

ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА

ТЕОРИЯ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Г. А. Гамов, Кембридж

§ 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 стройной 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 оружием современной квантовой механики, взяться за вопрос о строении ядра и объяснение наблюдаемых фактов и закономерностей.

¹ Ср. статью С. Фриша в настоящем выпуске „Успехов физич. наук“.

§ 2. В виду 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 сталкиваемся в теории самопроизвольного распада ядер, это — те, зачастую невероятно длинные, промежутки времени в течение которых неустойчивое ядро остается *in statu quo*, прежде чем выбросить α -или β -частицу. Средняя продолжительность жизни радиоактивных элементов варьирует от ничтожной доли секунды до необычайно длинных периодов во много миллионов лет и, для каждого данного элемента, является величиной вполне определенной.

Казалось весьма трудным найти причины, задерживающие вылет частицы на столь долгие промежутки времени, если частица имеет достаточно энергии, чтобы покинуть ядро, — а между тем выбрасываемые из ядра α - и β -частицы несут весьма и весьма солидные запасы энергии.

Уже давно был известен факт существования вполне определенной зависимости между энергией выбрасываемой частицы и средним периодом ее пребывания в ядре в неустойчивом состоянии (периодом распада ядра). В 1912 г. Гейгер и Нэттол заметили, что если для элементов, обладающих распадом, мы будем откладывать на оси абсцисс энергию α -частиц, а на оси ординат логарифм соответствующей константы распада, то для данного радиоактивного семейства точки будут лежать приблизительно на прямой линии. Три известных нам радиоактивных семейства урана-радия, тория и актиния представляются тремя параллельными прямыми. Диаграмма Гейгер-Нэттола представлена на рисунке 1, где мы можем заметить ряд отклонений от линейного закона. Во-первых, значения $\log \lambda$, соответствующие очень большим или очень малым значениям энергии α -частицы, оказываются систематически

остатка ядра — эти силы убывают с расстоянием экспоненциально. Существование таких сил притяжения может быть замечено на опыте: в опытах рассеяния α -частиц в различных элементах частицы подходят к ядру на весьма близкие расстояния и могут попасть в область действия этих сил.

Опыты Резерфорда и Чадвика показали, что в случае весьма близких столкновений α -частиц с ядрами легких элементов наблюдаются отклонения числа рассеянных частиц от формулы, выведенной в предположении Кулоновского взаимодействия. Наблюдаемые отклонения могут быть объяснены предположением существования указанных притягательных сил, — таким образом мы можем составить себе представление об области действия и законах этих сил. К сожалению, в настоящее время не имеется достаточно детального исследования аномального 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 -частица находится, очевидно, уже под влиянием суммарных притягательных сил. Для интересующих нас ядер тяжелых радиоактивных элементов, в виду их большого заряда, имеющиеся в нашем распоряжении α -частицы 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 (употребляя 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 потенциа-

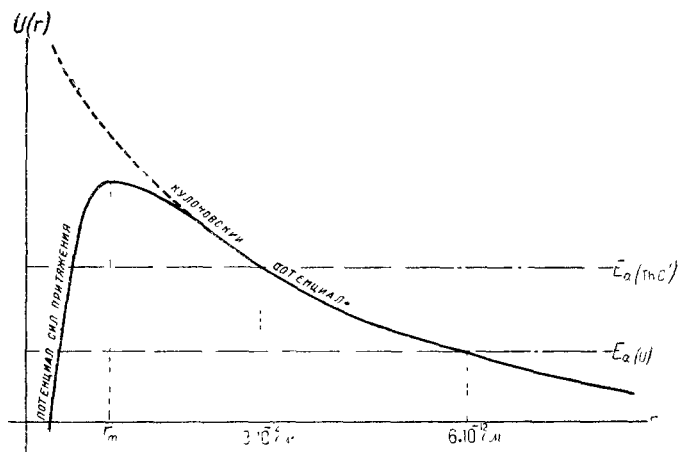


Рис. 2

ным барьером, как показано на рисунке 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

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

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, перекачаться 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 „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-Шредингера могут отчасти проникать в область „мнимой скорости“, давая возможность частицам „перекачаться“ через барьер.

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

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

Уравнение Шредингера пишется в виде:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{4\pi i}{h} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} U(x) = 0$$

Полагая:

$$\varphi(x, t) = \Psi(x) e^{+\frac{2\pi i}{h} Et}, \quad (4)$$

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

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

Мы рассматриваем случай проникновения через барьер, непроницаемый классически, и потому $E < U_0$.

Решение уравнения (5) в областях I, II и III будут соответственно:

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

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

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

где

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

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

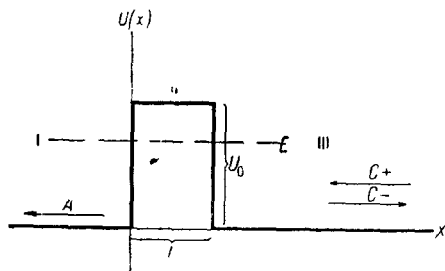


Рис 3

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:

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

и

$$C_+ = A(\operatorname{ch} k'l + iD \operatorname{sh} k'l); \quad C_- = iAS \operatorname{sh} k'l e^{+ikl} \quad (9)$$

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:

$$\kappa = \frac{|A|^2}{|B|^2} = \frac{1}{\operatorname{ch}^2 k'l + D^2 \operatorname{sh}^2 k'l}$$

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

$$\kappa = \frac{4}{(1+D)^2} e^{-\frac{4\pi V_{2m}}{h} \sqrt{U_0-E} \cdot l} \quad (11')$$

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

$$e^{-\frac{4\pi V_{2m}}{h} \sqrt{U_0-E} \cdot l} \quad (12)$$

который, при достаточной высоте и ширине барьера может быть чрезвычайно мал, для радиоактивных ядер этот фактор оказывается порядок 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:

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

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. § 3), 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 проникаемость. В этом случае, является самым рациональным сделать наиболее простые предположения о его форме; для последующих вычислений мы примем модель барьера, даваемую формулами (14) (см. рис. 4):

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

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

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)

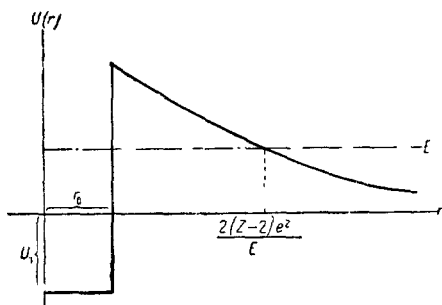


Рис. 4

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. В виду 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,¹ как известно, кинетическая энергия частицы выразится следующей формулой:

$$K = \frac{h^2}{8\pi m r_0}.$$

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:

$$E = U_i + \frac{h^2}{8\pi r_0^2}.$$

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

$$\lambda = \frac{V\sqrt{E-U_i}}{\sqrt{2m} \cdot r_0} e^{-\frac{4\pi}{h} \int_{r_0}^{\frac{2(Z-2)e^2}{E}} E \, dr} \sqrt{\frac{2(Z-2)e^2}{r} - E} \, dr, \quad (16)$$

Принимая во внимание, что внутри промежутка интегрирования

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

и интегрируя имеем:

$$\lambda = \frac{V\sqrt{E-U_i}}{\sqrt{2m} \cdot r_0} e^{-\frac{4\pi^2 e^2 \sqrt{2m}}{h} \cdot \frac{Z-2}{V E} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} V(Z-2)r_0} \quad (16')$$

или вводя скорость α -частицы v :

$$\lambda = \frac{V \sqrt{\frac{2U_i}{v^2 - \frac{m}{2r_0}}}}{2r_0} e^{-\frac{8\pi^2 e^2}{h} \cdot \frac{Z-2}{v} - \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} V(Z-2)r_0} \quad (16'')$$

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.

¹ Задача сводится к нахождению основной частоты сферического резонатора (акустика).

В формуле, определяющей λ , первенствующую роль играет показательный множитель, зависящий кроме известных величин лишь от радиуса ядра r_0 . Величина U , которая определяет некий средний потенциал внутри ядра и существенно зависит от вида модели, входит лишь в первый множитель, играющий ничтожно малую роль.¹

В виду этого формула (16') (и ей подобные) могут служить для весьма точного вычисления r_0 радиуса ядра радиоактивных элементов. Формула для E напротив — весьма зависит от принятой модели внутренности ядра и в виду этого значения U , 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 Гайгера-Нэттола. Выражение (16'') показывает, что $\lg \lambda$ не является линейной функцией от E и может быть принят за таковую лишь для малых изменений E ; в действительности график $(\lg \lambda; E)$ является кривой линией с вогнутостью к оси E , что хорошо согласуется с опытными данными (см. § 2). Второе важное заключение, вытекающее из теории, заключается в том, что $\lg \lambda$ зависит не только от E , но и от атомного номера элемента Z , и график $(\lg \lambda, E)$ фактически нереален. Однако благодаря тому, что в ряду радиоактивных элементов энергия испускаемых α -частиц изменяется обычно параллельно с атомным номером Z , график Гайгера-Нэттола дает более или менее гладкую кривую. В тех местах, где параллельность хода энергии α -частиц и атомного номера элемента нарушается (напр. для AcX), следует ожидать аномалии в ходе кривой Гайгера-Нэттола. Это является объяснением давно известных отступлений от этого закона; наблюдаемые угловатости в графике $(\lg \lambda, E)$ вполне совпадают с предсказанием теории.

¹ За это говорит хотя бы тот факт, что пять предложенных до настоящего времени методов получения λ формулы дают пять различных выражений этого коэффициента, что, однако, нисколько не сказывается на численных результатах.

Мы уже указывали, что формула (16'') может служить для весьма точного определения радиуса ядра. Полученные значения радиуса r_0 нашей модели для семейства урана-радия 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 дискретность скоростей α -частиц и линейчатость γ -спектров указывает на вполне определенную дискретную энергию ядер.

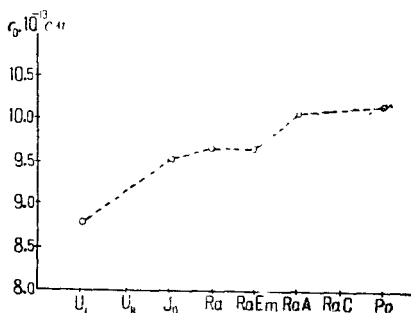


Рис. 5.

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.
