и очень плохо на уровень $4+$. Поскольку, однако, эти формулы не содержат обязательного множителя $(2I+1)$, равного пяти для уровня $2+$, их согласие с опытом говорит скорее против этих формул, чем за них.

Применим формулу (9.6) для α -распада Pu^{240} (интенсивность перехода в основное состояние 76%, на уровень $2+$ 24%, на уровень $4+$ 0,07%). Если принять в формуле (9.6) $\alpha = 0,46$, то интенсивность перехода на уровень $2+$ должна быть равна $5e^{-6 \cdot 0,46} = 0,32$ (наблюдаемое значение $\frac{24\%}{76\%} = 0,32$), и интенсивность перехода на уровень $4+$ должна равняться $9e^{-20 \cdot 0,46} = 9 \cdot 10^{-4}$, что также хорошо соответствует эксперименту.

Формула (9.6), таким образом, описывает интенсивности ротационных уровней чётно-чётных ядер, не приводя к необходимости вводить большие задержки $\frac{1}{F}$.

Интересно сравнить теорию с опытом для следующих уровней ротационной структуры (например, для уровня $6+$). Формула (9.6) предсказывает чрезвычайно малую вероятность распада на этот уровень. Уровни $6+$, действительно, никогда в α -распаде непосредственно не наблюдались. О наличии их в некоторых случаях (U^{234} , Pu^{238}) можно судить по слабому γ -излучению соответствующей энергии. Поскольку в литературе нет никаких данных по интенсивности α -распада на этот уровень, сравнение теории с опытом для уровня $6+$ проведено быть не может (заметим, что для больших моментов должны начать играть роль следующие члены в разложении $S(E, I)$, так что приближённая теория может потерять применимость).

В случае нечётных ядер дело обстоит более сложно*). Переход с уровня I_0 материнского ядра на уровень I дочернего может сопровождаться излучением α -частиц с различным угловым моментом, так что вероятность распада по Тер-Мартirosяну определяется формулой

$$W_I^{I_0} = C \sum_{l=|I-I_0|}^{I+I_0} |C_{I_0, I_0}^{I, l}|^2 (2I+1) e^{-\alpha_1 [I(I+1) - I_0(I_0+1)] - \alpha_2 I(I+1)}. \quad (9.7)$$

*) Л. Д. Ландау считает, что формула (9.6) применима также и для нечётных ядер.

В равенство (9.7), кроме нормировочной константы C , постоянной для всех уровней ротационной полосы, входят квадраты коэффициентов Клебша—Гордона $C_{II_0, lm}^{I'I'_0}$.

Коэффициенты Клебша—Гордона появляются при разложении состояния с данным моментом дочернего ядра (спин $= I$, проекция спина на ось z равна I_0) и с данным моментом α -частицы (l, m) по состояниям материнского ядра (спин I' , проекция спина I'_0).

При α -распаде на уровни одной ротационной полосы проекция момента количества на ось ядра не меняется, так что $I'_0 = I_0, m = 0$.

Приведём для справок таблицу некоторых коэффициентов Клебша—Гордона.

Таблица VI

Квадраты некоторых коэффициентов Клебша—Гордона

$I_0 = 3/2$

$I = 3/2$		$I = 5/2$		$I = 7/2$		$I = 9/2$		$I = 11/2$	
$l = 0$	$l = 2$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 4$	$l = 6$	$l = 4$	$l = 6$
1	1/5	12/35	2/63	1/7	1/7	2/11	4/143	7/99	15/143

$I_0 = 5/2$

$I = 5/2$			$I = 7/2$			$I = 9/2$			$I = 11/2$			$I = 13/2$		
$l = 0$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 6$	$l = 2$	$l = 4$	$l = 6$	$l = 4$	$l = 6$	$l = 8$	$l = 4$	$l = 6$	$l = 8$
1	$\frac{5}{14}$	$\frac{1}{42}$	$\frac{5}{14}$	$\frac{30}{231}$	$\frac{1}{286}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{5}{22}$	$\frac{5}{143}$	$\frac{70}{429}$	$\frac{16}{143}$	$\frac{1}{221}$	$\frac{6}{143}$	$\frac{45}{286}$	$\frac{15}{442}$

Формула (9.7) содержит два параметра α_1 и α_2 , подлежащих определению из опыта. К счастью, это часто может быть сделано без большого произвола, поскольку переходы в нечётных ядрах довольно богаты ротационными уровнями.

В связи с формулой (9.7) следует заметить, что попытка Бора и Фрэмана (см. § 8) вычислить интенсивности α -линий, исходя из данных по чётным ядрам, повидимому, не является удовлетворительной, поскольку, как уже упоминалось, при описании чётно-чётных ядер входит один параметр вместо двух в нечётных ядрах.

Рассмотрим α -распад Am^{241} . Как показывает опыт, интенсивности линий ротационной структуры относятся, как $1:0,15:0,019:1,8 \cdot 10^{-4}:2,5 \cdot 10^{-5}$.

Если принять $\alpha_1 = 0,050$, $\alpha_2 = 0,364$, то расчётное отношение интенсивностей равно $1:0,12:0,021:2,1 \cdot 10^{-4}:2,9 \cdot 10^{-5}$ в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Такое согласие наблюдается не всегда. Интенсивности последовательных линий α -спектра U^{233} относятся, как $1:0,18:0,019:8 \cdot 10^{-4}:5 \cdot 10^{-4}:3,5 \cdot 10^{-4}$. Быстрое и закономерное изменение интенсивности первых четырёх линий сменяется для следующих линий очень слабым изменением. Нетрудно описать интенсивности первых линий с помощью любой из предложенных теоретических формул. Объяснение интенсивностей последних линий встречает, однако, значительные трудности.

Обсуждая приведённые формулы, следует иметь в виду основное предположение, сделанное при их выводе, а именно, что всё α -излучение происходит из небольшой области ядра вблизи «носика». Это предположение, будучи правдоподобным, нуждается, конечно, в дальнейшей проверке.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, следует отметить, что теория α -распада находится в неудовлетворительном состоянии. По сути дела, не сделано ничего, кроме вычисления прозрачности барьера для сферического ядра, что совершенно недостаточно, поскольку α -активные ядра явно несферичны. Ничего нельзя сказать о вероятности образования α -частиц в ядрах.

Теория α -спектров в настоящее время сделала несомненные успехи, обнаружив, что заметная часть нижних возбуждённых уровней ядер имеет ротационную природу. Вместе с тем многие закономерности (в особенности в нечётных ядрах) остаются необъяснёнными. Нет убедительных расчётов, объясняющих запрещённый характер переходов на уровень $4+$ в чётно-чётных ядрах. В особенности тёмным является вопрос об интенсивностях различных линий α -спектров, хотя первые попытки разъяснения этого вопроса уже делаются.

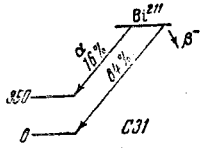
При изучении α -распада отмечен ряд важных эмпирических закономерностей. Эти закономерности позволяют надёжно предсказывать энергии α -распада неизвестных изотопов и (несколько хуже) их времена жизни.

В последнее время заметно возросло количество экспериментальных данных об α -распаде; всё же их имеется явно недостаточно. Для построения теории необходимо получить сведения об α -распаде на уровень $6+$ в чётно-чётных ядрах. Необходимо усиленное изучение длиннопробежных α -частиц. Нужны данные по угловым корреляциям α - и γ -лучей. Важно иметь более полные сведения об α -спектрах нечётных элементов.

ТАБЛИЦА α -РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

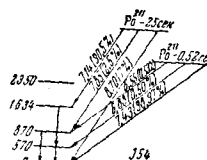
(данные на 1 апреля 1956 г.)

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по $\alpha=\gamma$ - и $\gamma-\gamma$ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
$^{198}_{83}\text{Bi}$	α T48	1,7 мин N50a	6,2 — ион. кам. N50a				
$^{198}_{81}\text{Bi}$	α — $5 \cdot 10^{-2}$ % EC — 99% N50a	7 мин N50a	5,83 — ион. кам. N50a				
$^{199}_{81}\text{Bi}$	α — 10^{-2} % EC — 99% N50a	~ 25 мин N50a	5,47 — ион. кам. N50a				
$^{201}_{81}\text{Bi}$	α — $3 \cdot 10^{-3}$ % EC — 99% N50a	62 мин N50a	5,15 — ион. кам. N50a				
$^{203}_{81}\text{Bi}$	α ~ 10^{-5} % D52a EC N50a	12 час N50a	4,85 — пробег в фотоэмульс. D52a				
$^{209}_{81}\text{Bi}$	α F51	$2 \cdot 10^{17}$ лет R52b	2,9 — пробег в фотоэмульс. R52b				$I = 9$ /: M50c
$^{210}_{81}\text{Bi}$ (RaE)	β^- — 99% α — $5 \cdot 10^{-5}$ % B47	4,889 дн L53a	$\gamma (E_{\gamma} > 90)$ $\frac{\beta^-}{\gamma} =$ = 0,00084 B53c				$I = 0?$ F53a $I = 1$ S54c

Bi^{210}	α , β^- или EC ($\sim 0,3\%$) H53a	$2,6 \cdot 10^6$ лет H53c	4,94 — ион. кам. L54 Нет длинно- пробежных α — фотоэмпульс. L54	Нет γ , нет e^- сцинт. сч. L54			$I \geq 4$ L54
Bi^{211} (AcC)	α — 99,68% β^- — 0,32% C31	2,15 мин S54f	6,621 (82,6%) 6,274 (17,4%) спектр. V52b	~ 350 ($e_k/\gamma = 0,18$) ($K/L = 5,5$) T52a F52a	(6,274 α) (350 γ) $\S$ G53b		$I = 1/2$; $I = 3/2$ F54e
Bi^{212} (ThC)	α — 35,4% β^- — 64,6% M53d	60,5 мин C31	6,083 (27,2%) 6,047 (69,9%) 5,765 (1,7%) 5,622 (0,15%) 5,603 (1,1%) 5,481 (0,016%) спектр. R51a	40 (сильн.); 144; 164; 288; 328; 432; 452; 472 спектр. S46 40 ($\sim 4\%$) ($e/\gamma \geq 14$) K47	(6,04 α) (40 γ) $\S$ H53d		$I = 1$ H53h
Bi^{213}	α — 2% β^- — 98% H50b E47	46 мин E47	5,86 — ион. кам. E47	См. также S52a, M54g, S37 120; 435 W52a			
Bi^{214} (RaC)	α — 0,04% β^- — 99% CK1	19,7 мин C31	5,52 (37%) 5,47 (46%) 5,33 (17%) спектр. C48	62,5 191 спектр. конв. C51a См. также D53b, M52d, P53			

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
$^{84}\text{Po}^{197?}$		4 мин R54b	6,040 — спектр. R54b				
$\text{Po}^{198?}$		6 мин R54b	5,935 — спектр. R54b				
$\text{Po}^{199?}$		11 мин R54b	5,846 — спектр. R54b				
Po^{200}	α , EC K51	11 мин K51 8 мин R54b	5,770 — спектр. R54b				
Po^{201}	α , EC K51	18 мин K51	5,671 — спектр. R54b				
Po^{202}	α , EC K51	52 мин K51 55 мин R54b	5,575 — спектр. R54b				
Po^{204}	α — 1% EC — 99% K51	3,8 час K51	5,370 — спектр. R54b				
Po^{205}	α — 0,074% EC — 99% K51	1,5 час K51	5,2 — ион. кам. K51				

$P_{O^{206}}$	$\alpha \sim 10\%$ EC $\sim 90\%$ T47a	9 ∂H T47a	5,218 (96%) 5,064 (4%) спектр. R53f	800 — поглощ. T47a		
$P_{O^{207}}$	$\alpha \sim 10^{-2} \%$ EC 99% T47a	5,7 час T47a	5,10 — ион. кам. K51	1300 — поглощ. T47a		
$P_{O^{208}}$	α T47a	2,93 лет T50b	5,109 (100%) 4,784 (0,1%) R54b	Нет γ T47a		
$P_{O^{209}}$	$\alpha \geq 90\%$ EC $\leq 10\%$ P50a	~ 100 лет H53a	4,877 — спектр. H53a	100 (0,07%) 200 (0,2%) 550 (0,5%) 870 (1%) сцинт. спектр. H53a 270 ($\sim 0,75\%$) 570 ($\sim 0,75\%$) 865 ($\sim 0,75\%$) D55a	(270 γ) (570 γ) D55a	
$P_{O^{210}}$ (RaF)	α C31	138,4005 ∂H E54	5,2984 — спектр. H38 5,3006 $\pm 0,0026$ B54a	800 ($e/\gamma \sim 0,03$) ($K/L \sim 3,7$) спектр. A51b 800 ($1,8 \cdot 10^{-3} \%$) ($e/\gamma \sim 0,07$) Нет 80 γ G51c 770 ($\sim 10^{-3} \%$) 84 ($\sim 10^{-3} \%$) Z48	(4,5 a) (800 γ) δ 800 γ — E2 B52a	

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в Кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Po^{211} (AcC')	α	0,52 сек S54f	7,434 — спектр. L34 (7,43) (99%) 6,895 (0,50%) 6,569 (0,53%) Нет 6,34 (<0,02%) спектр. H55a	562; 88) сцинт. сч. M54b			
Po^{211}	α	25 сек J54	8,70 (7,0%) 7,85 (2,5%) 7,14 (90,5%) ион. кам. J54	550; 1060 сцинт. J54	(560 γ) (1060 γ) J54		
Po^{212} (ThC')	α C31	$2,9 \cdot 10^{-7}$ сек H53e	8,777 (100%) 9,885 (0,004%) 10,4165 (0,002%) 10,4885 (0,017%) спектр. R51a; B54a				
Po^{213}	α E47	$4,2 \cdot 10^{-6}$ сек J43	8,336 — ион. кам. E47				

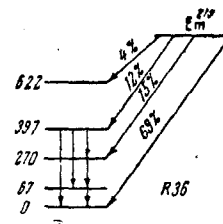
Po^{214} (RaC')	α C31	$1,58 \cdot 10^{-4}$ сек B53h	7,683 — спектр. S51 9,069 (0,002%) 8,280—10,509 (11 линий) спектр. L34; B54a	850; 1770; 2200; 2400 R55a	(1120 γ) (1761 γ) θ (608 γ) (1235 γ) θ (608 γ) (2090 γ) θ [D53b] (607 γ) (770 γ) (607 γ) (930 γ) (607 γ) (1120 γ) (607 γ) (1240 γ) (607 γ) (1380 γ) (607 γ) (1520 γ) (607 γ) (1850 γ) R55a	
Po^{215} (AcA)	α — 99% β^- — $5 \cdot 10^{-4}$ % A50	$1,83 \cdot 10^{-3}$ сек W42	7,365 — спектр. L34 7,383 — спектр. B54a			$I = 5/2$ M54i
Po^{218} (ThA)	α [C31] β^- — стаб. H53a	0,158 сек W42	6,7746 — спектр. B54a			
Po^{217}	α H53a	~ 10 сек M56	6,54 M56			
Po^{218} (RaA)	α — 99% β^- — 0,03% K43	3,05 мин C31	5,996 — спектр. B53d 5,9982 B54a			
${}^{85}At < {}^{202}$	α , EC B51	43 сек B51	6,50 — ион. кам. B51			

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в Кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
At ^{<203}	α , EC B51	1,7 мин B51	6,35 — ион. кам. B51				
At ²⁰³	α , EC B51	7 мин B51	6,10 — ион. кам. B51				
At ²⁰⁵	α , EC B51	26 мин B54e	5,90 — ион. кам. B51; B54e				
At ²⁰⁷	$\alpha \sim 10\%$ EC $\sim 90\%$ B51	2,0 час B51 B54e	5,75 — ион. кам. B51; B54e				
At ²⁰⁸	$\alpha \sim 0,5\%$ EC $\sim 99\%$ H50c	1,7 час H50c	5,65 — ион. кам. H50c				
At ²⁰⁹	$\alpha \sim 5\%$ EC $\sim 95\%$ B51	5,5 час B51	5,65 — ион. кам. B51	См. M54b			
At ²¹⁰	$\alpha \sim 0,17\%$ EC — 99% H53a	8,3 час K49b	5,519 (32%) 5,437 (31%) 5,355 (37%) спектр. H55a	См. M54b	См. M54b		$I = 4-$, 5- или 6+ M54b
At ²¹¹	$\alpha \sim 40,9\%$ EC — 59,1% N51	7,5 час K49b	5,862 — спектр. H55a	0,671 сцинт. спектр M54b	(671 γ) (α , K.x) M54b		

At ²¹²	α H53a	0,22 сек W54				
At ²¹³	α H53a		9,2 — пробег в фотоэмульс. H53a			
At ²¹⁴	α M49	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$ сек M49	8,78 — ион. кам. M49; M51			
At ²¹⁵	α K44	$\sim 10^{-4}$ сек G48	8,00 — ион. кам. G48; M51			
At ²¹⁶	α K43	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$ сек M49; M51	7,79 — ион. кам. G48; M51			
At ²¹⁷	α E47; H47	0,021 сек E47 0,018 сек H47	7,00 — ион. кам. H47			
At ²¹⁸	α — 99% β^- — 0,1% W48	1,5—2,0 сек W48	6,7 — ион. кам. W48			
At ²¹⁹	α ~ 97% β^- ~ 3% H53a	$\sim 0,9$ мин H53a	6,27 — ион. кам. H53a			
⁸⁸ Em ²⁰⁴ ?	α M55a	3 мин M55a	6,27—6,30 ион. кам. M55a			
Em ²⁰⁴ ?	α M55a	6,2 мин M55a	6,22 — ион. кам. M55a			

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α — γ - и γ — γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Em^{207}	α B54e	11 мин M55a B54e	6,12 — ион. кам. M55a 6,09 — ион. кам. B54e				
Em^{208}	$\alpha \sim 20\%$ EC $\sim 80\%$ H53a M55b	23 мин M55b 21 мин M55a	6,141 (100%) спектр. M55b				
Em^{209}	$\alpha \sim 17\%$ EC $\sim 83\%$ M55b	30 мин M55b	6,037 (100%) спектр. M55b				
Em^{210}	α — 4% EC — 96% M55b	2,7 часа M52a M55b	6,037 (100%) спектр. M55b				
Em^{211}	α — 25% EC — 75% M52a EC/ α = 2,8 M55b	16 часов M52a M55b	5,847 (33,5%) 5,779 (64,5%) 5,613 (2%) спектр. M55b; P54a	70; 150; 400; 600 M53a 70; 169; 234 M55b			
Em^{212}	α H50c	23 мин H50c M55b	6,262 — спектр. M53a; M55b				
Em^{215}	α M52b	$\sim 10^{-6}$ сек M52b	8,6 — ион. кам. M52b				

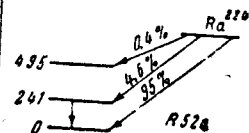
Em^{216}	α M49	$\sim 10^{-4}$ сек M51	8,01 — ион. кам. H53a			
Em^{217}	α M51	$\sim 10^{-3}$ сек M51	7,74 — ион. кам. M51			
Em^{218}	α S48	0,019 сек S48	7,127 (100%) спектр. 6,53 (слаб.) α — γ совпад. P54a	609 — спектр. S54b		
Em^{219} (An)	α C31	3,92 сек C31	6,807 (69%) 6,542 (15%) 6,418 (12%) 6,197 (4%) R36; B54a	67; 124; 198 (сильн.) 267; 321; 392; 589 (слаб.) спектр. конв. S37 123; 270; 590 крист. спектр. F40		
Em^{220} (Tn)	α C31	54,5 сек C31	6,278 — спектр. B53d $\alpha_0 = 6,2823$ B54a 6,282 (100%) 5,747 ($\sim 0,3\%$) спектр. P54a			
Em^{221}	$\alpha \sim 20\%$ $\beta^- \sim 80\%$ M53a	25 мин M53a; H53a	6,0 M56			

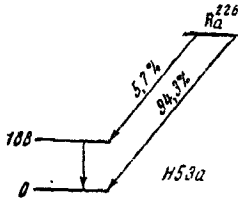


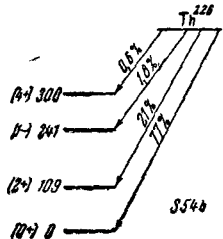
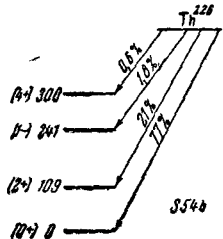
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Em^{222} (Rn)	α C31 β — стаб. H53a	3,825 дн C31 T51c	5,482 — спектр. B53d 5,4861 B54a				
$^{87}\text{Fr}^{212}$	α — 44% EC — 56% M55b H50c	19,3 мин H50c M55b	6,409 (37%) 6,387 (39%) 6,339 (24%) спектр. P54a; M55b				
Fr^{217}	α H53a		8,3 пробег в фотоэмульсии H53a				
Fr^{218}	α M51	$5 \cdot 10^{-3}$ сек M51	7,85 — ион. кам. M51				
Fr^{219}	α G48	0,02 сек M51	7,30 — ион. кам. M51				
Fr^{220}	α G48	27,5 сек M51	6,69 — ион. кам. M51				
Fr^{221}	α E47 H47	5 мин E47 4,8 мин H50b	6,30 (~ 75%) 6,05 (~ 25%) ион. кам. H50b	220—сп. спектр. спектр. конв. H53a			

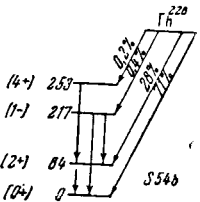
Fr^{222}	α 0,01—0,1% β^- — 99% H53a	14,8 мин H53a				
Fr^{223} (АкК)	β^- α — $4 \cdot 10^{-3}$ % H53a	21 мин P39		49,8; 80; 215; 310 нет < 40 H54d		
${}^{213}\text{Ra}$	α M52a	2,7 мин M55b	6,90 — ион. кам. M53a, M55b			
Ra^{219}	α M52b	$\sim 10^{-3}$ сек M52b	8,0 — ион. кам. M52b			
Ra^{220}	α M51	$3 \cdot 10^{-2}$ сек M51	7,43 — ион. кам. H53a			
Ra^{221}	α M51	30 сек M51	6,71 — ион. кам. M51			
Ra^{222}	α S48	38 сек S48	6,554 (100%) спектр. 6,23 (слаб.) α — γ совпад. P54a	330 — спектр. S54b		

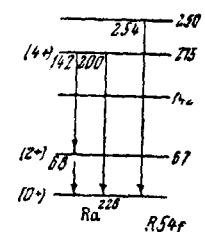
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Ra^{223} (AcX)	α С31 β — стаб. Н53a	11,2 дн С31 11,68 дн Н54b	5,860 (сл.) 5,730 (9%) 5,704 (53%) 5,596 (24%) 5,528 (9%) 5,487 (2%) 5,419 (3%) спектр. ссылка в Н53a 5,750 (11%) 5,719 (53%) 5,607 (25%) 5,540 (9%) 5,433 (2%) спектр. Н53a	144; 155; 180; 270; 340 крис. спектр. F40 26; 64; 81; 99; 116; 154; 164; 180; 232; 268; 280; 322; 348; 444 спектр. конв. S37			
Ra^{224} (ThX)	α С31 β — стаб. Н53a	3,64 дн С31	5,681 (95%) 5,448 (4,6%) 5,194 (0,4%) спектр. R49a $\alpha_0 = 5,6814$ B54a $\alpha_0 = 5,679$ B53d	241 — E2 ($e_K/\gamma = 0,13$) ($e_{L_3}/\gamma = 0,08$) R52a R54c	(5,45 α) (241 γ) ϑ M54f		
Ra^{225}	β E47 α — 10^{-4} M56						



Ra^{226}	α C31	1590 лет C31	$\alpha_0 = 4,779$ B54a	188; ($e_K/\gamma = 0,15$)	(4,61a) (186 γ) β	
β — слаб. H53a		1622 лет H53a	α_0 (94,3%) α_{188} (5,7%) Нет α в обл. 3,6—4,4 Мэв (с точн. 0,02%) спектр. A52c 7,6 — пробег в фотоэмульс. H53a	660 R54d 186 — E2 ($e/\gamma = 0,9$) V52c F54e	M54f (α) (188 γ) β (α) (663 γ) β R54b	
^{221}Ac	α H53a					
Ac^{222}	α M51	5,5 сек M52b	6,96 — ион. кам. M51			
Ac^{223}	α — 99% EC — 1% M51	2,2 мин M51	6,64 — ион. кам. M51			
Ac^{225}	α E47	10 дн E47 H50b	5,80 — ион. кам. H50b			
Ac^{227}	α — 1,2% β — 99% P39	22,0 лет H50d	4,942 — спектр. H53a 4,95 (85%) 4,95—0,350 (15%) пробег в воздухе G47	37 (0,2%) 300? L50 37 (0,22%) 300? (0,2%) R53g		$I = 3/2$ T51b
^{223}Th	α M52b	~ 0,1 сек M52b	7,55 — ион. кам. M52b			

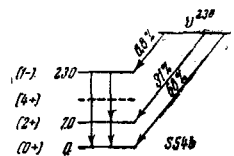
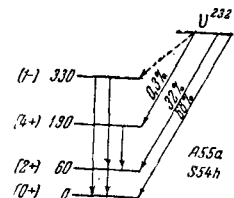
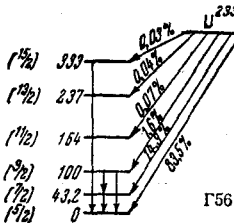
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Th ²²⁴	α M51	~ 1 сек M51	7,13 — ион. кам. H53a				
Th ²²⁵	$\alpha \sim 90\%$ EC $\sim 10\%$ M51	8,0 мин M51	6,57 — ион. кам. M51				
Th ²²⁶	α S48	30,9 мин S48	6,336 (77%) 6,228 (21%) 6,100 (1,8%) 6,037 (0,6%) спектр. P54a	109; ~ 130 ; ~ 190 ; 240 спектр. S54b	(6,100 α) (240 γ) δ S54b		
Th ²²⁷ (RaAc)	α [C31] β — слаб. H53a	18,9 дн C31 18,17 дн H54b	6,030 (19%) 6,001 (5%) 5,972 (21%) 5,952 (13%) 5,922 ($\sim 2\%$) 5,860 (4%) 5,796 (2%) 5,749 (17%) 5,728 ($\sim 1\%$) 5,704 (15%) 5,651 ($\sim 2\%$) спектр. ссылка в H53a	50; 57; 80; 101; 113; 129; 208; 240; 258 крисг. спектр. F40 49,8; 87; 140; 235 H54d 29,95; 31,62; 50,13; 61,57; 100,4; 113,3; 173,1; 205,0; 234,6; 236,1;			Схему распада см. в F55b

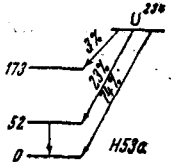
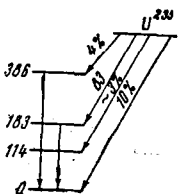
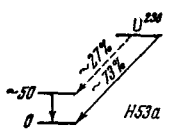
Th ²²⁸ (RaTh)	α C31 β — стаб. H53a	1,90 лет C31	5,421 (71%) 5,3385 (28%) 5,208 (0,4%) 5,173 (0,2%) спектр. A53b	256,4; 286,3; 304,8; 312,8; 334,7 спектр. конв. F54d; F55b	89 — E2 ($e/\gamma \sim 16$) 137 — E1 ($e/\gamma \ll 1$) 169 — E2 ($e/\gamma \sim 1,2$) 212 — E1 ($e/\gamma \ll 1$) сцинт. спектр. A53b 84,4 132,3 — E1 167 214 — E1 проп. сч. N54a	(α) (83 γ) β Нет (γ) (γ) Нет (α) (83,8 γ) [B53e] (α) (30 e^- конв.) (α) (e^- конв. от 84 γ) J53		
Th ²²⁹	α E47 β — стаб. H53a	$\sim 10^4$ лет E47 7 340 лет H50b	5,02 ($\sim 10\%$) 4,94 ($\sim 20\%$) 4,85 ($\sim 70\%$) ион. кам. H50b					$I = 5/3$ M54i

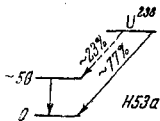
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Th ²³⁰ (10)	α С31 β — стаб. Н53а	8,2·10 ⁴ лет С31 8,0·10 ⁴ лет Н53а	(4,685) (76,3%) 4,619 (23,4%) 4,546 (0,07%) 4,474 (0,20%) 4,439 (0,07%) 4,363 (0,08%) 4,293 (0,07%) 4,209 (0,06%) спектр. R48; R54a	68 (1,05%) 142 (0,14%) 255 (0,05%) сцинт. сч. R53b 67,76 — E2 141 M1 или M2 257 мал. мульт. 203 больш. » спектр. конв. R54f 184; 250 спектр. S54b 210—4+ 68—2+ F54f	(140 γ) (68 γ) Нет (68 γ) (Lx) (250 γ) (68 γ) (250 γ) (140 γ) сцинт. сч. R53b (α) (68 γ) ϑ (α) (142 γ) ϑ нон. кам. и сч. сч. F54f (α) (68 γ) ϑ T53a (4,47a) (e ⁻ конв.) (4,61a) (e ⁻ конв.) Нет(4,44a)(e ⁻ конв.) (4,68a) (e ⁻ конв.) нон. кам. V53b		

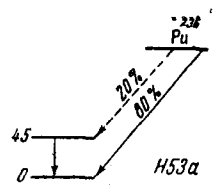
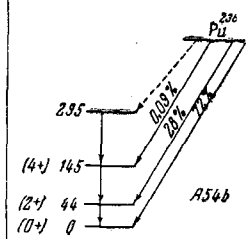
Th ²³²	α C31 β — стаб. H53a	1,39 · 10 ¹⁰ лет K38 Сп. дел. 1,4 · 10 ¹⁸ лет H53a Сп. дел. 4 · 10 ¹⁷ лет П47	3,994 (76%) спектр. 3,93 (24%) по γ изл. P54a 4,00 (75%) 3,95 (25%) P54b	(~ 20% α) (75 γ) A52d (~ 24% α) (~ 55 γ) D52b		
⁹¹ Pa ²²⁵	α H53a	2,0 сек H53a				
Pa ²²⁶	α M51	1,8 мин M51	6,81 — ион. кам. M51			
Pa ²²⁷	α ~ 85% EC ~ 15% M51	38,3 мин M51	6,46 — ион. кам. M51			
Pa ²²⁸	α ~ 2% EC ~ 98% M51	22 часа M51	6,09 (75%) 5,85 (25%) ион. кам. M51			
Pa ²²⁹	α ~ 1% EC ~ 99% M51	1,5 дн H53a	5,69 — ион. кам. M51			
Pa ²³⁰	α ~ 0,003% M51 EC ~ 92% β^- ~ 8% H53a	17,0 дн C48		940 H53a		

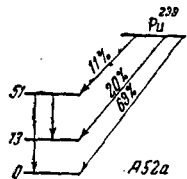
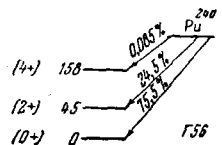
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α — γ - и γ — γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Ra^{231}	α β — стаб. H53a	$3,43 \cdot 10^4$ лет W49 $3,2 \cdot 10^4$ лет G30	5,0490 (12%) 5,0205 (23%) 5,0060 (26%) 4,9740 (1,5%) 4,9420 (24%) 4,8476 (1,5%) 4,7270 (10%) 4,7040 (0,8%) 4,6710 (1,3%) спектр. Г55 5,046 (8,7%) 5,018 (23%) 5,001 (28%) 4,938 (27%) 4,843 (1,5%) 4,724 (10%) 4,667 (1,4%) 4,627 (0,3%) спектр. H55c	95; 294; 323 M28 44; 56; 66 T53b T52b 27 — E1 R53g M54a 357 — M1 331 — M2 301 — M1 383 — E1 или M2 259 — M1 198 — E2 102 — E2 82 — M1 или M2 64 — E2 57 — E2 38 — E2 спектр. конв. F53b F54e			$I = 3/2$ M50c
${}_{92}\text{U}^{227}$	α M52b	1,3 мин M52b	6,8 — ион. кам. M52b				
U^{228}	$\alpha \sim 80\%$ EC $\sim 20\%$ M52b	9,3 мин M51	6,67 — ион. кам. H53a				

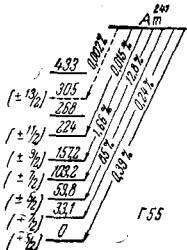
U ²²⁹	$\alpha \sim 20\%$ EC $\sim 80\%$ M52b	58 мин M51	6,42 — ион. кам. M51			
U ²³⁰	α C48	20,8 дн C48	5,888 (68%) 5,819 (31%) 5,662 (0,8%) спектр. P54a	70; 160; 230 S54b		
U ²³¹	$\alpha - 5,5 \cdot 10^{-3} \%$ EC — 99% H53a	4,3 дн H53a	5,45 — ион. кам. H53a	51; 64; 76 спектр. конв. H53a		
U ²³²	α H53a	74 года S54i	5,318 (68%) 5,261 (32%) 5,134 (0,3%) спектр. A55a P54a	60 (32%) 130 (0,57%) 270 (0,0096%) 330 (0,070%) спектр. S54h 57,9 (0,21%) E2 131 (0,075%) 268 (0,004%) E2 326 (0,004%) спектр. A55a	(30% α) (60 γ) фотоэмульс. D52b	
U ²³³	α S47c	$1,62 \cdot 10^8$ лет $1,63 \cdot 10^8$ лет $1,2 \cdot 10^8$ лет H53a	4,816 (83,5%) 4,773 (14,9%) 4,717 (1,6%) 4,656 (0,07%) 4,582 (0,04%) 4,489 (0,03%) спектр. Г56	42,8 (0,05%) 56,1 (0,01%) проп. сч. W52b 40; 80 (0,8%); $e/\gamma \sim 8$ 310 (0,1%); $e/\gamma \sim 3$ H53a	(α) (40 γ) фотоэмульс. B52b (α) (40 γ) (α) (90 γ) (α) (360 γ) H53a	

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
U^{234}	α C31 β — стаб. H53a	$2,52 \cdot 10^5$ лет K52 $2,475 \cdot 10^5$ лет F52c	4,763 ион. кам. H53a (4,763) (74%) 4,707 (23%) 4,593 (3%) ион. кам. на совпад. с проп. сч. V53a 4,768 (72%) 4,717 (28%) спектр. Г55	53:93:118 = = 1:0,2:0,4 сч. спектр. H53a	(α) (55 γ) фотоэмульс. T52b		
U^{235}	α C31 β — стаб. H53a	$7,13 \cdot 10^8$ лет F52c Сп. дел. $1,9 \cdot 10^{17}$ лет S52b	4,58 (10%) 4,47? (~ 3%) 4,40 (83%) 4,20 (4%) ион. кам. G51a	94:143:184: :289:386 = = 0,9:0,2: :0,1:0,05 сч. спектр. H53a			$I = 7/2$ S55
U^{238}	α G51b	$2,39 \cdot 10^7$ лет F52c $2,46 \cdot 10^7$ лет J51	4,499 — ион. кам. J51		(27% α) (50 γ) фотоэмульс. D52b		
U^{238}	α C31 β — стаб.	$4,49 \cdot 10^9$ лет K49a	4,18 — ион. кам. A47		(22% α) (45 γ) фотоэмульс.		

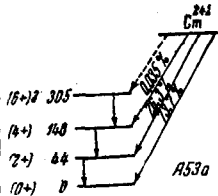
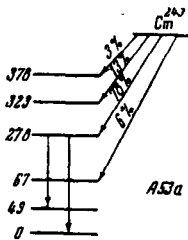
	H53a	4,51·10 ⁹ лет N39 Сп. дел. 1,3·10 ¹⁶ лет П47	4,182 (77%) ион. кам. 4,135 (23%) по эн. γ P54a		D52b (24%α) (~ 50γ) фотоэмульс. A52b	
⁹³ Np ²³¹	α EC? M50b	~ 50 мин M50b	6,28 ион. кам. M50b			
Np ²³³	α ~ 10 ⁻³ % EC 99% M50b	35 мин M50b	5,53 ион. кам. M50b			
Np ²³⁵	α ~ 5·10 ⁻³ % EC (L/K > 9) J52	410 дн J52	5,06 ион. кам. J52	Нет γ H54h		
Np ²³⁷	α β — стаб. H53a	2,2·10 ⁶ лет H53a	4,872 (3,1%) 4,816 (3,5%) 4,787 (53%) 4,767 (29%) 4,713 (1,7%) 4,674 (3,3%) 4,644 (6,0%) 4,589 (0,5%) 4,52 (0,02%) ион. кам. M55c 4,866 (2,5%) 4,803 (3,4%) 4,781 (54%) 4,762 (29,5%) 4,702 (2,3%) 4,644 (8,3%) спектр. K56	87; E54 20; 29; 56,8; 86,9; 145; 175; 200 пропорц. и сч. счётч. M55c	(80%α) (мягк. γ) фотоэмульс. D52b	I = 5/2 B54c

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
${}_{94}\text{Pu}^{232}$	$\alpha \geq 2\%$ EC $\sim 98\%$ H53a	36 мин H53a	6,58 ион. кам. H53a				
Pu^{234}	$\alpha \sim 4\%$ EC $\sim 96\%$	9,0 час 8,5 час H53a	6,19 ион. кам. H53a 6,19(86%) ион. кам. 6,14(14%) по эн. γ P54a				
Pu^{235}	$\alpha \sim 0,002\%$ EC 99% H53a	26 мин H53a	5,85 ион. кам. H53a				
Pu^{236}	α β — стаб. H53a	2,7 лет H53a Сп. дел. $3,5 \cdot 10^9$ лет G52a	5,75 ион. кам. пробег в возд. H53a		(20% α) (45 γ) фотоэмульс. D52b		
Pu^{238}	α β — стаб. H53a	89,6 лет 92 года H53a Сп. дел. $3,8 \cdot 10^{10}$ лет H53a	5,495 (72%) 5,452 (28%) 5,352 (0,09%) спектр. A54b 5,491 (69%) 5,450 (31%) Г55	17 (13) 43,8 (0,038%) E2 99 (0,0080%) E2 150 (0,0010%) E2 сц. спектр. A54b 13 (6%) 18 (11%) 42 (0,4%)	(α) (44 γ) β M54f		

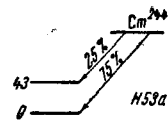
Pu^{239}	α K46	$24,3 \cdot 10^3 \text{ лет}$ C49 $24,4 \cdot 10^3 \text{ лет}$ F54c	5,150 (69%) 5,137 (20%) 5,100 (11%) спектр. A52a 5,147 (72,5%) 5,134 (16,8%) 5,0963 (10,7%) спектр. Г55	~ 170 R51b 39:53,1:100: :124:384 = = 0,4:1,4:1,1: :0,5:0,3 спектр. конв., сч. спектр. F52b 52 ($7 \cdot 10^{-5}$ на α) 38,5 ($2 \cdot 10^{-5}$ на α) пропорц. сч. W52b 49,6 F52b	(α) (50 γ) (α) (35 γ) фотоэмульс. D52b		$I = 1/2$ B54b B54c B54d
Pu^{240}	α β — стаб. H53a	$6,3 \cdot 10^3 \text{ лет}$ F54c $6,24 \cdot 10^3 \text{ лет}$ W51	5,162 (76%) 5,118 (24%) 5,014 (0,1%) спектр. P54a 5,159 (75,5%) 5,115 (24,5%) 5,004 (0,085%) спектр. Г56				
Pu^{241}	α — $10^{-3} \%$ β — 99% T50a	14 лет T50a 13 лет M53b	4,893 (75%) 4,848 (25%) спектр. P54a	100:145 = 5:1 счит. сч. F52b			$I = 5/2$ B54c
Pu^{242}	α T50a β — стаб. H53a	$\sim 5 \cdot 10^5 \text{ лет}$ T50a	4,898 (80%) 4,854 (20%) спектр. P54a				

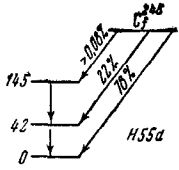
Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
$^{237}_{95}\text{Am}$	α 0,005% EC 99% H53a	$\sim 1,3$ час. H53a	6,01 ион. кам. H53a				
Am^{239}	α 0,003% EC 99% H53a	12 час H53a	5,75 ион. кам. H53a	48 (50%) A55c 300 (10%) H53a			
Am^{241}	α β — стаб. H53a	470 лет H52a	5,535 (0,34%) 5,503 (0,21%) 5,476 (84,2%) 5,433 (13,6%) 5,379 (1,4%) спектр. A54a 5,5408 (0,39%) 5,5082 (0,24%) 5,4820 (85%) 5,439 (12,8%) 5,386 (1,66%) 5,321 (0,015%) 5,241 (0,002%) Г55	26,38; E1 33,22; M1 + E2 (?) 43,43; E2 + M1 59,62; E1 + M2 101; 165; 208; 268; 330; 370; 433; 69? 124? 193? спектр. конв. Б55 26,38 $\left(\frac{\epsilon + \gamma}{\alpha} = 0,22\right)$ 33,24 ($\sim 0,1$) 43,4 (0,12) 56,0 (0,005) 59,62 (0,77) 99,5 (0,0018) 128 (?) ($6 \cdot 10^{-5}$) спектр. J55	(α) (59,7 γ) (α) (26,3 γ) B52c (α) (60 γ) Φ R55b (43 γ) (59 γ) (43 γ) (26 γ) (43 γ + 26 γ) (33 γ) T55b		$I = \frac{5}{2}$ F53c

Am^{242}	$\alpha; \beta^-;$ EC H53a $\alpha/\beta^- = 0,01$ S50	$\sim 100 \text{ лет}$ S50		См. также M54h D55b T55b 38; 53 спектр. конв. H53a			$I \leq 2$ $I \neq 3$ G52b
Am^{243}	α S50	$8,8 \cdot 10^3 \text{ лет}$ D53a $7,6 \cdot 10^3 \text{ лет}$ A54a	5,340 (0,17%) 5,309 (0,16%) 5,267 (87,1%) 5,224 (11,5%) 5,169 (1,1%) спектр. S54a 5,267 (84%) 5,225 (13%) 5,171 (3%) спектр. A54a	75 (80%) E1 ($e/\gamma < 0,25$) A54a S54a	(80% α) (75 γ) A54a S54a		$I = 5/2$ K54b
$^{96}\text{Cm}^{238}$	$\alpha > 10\%$ EC $< 90\%$ H53a	2,5 час H53a	6,50 — ион. кам. H53a				
Cm^{240}	α Нет EC H53a	26,8 дн H53a Сп. дел. $7,9 \cdot 10^3 \text{ лет}$ G52a	6,25 — ион. кам. H52b				

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Cm^{241}	$\alpha \sim 0,2\%$ ЕС 99% H53a	35 дн H53a	5,90 — ион. кам. H53a 5,95 — ион. кам. P54a				
Cm^{242}	α R50a	162,5 дн Сп. дел. $7,2 \cdot 10^6$ лет H50a 163 дн H54f	6,110 (73,7%) 6,066 (26,3%) 5,965 (0,035%) спектр. A53a	44 ($e/\gamma = 620$); 100 ($e/\gamma = 5$); 157 сц. спектр. A53a	(23% α) (45 γ) фотоэмпульс. D52b		
Cm^{243}	α R50a	~ 100 лет T50a	5,985 (6%) 5,777 (78%) 5,732 (13%) 5,679 (3%) спектр. A53a P54a	226; 277 A53a	(5,777 α) (226 γ) (5,777 α) (277 γ) A53a		

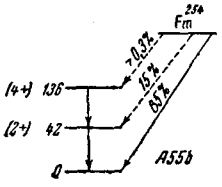
Cm^{244}	α R50a	19,2 лет S54d 18,4 лет F54b Сп. дел. $1,4 \cdot 10^7$ лет G52a	5,798 (75%) 5,755 (25%) спектр. A53a						
Cm^{245}	α H51	>500 лет H51 $2 \cdot 10^4$ лет H54e	5,6 — ион. кам. H51 5,36 слабых нет ион. кам. H54e						
Cm^{246}	α F54b	$4 \cdot 10^3$ лет F54b							
${}_{97}\text{Bk}^{243}$	$\alpha \sim 0,1\%$ EC 99% T50a	4,6 час G54c T50a	6,72 (30%) 6,55 (53%) 6,20 (17,%) ион. кам. G54c, T50a						
Bk^{245}	$\alpha \sim 0,1\%$ EC 99% H51	4,95 дн H51	6,33 (18%) 6,15 (48%) 5,90 (34%) ион. кам. H51						



Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α — γ - и γ — γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
Bk ²⁴⁹	α ? β^- ($\beta^-/\alpha \approx 10^5$) M54	1 год. D54 290 дн M54 Сп. дел. $\geq 2 \cdot 10^8$ лет M54	5,4 — ион. кам. D54 M54				
₉₈ Cf ²⁴⁴	α ; EC? T50с	45 мин T50с G54с	7,15 — ион. кам. T50с; T50с; G54с				
Cf ²⁴⁸	α G51d	35,7 час H51 H55с Сп. дел. ~ 2000 лет H53a	6,753 (78%) 6,711 (22%) (6,608) ($> 0,08\%$) спектр. H55d	42; 145 спектр. H55d			
Cf ²⁴⁸	α G54с	225 дн G54с 250 дн Сп. дел. $7 \cdot 10^3$ лет H54с	6,26 — ион. кам. G54с				

Cf ²⁴⁹	α T54	400 лет G54b 470 лет Сп. дел. $\geq 5 \cdot 10^6$ лет M54 550 лет Сп. дел. $> 10^6$ лет D54	6,00 (10%) 5,82 (90%) G54b				
Cf ²⁵⁰	α G54b D54	12 лет Сп. дел. $5 \cdot 10^3$ лет G54b 9,4 лет Сп. дел. $\geq 10^4$ лет D54 10,0 лет Сп. дел. $1,5 \cdot 10^4$ лет M54e	6,033 (90%) 5,99 (10%) ион. кам. M54				
Cf ²⁵²	α G54b D54	2 года Сп. дел. 100 лет G54b 2,1 года Сп. дел. 60 лет D54 2,2 года Сп. дел. 66 лет M54e	6,117 (90%) 6,08 (10%) ион. кам. M54e				

Изотоп	Способ распада	Период полураспада	Энергия α -частиц (в Мэв)	Энергия γ -излучения (в кэв)	Данные по α - γ - и γ - γ -совпадениям	Схема распада	Основн. характ. ядра
$^{99}\text{E}^{247}$	α ; EC? G54c	7,3 мин G54c	7,35 G54c				
E^{253}	α S54g	20 дн S54g C54c ~ 30 дн T54 Сп. дел. > 10 ⁵ лет F54a	6,64 S54g 6,63 C54				
E^{254}	α	> 2 лет H55b	6,44 H55b				
E^{255}	α	30 дн C54c					
$^{100}\text{Fm}^{250}$	α	30 мин A54c	7,7 A54c				

Fm^{254}	α	3 час H54a 3,3 час Сп. дел 240 дн F54a	7,22 C54c 7,17 F54a	42 ($2 \cdot 10^{-2}$ %) 94 ($4,4 \cdot 10^{-2}$ %) спектр. A55b	
Fm^{255}	α	15 час C54c	7,1 C54c		

В таблицы помещены все известные к 1 апреля 1956 г. α -радиоактивные изотопы от ^{83}Bi до ^{100}Fm (несколько α -активных изотопов, находящихся в области редких земель, в таблицы не включены).

Приняты следующие обозначения:

ЕС — электроны захвата,

e_K^- — электроны конверсии на K -оболочке,

e_L^- — электроны конверсии на L -оболочке,

Сп. дел. — спонтанное деление,

спектр. — спектрометр,

сцинт. сч. — сцинтиляционный счётчик,

спектр. конв. — спектрометр конверсионных электронов,

ион. кам. — ионизационная камера,

крис. спектр. — кристаллический спектрометр,

поглош. — энергия излучения определена по поглощению.

В графу «энергия γ -излучения» внесены γ -лучи, связанные с α -излучением; γ -лучи, связанные с β -излучением, как правило, в таблицы не вносились, однако ссылки на соответствующую литературу в таблицах приведены.

В графу «Данные по α — γ - и γ — γ -совпадениям» буквой $\emptyset$ отмечены опыты по угловой корреляции между α - и γ -лучами.

Ссылки на «Таблицу изотопов» Холландера, Перлмана и Сиборга (H53a) приводятся в наших таблицах в тех случаях, если они относятся к данным, не опубликованным в легко доступной советским читателям печати.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

а) Литература, опубликованная в советских изданиях

- Б48. Бете Г. А., Физика ядра, ч. II. Гостехиздат, М.—Л. (1948).
- Б54. Блатт и Вайскопф, Теоретическая ядерная физика. Изд-во иностранной литературы, М. (1954).
- Б55. Баранов С. А., Шлягин К. Н., Сборник докладов на сессии АН СССР, 1955 г., стр. 251.
- Г55. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Сборник докладов на Сессии АН СССР, 1955 г., стр. 226.
- Г56. Гольдин Л. Л., Новикова Г. И., Третьяков Е. Ф., Доклад на 6-ом совещании по ядерной спектроскопии, 1956 г.
- К56. Кондратьев Л. Н., Новикова Г. И., Воробьев А. М., Гольдин Л. Л., Доклад на 6-ом совещании по ядерной спектроскопии, 1956 г.
- Л49. Ландау Л., Лифшиц Е., Квантовая механика, Гостехиздат (1949).
- Л56. Ландау Л. Д., Доклад на 6-ом совещании по ядерной спектроскопии. 1953 г.
- Н55. Носов В. Г., Доклады АН СССР 103, 65 (1955).
- П47. Перфилов Н. А., ЖЭТФ 17, 476 (1947).
- С54. Слив Л. А., Перкер Л. К., Докл. АН СССР 99, 727 (1954).

б) Литература, опубликованная в иностранных изданиях

А

- A47. Alder F., Huber P., Metzger F., *Helv. Phys. Acta* 20, 234 (1947).
- A50. Avignon P., *J. Phys. Rad.* 11, 521 (1950).
- A51a. Ambrosino G., Piatier H., *C. R.* 232, 400 (1951).
- A51b. Alburger D. E., Friedlander G., *Phys. Rev.* 81, 523 (1951).
- A52a. Asaro F., Perlman I., *Phys. Rev.* 88, 828 (1952).
- A52b. Albouy G., Teillac J., *C. R.* 234, 829 (1952).
- A52c. Asaro F., Perlman I., *Phys. Rev.* 88, 129 (1952).
- A52d. Albouy G., *J. Phys. Rad.* 13, 309 (1952).
- A52e. Asaro F., Reynolds F. L., Perlman I., *Phys. Rev.* 87, 277 (1952).
- A53a. Asaro F., Thompson S. G., Perlman I., *Phys. Rev.* 92, 694 (1953).
- A53b. Asaro F., Stephens F., Perlman I., *Phys. Rev.* 92, 1493 (1953).
- A54a. Asaro F., Perlman I., *Phys. Rev.* 93, 1423 (1954).
- A54b. Asaro F., Perlman I., *Phys. Rev.* 94, 381 (1954).
- A54c. Atterling H., Forsling W., Holm L. W., Melander L., Åström B., *Phys. Rev.* 95, 585 (1954).
- A54d. Ader M., *J. Phys. Rad.* 15, 60; 15, 583 (1954); *C. R.* 238, 1215 (1954).
- A54e. Alburger D. E., Hedgran A., *Arkiv Fysik* 7, 423 (1954).
- A55a. Asaro F., Perlman I., *Phys. Rev.* 99, 37 (1955).
- A55b. Asaro F., Stephens F., Thompson S. G., Perlman I., *Phys. Rev.* 98, 18 (1955); *BAPS* 29, № 8, 12 (1954).

- A55c. Asaro F., Stephens F. S., Gibson W. M., Class R. A., Perlman I., Phys. Rev. **100**, 1541 (1955).

B

- B96. Becquerel H., C. R. **122**, 420, 501, 559, 609, 762, 1086 (1895).
 B47. Broda E., Feather N., Proc. Roy. Soc. **190A**, 20 (1947).
 B51. Barton G. W., Ghiorso A., Perlman I., Phys. Rev. **82**, 13 (1951).
 B52a. De Benedetti S., Minton G. H., Phys. Rev. **85**, 944 (1952).
 B52b. Bisgard K. M., Proc. Phys. Soc. **65A**, 677 (1952).
 B52c. Beling J. K., Newton J. O., Rose B., Phys. Rev. **86**, 797 (1952); Phys. Rev. **87**, 670 (1952).
 B52d. Benoist-Gueutal P., J. Phys. Rad. **13**, 486 (1952).
 B53a. Benoist-Gueutal P., C. R. **236**, 691 (1953).
 B53b. Bohr A., Mottelson B. R., Dan. Mat. Fys., Medd. **27**, № 16 (1953).
 B53c. Bolgiano P., Madansky L., Rasetti F., Phys. Rev. **89**, 679 (1953).
 B53d. Bastin-Scoffier G., Sant'ana-Dionisio J., C. R. **236**, 1016 (1953).
 B53e. Battey J., Madansky L., Rasetti F., Phys. Rev. **89**, 182 (1953).
 B53f. Baerg A. P., Phys. Rev. **90**, 1121 (1953).
 B53g. Bouissieres G., Falk-Vairant P., Riou M., Teillac J., Victor C., C. R. **236**, 1874 (1953).
 B53h. Ballini M., Ann. de Phys. **8**, 441 (1953).
 B54a. Briggs G. H., Rev. Mod. Phys. **26**, 1 (1954).
 B54b. Bleaney, Liewellyn P. M., Pryce M. H., Hall G. R., Phil. Mag. **45**, 773 (1954).
 B54c. Bleaney B., Liewellyn P. M., Pryce M. H., Hall G. R., Phil. Mag. **45**, 991 (1954).
 B54d. M. van den Berg, Klinkenberg P. F. A., Physica **20**, 37, 461 (1954).
 B54e. Burcham W. E., Proc. Phys. Soc. **67A**, 555 (1954).
 B54f. Bohr A., Rotational States of Atomic Nuclei. Ejnar Munksgaard, Copenhagen, 1954.
 B55. Bohr A., Fröman P. O., Mottelson B. R., Dan. Mat. Fys., Medd. **29**, № 10 (1955).

C

- C31. Curie M., Debierne A., Eve A. S., Geiger H., Hahn O., Lind S. C., Meyer St., Rutherford E., Schweidler E., Rev. Mod. Phys. **3**, 427 (1931).
 C40. Cork J. M., Halpern J., Tafel H., Phys. Rev. **57**, 371 (1940).
 C46a. Chang W. Y., Phys. Rev. **69**, 60 (1946).
 C46b. Chang W. Y., Phys. Rev. **70**, 632 (1946).
 C48. Chang W. Y., Coor T., Phys. Rev. **74**, 1195 (1948).
 C49. Cunningham B. B., Werner L. B., J. Amer. Chem. Soc. **71**, 1521 (1949).
 C51a. Cork J. M., Branyan A. E., Stoddard A. E., Keller H. B., Le Blanc J. M., Childs W. J., Phys. Rev. **83**, 681 (1951).

- C51b. Cotton E., Ann. de Phys. **6**, 481 (1951).
- C54a. Conway J. G., McLaughlin R. D., Phys. Rev. **96**, 541 (1954).
- C54b. Conway J. G., McLaughlin R. D., Phys. Rev. **94**, 498 (1954).
- C54c. Choppin G. R., Thompson S. G., Ghiorso A., Harvey B. G., Phys. Rev. **94**, 1080 (1954).
- C55a. Choppin G. B., Harvey B. G., Thompson S. G., Ghiorso A., Phys. Rev. **98**, 1519 (1955).
- C55b. Church E. L., Sunyar A. W., BAPS **30**, № 1, 47 (1955).

D

- D50. Dardel G. von, Phys. Rev. **79**, 734 (1950).
- D52a. Dunlavey D. C., Seaborg G. T., Phys. Rev. **85**, 757A (1950).
- D52b. Dunlavey D. C., Seaborg G. T., Phys. Rev. **87**, 165 (1952).
- D53a. Diamond H., Fields P. R., Mech J., Inghram M. G., Hoss D. C., Phys. Rev. **92**, 1490 (1953).
- D53b. Demichelis F., Malvano R., Phys. Rev. **93**, 526 (1953); Nuovo Cim. **10**, 405, 1359 (1953).
- D53c. Devaney J. J., Phys. Rev. **91**, 597 (1953).
- D54. Diamond H., Magnusson L. B., Mech J. F., Stevens C. M., Friedman A. M., Studier M. H., Fieles P. R., Huizenga, J. R., Phys. Rev. **94**, 1083 (1954).
- D55a. Daggett E. H., Crove G. R., Phys. Rev., **99**, 1 (1955).
- D55b. Day P. P., Phys. Rev. **97**, 689 (1955).

E

- E47. English A. C., Cranshaw T. E., Demers P., Harwey J. A., Hincks E. P., Jelley J. V., May A. N., Phys. Rev. **72**, 253 (1947).
- E54. Engelkemeir D., Magnusson L. B., Phys. Rev. **94**, 1395 (1954).
- E54a. Eichelberger J. F., Jordan K. C., Orr S. R., Parks J. R., Phys. Rev. **96**, 719 (1954).
- E55. Engelkemeir D., Magnusson L. B., Rev. Sci. Instr. **26**, 295 (1955).

F

- F40. Frilley M., J. Phys. Rad. **1**, 34 (1940).
- F51. Faraggi H., Berthelot A., C. R. **232**, 2093 (1951).
- F52a. Falk-Vairant P., Teillac J., Victor C., J. Phys. Rad. **13**, 313 (1952).
- F52b. Freedman M. S., Wagner F., Engelkemeir D. W., Phys. Rev. **88**, 1155 (1952).
- F52c. Fleming E. H., Ghiorso A., Cunningham B. B., Phys. Rev. **88**, 642 (1952).
- F53a. Freed M., Tomkins F. S., Barnes R. F., Phys. Rev. **92**, 1324 (1953).
- F53b. Falk-Vairant P., Riou M., J. Phys. Rad. **14**, 65 (1953).
- F53c. Fred M., Tomkins F. S., Phys. Rev. **89**, 318 (1953).

- F54a. Fields P. R., Studier M. H., Mech J. F., Diamond H., Friedman A. M., Magnusson L. B., Huizenga J. R., Phys. Rev. **94**, 209 (1954).
- F54b. Friedman A. M., Harkness A. L., Fields P. R., Studier M. H., Huizenga J. R., Phys. Rev. **95**, 1501 (1954).
- F54c. Farwell G. W., Roberts J. E., Wahl A. C., Phys. Rev. **94**, 363 (1954).
- F54d. Frilley M., Rosenblum S., Valadares M., Bouissieres G., J. Phys. Rad. **15**, 45 (1954).
- F54e. Falk-Vairant P., Ann. de Phys. **9**, 524 (1954). C. R. **235**, 796 (1952).
- F54f. Falk-Vairant P., Teillac J., Valadares G., Benoist P., C. R. **238**, 1409 (1954); J. Phys. Rad. **16**, 125 (1955).
- F55a. Fred M., Tomkins F. S., Megges W. F., Phys. Rev. **98**, 1514 (1955).
- F55b. Frilley M., Rosenblum S., Valadares M., Bouissieres G., J. Phys. Rad. **16**, 378 (1955).

G

- G28a. Gamow G., Zeits f. Phys. **51**, 204 (1928); **52**, 496 (1929).
- G28b. Gurney R. W., Condon E. U., Nature **122**, 439 (1928).
- G30. Grosse A. V., J. Amer. Chem. Soc. **52**, 1742 (1930).
- G47. Gregoire P. G., Perey M., C. R. **225**, 733 (1947).
- G48. Ghiorso A., Meinke W. W., Seaborg G. T., Phys. Rev. **74**, 695 (1948).
- G49a. Ghiorso A., Meinke W. W., Seaborg G. T., Phys. Rev. **76**, 1414 (1949).
- G49b. Gamow G., Critchfield G. L., Theory of Atomic Nucleus and Nuclear Energy-Sources, Oxford, Clarendon Press, 1949.
- G51a. Ghiorso A., Phys. Rev. **82**, 979 (1951).
- G51b. Ghiorso A., Brittain J. M., Manning W. M., Seaborg G. T., Phys. Rev. **82**, 558 (1951).
- G51c. Grace M. A., Allen R. A., West D., Halban H., Proc. Phys. Soc. **64A**, 493 (1951).
- G51d. Ghiorso A., Thompson S. G., Street K., Seaborg G. T., Phys. Rev. **81**, 154 (1951).
- G52a. Ghiorso A., Higgins G. H., Larsh A., Seaborg G. T., Thompson S. G., Phys. Rev. **87**, 163 (1952).
- G52b. Goldhaber M., Hill R. D., Rev. Mod. Phys. **24**, 179 (1952).
- G53a. Graham R. L., Bell R. E., Can. J. Phys. **31**, 377 (1953).
- G53b. Gorodetzky S., Gallman A., Knipper A., Armbruster R. C. R. **237**, 245 (1953).
- G54a. Ghiorso A., Thompson S. G., Higgins G. H., Harvey B. G., Seaborg G. T., Phys. Rev. **95**, 293 (1954).
- G54b. Ghiorso A., Thompson S. G., Choppin G. R., Harvey B. G., Phys. Rev. **94**, 1081 (1954).
- G54c. Ghiorso A., Rossi G. B., Harvey B. G., Thompson S. G., Phys. Rev. **93**, 257 (1954).
- G54d. Glover K. M., Milsted J., Nature **173**, 1238 (1954).

H

- H38. Holloway M. G., Livingston M. S., Phys. Rev. **54**, 18 (1938).
- H47. Hagemann F., Katzin L. I., Studier M. H., Chiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **72**, 252 (1947).

- H50a. Hanna G. S., Harvey B. G., Moss N., Tunncliffe P. R., Phys. Rev. **78**, 716 (1950); **81**, 466 (1951).
- H50b. Hagemann F., Katzin L. I., Studier M. H., Seaborg G. T., Ghiorso A., Phys. Rev. **79**, 435 (1950).
- H50c. Hyde E. K., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **77**, 765 (1950).
- H50d. Hollander J. M., Leininger R. F., Phys. Rev. **80**, 915 (1950).
- H51. Hulet E. K., Thompson S. G., Ghiorso A., Streek K., Phys. Rev. **84**, 366 (1951).
- H52a. Harvey B. G., Phys. Rev. **85**, 482 (1952).
- H52b. Higgins G. H., Street K., Phys. Rev. **86**, 252 (1952).
- H53a. Hollander J. M., Perlman I., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys. **25**, 469 (1953).
- H53b. Hermann J., Acta Physica Austriaca **6**, вып. 4, 288 (1953).
- H53c. Hughes D. J., Palevsky H., Phys. Rev. **92**, 1206 (1953).
- H53d. Horton J., Sherr R., BAPS **28**, 1, 75 (1953).
- H53e. Hayaski T., Ishizaki Y., Kumabel, J. Phys. Soc. Japan **8**, 110 (1953).
- H53f. Hyde E. K., Asaro F., NSA **7**, 24B, 58 (1953).
- H53g. Horton J., Sherr R., Phys. Rev. **90**, 388 (1953).
- H54a. Harvey B. G., Thompson S. G., Ghiorso A., Choppin G., Phys. Rev. **93**, 1129 (1954).
- H54b. Hages G. R., Curtis M. L., Grove G. R., Phys. Rev. **96**, 817A (1954).
- H54c. Hulet E. K., Thompson S. G., Ghiorso A., Phys. Rev. **95**, 1703 (1954).
- H54d. Hyde E. K., Phys. Rev. **94**, 1221 (1954).
- H54e. Hulet E. K., Thompson S. G., Ghiorso A., Phys. Rev. **95**, 1703 (1954).
- H54f. Hutchinson W. P., White A. G., Nature **173**, 1238 (1954).
- H54h. Hoff R. W., Thompson S. G., Phys. Rev. **96**, 1350 (1954).
- H55a. Hoff R. W., NSA **9**, 6B, 29 (1955).
- H55b. Harvey B. G., Thompson S. G., Choppin G. R., Ghiorso A., Phys. Rev. **99**, 337 (1955).
- H55c. Hummel J. P., Asaro F., Perlman I., Phys. Rev. **93**, 261 (1955).
- H55d. Hummel J. P., Stephens F. S., Asaro J. F., Chetani A., Perlman I., Phys. Rev. **98**, 22 (1955).

J

- J48. Jelley J. V., Can. J. Research **26A**, 255 (1948).
- J51. Jaffey A. H., Diamond H., Hirsch A., Mech J., Phys. Rev. **84**, 785 (1951).
- J52. James R. A., Ghiorso A., Orth D. A., Phys. Rev. **85**, 369 (1952).
- J53. Jarvis C. J., Proc. Phys. Soc. **66A**, 1074 (1953).
- J54. Jentschke W., Juveland A. C., Kinsey G. H., Phys. Rev. **96**, 231 (1954).
- J55. Jaffe H., Passel T. O., Browne C. I., Perlman I., Phys. Rev. **97**, 142 (1955).

K

- K38. Kovarik A. F., Adams N. I., Phys. Rev. **54**, 413 (1938).
- K43. Karlik B., Bernert T., Naturwiss. **31**, 298 (1943). Zeits. f. Phys. **123**, 51 (1944).

- K44. Karlik B., Bernert T., Naturwiss. **32**, 44 (1944).
- K46. Kennedy J. W., Seaborg G. T., Segré E., Wahl A. C., Phys. Rev. **70**, 555 (1946).
- K47. Kinsey B. B., Phys. Rev. **72**, 526 (1947).
- K49a. Kienberger C. A., Phys. Rev. **76**, 1561 (1949).
- K49b. Kelly E. L., Segré E., Phys. Rev. **75**, 999 (1949).
- K50a. Kar K. C., Chaudhury M. L., Indian J. Phys. **24**, 545 (1950).
- K50b. O'Kelley G. D., Barton G. W., Crane W. W. T., Perlman I., Phys. Rev. **80**, 293 (1950).
- K51. Karraker D. G., Ghiorso A., Templeton D. H., Phys. Rev. **83**, 390; **81**, 510 (1951).
- K52. Kienberger C. A., Phys. Rev. **87**, 520 (1952).

L

- L34. Lewis W. B., Bowden B. V., Proc. Roy. Soc. **145A**, 235 (1934).
- L37. Landau L., Phys. Zeits. Sow. **11**, 556 (1937).
- L50. Lecoin M., Perey M., Riou M., Teillac J., J. Phys. Rad. **11**, 227 (1950).
- L53a. Lockett E. E., Thomas R. H., Nucleonics **11**, № 3, 14 (1953).
- L53b. Lindström G., Hedgran A., Alburger D. E., Phys. Rev. **89**, 1303 (1953).
- L54. Levy H. B., Perlman I., Phys. Rev. **94**, 152 (1954).

M

- M28. Meitner L., Zeits. f. Phys. **50**, 15 (1928).
- M49. Meinke W. W., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **75**, 314 (1949).
- M50a. Miller J. F., Hamilton J. G., Putnam T. M., Haymond H. R., Rossi G. B., Phys. Rev. **80**, 486 (1950).
- M50b. Magnusson L. B., Thompson S. G., Seaborg G. T., Phys. Rev. **78**, 363 (1950).
- M50c. Mack J. E., Rev. Mod. Phys. **22**, 64 (1950).
- M50d. Meinke W. W., Seaborg G. T., Phys. Rev. **78**, 475 (1950).
- M51. Meinke W. W., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **81**, 782 (1951).
- M52a. Momyer F. F., Hyde E. K., Ghiorso A., Glenn W. F., Phys. Rev. **86**, 805 (1952).
- M52b. Meinke W. W., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **85**, 429 (1952).
- M52c. Muller D. E., Hoyt H. C., Klein D. J., Du Mond J. W. M., Phys. Rev. **88**, 775 (1952).
- M52d. Mladjenovic M., Hedgran A., Physica **18**, 1242 (1952).
- M53a. Momyer F. F., NSA **7**, 24B, 58 (1953).
- M53b. Mackenzie D. R., Lounsbury M., Boyd A. W., Phys. Rev. **90**, 327 (1953).
- M53c. Mack R. C., Neuer J. J., Pool M. L., Phys. Rev. **91**, 497 (1953).
- M53d. Marin P., Bishop G. R., Halban H., Proc. Phys. Soc. **66A**, 608 (1953).
- M54a. Monhasser A., Riou M., C. R. **238**, 2520 (1954).
- M54b. Mihelich J. W., Schardt A. W., Segré E., Phys. Rev. **95**, 1508 (1954).

- M54c. Mladjenovic M., Slätis H., Arkiv Fysik 8, 65 (1954).
- M54d. Mladjenovic M., Hedgran A., Arkiv Fysik 8, 49 (1954).
- M54e. Magnusson L. B., Studier M. H., Fields P. R., Stevens C. M., Mech J. F., Friedman A. M., Diamond N., Huizenga J. R., Phys. Rev. 96, 1576 (1954); 94, 1083 (1954).
- M54f. Milton J. C. D., Fraser J. S., Phys. Rev. 95, 628 (1954).
- M54g. Meyer D. I., Schmidt F. H., Phys. Rev. 94, 927 (1954).
- M54h. Milsted J., Rosenblum S., Valadares M., C. R. 239, 259, 700 (1954).
- M54i. Moore R. L., BAPS 29, № 6, 23 (1954).
- M55a. Momyer F. F., Hyde E. K., J. Inorg. and Nucl. Chem. 1, 274 (1955).
- M55b. Momyer F. F., Asaro F., Hyde E. K., J. Inorg. and Nucl. Chem. 1, 267 (1955).
- M55c. Magnusson L. B., Engelkemeir D. W., Freedman M. S., Porter F. T., Wagner F., BAPS 30, № 7, 10 (1955).
- M56. Momyer F. F., Hyde E. K., Phys. Rev. 101, 136 (1956).

N

- N39. Nier A. O., Phys. Rev. 55, 150 (1939).
- N49. Newton A. S. Phys. Rev. 75, 209 (1949).
- N50a. Neumann H. M., Perlman I., Phys. Rev. 78, 191 (1950).
- N50b. Neumann H. M., Howland J. J., Perlman I., Phys. Rev. 77, 720 (1950).
- N51. Neumann H. M., Perlman I., Phys. Rev. 81, 958 (1951).
- N53a. Novakow E. T., Bull. Sci. Cons. Acad., Yugoslavie 1, 11 (1953).
- N53b. Newton J. O., Rose B., Phys. Rev. 89, 1157 (1953).
- N54a. Newton J. O., Rose B., Phil. Mag. 45, 58 (1954).
- N54b. Novey T. B., Phys. Rev. 96, 547; 89, 672 (1953).

P

- P39. Perey M., C. R. 208, 97 (1939); J. Phys. Rad. 10, 4, 35 (1939).
- P47. Preston M. A., Phys. Rev. 71, 865 (1947).
- P50a. Perlman I., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. 77, 26 (1950).
- P50b. Pryce M. H. L., Proc. Phys. Soc. 63A, 692 (1950).
- P53. Pearce R. M., Mann K. S. Can. J. Phys. 31, 592 (1953).
- P54a. Perlman I., Asaro F., Ann. Rev. of Nuclear Sci., 1954, crp. 159.
- P54b. Philbert G., Genin J., Vigneron L., J. Phys. Rad. 15, 16 (1954).

R

- R27. Rutherford E., Phil. Mag. 4, 580 (1927).
- R36. Rosenblum S., Guiffot M., Perey M., C. R. 202, 1274 (1936).
- R48. Rosenblum S., Valadares M., I. Vial, C. R. 227, 1088 (1948).
- R49a. Rosenblum S., Valadares M., Perey M., Vial J., C. R. 229, 1009 (1949).
- R49b. Rosenblum S., Cotton E., Bouissieres G., C. R. 229, 825 (1949).
- R50a. Reynolds F. L., Hulet E. K., Street K., Phys. Rev. 80, 467 (1950).

- R50b. Riou M., J. Phys. Rad. **11**, 185 (1950); C. R. **228**, 678 (1949).
 R51a. Rytz A., C. R. **233**, 790 (1951).
 R51b. Reed G. W., NSA **5**, 5421 (1951).
 R52a. Rosenblum S., Valadares M., Guillot M., C. R. **234**, 1767 (1952).
 R52b. Riezler W., Porschen W., Zeits. Naturforsch. **7a**, 634 (1952).
 R53a. Rasmussen J. O., Thompson S. G., Ghiorso A., Phys. Rev. **89**, 33 (1953).
 R53b. Rasetti F., Booth E. C., Phys. Rev. **90**, 388; **91**, 315 (1953).
 R53c. Roy R. R., Goes M. L., Nature **172**, 360 (1953).
 R53d. Rasetti F., Booth E. C., BAPS **281**, 26 (1953).
 R53e. Rosenblum S., Valadares M., C. R. **236**, 196 (1953).
 R53f. Rosenblum S., Valadares M., C. R. **236**, 196 (1953).
 R53g. Riou M., Ann. de Phys. **8**, 535 (1953).
 R54a. Rosenblum S., Valadares M., Blandin-Vial J., Bernas R., C. R. **238**, 1496 (1954).
 R54b. Rosenblum S., Tyren H., C. R. **239**, 1205 (1954).
 R54c. Rosenblum S., Valadares M., Guillot M., J. Phys. Rad. **15**, 129 (1954); C. R. **235**, 238 (1952).
 R54d. Roy R. R., Goes M. L., C. R. **238**, 469, 581 (1954).
 R54e. Rasmussen J. O., Arkiv Fysik **7**, 185 (1954).
 R54f. Rosenblum S., Valadares M., Bernas R., C. R. **239**, 759 (1954).
 R55a. Rowland R. E., Phys. Rev. **99**, 757 (1955).
 R55b. Raboy S., Novey T. B., Krohn V. E., Phys. Rev. **98**, 1187 (1955).

S

- S37. Surugue J., Ann. de Phys. **8**, 484 (1937).
 S46. Surugue J., J. Phys. Rad. **7**, 145 (1946).
 S47a. Svartholm L., Siegbahn K., Arkiv Mat. Astron. Eys. **33A**, № 4, 21 (1947).
 S47b. Seren L., Friedlander H. N., Turkel S. H., Phys. Rev. **72**, 888 (1947).
 S47c. Seaborg G. T., Gofman J. W., Stoughton R. W., Phys. Rev. **71**, 378 (1947).
 S48. Studier M. H., Hyde E. K., Phys. Rev. **74**, 591 (1948).
 S50. Street K., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **79**, 530 (1950).
 S51. Sturm W. J., Johnson V., Phys. Rev. **83**, 542 (1951).
 S52a. Silverston D. A., Proc. Phys. Soc., **65A**, 344 (1952).
 S52b. Segré E., Phys. Rev. **86**, 21 (1952).
 S53. Szeinsznajder D., J. Phys. Rad. **14**, 465 (1953).
 S54a. Stephens F., Hummel J., Asaro F., Perlman I., BAPS **29**, № 8, 13 (1954).
 S54b. Stephens F., Asaro F., Perlman I., Phys. Rev. **96**, 1568 (1954).
 S54c. Smith K. F., Цит. в работе Phys. Rev. **96**, 1593 (1954).
 S54d. Stevens C. M., Studier M. H., Fields P. R., Mech J. F., Sellers P. A., Friedman A. M., Diamond H., Huizenga J. R., Phys. Rev. **94**, 974 (1954).
 S54e. Sunyar A. W., Phys. Rev. **95**, 626 (1954).
 S54f. Spiess F. N., Phys. Rev. **94**, 1292 (1954).
 S54g. Studier M. H., Fields P. R., Diamond H., Mech J. F., Friedman A. M., Sellers P., Pily G., Stevens C. M., Magnusson L. B., Huizenga J. R., Phys. Rev. **93**, 1428 (1954).

- S54h. Scharff-Goldhaber G., Der-Mateosian E., Harbottle G., Mc-Keown M., Phys. Rev. **99**, 180 (1955).
 S54i. Sellers P. A., Stevens C. M., Studier M. H., Phys. Rev. **94**, 952 (1954).
 S55. Vander—Sluis K. L., Mc-Nally J. R., J. Opt. Soc. Amer. **45**, 65 (1955); **44**, 87 (1954).

T

- T47a. Templeton D. H., Howland J. J., Perlman I., Phys. Rev. **72**, 758 (1947).
 T47b. Templeton D. H., Howland J. J., Perlman I., Phys. Rev. **72**, 766 (1947).
 T48. Templeton D. H., Perlman I., Phys. Rev. **73**, 1211 (1948).
 T50a. Thompson S. G., Street K., Ghiorso A., Reynolds F. L., Phys. Rev. **80**, 1108 (1950).
 T50b. Templeton D. H., Phys. Rev. **78**, 312 (1950).
 T50c. Thompson S. G., Street K., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **80**, 790 (1950).
 T50d. Thompson S. G., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **80**, 781 (1950).
 T50e. Thompson S. G., Street K., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. **78**, 298 (1950).
 T51a. Thompson S. G., Street K., Ghiorso A., Reynolds F. L., Phys. Rev. **84**, 165 (1951).
 T51b. Tomkins F. S., Fred M., Meggers W. F., Phys. Rev. **84**, 168 (1951).
 T51c. Tobailem J., C. R. **233**, 1360 (1951).
 T52a. Teillac J., Falk-Vairant P., Victor C., C. R. **234**, 1051 (1952).
 T52b. Teillac J., Ann. de Phys. **7**, 395 (1952).
 T53a. Temmer G. M., Wyckoff J. M., Phys. Rev. **92**, 913, 849A (1953).
 T53b. Teillac J., Riou M., Desneiges P., C. R. **237**, 41 (1953).
 T54. Thompson S. G., Ghiorso A., Harvey B. G., Choppin G. R., Phys. Rev. **93**, 908 (1954).
 T55a. Tolhoek H. A., Brussaard P. J., Physica **21**, 449 (1955).
 T55b. Turner J. E., Phil. Mag. **378**, 687 (1955).

V

- V52a. Vestergaard R., Haeffner E., Arkiv Fysik **3**, 557 (1952).
 V52b. Vieira G., Salgueiro L., C. R. **234**, 1765 (1952).
 V52c. Victor C., Teillac J., Falk-Vairant P., Boussieres G., J. Phys. Rad. **13**, 565 (1952).
 V53a. Valladas G., C. R. **237**, 1673 (1953).
 V53b. Valladas G., Bernas R., C. R. **236**, 2230 (1953).

W

- W42. Ward A. G., Proc. Roy. Soc. **181A**, 183 (1942).
 W48. Walen R. J., C. R. **227**, 1090 (1948); J. Phys. Rad. **10**, 95 (1949).
 W49. Van Winkle Q., Larson R. G., Katzin L. J., J. Amer. Chem. Soc. **71**, 2585 (1949).

- W51. Westrum E. F., Phys. Rev. **83**, 1249 (1951).
W52a. Wagner F., Freedman M. S., Engelkemeir D. W., Magnusson L. B., Phys. Rev. **88**, 171 (1952).
W52b. West D., Dawson J. K., Mandelberg C. J., Phil. Mag. **43**, 875 (1952).
W54. Winn M. M., Proc. Phys. Soc. **67A**, 949 (1954).

Z

- Z33. Zexl Th., Zeits. f. Phys. **81**, 163 (1933).
Z48. Zajac B., Broda E., Feather N., Proc. Phys. Soc. **60A**, 501 (1948).
-

