

ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА

Г. Гамов, Ленинград

IV. ОБЩЕЕ СТРОЕНИЕ ЯДРА *

§ 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 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 (Aston), 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 обра-

* См. „Успехи физич. наук“ 10, 531, 1930; 12, 31, 1932; 12, 389, 1932.

зования, 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

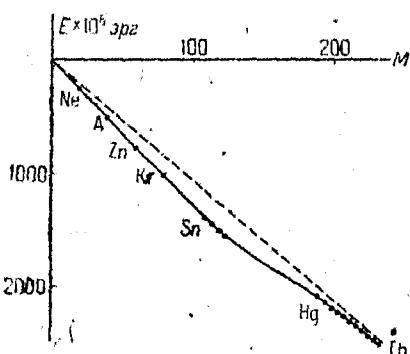


Рис. 1.

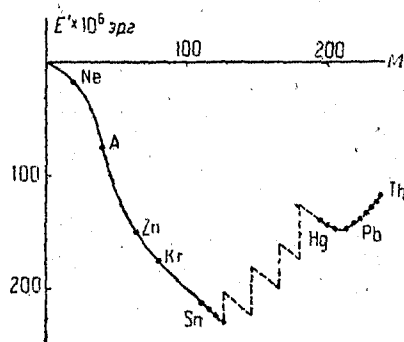


Рис. 2.

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, $42,3 \cdot 10^{-6}$ эргов. На основании этой гипотезы мы можем вычислить энергию связи между α -частицами и первоначальными в их состав протонами и электронами. Эта энергия, получающаяся просто как разность между кривой на рис. 1 и прямой линией (представленной 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 неправоильности 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 неприятием этого во внимание. Такое предположение подтверждается также рядом указаний из других областей, например, имея в ядре всегда не более трех протон

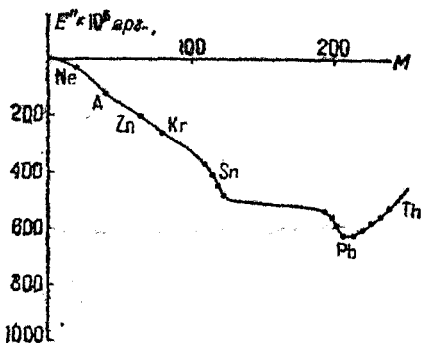


Рис. 3.

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 атомного номера $Z - 1$

α -частиц, $A - 2Z + 1$ нейтрона 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 настоящего времени еще далеко не полны и не очень точны, что не дает возможности произвести более детальный анализ эксперимен-

тов, 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

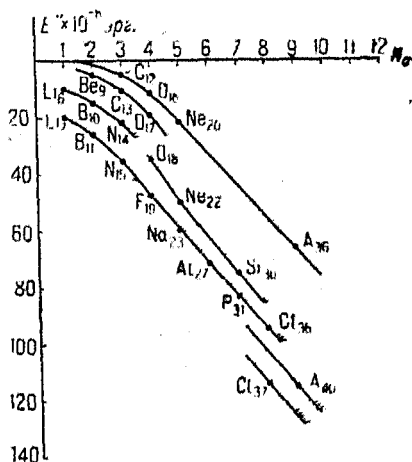


Рис. 4.

тальных 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 пред-

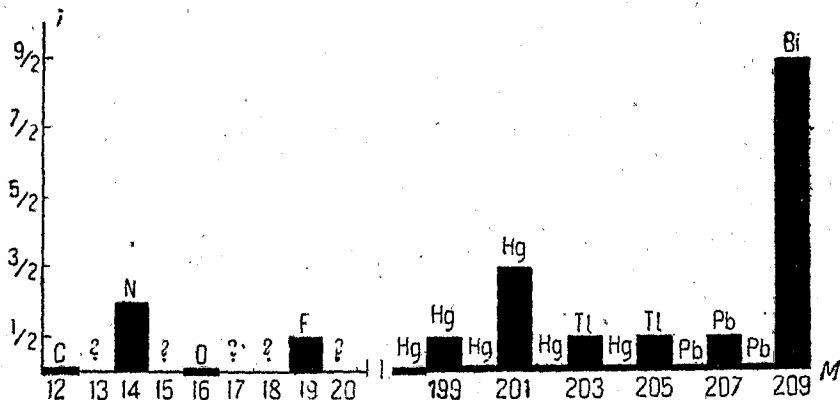


Рис. 5.

сказания 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 $\hbar/2\pi$. 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 тя-

жестких — 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, $\pm \frac{1}{2}$; то же самое имеет, очевидно, место и для нейтрона*. Кроме 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 $r_p = \frac{e^2}{m_p c^2} = 2 \cdot 10^{-16}$ см значительно меньше радиуса ядра), мы можем спокойно принять кулоновские силы отталкивания с потенциалом.

* 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.

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

Пользуясь аналогией, взятой из области взаимодействия атомов и ионов, мы можем предположить, что в обоих случаях будет 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:

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

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

Точные выражения для потенциалов — $I(r)$, — $K(r)$, — $L(r)$ 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 силы меньше радиуса ядра), а вблизи поверхности возникают мощные силы, препятствующие частице покинуть каплю (поверхностное натяжение). Хотя точ-

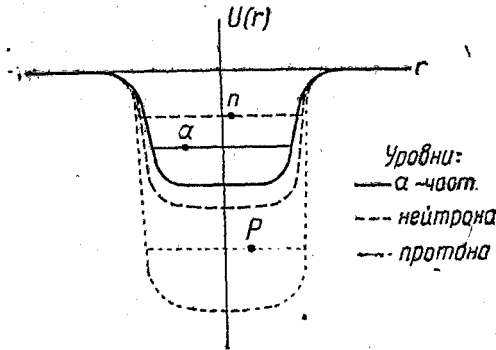


Рис. 6.

ного 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 ве-

са *. 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 силы кулоновского отталкивания. Эти силы не

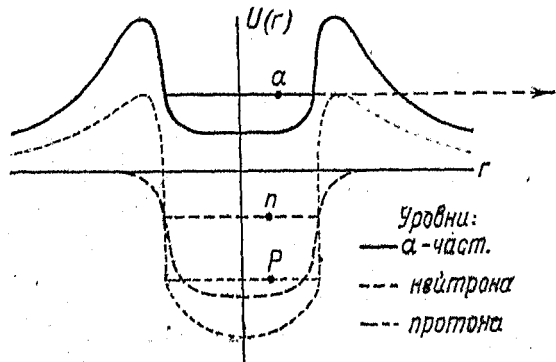


Рис. 7.

могут изменить существенно распределения 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

* Что такая зависимость, правда, довольно грубо, соблюдается для атомных ядер — хорошо известно.

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 места.

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 распадению 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 (Ellis), 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

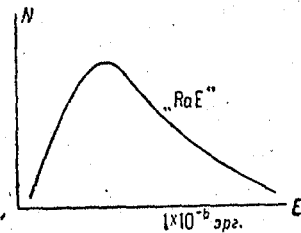


Рис. 8.

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 неполадок лежат в том, что, как указал Бор (Bohr), 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

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

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 сю пору релятивистской теории квантов.

Пока такая общая теория, являющаяся органическим синтезом современной нерелятивистской теории квантов (волновой механики) и неквантовой релятивистики, 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, заключается 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 Чадавика, всего одному или двум миллионам вольт, тогда как энергии $K(r)$ и $I(r)$ измеряются де-

сятками миллионов). 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 положителен, 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 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 от относительного числа нейтронов и протонов ($f(\frac{n_1}{n_2})$ и $g(\frac{n_1}{n_2})$), во-вторых, предполагается, что эти функции линейные*. Поскольку работа, затрагиваемая 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):

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

* 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 вытаскивания 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

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

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

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 уравнениям (4') и (5), причем коэффициенты подобраны таким образом, чтобы кривые наилучшим образом охватывали экспериментальные точки ($C_1 = 1,173$; $C_2 = 0,0225$; $C'_1 = 0,47$; $C'_2 = 0,077$).

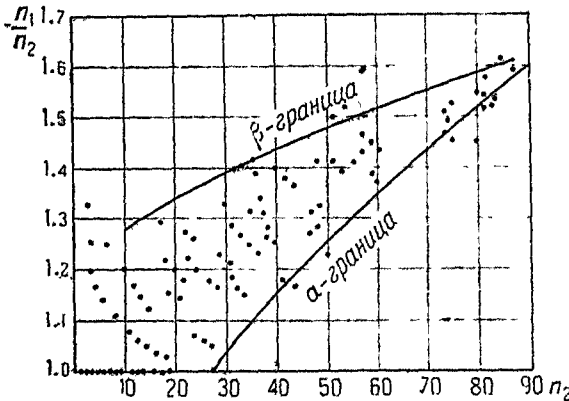


Рис. 9.

В области радиоактивных элементов обе кривые сильно сближаются (рис. 10), обуславливая этим то, что ядро, находящееся в β -неустойчивой области и испуская два элементарных β -распада, так же может быть получен из излагаемой теории), перескакивает через область всеобщей устойчивости и попадает в α -неустойчивую область. При

к, пожалуй, менее удачным выражениям Гейзенберга с заключением, что $f\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$ будет убывать и $g\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$ возрастет 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.

* В самом деле, α -распад начнется при достаточно больших значениях удельного заряда ядра $\frac{n_2}{n_1 + n_2}$, когда силы кулоновского отталкивания, действующие на α -частицу, пересилят силы внутроядерного притяжения, или же при достаточно малых значениях $\frac{n_1}{n_2}$.

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

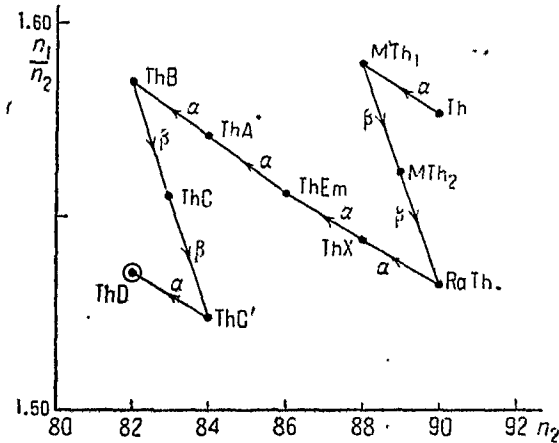


Рис. 10.

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.