

Впервые опубликовано в «УФН»
в июне 1930 г. и апреле 1933 г.

ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА (I, IV)

Г.А. Гамов

I. Теория радиоактивного распада

1. Всякому (или, по крайней мере, всякому берущему в руки этот журнал) известно, что атом состоит из тяжелого, несущего положительный заряд ядра и системы электронов, вращающихся вокруг него наподобие маленькой планетной системы. Это — так называемая модель атома Резерфорда—Бора.

За последние два десятка лет дружное сотрудничество экспериментаторов и теоретиков дало возможность в деталях изучить и объяснить законы электронной системы атома, и в настоящий момент теорию строения атома можно считать практически законченной. Изучение атома заставило нас пересмотреть приложимость законов классической механики, оказавшейся верной лишь приближенно, и привело к новой системе квантовой (или волновой) механики.

Параллельно с этим шло развитие учения о строении ядра. Уже открытое в конце прошлого века явление радиоактивности указывало на то, что ядро атома не есть простая единица, но имеет весьма сложную структуру. Частицы α и β , наблюдаемые при радиоактивном распаде элементов, были истолкованы Резерфордом как составные части ядра, выбрасываемые из неустойчивых ядер тяжелых атомов, а наблюдаемое при распаде весьма жесткое излучение, γ -лучи — как электромагнитные возмущения, вызванные перестройкой ядер после распада.

Дальнейшие опыты Резерфорда показали также возможность искусственного расщепления ядер обычно устойчивых элементов под влиянием внешних энергичных воздействий.

Открытие изотопов и исследования Астона, показавшего, что атомные веса их выражаются числами, весьма близкими к целым, сделало более чем вероятным предположение, что ядра всех элементов построены из протонов и электронов, причем весьма большую роль в строении ядра имеют образования,

состоящие из четырех протонов и двух электронов (α -частицы) и обладающие весьма большой устойчивостью.

Весьма точное измерение атомных весов изотопов обнаружило небольшие отклонения от целых чисел (дефект массы), что привело к возможности определения полной энергии, связывающей отдельные структурные элементы ядра в одно целое.

Детальные исследования спектров γ -лучей, показавшие их линейчатую структуру, — исследования, которыми мы обязаны главным образом Эллису и Мейтнер, — привели к заключению, что в ядре атома мы имеем дело с существованием определенных квантовых уровней энергии, вполне аналогичных тем, которые мы встречаем в электронной системе атома.

Наконец в самое последнее время наблюдение сверхтонкой структуры линий оптического спектра дало указание на существование определенного магнитного момента ядра и возможность его определения^(1*).

В настоящее время мы имеем чрезвычайно богатый, но, по правде сказать, чрезвычайно беспорядочный экспериментальный материал, касающийся атомного ядра, и как раз время для теоретиков, вооруженных мощным орудием современной квантовой механики, взяться за вопрос о строении ядра и объяснение наблюдаемых фактов и закономерностей.

2. Ввиду чрезвычайной трудности воздействовать на атомное ядро имеющимися в нашем распоряжении средствами, материал, полученный этим путем, чрезвычайно беден, и естественно ожидать, что первые теоретические заключения о строении ядра должны быть получены из изучения естественного распада тяжелых атомов (явление радиоактивности) — области, в настоящее время весьма детально исследованной.

Наиболее удивительный факт, с которым мы

рассеяния α - частиц, и теоретические заключения сводятся, примерно, к следующему. Для легких элементов (Mg, Al) аномальные силы притяжения начинают сказываться на расстояниях порядка 10^{-12} см, варьируя примерно обратно пропорционально четвертой или пятой степени расстояния, и пересиливают кулоновские отталкивания на расстоянии около $3 \cdot 10^{-13}$ см от центра ядра — на меньших расстояниях α - частиц находится, очевидно, уже под влиянием суммарных притягательных сил. Для интересующих нас ядер тяжелых радиоактивных элементов, ввиду их большого заряда, имеющиеся в нашем распоряжении α - частиц не могут подойти на столь близкие расстояния и достигнуть области аномальных сил. Резерфорд и Чадвик в опытах с рассеянием α - частиц в уране могли достигнуть (используя самые быстрые α - частицы) лишь расстояния $3 \cdot 10^{-12}$ см, и никаких отклонений от нормального рассеяния не было замечено — область притягательных сил, очевидно, лежит здесь гораздо ближе к ядру, чем $3 \cdot 10^{-12}$ см.

Казалось бы, что результаты этих опытов с ураном весьма мало могут нам помочь, поскольку область притягательных сил не могла быть достигнута; однако именно в этих опытах и заключался ключ к разгадке явления α - распада.

При сопоставлении с данными о распаде самих ядер урана опыты эти приводят к парадоксу, совершенно необъяснимому с точки зрения классической механики. В самом деле: ядра атомов урана являются неустойчивыми и выбрасывают α - частицы с энергией около $6,8 \cdot 10^{-6}$ эрг. Согласно нашему предположению о существовании притягательных сил вблизи ядра, α - частица, сидящая в ядре радиоактивного элемента, окружена своего рода потенциальным барьером, как показано на рис. 2. Тот факт, что еще на расстояниях $3 \cdot 10^{-12}$ см мы имеем лишь кулоновские силы, указывает, что максимальная высота барьера, во всяком случае, больше, чем

$$\frac{2(Z-2)e^2}{3 \cdot 10^{-12}} = 14 \cdot 10^{-6} \text{ эрг (для урана } Z=92).$$

Как может α - частица урана с энергией всего лишь $6,8 \cdot 10^{-6}$ эрг «перекатиться» через такой барьер? Другими словами: если α - частицы RaC', употребляемые в опытах рассеяния в уране, «вкатываясь» по внешнему откосу барьера, далеко еще не могли достигнуть его вершины, как могут α - частицы урана, обладающие значительно меньшей энергией, перекатиться через барьер и вылететь наружу? С точки зрения классической механики α - частица, проходя через такой барьер, более высокий, чем ее полная энергия, должна была бы обладать внутри барьера

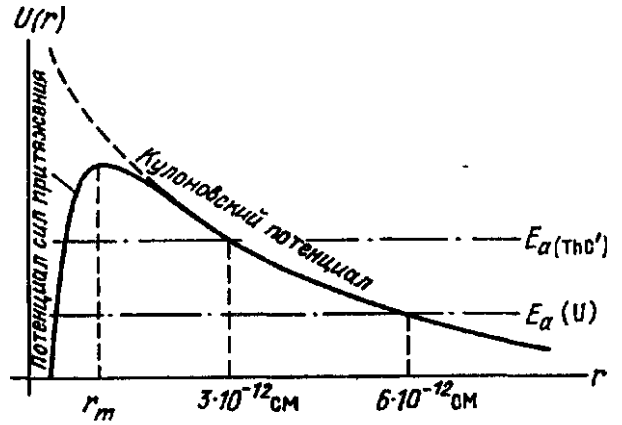


Рис. 2

«отрицательной кинетической энергией» и, следовательно, «мнимой скоростью». Однако возможность такого явления, находящегося в резком противоречии с классической механикой, есть прямое следствие современной волновой механики. Подобно тому как в волновой оптике свет, падая на границу раздела двух сред под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения, отчасти проникает во вторую среду, так же точно в волновой механике волны де Бройля—Шрёдингера могут отчасти проникать в область «мнимой скорости», давая возможность частицам «перекатиться» через барьер.

Мы разберем сейчас простейший случай прямоугольного барьера и выведем формулы для его «проницательной способности». Распределение потенциала мы зададим условиями

$$\begin{aligned} U(x) &= 0, & x < 0, \\ U(x) &= U_0, & 0 < x < l, \\ U(x) &= 0, & l < x. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнение Шрёдингера пишется в виде

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} U(x) \Psi = 0. \quad (3)$$

Полагая

$$\varphi(x, t) = \Psi(x) \exp\left(\frac{2\pi i E t}{h}\right), \quad (4)$$

где E произвольная постоянная, дающая энергию системы, имеем для определения Ψ

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U(x)) \Psi = 0. \quad (5)$$

Мы рассматриваем случай проникновения через барьер, непроницаемый классически, и потому $E < U_0$ (рис. 3). Решения уравнения (5) в областях I, II и III будут соответственно

$$\Psi_I(x) = A_+ e^{ikx} + A_- e^{-ikx}, \quad (6)$$

$$\Psi_{II}(x) = B_+ e^{k'x} + B_- e^{-k'x}, \quad (6')$$

$$\Psi_{III}(x) = C_+ e^{ikx} + C_- e^{-ikx}, \quad (6'')$$

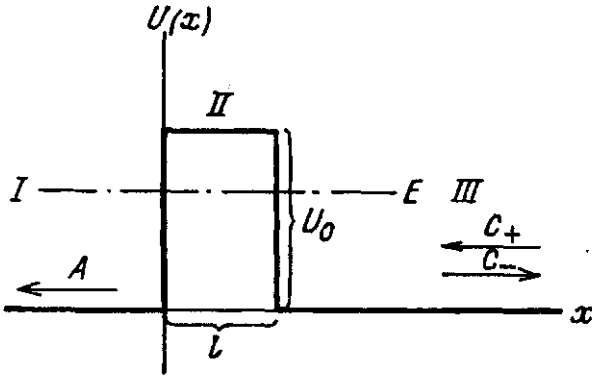


Рис. 3

где

$$k = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2mE}, \quad k' = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2m(U_0 - E)}. \quad (7)$$

Эти решения должны на границах прыжка потенциала ($x = 0, x_1 = l$) удовлетворять условиям непрерывности самой функции и ее первой производной.

Подставляя значения (6) в (4), мы видим, что выражения (6) и (6'') представляют каждое две бегущие в противоположных направлениях волны с амплитудами A_+ и A_- и соответственно C_+ и C_- . По физическому смыслу искомого решения мы должны иметь две волны (падающую и отраженную) в области III, но всего лишь одну волну (прошедшую через барьер) в области I.

Соответственно этому мы должны в формуле (6'') положить $A_- = 0$ (и $A_+ = A$). Условия непрерывности на границах дают

$$B_+ = \frac{1}{2}A \left(1 + i\frac{k}{k_1}\right), \quad B_- = \frac{1}{2}A \left(1 - i\frac{k}{k_1}\right), \quad (8)$$

$$C_+ = A(\text{ch } k'l + iD \text{ sh } k'l), \quad (9)$$

$$C_- = iAS (\text{sh } k'l) e^{ikl},$$

где

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k}\right), \quad D = \frac{1}{2} \left(\frac{k}{k'} - \frac{k'}{k}\right). \quad (9')$$

Из (9) получаем:

$$|A|^2 = |C_+|^2 - |C_-|^2, \quad (10)$$

что дает закон сохранения потока частиц. Коэффициент проницаемости барьера, даваемый отношением квадратов амплитуд прошедшей и падающей волны, оказывается равным

$$\alpha = \frac{|A|^2}{|B|^2} = \frac{1}{\text{ch}^2 k'l + D^2 \text{sh}^2 k'l} \quad (11)$$

в случае $k'l \gg 1$, что всегда имеет место для барьеров, встречающихся при α -распаде, мы можем заменить гиперболические функции через $e^{k'l/2}$ и по-

лучаем для коэффициента прозрачности

$$\alpha = \frac{4}{(1 + D)^2} \exp\left(-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h}\sqrt{U_0 - E}l\right). \quad (11')$$

Из (11) мы видим, что здесь главную роль играет показательный фактор

$$\exp\left(-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h}\sqrt{U_0 - E}l\right), \quad (12)$$

который при достаточной высоте и ширине барьера может быть чрезвычайно мал; для радиоактивных ядер этот фактор оказывается порядка 10^{-30} , чем и объясняются весьма длинные периоды радиоактивного распада.

Нами разобран случай прямоугольного барьера, однако можно показать, что вполне аналогичная формула будет верна для барьера любой формы, если проницаемость этого барьера мала. В этом случае фактор (12) должен быть заменен на

$$\exp\left(-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U(r) - E} dr\right), \quad (13)$$

где интегрирование производится по всей области мнимой скорости (т.е. там, где $U(r) > E$).

3. Переходя к вопросу о вылете α -частицы из ядра, окруженного некоторым потенциальным барьером (см. п. 2), мы прежде всего должны знать форму этого барьера. Мы уже видели, что ход потенциала аномальных притягательных сил вблизи и внутри ядра (внутренний скат) точно не известен; с другой стороны, легко видеть, что точный ход потенциала на внутреннем крутом спуске барьера сравнительно мало влияет на его проницаемость. В этом случае является самым рациональным сделать наиболее простые предположения о его форме; для последующих вычислений мы примем модель барьера, даваемую формулами (14) (рис. 4):

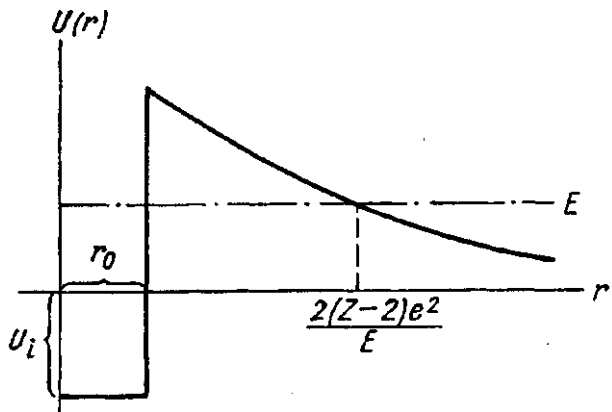


Рис. 4

$$U(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r} \text{ при } r > r_0, \quad (14)$$

$$U(r) = U_i = \text{const при } r < r_0.$$

Эта модель характеризуется двумя неизвестными величинами: радиусом ядра r_0 и внутренним потенциалом U_i .

Вопрос о вылете α -частицы из пространства, окруженного потенциальным барьером, сводится к решению волнового уравнения, дающего вне ядра разбегающуюся сферическую волну. Эта задача приводит к ряду дискретных (квантовых) энергий α -частицы, сидящей внутри барьера, и к ряду соответствующих вероятностей вылета.

В настоящем очерке мы, однако, не будем останавливаться на точном решении задачи и удовлетворимся приближенным выводом, вполне, однако, достаточным для сравнения с опытными данными. Ввиду большой высоты барьера мы можем в первом приближении рассматривать движение частицы внутри ядра как заключенной между бесконечно высокими стенками, забывая о том, что через миллиона два лет частица все же вылетит. Нас будет интересовать лишь состояние наименьшей энергии (основная орбита), так как сейчас можно считать более чем вероятным, что все α -частицы в ядре имеют квантовое число — единицу.

В этом случае^(2*), как известно, кинетическая энергия частицы выразится следующей формулой:

$$K = \frac{h^2}{8\pi m r_0^2}. \quad (15)$$

Принимая во внимание, что дно нашей ямы находится на уровне U_i , мы имеем для полной энергии, с которой α -частица может вылететь наружу, значение

$$E = U_i + \frac{h^2}{8\pi r_0^2}. \quad (15')$$

Вероятность вылета может быть вычислена приближенно, как произведение «числа столкновений α -частицы с барьером» на его проницаемость, т.е.

$$\lambda = \frac{\sqrt{E - U_i}}{\sqrt{2m r_0}} \times \frac{2(Z-2)e^2}{r} \int_{r_0}^E \sqrt{\frac{2(Z-2)e^2}{r} - E} dr. \quad (16)$$

Принимая во внимание, что внутри промежутка интегрирования

$$\frac{2(Z-2)e^2}{r} \gg E,$$

и интегрируя, имеем

$$\lambda = \frac{\sqrt{E - U_i}}{\sqrt{2m r_0}} \exp \left[-\frac{4\pi^2 e^2 \sqrt{2m} Z - 2}{h \sqrt{E}} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{(Z-2)r_0} \right], \quad (16')$$

или, вводя скорость α -частицы v ,

$$\lambda = \frac{\sqrt{v^2 - (2U_i/m)}}{2r_0} \exp \left[-\frac{8\pi^2 e^2 Z - 2}{h v} - \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{(Z-2)r_0} \right]. \quad (16'')$$

Формулы (15') и (16') достаточны для вычисления энергии и константы распада при данной модели ядра, а также для обратного вычисления постоянных модели r_0 и U_i для известных радиоактивных элементов.

Здесь мы должны подчеркнуть существенную разницу между приложимостью обеих формул к реальным случаям. В формуле, определяющей λ , первенствующую роль играет показательный множитель, зависящий, кроме известных величин, лишь от радиуса ядра r_0 . Величина U_i , которая определяет некий средний потенциал внутри ядра и существенно зависит от вида модели, входит лишь в первый множитель, играющий ничтожно малую роль^(3*).

Ввиду этого формула (16') (и ей подобные) могут служить для весьма точного вычисления радиуса ядра радиоактивных элементов r_0 . Формула для E , напротив, весьма зависит от принятой модели внутренности ядра и ввиду этого значения U_i , полученные таким образом, могут давать пока лишь весьма общее представление о внутреннем потенциале.

Формула (16'), дающая экспоненциальную зависимость константы распада от энергии α -частицы, представляет собой математическое выражение закона Гейгера—Нэттола. Выражение (16'') показывает, что $\log \lambda$ не является линейной функцией от E и может быть принят за таковую лишь для малых изменений E ; в действительности график ($\log \lambda$, E) является кривой линией с вогнутостью к оси E , что хорошо согласуется с опытными данными (см. п. 2). Второе важное заключение, вытекающее из теории, заключается в том, что $\log \lambda$ зависит не только от E , но и от атомного номера элемента Z , и график ($\log A$, E) фактически нереален. Однако благодаря тому, что в ряду радиоактивных элементов энергия испускаемых α -частиц изменяется обычно параллельно с атомным номером Z , график Гейгера—Нэттола дает более или менее гладкую кривую. В тех местах, где параллельность хода энергии α -частиц и атомного номера элемента нарушается (например, для AcX), следует ожидать аномалии в ходе кривой Гейгера

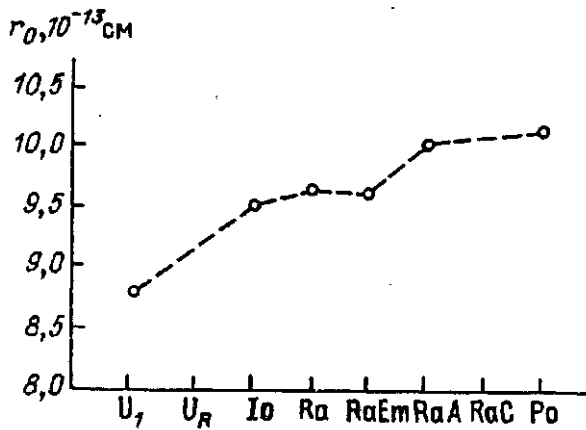


Рис. 5

Нэттола. Это является объяснением давно известных отступлений от этого закона; наблюдаемые угловатости в графике ($\log \lambda$, E) вполне совпадают с предсказанием теории.

Мы уже указывали, что формула (16'') может служить для весьма точного определения радиуса ядра. Полученные значения радиуса r_0 нашей модели для семейства урана — радиус даны на рис. 5. Мы видим, что радиус довольно правильно убывает с уменьшением атомного веса ядра. Уменьшение радиуса примерно обратно пропорционально кубическому корню из атомного веса (эта правильность простирается также в область легких элементов, для которых радиус может быть определен из аномального рассеяния α -частиц), что приводит к заключению, что плотность ядра всегда остается постоянной.

4. Казалось бы, что явление β -распада должно быть легко объяснено на тех же общих основаниях, как и α -распад.

В самом деле, явление выбрасывания ядерного электрона во многих отношениях аналогично выбрасыванию α -частицы. Мы встречаемся здесь с теми же весьма длинными периодами и с количественно той же зависимостью между энергией и периодом распада: более медленным β -частицам соответствуют более долгие периоды жизни ядра.

Существенным отличием, однако, является факт размытости спектра β -частиц.

Исследованиями Эллиса вполне достоверно установлено, что β -частицы покидают ядра со скоростями, варьирующими в весьма широких пределах; с другой стороны, совершенно отсутствует какой-либо процесс, могущий скомпенсировать эту размытость энергий и подвести баланс общей энергии ядра. Согласно закону сохранения энергии, ядра, получающиеся после β -распада, должны были бы иметь самый разнообразный запас энергии, а между тем дис-

кретность скоростей α -частиц и линейчатость γ -спектров указывает на вполне определенную дискретную энергию ядер. Мы приходим, таким образом, к заключению, что для находящихся внутри ядра и вылетающих из него электронов закон сохранения энергии оказывается неприменимым.

Это и целый ряд других затруднений, связанных с вопросом о движении электронов внутри ядра, указывают, что здесь мы натолкнулись на что-то совершенно новое, не могущее быть объясненным на основании современных теоретических представлений. Несомненно, что все эти трудности квантования частиц, двигающихся со скоростью, весьма близкой к скорости света, находятся в непосредственной связи с теми фундаментальными противоречиями, которые встретила современная теоретическая физика в попытках обобщения волновой механики на случаи релятивистского движения. Исследование свойств электронов в ядре является в настоящее время единственной областью, могущей дать экспериментальный материал для дальнейшего развития основных принципов теоретической физики.

ПРИМЕЧАНИЯ (к части I)

⁽¹⁾Ср. статью С. Фриша в том же выпуске «Успехов физических наук» (1930, т. 10, вып. 4, с. 570).

⁽²⁾Задача сводится к нахождению основной частоты сферического резонатора (акустика).

⁽³⁾За это говорит хотя бы тот факт, что пять предложенных до настоящего времени методов получения дают пять различных выражений этого коэффициента, что, однако, несколько не сказывается на численных результатах.

IV. Общее строение ядра ^(1*)

1. В предыдущих статьях настоящего очерка мы останавливались подробно на рассмотрении целого ряда ядерных процессов, как то: естественных и искусственных преобразований ядер и связанного с этими преобразованиями возбуждения ядра, ведущего к испусканию γ -лучей. Сейчас мы переходим к общему вопросу о составных частях ядра и о силах, связывающих их в одно целое. Согласно современным представлениям всякое ядро составлено из двух родов элементарных частиц, из протонов и электронов. Число первых непосредственно дается величиной атомного веса M , а число последних — разностью между атомным весом ядра и его атомным номером Z . Как хорошо известно, масса какого-либо ядра не равна сумме масс входящих в его состав протонов и электронов, а меньше последней на некоторую величину ΔM , носящую название полного дефекта массы и связанную с полной энергией внутренней связи

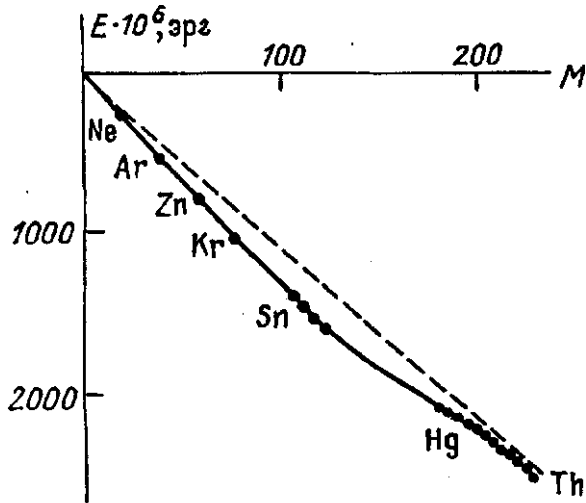


Рис. 1

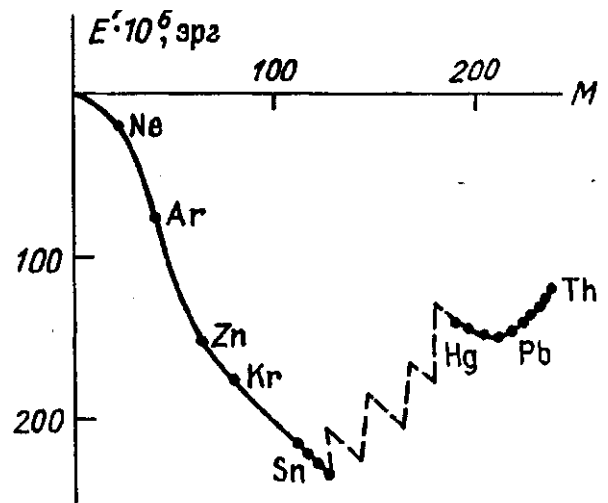


Рис. 2

ядра релятивистским соотношением

$$E = \Delta M \cdot c^2, \quad (1)$$

где c — скорость света. Точные измерения атомных весов различных изотопов, которыми мы обязаны, главным образом, работам Астона, дают нам возможность вычислить эти энергии связи для целого ряда ядер. Имеющийся в настоящее время материал по этому вопросу представлен графически на рис. 1, где внутренняя энергия связи отложена как функция атомного веса. Мы видим, что в первом приближении мы можем считать полную энергию связи пропорциональной числу составных частей ядра. Само собой напрашивается, однако, предположение, что в сложных ядрах элементарные его составные части (протоны и электроны) соединяются в некоторые устойчивые образования, играющие в сложных ядрах самостоятельную роль. Такими единицами второго порядка могут, например, являться недавно открытые простейшие ядра-нейтроны (протон+электрон), ядра водородного изотопа (два протона+электрон) и, наконец, давно известные, чрезвычайно устойчивые ядра гелия, или α -частицы (четыре протона+два электрона). Делая определенные гипотезы о составе ядра, мы можем получить энергию, связывающую между собой эти составные части, вычитая из полной энергии ядра внутреннюю энергию этих образований.

До последнего времени считалась наиболее вероятной гипотеза, заключающаяся в том, что внутри ядра образуется максимально возможное число α -частиц, причем в остатке остаются всегда не больше трех внеальфовых протонов и некоторое число внеальфовых электронов. Эта гипотеза базировалась, главным образом, на относительно громадном дефекте массы α -частицы, равном, как известно, $42,3 \cdot 10^{-6}$ эрг. На основании этой гипотезы мы мо-

жем вычислить энергию связи между α -частицами и не вошедшими в их состав протонами и электронами. Эта энергия, получающаяся просто как разность между кривой на рис. 1 и прямой пунктиром с угловым коэффициентом, равным энергии связи одной α -частицы, представлена на рис. 2. Мы видим, что примерно до середины пути кривая довольно гладко спускается вниз, но дальше начинает подниматься самым необычным образом: экспериментальные точки дают отрезки кривой, все еще спускающиеся слева направо, но сами эти отрезки отделены громадными скачками. Такой ход кривой весьма странен и вызывает подозрение, не есть ли это следствие неправильности гипотезы об образовании максимального числа α -частиц в сложном ядре. В самом деле, кривая рис. 2 может быть сглажена, если мы предположим, что в тяжелых ядрах часть α -частиц диссоциирована и что имеющиеся на кривой скачки обусловлены непринятием этого во внимание. Такое предположение подтверждается также рядом указаний из других областей; например, имея в ядре всегда не более трех протонов, весьма трудно было бы объяснить большие вращательные моменты, наблюдаемые у ряда тяжелых ядер.

Совершенно новым предположением относительно составных частей ядра является предположение, бывшее непосредственным следствием открытия нейтронов, согласно которому каждый ядерный электрон связан в первую голову с одним из ядерных протонов, образуя нейтрон. Таким образом, мы имеем в ядре Z протонов и $A - Z$ нейтронов, которые в свою очередь, соединяясь в группы по две пары, образуют α -частицы. Таким образом, мы получаем следующий состав ядра: для четного атомного номера $Z/2$ α -частиц и $A - 2Z$ нейтронов, для нечетного

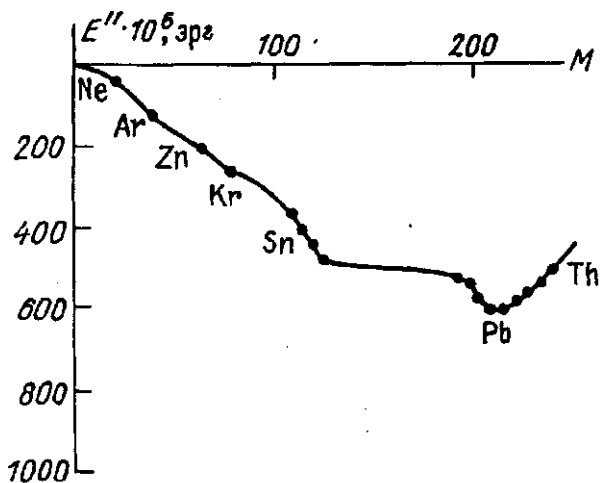


Рис. 3

атомного номера $(Z - 1)/2$ α - частиц, $A - 2Z + 1$ нейтронов и один протон. Мы видим, что при таком предположении число α - частиц в тяжелых ядрах будет несколько меньше, чем при прежнем предположении (например, для ртути $Z = 80$, $A = 200$, число α - частиц согласно новой гипотезе равно всего 40 вместо 50). Кривая внутренней связи ядра, вычисленная согласно этой последней гипотезе о строении, представлена на рис. 3, на котором, как видно, кривая идет уже совсем гладко, начиная подниматься вверх лишь в области радиоактивных элементов, что подтверждает правильность сделанного предположения.

К сожалению, несмотря на героическую усидчивость Астона, данные о дефектах массы до настояще-

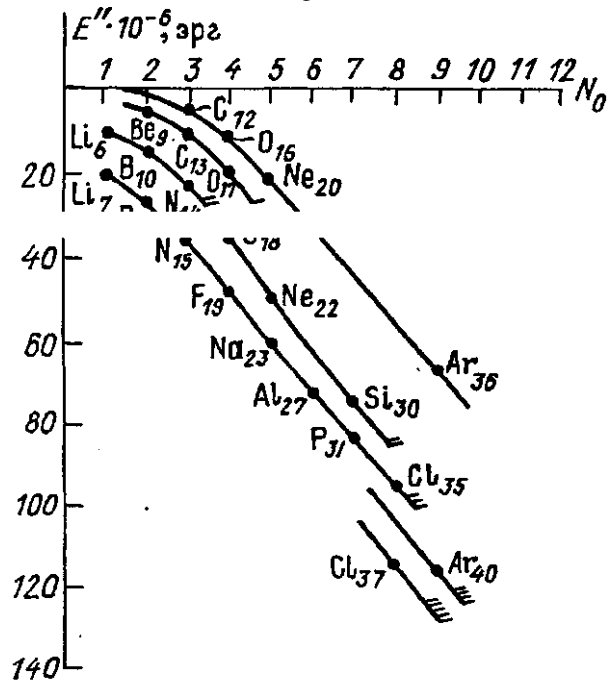


Рис. 4

го времени еще далеко не полны и не очень точны, что не дает возможности произвести более детальный анализ экспериментальных кривых, необходимый для получения сведений о распределении энергии связи между α - частицами, нейтронами и протонами.

Лишь в области легких элементов, пользуясь как результатами непосредственного измерения дефекта массы, так и данными об энергетическом балансе при искусственном преобразовании элементов (последний дает нам разницу между внутренней энергией начального ядра и ядра продукта превращения), можно построить кривую энергии более или менее удовлетворительно. Такая кривая, представленная на рис. 4, может быть весьма ценной для предсказания энергетического баланса той или иной ядерной реакции.

2. Другим весьма существенным фактором для понимания внутренней структуры атомного ядра является знание его вращательного и магнитного момента. Момент атомного ядра может быть наблюден через его действие на уровни энергии внешних атомных электронов, которые под влиянием его действия расщепляются на несколько близко лежащих подуровней, число которых определенным образом связано с вращательным моментом ядра, а сама величина расщепления определяется магнитным моментом. (Другой метод определения вращательного момента ядра основан на исследовании распределения интенсивности полосатых спектров молекул, но представляется менее удобным.) На рис. 5 представлены значения вращательного момента различных ядер, выраженные в единицах вращательного кванта $h/2\pi$. Сразу же бросается в глаза, что ядра с четным атомным весом (за исключением азота) обычно вовсе лишены вращательного момента, тогда как в случае нечетного веса вращательный момент всегда отличен от единицы, будучи для легких элементов обычно равным половине, а для тяжелых — принимая иногда довольно большие значения. Что же может нам сказать вращательный момент о структуре ядра?

Прежде всего мы должны принять во внимание, что α - частица (как показывают опытные данные) вовсе лишена вращательного момента. Поскольку, кроме того, все α - частицы ядра, находящегося в нормальном состоянии, находятся на основном энергетическом уровне, также лишенном момента, мы приходим к заключению, что вращательный момент ядра обусловлен исключительно протонами и нейтронами, не входящими в состав ядерных α - частиц. Момент протона равен, как известно, $\pm 1/2$; то же самое имеет, очевидно, место и для нейтрона ^(2*). Кроме

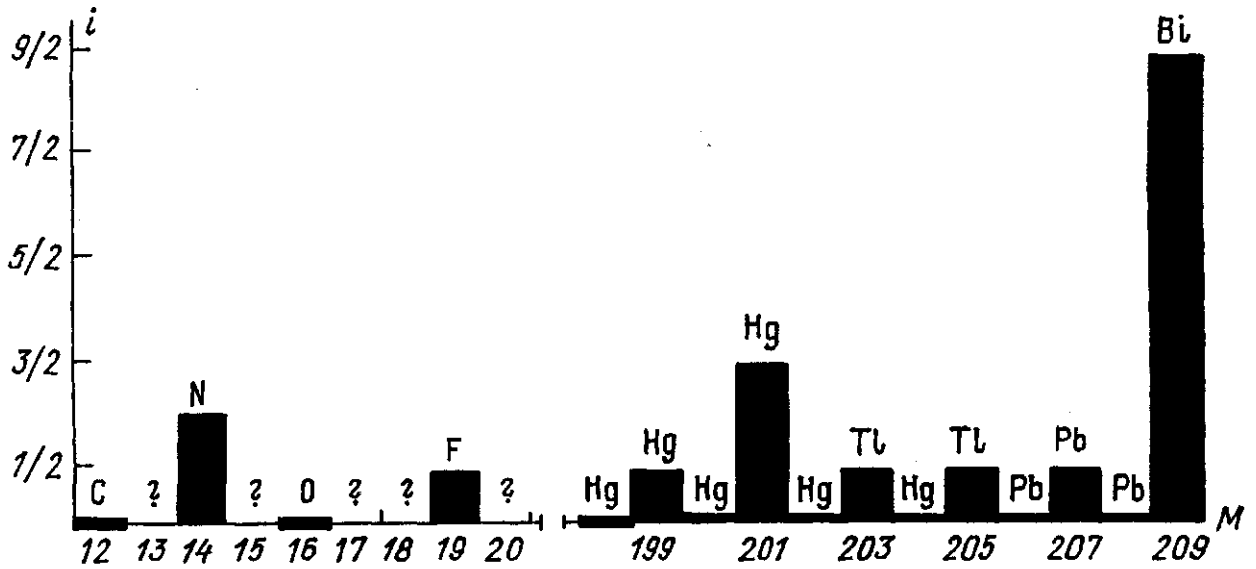


Рис. 5

того, поскольку число нейтронов в тяжелых ядрах доходит до пятидесяти четырех, а принцип Паули запрещает более чем двум нейтронам сидеть на одной и той же орбите, в образовании вращательного момента ядра могут играть роль моменты различных нейтронных орбит.

Наблюдаемый нами момент ядра есть, конечно, лишь суммарный результат собственных и орбитальных моментов вращения нейтронов и протона (для нечетных Z) в ядре, но знание его существенно для проверки той или иной гипотезы о распределении нейтронов по различным квантовым уровням внутри ядра.

К сожалению, весьма большое количество попыток, делающихся в настоящее время с целью объяснения наблюдаемых величин ядерных моментов на основании тех или иных предположений о распределении ядерных частиц по различным квантовым уровням, не привели до сих пор к однозначному результату.

3. Перейдем теперь к рассмотрению вопроса об устойчивости атомного ядра по отношению к различным преобразованиям. Для этого необходимо прежде всего сделать определенные предположения о характере взаимодействия между различными составными частями ядра. Для взаимодействия двух протонов, которые мы можем здесь рассматривать как точечные заряды (поскольку радиус протона

$$r_p = \frac{e^2}{m_p c^2} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}$$

значительно меньше радиуса ядра), мы можем спокойно принять кулоновские силы отталкивания с потенциалом.

Взаимодействие между протоном и нейтроном, или же между двумя нейтронами будет, очевидно, сказываться лишь на расстояниях, сравнимых с размерами нейтрона (т.е. несколько 10^{-13} см) и весьма быстро спадать при удалении частиц.

Пользуясь аналогией, взятой из области взаимодействия атомов и ионов, мы можем предположить, что в обоих случаях будут иметь место силы притяжения, причем при взаимодействии протона с нейтроном взаимная потенциальная энергия — $I(r)$ будет значительно больше, нежели энергия — $K(r)$, соответствующая взаимодействию двух нейтронов. Здесь необходимо указать, что относительно потенциалов — $I(r)$ и — $K(r)$ нужно сделать еще одно добавочное предположение, а именно: при слишком уже тесном сближении частиц эти потенциалы должны начать возрастать, давая начало силам отталкивания, ибо в противном случае модель ядра не будет устойчивой, обнаруживая тенденцию стянуться в точку.

Что касается взаимодействия между α -частицами, то оно будет, очевидно, слагаться из кулоновского отталкивания и из средней силы перекрестного взаимодействия входящих в их состав протонов и нейтронов. Последнее приводит, как можно показать, к притяжению с потенциальной энергией, близкой к взаимодействию нейтронов (силы, связанные с потенциалом — $I(r)$, взаимно уничтожаются), так что мы можем написать для потенциальной энергии двух α -частиц

$$+ \frac{4e^2}{r} - L(r), \tag{2}$$

где $L(r) = K(r)$ и также весьма быстро убывает с расстоянием.

Точные выражения для потенциалов — $I(r)$,

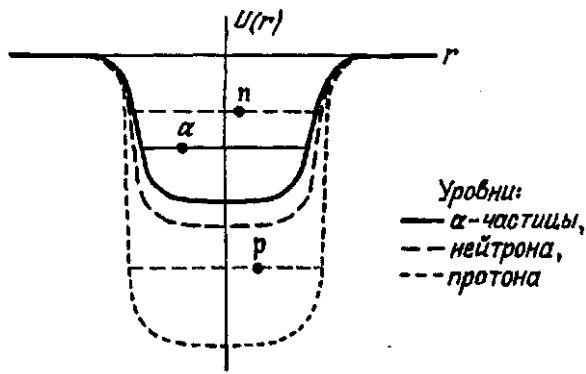


Рис. 6

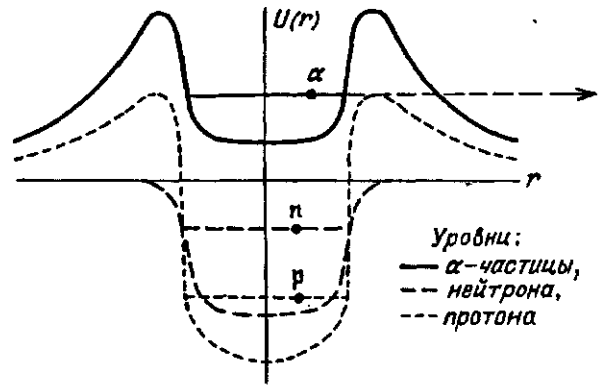


Рис. 7

— $K(r)$, — $L(r)$ в настоящее время неизвестны. Их теоретический вывод невозможен без релятивистской теории квантов, опытным же путем они могут быть выведены из данных о рассеянии α -частиц в гелии и в водороде, нейтронов в водороде и т.п. Однако ввиду математических сложностей такого расчета, а отчасти ввиду недостатка точных экспериментальных данных такой подсчет до настоящего времени не произведен.

Рассмотрим теперь, как будет вести себя совокупность таких частиц с массами примерно одного порядка, притягивающихся друг к другу с силами, весьма быстро убывающими с расстоянием (кулоновскими силами отталкивания внутри ядра можно в первом приближении пренебречь). Состояние такой системы должно быть весьма аналогично тому, что мы имеем в небольшой капле жидкости, где внутри силы, действующие на какую-либо частицу, уравниваются (ибо радиус действия сил меньше радиуса ядра), а вблизи поверхности возникают мощные силы, препятствующие частице покинуть каплю (поверхностное натяжение). Хотя точного решения задачи о такой совокупности до сих пор не имеется, мы можем сделать ряд интересных заключений о свойствах такой модели. Прежде всего мы должны предположить, что объем такой модели будет примерно пропорционален числу частиц, так что радиус будет изменяться примерно как кубический корень из атомного веса^(3*). Потенциальная энергия для данной частицы внутри такой модели должна быть более или менее постоянной и резко возрастать у границ; образуя таким образом своего рода «потенциальную яму».

Из вышесказанного о характере сил взаимодействия между различными частицами в ядре следует, что «дно» этой «ямы» для протона будет лежать значительно ниже, нежели для нейтронов или α -частиц (рис. 6). Полная энергия такой модели должна быть примерно пропорциональна числу частиц. Мы не

должны, однако, забывать о наличии сил кулоновского отталкивания. Эти силы не могут изменить существенно распределение потенциала внутри ядра, где главную роль играют силы притяжения. Однако эти силы принизят значения потенциала на больших расстояниях и приведут к образованию вокруг ядра потенциального барьера, играющего столь важную роль в теории ядерных превращений. Это поднятие потенциальной ямы относительно значения потенциала в бесконечности будет, очевидно, совершенно отсутствовать для нейтронов, лишенных заряда, а для протона будет в два раза меньше, чем для α -частицы. Распределение потенциала в ядре при учете кулоновских сил указано на рис. 7, где взят случай тяжелого ядра, в котором уровень α -частицы уже поднялся выше нулевого уровня, обуславливая этим возможность самопроизвольного α -распада.

Протонный уровень и для самых тяжелых ядер остается еще в отрицательной области, потому что и без учета кулоновских сил уровень протона лежит гораздо глубже уровня α -частицы, да еще поднятие уровня силами отталкивания для протона в два раза меньше. Для нейтрона, не обладающего зарядом, поднятие уровня кулоновскими силами и вовсе не будет иметь место.

Все вышесказанное объясняет нам как появление α -распада у тяжелых элементов, так и отсутствие явлений самопроизвольного вылета протона или нейтрона.

4. До сих пор мы рассматривали находящиеся в ядре нейтроны как неделимые единицы и поэтому могли строить модель ядра на основе привычной механики. Теперь мы обратимся к распаду ядерного нейтрона на протон и электрон и выбрасыванию этого последнего за пределы атома, т.е. к столь загадочному явлению β -распада.

Как хорошо известно, β -распад представляет один из наиболее резких примеров неповиновения

электрона всем принципам современной теории. В то время как при ядерных реакциях с участием тяжелых частиц мы всегда имеем дело с резко выраженными квантовыми уровнями и строгим соблюдением баланса энергии, в случае β -превращений ни то, ни другое не имеет места. Как показали экспериментальные исследования Эллиса, электроны, выбрасываемые при распаде различными атомами одного и того же вещества, имеют самые разнообразные значения энергии, изменяющиеся непрерывно между нулем и как угодно большими значениями, причем кривая распределения имеет вид, весьма сходный с кривой ошибок (рис. 8). Какое-либо другое излучение, могущее компенсировать созданную таким образом разность энергии между различными ядрами, полностью отсутствует, а между тем все свойства и дальнейшее поведение ядер до и после распада совершенно идентичны. С чисто экспериментальной точки зрения дело здесь выглядит так, как будто мы имеем дело с нарушением закона сохранения энергии. Кроме этого основного факта имеется еще целый ряд не менее основательных аргументов, говорящих, что с ядерными электронами дело плохо; сюда относятся, например, невязки в статистике ядер и величин их вращательных моментов. Причины всех этих непорядков лежат в том, что, как указал Бор, мы здесь выходим уже за границы области, где можно применять классическое понятие электрона. В самом деле, для радиуса электрона мы имеем по классической теории значение

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см,}$$

т.е. величину, сравнимую с размерами той области, где электрон вынужден двигаться, а при этих условиях такое грубое представление об электроне как заряженном шарике, конечно, не применимо.

В связи с этим стоит тот факт, что, оценивая возможную скорость электрона в ядре согласно основам квантовой теории, мы приходим к величине, столь близкой к скорости света ($0,9998 c$), что о пренебрежении теорией относительности не может быть и речи, а между тем мы не имеем по сию пору релятивистской теории квантов.

Пока такая общая теория, являющаяся органическим синтезом современной нерелятивистской теории квантов (волновой механики) и неклассической релятивистской, не будет построена, об истинном понимании процесса β -распада не может быть и речи. Однако уже сейчас мы можем пытаться строить рабочие теории β -распада, пользуясь старыми понятиями. Основное положение теории β -устойчивости и β -распада, предложенной недавно Гейзенбергом, за-

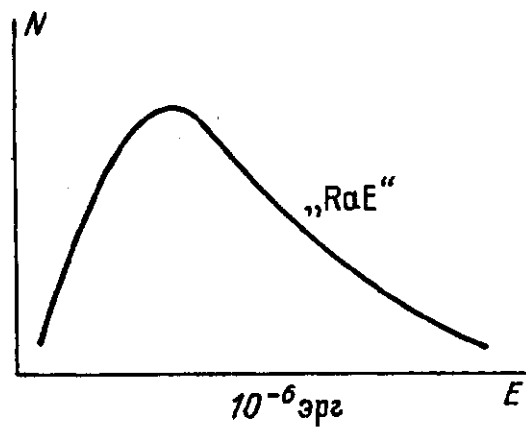


Рис. 8

ключается в том, что, закрывая глаза на неопределенность энергии β -частиц, необходимым и достаточным условием возможности распада принимается положительность соответствующего энергетического баланса.

Рассмотрим ядро, состоящее исключительно из n "слипшихся" друг с другом нейтронов. Поскольку между нейтронами существуют лишь силы притяжения, такое ядро будет, конечно, устойчивым по отношению к нейтронам, т.е., извлекая из ядра нейтрон, мы затратим некоторую работу, которая, очевидно, будет порядка $K(r)$, где r — среднее расстояние между частицами в ядре. Вынутый нейтрон разложим на протон и электрон, на что потребуются работа, определяемая внутренней энергией связи нейтрона D (эта величина весьма незначительна и равна, согласно измерениям Чадвика, всего одному или двум миллионам эВ, тогда как энергии $K(r)$ и $I(r)$ измеряются десятками миллионов эВ). Теперь вернем полученный протон ядру, получив при этом энергию порядка $+I(r)$; поскольку $|I(r)| \gg |K(r)|$, то при таком процессе мы будем иметь положительный баланс энергии. Нетрудно, однако, видеть, что произведенная реакция эквивалентна просто выниманию из ядра одного электрона и, поскольку баланс энергии положительный, мы должны ожидать наличия самопроизвольного β -распада. Таким образом, первоначально нейтральное ядро начнет испускать последовательный ряд β -частиц, общее число n_1 входящих в его состав нейтронов начнет уменьшаться, давая начало все большему числу n_2 протонов. Однако этот процесс не дойдет до конца; ввиду возрастания положительного заряда ядра введению в него новых протонов будут противодействовать кулоновские силы отталкивания, и наконец, «замена нейтрона протоном» сделается заменой энергетически невыгодной. Для нахождения условия равновесия Гейзенбергу приходится сделать некоторую гипотезу относительно

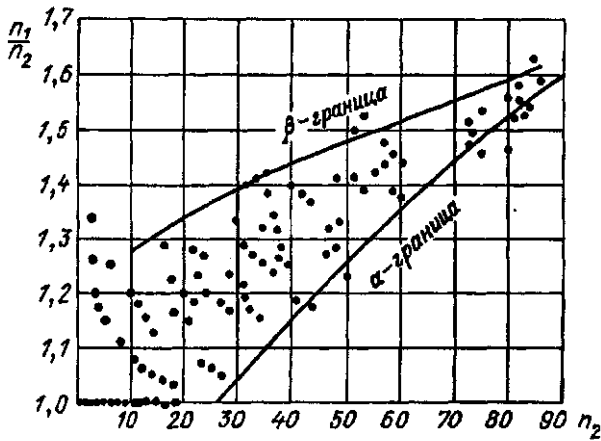


Рис. 9

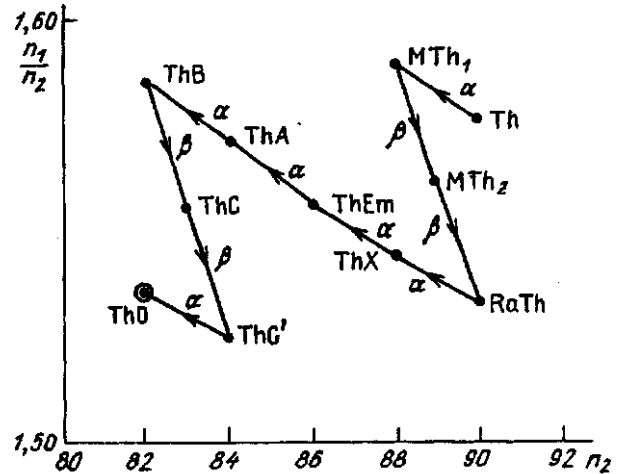


Рис. 10

но зависимости работы, необходимой для извлечения из ядра одного нейтрона или одного протона от общего числа нейтронов и протонов в ядре. Гипотеза эта делается в два шага: во-первых, предполагается, что работа эта в обоих случаях есть функция лишь относительного числа нейтронов и протонов ($f(n_1/n_2)$ и $g(n_1/n_2)$); во-вторых, предполагается, что эти функции линейные^(4*). Поскольку работа, затрачиваемая против сил кулоновского отталкивания при внесении протона в ядро (заряд n_2e и радиус r_0), равна n_2e^2/r_0 , мы можем определить область неустойчивости по отношению к β -распаду неравенством

$$-f\left(\frac{n_1}{n_2}\right) - D + g\left(\frac{n_1}{n_2}\right) - \frac{e^2 n_2}{r_0} \geq 0, \quad (3)$$

или, принимая линейность f и g и полагая $r_0 \sim \sqrt[3]{n_1 + n_2}$ (что примерно соответствует действительности),

$$\frac{n_1}{n_2} \geq C_1 + C_2 \frac{n_2}{\sqrt[3]{n_1 + n_2}}. \quad (3')$$

Рассматривая теперь условие возможности α -распада (как было указано в предыдущих пунктах, испускание α -частиц должно начинаться гораздо раньше испускания протонов), Гейзенберг пишет для границы области неустойчивости по отношению к вылету α -частицы^(5*)

$$\frac{n_1}{n_2} \leq C'_1 + C'_2 \frac{n_2}{\sqrt[3]{n_1 + n_2}}. \quad (4)$$

Для сравнения изложенных соображений с опытом может служить график рис. 9, где на оси абсцисс отложено полное число частиц в ядре (т.е. $n = n_1 + n_2$), а на оси ординат отношения числа нейтронов к числу протонов для различных известных нам ядер. Две граничные линии проведены согласно уравнени-

ям (3) и (4), причем коэффициенты подобраны таким образом, чтобы кривые наилучшим образом охватывали экспериментальные точки ($C_1 = 1,173$, $C_2 = 0,0225$, $C'_1 = 0,47$, $C'_2 = 0,077$).

В области радиоактивных элементов обе кривые сильно сближаются (рис. 10), обуславливая этим то, что ядро, находящееся в β -неустойчивой области и испуская два электрона (тот факт, что мы всегда имеем два последовательных β -распада, так же может быть получен из излагаемой теории), перескакивает через область всеобщей устойчивости и попадает в α -неустойчивую область. При следующих за этим рядом α -распадов точка, изображающая ядро на диаграмме, постепенно повышается, попадая, наконец, опять в β -неустойчивую область. Такой процесс попеременного α - и β -распада будет продолжаться до тех пор, пока, ввиду постепенного уменьшения числа n , ширина области всеобщей устойчивости не сделается достаточно широкой, чтобы не позволить переходить через нее в один ход. Здесь лежат устойчивые продукты радиоактивных семейств.

Таким образом, рассуждения Гейзенберга довольно хорошо описывают явление устойчивости и неустойчивости по отношению к β -распаду, хотя все основные затруднения, связанные с непрерывностью β -спектров, ими отнюдь не затрагиваются. Также и наличие столь долгих периодов при β -распаде и полная определенность периода жизни ядер данного элемента, независимо от разных значений энергии β -частиц, остается совершенно невыясненной.

ПРИМЕЧАНИЯ (к части IV)

⁽¹⁾ См.: УФН. 1930. Т. 10, вып. 4. С. 531 (I [воспроизведено в этом номере журнала]); 1932. Т. 12, вып. 1. С. 31 (II), вып. 4. С. 389 (III); 1934. Т. 14, вып. 4. С. 389 (V).

⁽²⁾ Исследование вращательных моментов ядер уже давно

показало, что электрон, находясь в ядре, теряет свой момент. Этот факт понятен с точки зрения современной теории и для его объяснения следует ждать появления, пока несуществующей, квантовой теории релятивистского движения, которой и суждено объяснить все загадки, связанные с ядерными электронами.

⁽³⁾ Что такая зависимость, правда, довольно грубо, соблюдается для атомных ядер, — хорошо известно.

⁽⁴⁾ В самом деле, считая, что взаимодействие нейтрона с ядром главным образом обуславливается его притяжением к ядерным протонам, а протона — притяжением к ядерным нейтронам (как это делает Гейзенберг) и что сфера действия этих притяжений мала по сравнению с размерами ядра, мы можем ожидать, что работа вытягивания из ядра частицы одного рода (нейтрона или протона) будет монотонной возрастающей функцией концентрации в ядре частиц другого рода. Таким образом, мы должны бы для этих работ написать

$$f' \left(\frac{n_1}{n_1 + n_2} \right) \text{ и } g' \left(\frac{n_1}{n_1 + n_2} \right)$$

и считать, что обе функции увеличиваются с увеличением аргумента. Поскольку вид функций f' и g' неизвестен, мы можем перейти отсюда к, пожалуй, менее удачным выражениям Гейзенберга с заключением, что $f(n_1/n_2)$ будет убывать и $g(n_1/n_2)$ возрастать с увеличением аргумента. Что же касается гипотезы о линейности функций f и g , то эта гипотеза, конечно, гораздо более опасная и оправдываемая лишь тем, что действительный вид этих функций нам совершенно неизвестен.

⁽⁵⁾ В самом деле, α -распад начнется при достаточно больших значениях удельного заряда ядра $n_2/(n_1 + n_2)$, когда силы кулоновского отталкивания, действующие на α -частицу, пересилят силы внутриядерного притяжения, или же при достаточно малых значениях n_1/n_2 .

(«УФН», 1930, т. 10, вып. 4, с. 531—544;
1933, т. 13, вып. 1, с. 46—57)