



НОВЕЙШИЕ ТЕЧЕНИЯ НАУЧНОЙ МЫСЛИ

32

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

Г. А. ГАМОВ

АТОМНОЕ ЯДРО  
И  
РАДИОАКТИВНОСТЬ

1 9 3 0



5 л. Н, 10. Гиз. № 36040/л.  
Ленинградский Областлит № 61671  
Тираж 3000

## *Глава первая.*

### **СТРУКТУРА И ЭНЕРГИЯ ЯДРА.**

#### **§ 1. СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ЯДРА.**

С 1911 г., когда Резерфордом (Rutherford) впервые была предложена ядерная модель атома, атомная физика занималась главным образом изучением движения окружающих ядро электронов, которыми обуславливаются главные физические и химические свойства атома. Благодаря работам Бора (Bohr), применившего к атому теорию квант, теория строения атома сразу стала на верную дорогу и развилась в обширный отдел теоретической физики, в настоящее время почти законченный благодаря применению новой квантовой механики.

В теории атома не затрагивается вопрос о строении ядра; для изучения движения атомных электронов ядро достаточно принимать за материальную точку, обладающую определенной массой и зарядом (а также, по данным последнего времени, магнитным моментом).

Однако целый ряд фактов говорит нам о сложной структуре ядра — структуре вероятно еще более сложной, чем сам атом. Самопроизвольный распад ядер тяжелых элементов (радиоактивность), а также возможность искусственного раздробления ядер легких элементов с несомненностью указывают нам на сложность строения ядер.

Со времени открытия Астона (Aston), что атомные веса выражаются числами, весьма близкими к целым, можно считать почти достоверным, что основным структурным элементом всех ядер являются протоны и электроны (старая гипотеза Прюта [Prout]). Зная атомный вес и атомный номер элемента, мы можем легко вычислить число протонов и электронов, составляющих его ядро. Небольшая разница между атомным весом и суммой весов входящих в состав ядра протонов и электронов (Massendefekt), дает нам непосредственно величину энергии, связывающей структурные элементы ядра.

При радиоактивном распаде мы наблюдаем однако выбрасывание из ядра не отдельных протонов, а так назыв.  $\alpha$ -частиц, т. е. образований, состоящих из четырех протонов и двух электронов. Очевидно эти образования, благодаря своей большой устойчивости, сохраняют свою индивидуальность и внутри ядра и являются важным структурным элементом сложных ядер.

В опытах Резерфорда над расщеплением сложных ядер удалось наблюдать выбрасывание протонов лишь из элементов с атомным весом, не кратным четырем. В элементах с атомным весом  $4n$  протоны очевидно полностью использованы на постройку  $\alpha$ -частиц и связаны в них слишком сильно, так что выбить их при современных средствах не является возможным. (В настоящее время мы еще не можем осуществить бомбардировку, достаточно сильную для разбития атома гелия.) Напротив того: для элементов с атомным весом  $4n + 1$ ,  $4n + 2$ ,  $4n + 3$  всегда имеются, сравнительно мало связанные, „свободные“ протоны, которые и выбрасываются из ядер при интенсивной бомбардировке. Кроме свободных протонов в ядрах может иметься также определенное

число не связанных в  $\alpha$ -частицы „свободных“ ядерных электронов.<sup>1</sup> Относительно последних существует весьма интересная закономерность — особенно для элементов, не содержащих свободных протонов. Для элементов с атомным весом  $4n$  число свободных электронов всегда четно, причем число пар зависит ступенчато от атом-

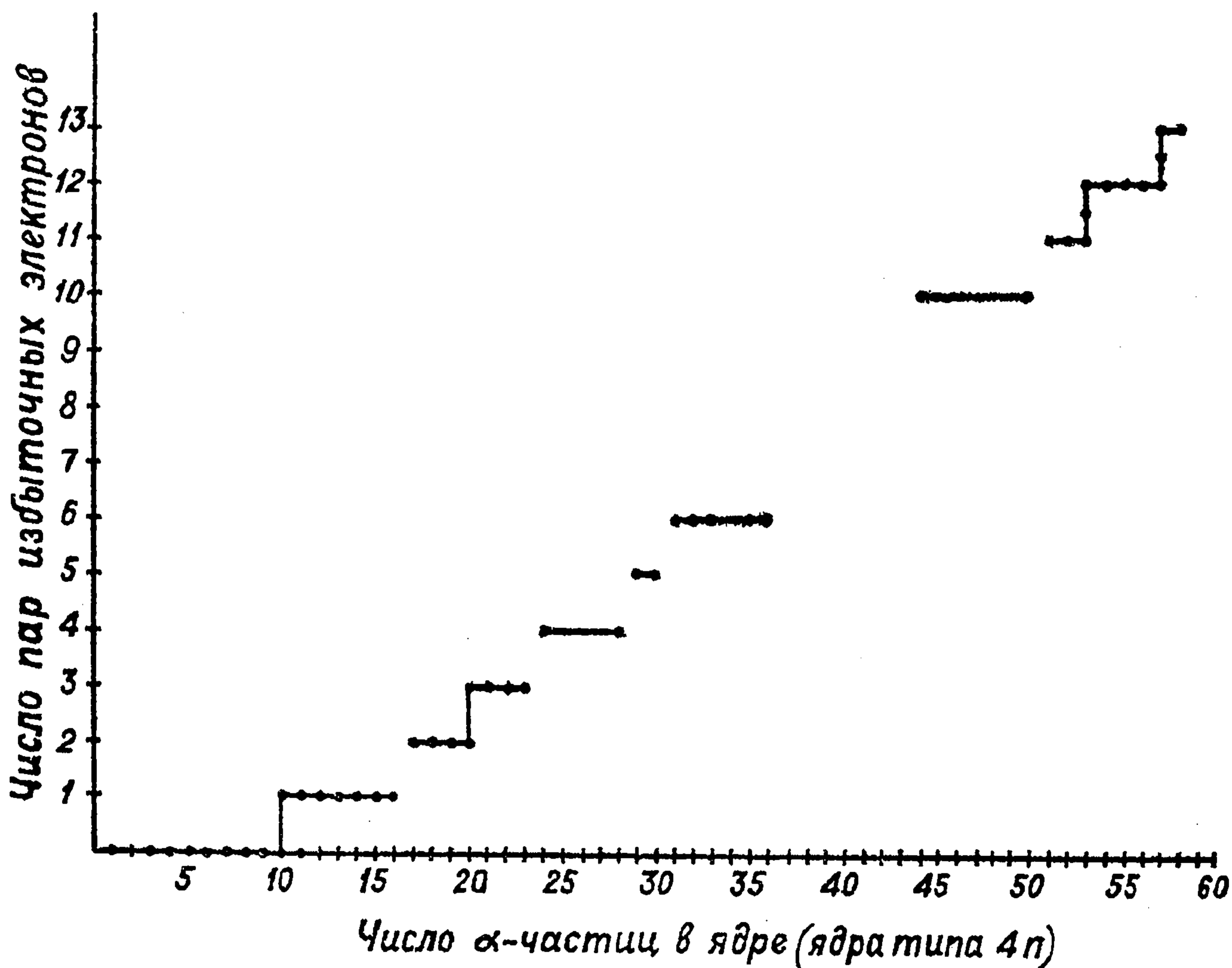


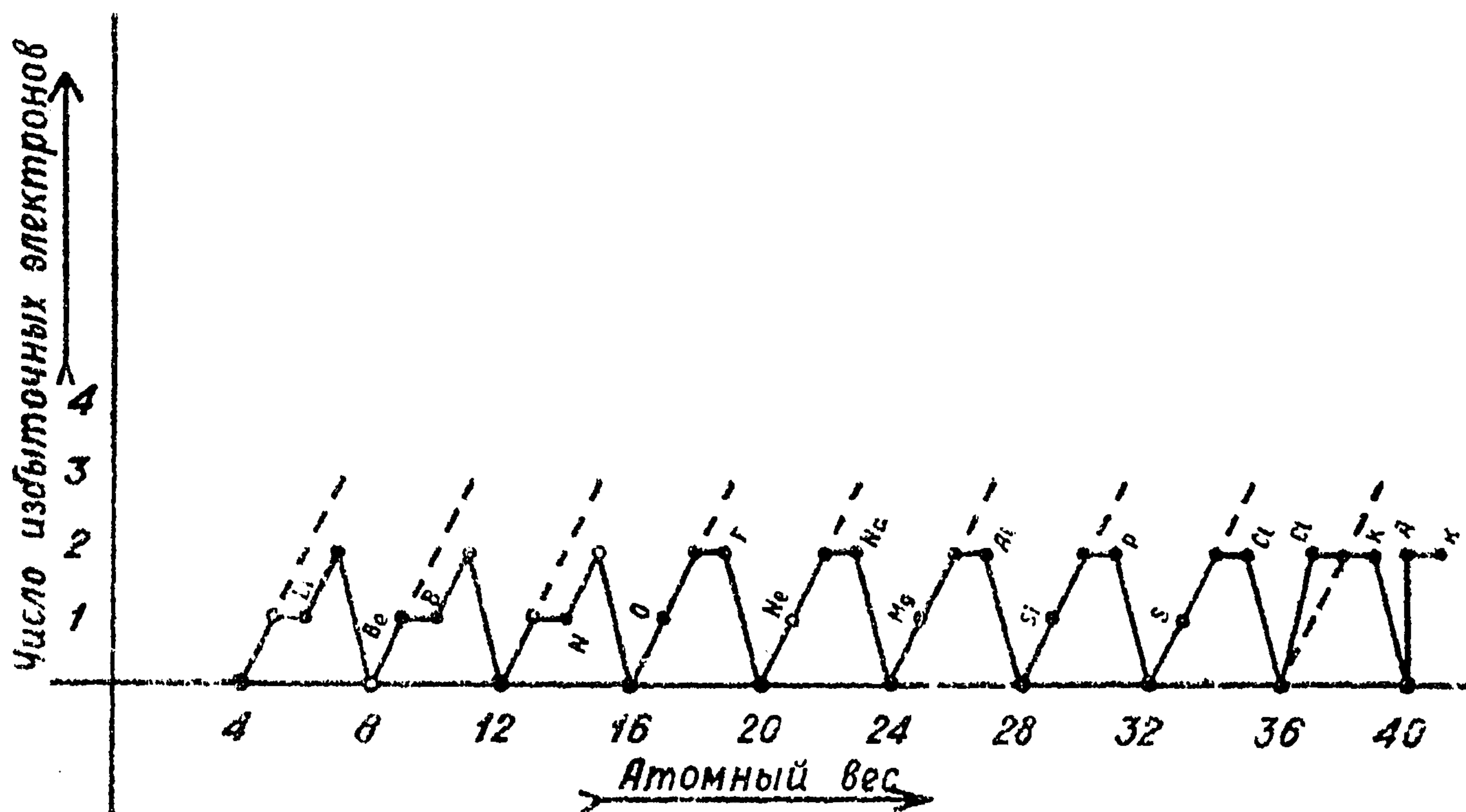
Рис. 1.

ного веса, как указано на рис. 1. Понимать это нужно следующим образом. Главной частью ядра является конгломерат из  $\alpha$ -частиц, который может удерживать еще

<sup>1</sup> Для определения по атомному весу  $A$  и номеру  $Z$  чисел  $\alpha$ -частиц, свободных протонов и свободных электронов в ядре мы имеем очевидные формулы (в них  $E(x)$  означает наибольшее целое число, заключающееся в  $x$ ):

$$N_{\alpha} = E\left(\frac{A}{4}\right); \quad N_{pr} = A - 4E\left(\frac{A}{4}\right); \quad N_e = 2E\left(\frac{A}{4}\right) - Z.$$

определенное число электронов на неких стабильных уровнях, — число которых полностью определяется числом  $\alpha$ -частиц в ядре. На каждом уровне, согласно принципу Паули (Pauli), находятся два электрона с противоположными направлениями магнитного момента. Когда при радиоактивном распаде уменьшается число  $\alpha$ -частиц в ядре, некоторые электронные уровни становятся нестабильными (т. е. переходят в область положительной энергии) и два электрона вылетают один за другим из



Фиг. 2.

атома, что мы и встречаем всегда в радиоактивных рядах ( $\beta$ -преобразования происходят всегда парами). Для ядер, содержащих свободные протоны, указанная закономерность усложняется в виду возмущающего действия последних. На рис. 2 даны числа свободных протонов и электронов для первых двадцати элементов. Мы видим, что свободные протоны могут удерживать в ядре еще электроны сверх нормы, даваемой  $\alpha$ -конгломератом. Число таким образом связанных электронов часто бывает меньше



сдерживающих их протонов; заметим, что эти случаи соответствуют как раз элементам, дающим наибольшую „полезную отдачу“ при искусственном расщеплении.

Общую энергию ядра, вычисленную по дефекту массы, мы можем теперь, хотя и очень приближенно, разбить на слагаемые, соответствующие различным составным частям ядра. Обозначая через  $\epsilon$  внутреннюю энергию  $\alpha$ -частицы, мы можем написать:

$$E = N_{\alpha}\epsilon + E_{\alpha}(N_{\alpha}) + E_p + E_e, \quad (1)$$

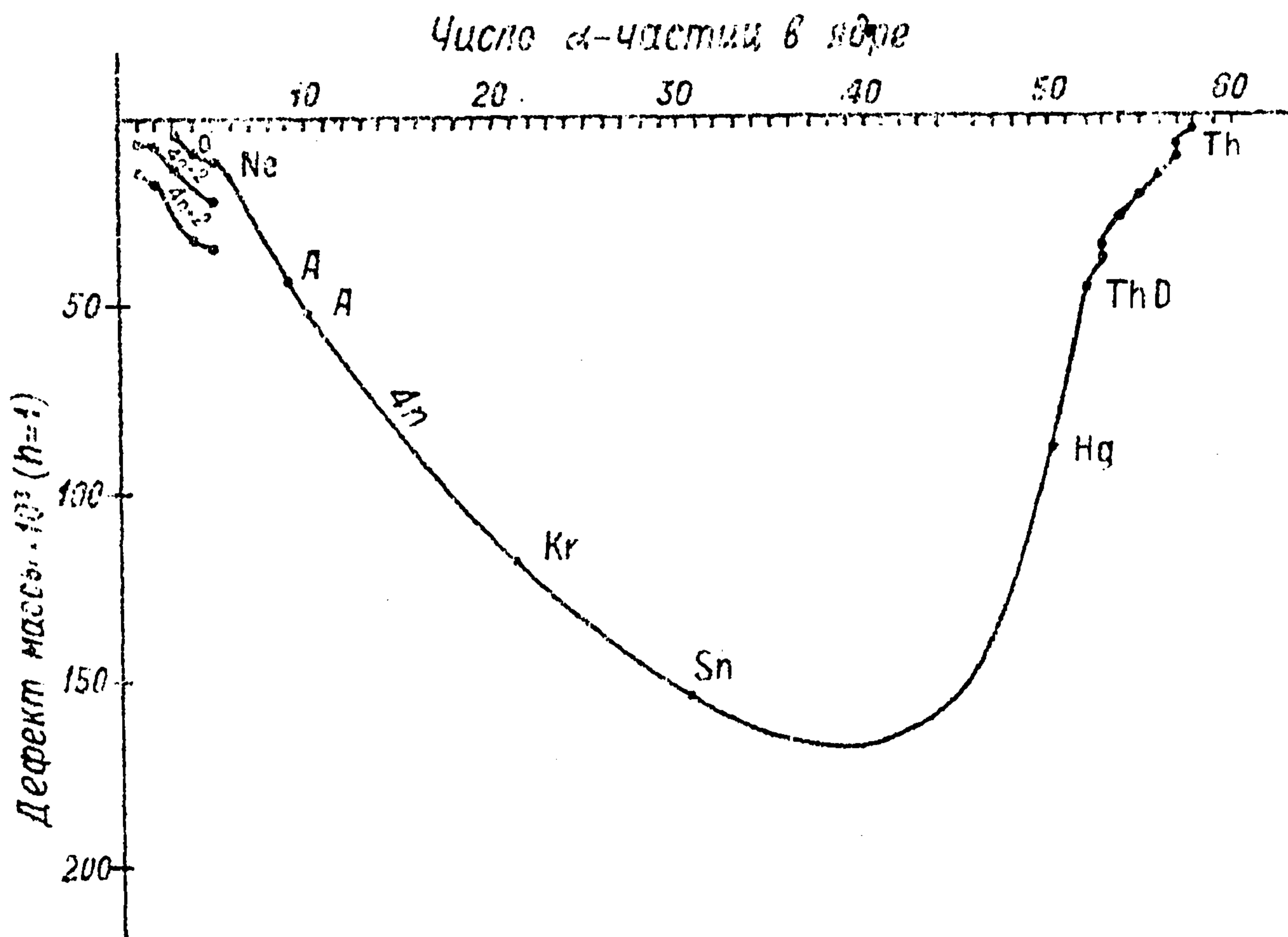


Рис. 3.

где три последние слагаемые дают соответственно энергии связи  $\alpha$ -конгломерата, протонов и электронов. Энергии связи показаны на рис. 3, где энергия выражена через дефект массы (полагая массу атома водорода равной единице). Разница между различными кривыми дает нам энергию, связывающую ядерные протоны. Мы должны также ожидать прыжков в ходе кривых в местах обра-

зования новых электронных уровней. Имеющийся в настоящее время экспериментальный материал о дефектах массы недостаточен для того, чтобы точно построить соответственные кривые и разложить их на три составные части согласно (1). Общий вид кривой дается энергией, связывающей  $\alpha$ -конгломерат. Мы видим, что для тяжелых элементов кривая идет снова вверх, что указывает на возможность самопроизвольного (экзотермического) распада ядра с выбрасыванием  $\alpha$ -частицы.

## § 2. СИЛОВОЕ ПОЛЕ ЯДРА.

Обратимся теперь к вопросу об экспериментальном изучении притягательных сил, возникающих при весьма близком приближении  $\alpha$ -частиц к ядру. Вопрос о силах между ядром и  $\alpha$ -частицей может быть экспериментально исследован в явлении рассеяния  $\alpha$ -частиц при прохождении через материю. Если пропускать пучок  $\alpha$ -частиц через пластинку какого-либо вещества, то те из них, которым случилось на своем пути пройти достаточно близко около одного из ядер атомов вещества пластинки, будут отклонены в сторону под влиянием сил взаимодействия с ядром. Изучая распределение по направлениям рассеянных  $\alpha$ -частиц, мы можем вывести заключение о характере этих взаимодействий. Первые опыты в этом направлении принадлежат Резерфорду. Им же была выведена формула, дающая число  $\alpha$ -частиц, рассеянных в различных направлениях в предположении кулоновского отталкивания между  $\alpha$ -частицей и ядром. Обозначая через  $Ze$  заряд ядра, мы имеем для числа  $\alpha$ -частиц, рассеянных в угле  $\vartheta \pm \Delta\vartheta$ , выражение:

$$N_{\vartheta \pm \Delta\vartheta, \vartheta} = \frac{Z^2 e^4}{m^2 v^4} \operatorname{cosec}^2 \frac{\vartheta}{2} \Delta\vartheta \quad (2)$$

Опыты Резерфорда, повторенные более точно Чадвиком (Chadwick), подтвердили правильность этой формулы и дали возможность впервые экспериментально определить атомный номер элементов.

Однако дальнейшие исследования показали, что формула (2) верна лишь до некоторого предела. Для  $\alpha$ -частиц, подходящих очень близко к ядру, были замечены сильные отступления от формулы Резерфорда, говорящие о наличии здесь каких-то новых сил, кроме кулоновских.

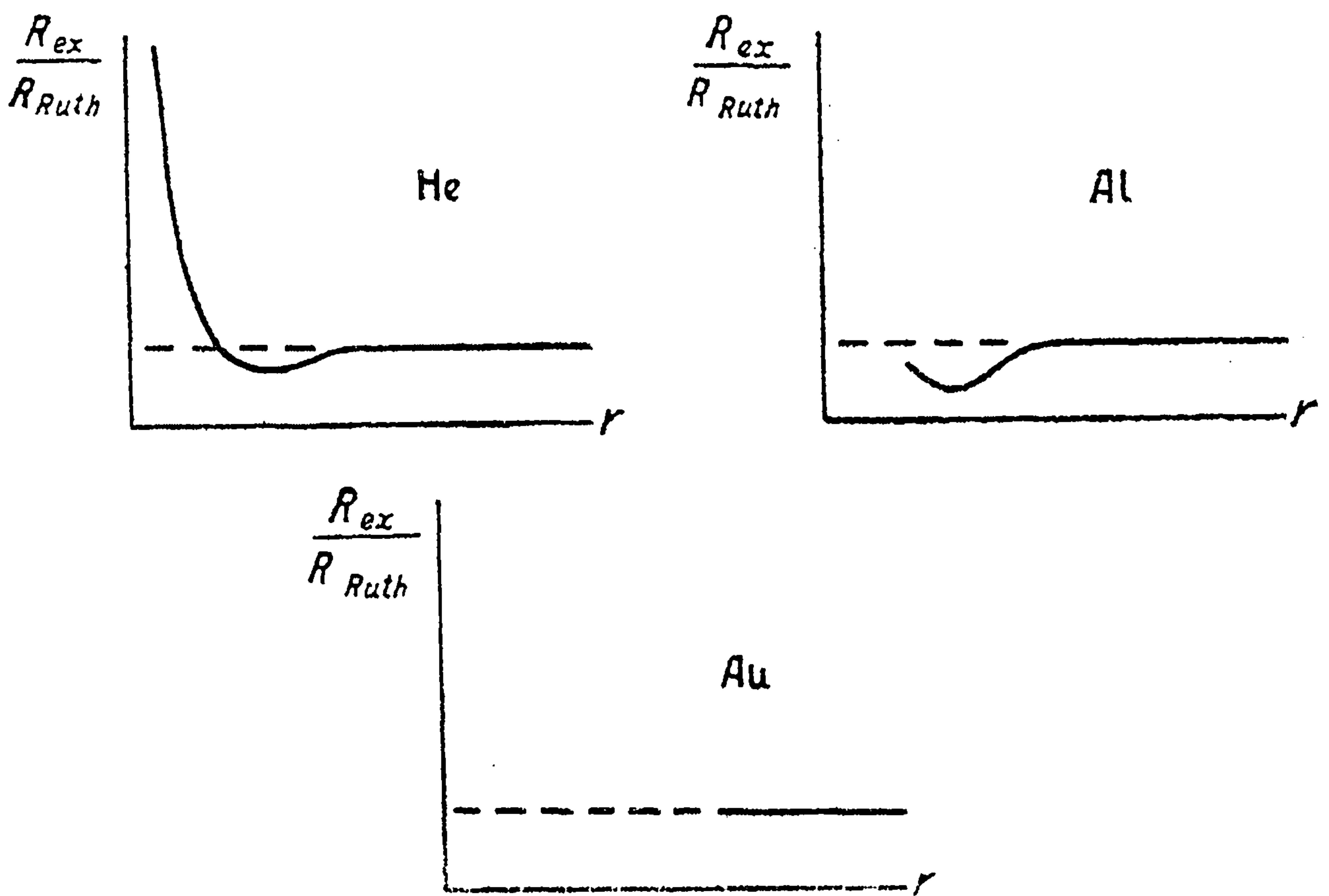


Рис. 4.

Отступления эти заметны лишь для легких элементов, так как для элементов более тяжелых, благодаря большому заряду ядра, самые быстрые  $\alpha$ -частицы не могут проникнуть в район аномальных сил.

Характер отступлений от формулы Резерфорда для некоторых легких элементов дан на рис. 4, где по оси абсцисс отложена величина наибольшего приближе-

ния  $\alpha$ -частиц, а по оси ординат отношение наблюдаемого числа рассеянных частиц к числу, вычисленному по формуле (1).

Существование этих отклонений может быть объяснено добавлением к обычному кулоновскому потенциалу добавочного члена, изменяющегося обратно пропорционально высокой степени расстояния.

$$U(r) = -\frac{2Ze^2}{r} + \frac{A}{r^k}.$$

Вычисление Билера (Bieler), принимающего  $k=4$ , и Хардмайера (Hardmeyer) ( $k=5$ ) позволяют более или менее точно объяснить ход кривых отклонения. Хардмайер рассматривает добавочную силу, как происходящую от поляризации  $\alpha$ -частиц, что дает возможность вывести заключение о поляризационной способности последней.

Согласно Хардмайеру для величины критического радиуса ядра алюминия (расстояние, на котором притягательные силы перевешивают отталкивание) получаем  $r_0 = 3,44 \cdot 10^{-13}$  см.

Однако как вычисление Хардмайера, так и вычисление Билера произведены на основании классической механики и нуждаются в обработке с точки зрения механики волновой.

### § 3. ЭНЕРГИЯ ЯДРА.

Рассмотрим теперь вопрос о строении основной части ядра, т. е. совокупности  $\alpha$ -частиц. Для объяснения устойчивости такой совокупности совершенно необходимо, конечно, допустить существование между  $\alpha$ -частицами, находящимися на близких расстояниях, каких-либо при-

тягательных сил, превышающих кулоновское отталкивание между зарядами. Экспериментальным подтверждением наличия этих сил являются опыты Резерфорда и Чадвика, заметивших аномалии в рассеянии  $\alpha$ -частиц в гелии в случае весьма сильного сближения двух ядер.

Природа этих сил притяжения пока неизвестна, поскольку у нас нет еще модели  $\alpha$ -частицы, — но наиболее вероятно, что силы эти носят характер поляризационных. Притяжение это весьма быстро убывает с расстоянием между частицами и уже на расстояниях порядка  $10^{-12}$  см им можно пренебречь по сравнению с кулоновским отталкиванием. Однако для  $\alpha$ -частиц, тесно сжатых в ядре, силы эти играют первенствующую роль.

Вопрос о строении  $\alpha$ -конгломерата значительно упрощается тем фактом, что  $\alpha$ -частицы (в числе до 55 в радиоактивных элементах) в ядре можно считать находящимися в одном и том же квантовом состоянии, а именно в основном. Причина эта лежит в неприменимости к  $\alpha$ -частицам принципа Паули. В самом деле, образование электронных оболочек с различными квантовыми числами в атоме или в самом ядре есть результат того, что, согласно принципу Паули, на данном квантовом уровне могли находиться лишь два электрона (магнитные моменты последних должны быть при этом направлены в различные стороны). Согласно современным воззрениям к  $\alpha$ -частицам (как имеющим четный заряд) принцип Паули не применим и, поскольку мы считаем ядра известных нам элементов находящимися в состоянии не возбужденном (наименьшей энергии), мы должны считать, что все  $\alpha$ -частицы находятся на основном уровне энергии. Такого рода совокупность частиц, с чрезвычайно

быстро варьирующими с расстоянием силами между ними, представляет полную аналогию тому, что мы имеем в обыкновенной жидкости. В самом деле, вычисляя потенциальную энергию одной из частиц, окруженной множеством других, мы можем принимать во внимание лишь действие окружающих частиц, находящихся внутри сферы небольшого радиуса (сферы действия молекулы по терминологии теории жидкостей) — действие частиц, лежащих вне этой сферы, в виду быстрого спадения сил притяжения, будет ничтожным.

Совокупность конечного числа частиц будет образовывать нечто в роде капли, обладающей поверхностным слоем и соответствующим поверхностным натяжением. Существование такой капли будет обуславливаться равновесием между силой поверхностного натяжения и внутренним давлением частиц капли (нулевой энергией  $\alpha$ -частиц). Предварительное вычисление такой модели на основании волновой механики дает радиус и энергию ядра-капли, достаточно хорошо совпадающими с измеренными на опыте радиусами и энергией реальных ядер. Теория приводит к изменению радиуса ядра от элемента к элементу приблизительно пропорционально кубическому корню из атомного веса („плотность“ ядра должна оставаться постоянной для различных элементов), что также согласуется с опытными данными.

Нас сейчас интересует вопрос об устойчивости нашей модели ядра-капли и возможности объяснить самопроизвольный  $\alpha$ -распад тяжелых элементов. При учете лишь притягательных сил между  $\alpha$ -частицами в ядре энергия нашей модели будет постепенно убывать с увеличением числа частиц; прибавление каждой новой частицы будет являться экзотермическим процессом и о самопроизволь-

ном распаде не может быть и речи. Иначе однако будет обстоять дело, если мы примем во внимание существование кулоновского отталкивания между  $\alpha$ -частицами. Правда, на внутриядерных расстояниях кулоновские силы весьма незначительны по сравнению с силами притяжения и не могут изменить существенно структуру ядра и скачек потенциальной энергии в поверхностном слое капли.

Действие кулоновских сил будет сводиться лишь к снижению значения потенциала на сравнительно больших расстояниях от ядра, как указано на рис. 5 *a*, *b*, что дает возможность  $\alpha$ -частице покинуть ядра, „перескочивши“ через образовавшийся потенциальный барьер. Это будет однако лишь возможно, если падение потенциала вне ядра достаточно велико, что имеет место для ядер, несущих большой положительный заряд (т. е. для элементов с большим атомным номером). На рис. 6 представлена энергия

ядра, вычисленная на основании нашей модели. Точками представлены значения энергии ядер различных элементов (типа  $4n$ ), полученные из отклонений атомного веса от целых чисел (Massendefekt) по измерениям Астона.

Мы видим, что теоретическая кривая совпадает с экспериментальными точками в области легких элементов, слишком рано начинает подыматься, пересекая ось абсцисс

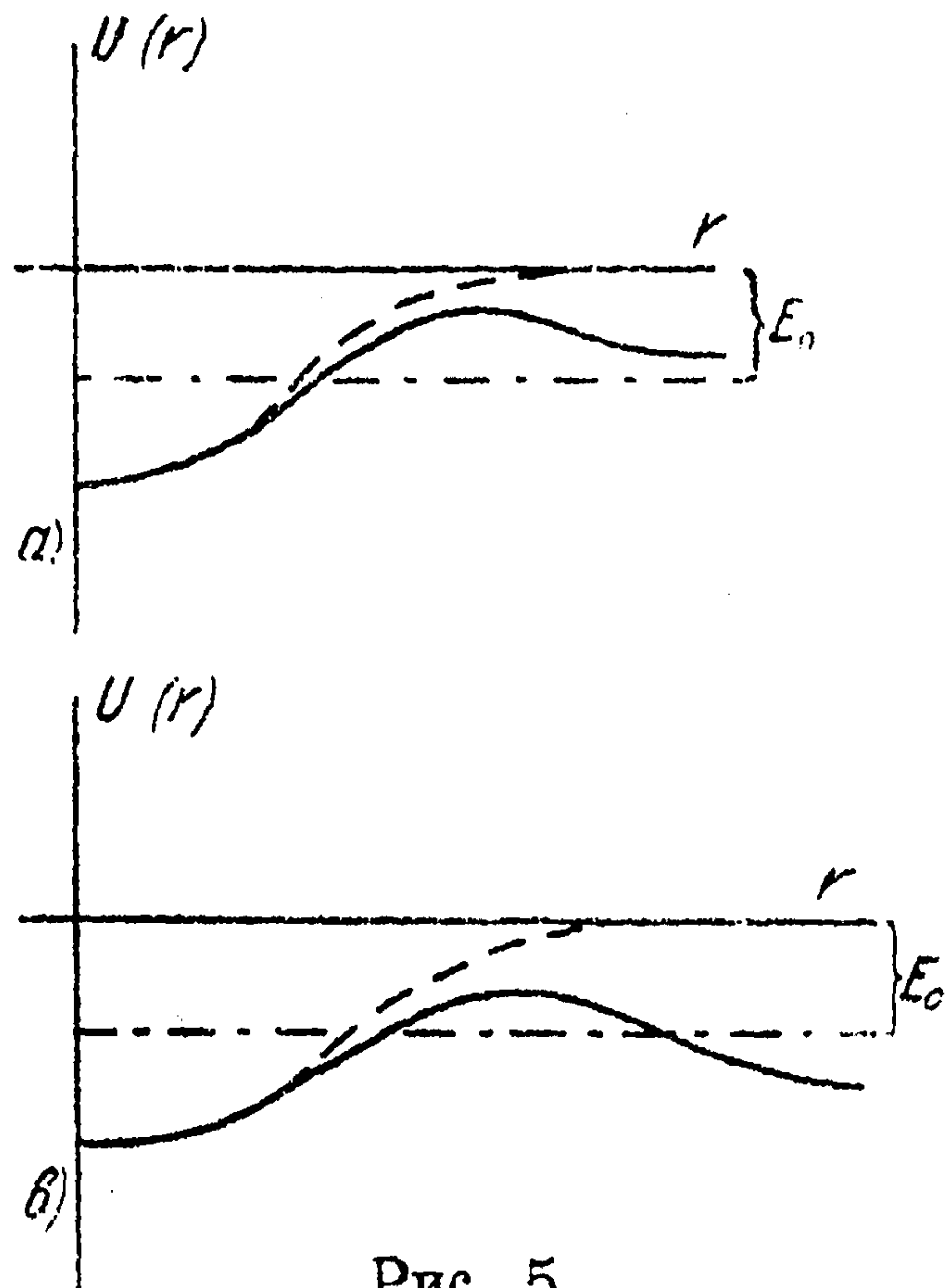


Рис. 5.

---- распределение потенциала, учитывая только притягательные силы. ——— распределение потенциала при учете сил кулоновского отталкивания.

около атомного веса 80. Можно было бы конечно попытаться объяснить это расхождение с опытными данными весьма грубыми приближениями, допущенными в вычислениях нашей модели, — однако дело здесь обстоит гораздо серьезнее. В самом деле: наша теоретическая кривая относится лишь к ядру, состоящему исключительно из  $\alpha$ -частиц, в то время как мы знаем, что для элементов с атомным весом больше 40 ( $N_\alpha > 10$ ) ядра всегда содержат некоторое количество свободных электронов.<sup>1</sup>

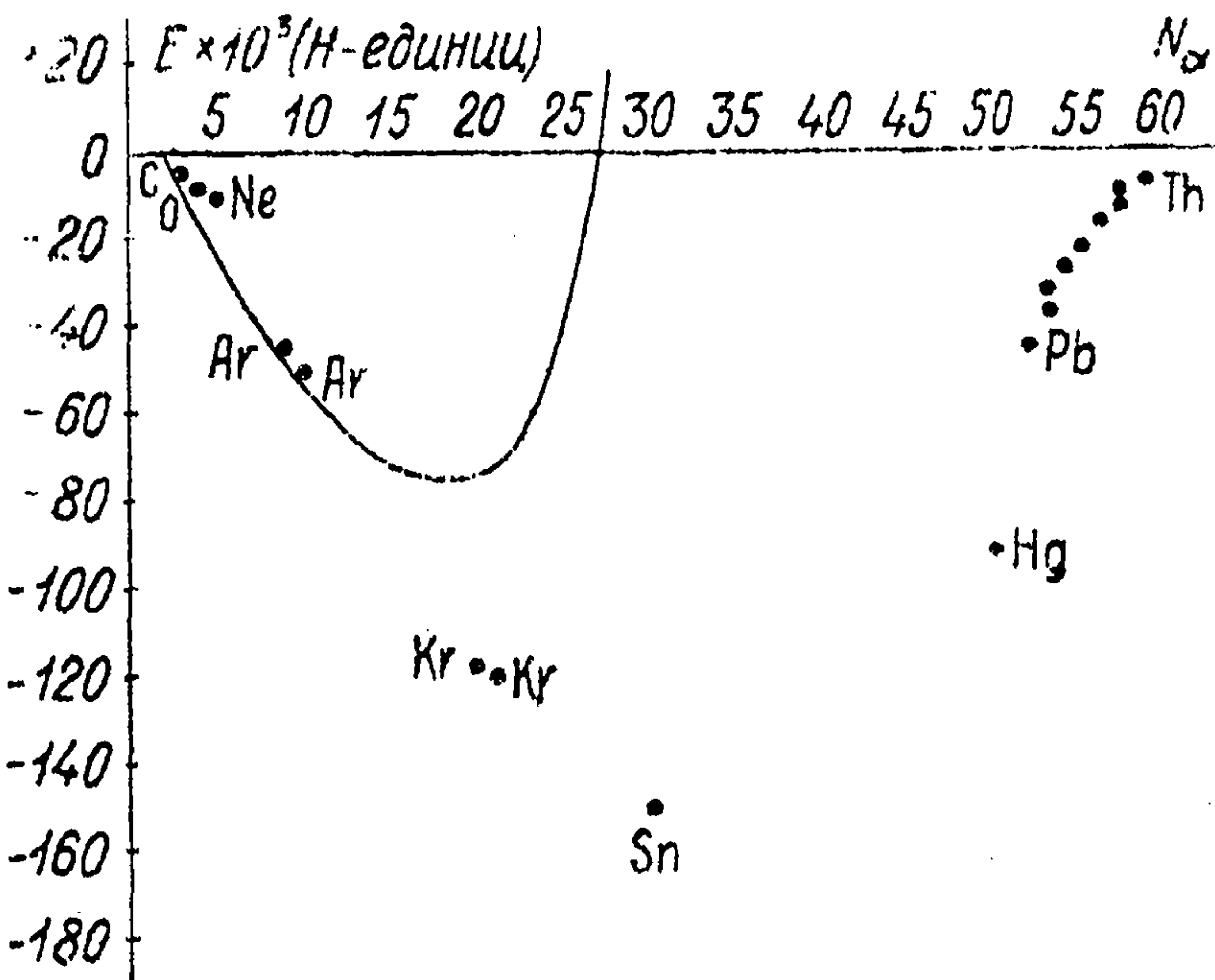


Рис. 6.

Если бы наша теоретическая кривая совпадала с экспериментальными точками, то это значило бы, что добавочные электроны дают лишь весьма малое изменение энергии ядра, почти не изменяя хода кривой энергии. Это предположение привело бы нас

к весьма серьезным затруднениям принципиального характера. Уже давно указывалось на тот факт, что в виду того, что кривая внутренней энергии ядра, согласно измерениям Астона, имеет минимум для атомного веса 120; все элементы, тяжелее чем 120, должны бы быть радиоактивны, ибо распад в области поднимающейся кривой энергии является процессом экзотермическим.

Применение новой квантовой механики только увеличило это затруднение, ибо, как увидим ниже, согласно

<sup>1</sup> Мы рассматриваем здесь лишь элементы с атомным весом типа  $4n$ , не имеющие свободных ядерных протонов.



волновой механике, ничто не в силах помешать распаду ядра, если этот распад может идти с выделением энергии. На основании теории  $\alpha$ -распада (см. главу II) мы можем даже вычислить скорость распада элементов, лежащих в области атомных весов 120 — 200; вычисление приводит к весьма коротким периодам жизни этих элементов (например несколько секунд для атома ртути!), что явно не согласуется с хорошо известной устойчивостью последних. Выход из указанных противоречий может быть

однако найден, если мы обратим внимание на роль внутриядерных свободных электронов. Действительная кривая внутриядерной энергии должна быть фактически построена из ряда отрезков различных кривых, соответствующих  $\alpha$ -капле, удерживающей определенное число электронных пар (изоэлектронные кривые).

Эти кривые должны пересекаться при тех значениях атомного веса, при которых в ядре появляется новая устойчивая электронная орбита (т. е. при  $N_\alpha = 10, 17, \dots$  см. стр. 7). На рис. 7 представлен схематически ход изоэлектронных кривых в области легких элементов. Устойчивые ядра соответствуют точкам на „огибающей“ нашего семейства кривых; в самом деле легко видеть, что для этих точек самопроизвольное испускание как  $\alpha$ -частицы, так и электрона является энергетически невозможным.

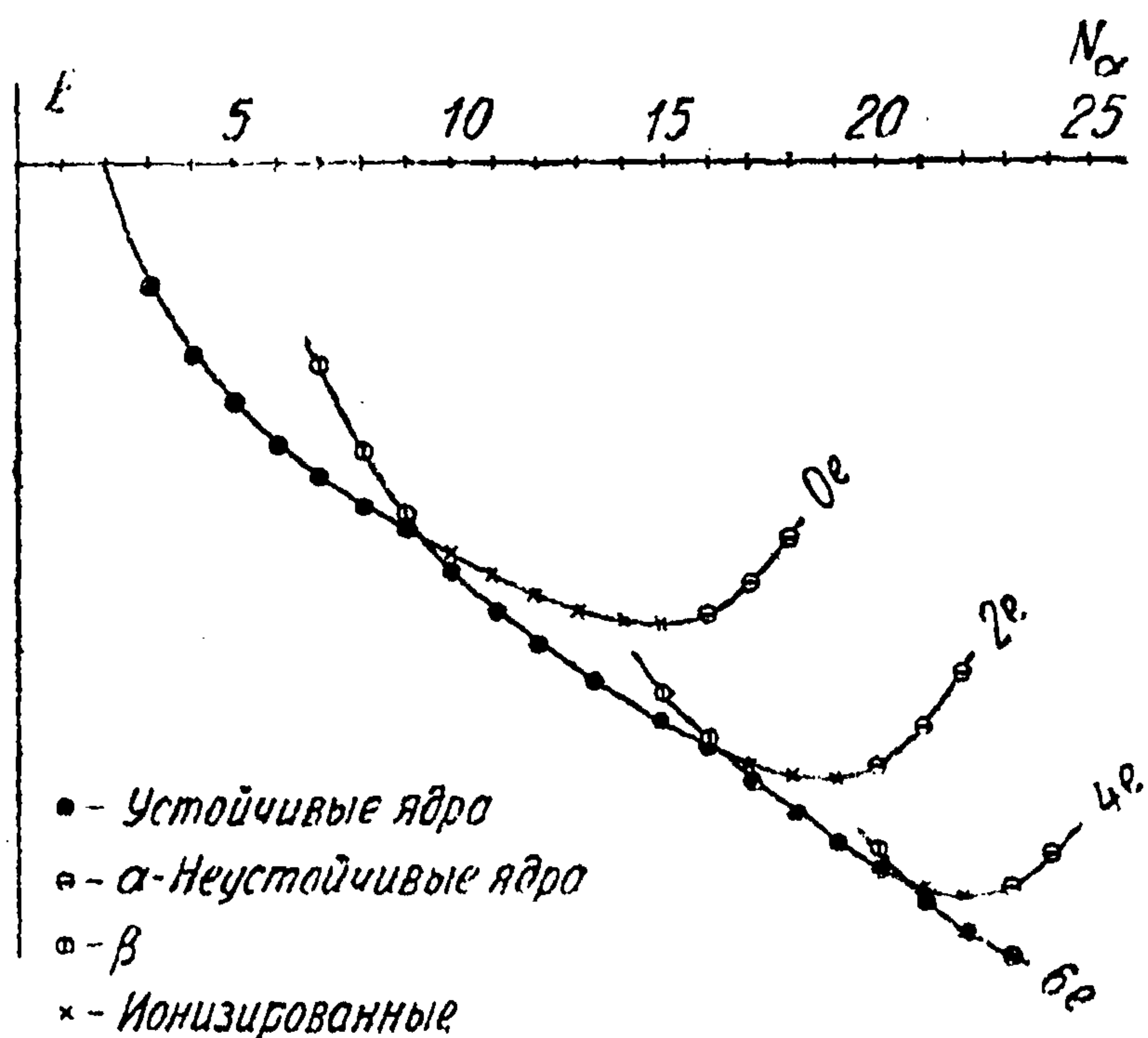


Рис. 7.

Ядра, соответствующие внутренним веткам наших кривых, будут или неустойчивы, имея возможность испустить  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицу, или же будут находиться в, так сказать, ионизованном состоянии, имея одну незаполненную устойчивую электронную орбиту. Ни те, ни другие состояния ядра до настоящего времени наблюдать не удалось, хотя не лишено возможности, что  $\beta$ -активность легких элементов К и Rb (лежащих как-раз вблизи точек пересечения наших кривых) связана с существованием в природе та-

кого рода ядер.

Мы сейчас подходим к наиболее интересной части кривой энергии, при  $N_\alpha > 30$ , где общий подъем кривой, казалось бы, должен обусловить неустойчивость ядра. Относительно этой области экспериментальный материал очень беден; мы имеем лишь измеренные А с т о

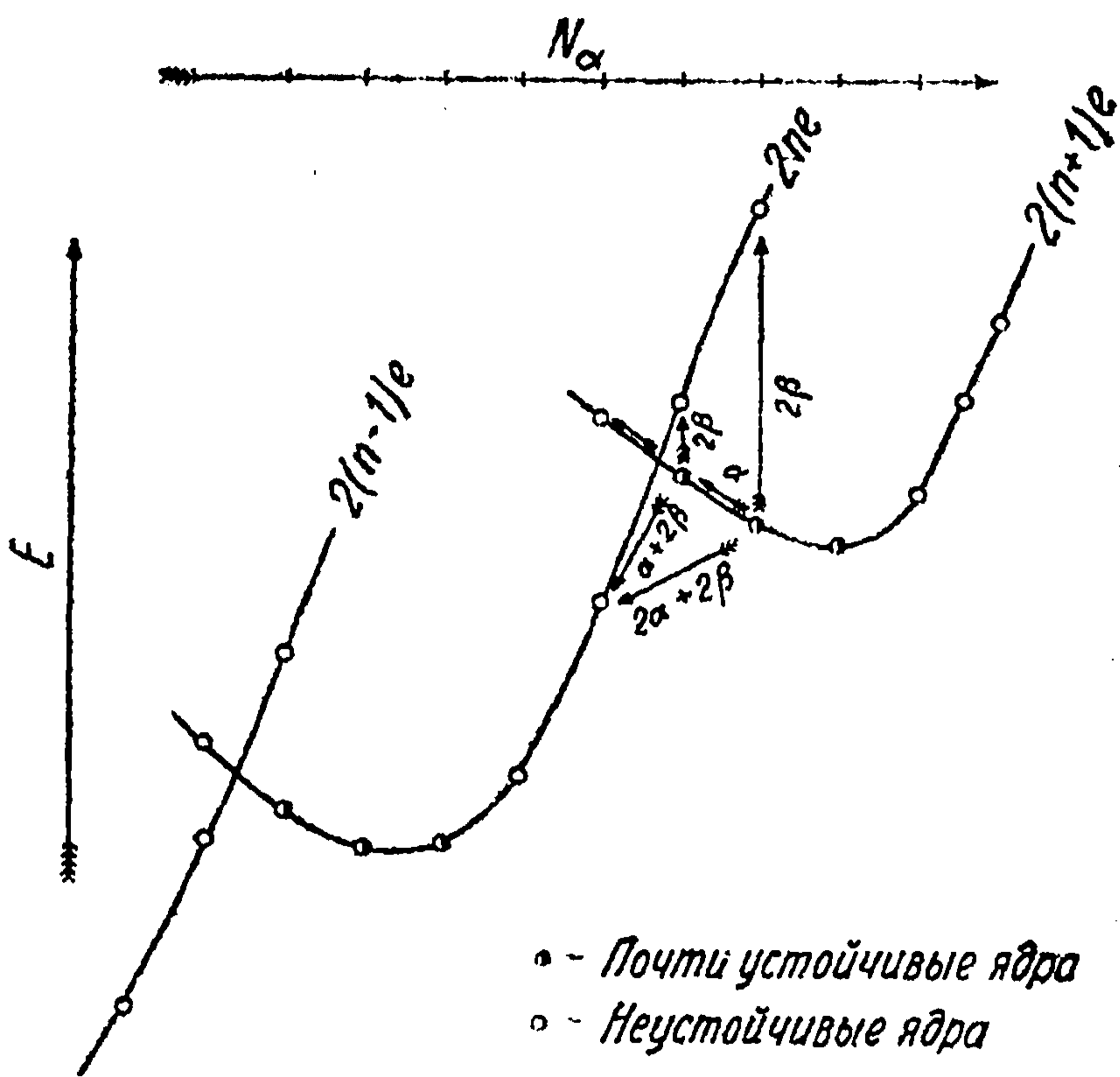


Рис. 8.

н о м дефекты массы для ядер Sn ( $N_\alpha = 30$ ); Hg ( $N_\alpha = 40$ ) и Rb ( $N_\alpha = 42$ ), которые явно говорят за общее возрастание кривой энергии в этой области (см. рис. 6). Единственная возможность объяснить существование устойчивых ядер в этой области — это принять ход кривых, представленный на рис. 8. Мы видим, что для ядер, отмеченных черными кружками, как процесс  $\alpha$ -, так и процесс  $\beta$ -распада, является энергетически невозможным. Правда, ход кривых в этой области указывает на энергетическую

возможность распада, когда несколько составных частей *одновременно* покидают ядро. Однако произведенный на основании волновой механики приблизительный подсчет вероятности такого двойного или тройного распада приводит к настолько ничтожным числам, что данные элементы можно практически считать вполне устойчивыми. Указанные рассуждения приводят к необходимости допустить существование свободных мест в ряду атомных весов изотопов между 120 и 208, что однако в виду недостаточной исследованности изотопов этой области (редкие земли) не может быть пока подтверждено экспериментально.

В области радиоактивных элементов мы имеем возможность по-

строить изоэлектронные кривые энергии, исходя из известной энергии распада в ряду радиоактивных элементов.

Общий вид кривых представлен на рис. 9. Мы видим, что в виду иного, чем на рис. 8, хода кривых в этой области мы можем иметь весьма длинный ряд последовательных  $\alpha$ - и  $\beta$ -превращений, причем дальнейший распад останавливается, когда ядро докатится до первого минимума „оггибающей“ кривой энергии.

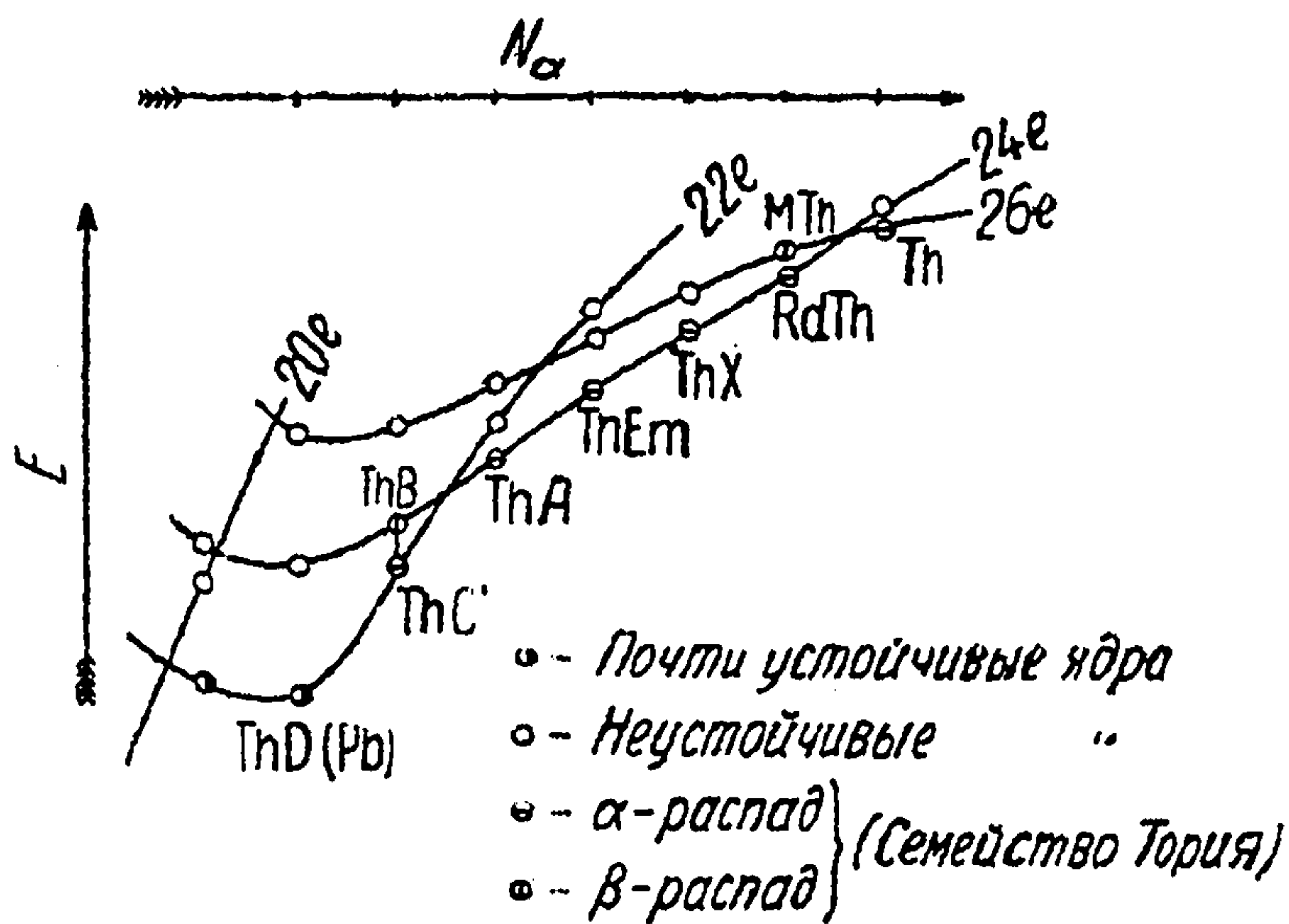


Рис. 9.

## Глава вторая.

### РАДИОАКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ.

#### § 4. „ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР“ В ЯДРЕ АТОМОВ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ.

Теперь мы можем заняться детальным изучением вопроса о вылете из ядер  $\alpha$ -частиц. На первых шагах мы наталкиваемся здесь на трудность принципиального характера. Мы уже видели, что всякое ядро окружено своего рода потенциальным барьером (рис. 10), мешающим  $\alpha$ -частице вылететь наружу, если энергия ее недостаточно велика. Однако  $\alpha$ -частицы, вылетающие из ядра при радиоактивном распаде, имеют энергию недостаточную, чтобы перекатиться через этот барьер.

Для урана, например, согласно опытам Резерфорда, кулонов закон имеет место вплоть до расстояния  $3 \cdot 10^{-12}$  см, где величина потенциальной энергии уже равна  $13 \cdot 10^{-6}$  эрг.; максимальная же высота барьера должна быть еще много больше. С другой стороны  $\alpha$ -частицы, испускаемые при распаде U, имеют энергию всего  $6,8 \cdot 10^{-6}$  эрг. С точки зрения классической механики  $\alpha$ -частица с такой энергией не может вылететь из ядра, „перекатившись“ через барьер, ибо на пути она должна была бы пройти через область, где ее полная энергия меньше потенциальной. Формально говоря, в этой области ее кинетическая энергия должна быть отрица-

тельной ( $E = K + U(r)$ ;  $E < U$ ), а следовательно скорость мнимой.

Современная волновая механика однако допускает возможность такого перехода; наблюдаемый „парадокс“ не только не противоречит основным положениям новой механики, но есть прямое следствие ее. Более того: применение законов волновой механики к этому явлению дает возможность понять и объяснить количественно как

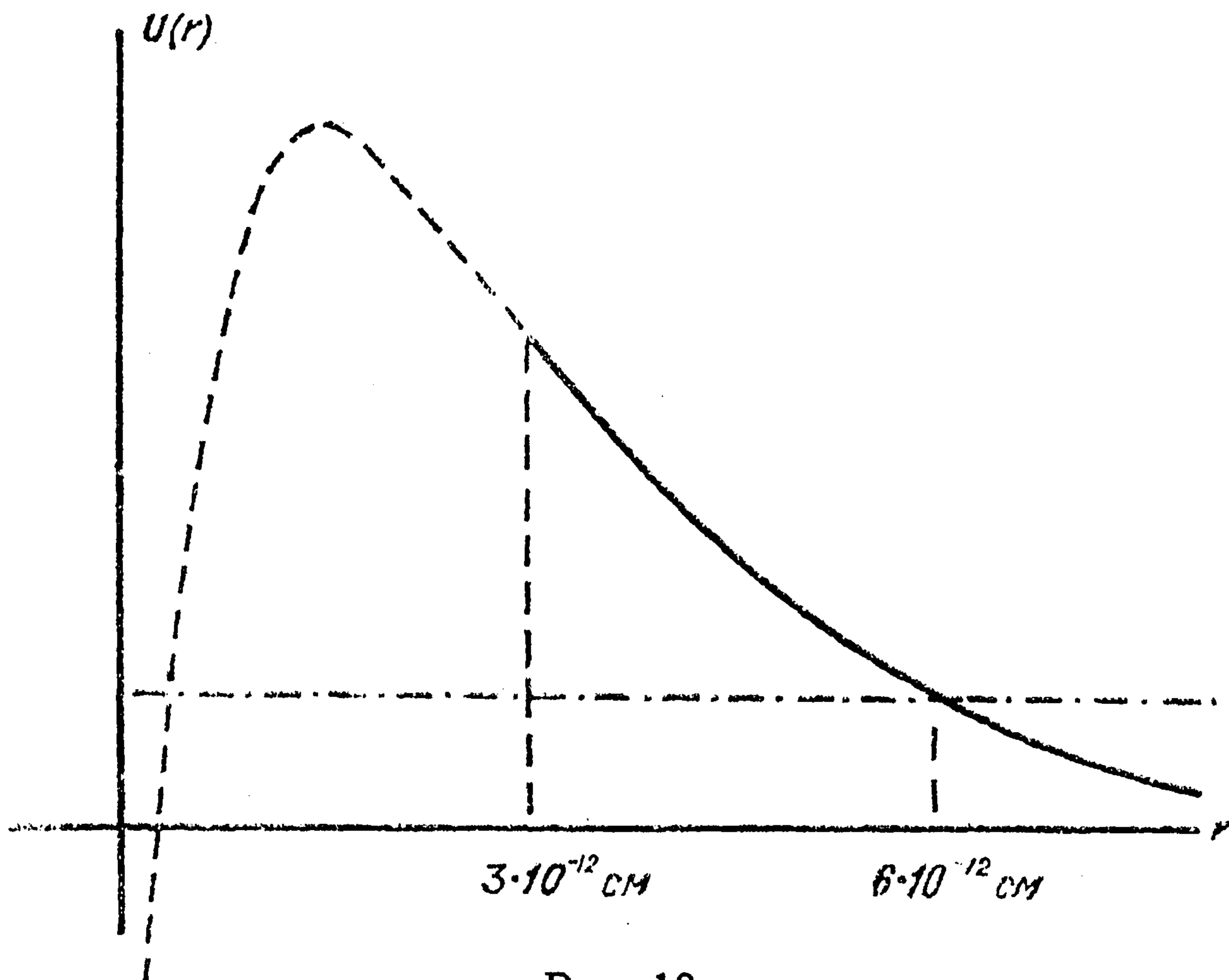


Рис. 10.

те долгие периоды распада (до  $10^{10}$  лет), которые мы наблюдаем у радиоактивных веществ, так и существование вполне определенных (проквантованных) скоростей у  $\alpha$ -частиц.

На первый взгляд парадоксальное явление проникновения движущихся частиц „в область мнимой скорости“ есть результат волнового характера новой механики и представляет полную аналогию с хорошо известными

явлениями в волновой оптике. Если пучок световых лучей падает на границу раздела двух сред (напр. стекло — воздух) под углом полного внутреннего отражения, то согласно законам геометрической оптики все лучи отражаются от поверхности раздела, и ничто не проходит во вторую среду.

Согласно волновой теории света явление полного внутреннего отражения происходит гораздо сложнее: световые колебания и в случае полного внутреннего отражения проникают во вторую среду, однако интенсивность светового ~~движения~~ быстро (экспоненциально) убывает с расстоянием от границы раздела и уже на рас-

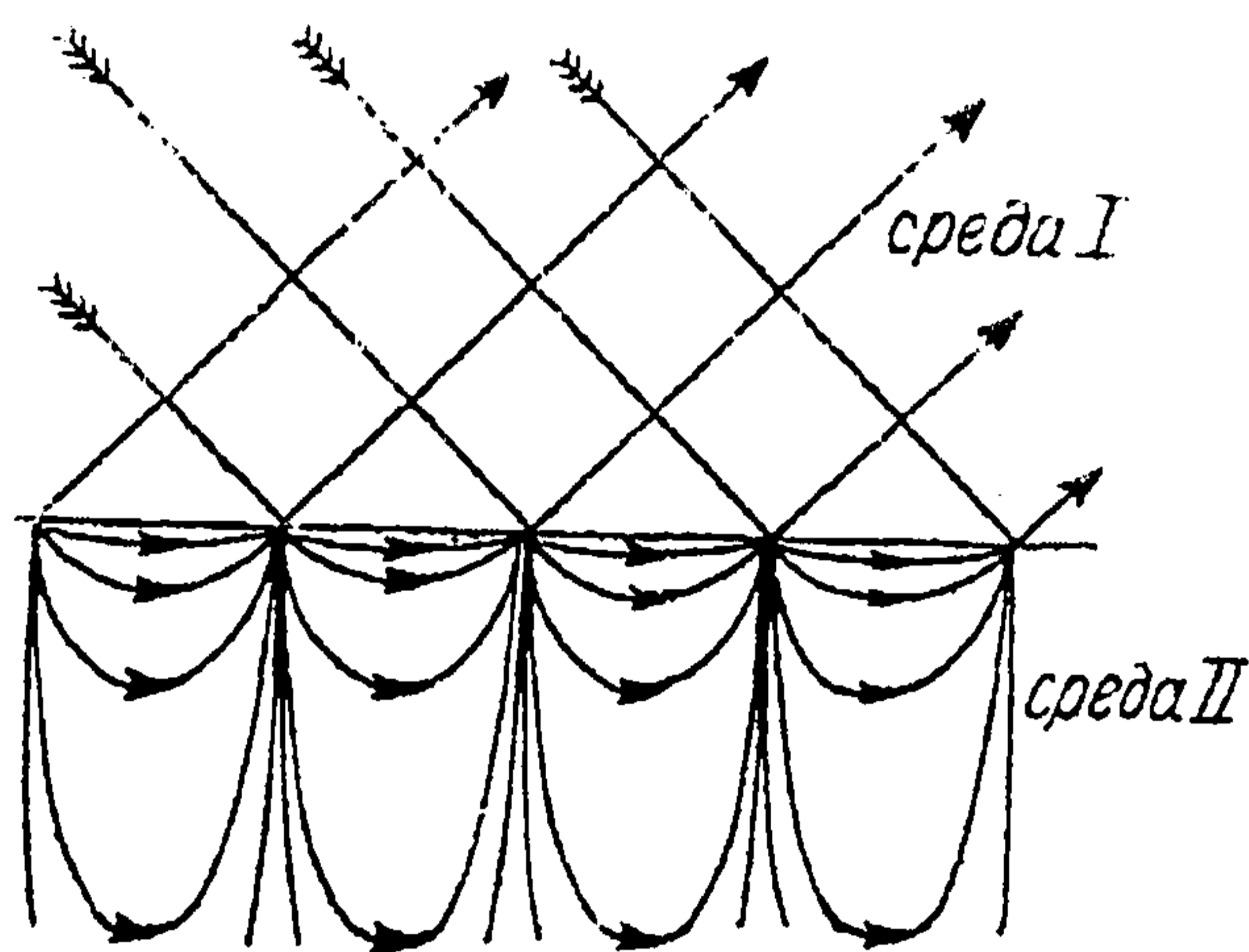


Рис. 11.

стоянии нескольких длин волн становится совершенно ничтожной. Понятие о световом луче (геометрической оптике) при этом совершенно теряется (так же, как и в явлениях диффракции), и мы можем составить себе представление о явлении, происходящем во второй среде лишь по ходу линий потока световой энергии (линии вектора Пойнтинга). На рис. 11 дана картина распределения линий потока световой энергии, в случае полного внутреннего отражения по вычислениям А. Эйхенвальда.

Мы видим, что потоки энергии отчасти заходят во вторую среду, не проникая однако далеко. Теоретически же говоря, на любом расстоянии от границы существует световое возбуждение, хотя и чрезвычайно ничтожное.

Поэтому, если у нас имеется лишь воздушный промежуток конечной толщины между двумя слоями стекла, то свет может проникнуть через него даже при падении

под углом, бóльшим угла полного внутреннего отражения; прошедшая часть света будет однако совершенно ничтожна, если толщина воздушного промежутка велика по сравнению с длиной световой волны.

Указанное явление представляет глубокую аналогию с указанным выше „парадоксом“. Согласно волновой механике наши обычные представления о движении материальных точек и в частности понятие о траектории есть лишь понятие приближенное, настолько же приближенное, как понятие прямолинейного распространения света и светового луча в геометрической оптике. Законы движения материальной точки находят себе выражение в основном уравнении новой механики — волновом уравнении.

Решение уравнения Шредингера (Schrödinger) представляется непрерывными в пространстве волновыми функциями, дающими возможность вычислить вероятность нахождения материальной точки в том или ином месте, или вероятность того или иного перехода. Лишь в особых случаях мы имеем возможность построить приближенное понятие траектории аналогично построению луча в волновой теории света.

Падающие на потенциальный барьер, относящиеся к материальной частице, волны де Бройля (de Broglie) всегда отчасти проникают через барьер, чем и обуславливается возможность перехода материальной точки с одной стороны барьера на другую.

Процесс прохождения точки через барьер совершенно не может быть описан, хотя бы и приближенно, терминами классической механики, так как понятие о траектории (луче) здесь совершенно теряется. Возникает еще вопрос, какое значение мы должны приписывать „мнимой скорости“ точки, находящейся внутри барьера. Подроб-

ный анализ показывает, что понятие о скорости здесь также совершенно теряется — никакими измерениями не можем мы определить скорости точки — ее не существует. Мнимая скорость, получаемая из равенства

$$E = \frac{1}{2} mv^2 + U,$$

есть величина чисто формальная (подобно часто употребляемому мнимому показателю преломления) и не соответствует никакой физической реальности. Лишь для точки, прошедшей через барьер, понятие скорости приобретает снова физическое значение. Таким образом мы видим, что встреченные нами затруднения являются простым следствием волновой механики — они являются также одним из наиболее веских ее экспериментальных подтверждений. Длинные периоды жизни радиоактивных элементов становятся сразу понятными: быстрое спадение интенсивности волнового движения в области „мнимой скорости“ обуславливает весьма медленное „просачивание“  $\alpha$ -частиц из внутренней области ядра наружу. В следующих параграфах мы разберем этот вопрос подробнее математически и получим формулы для сравнения теории с экспериментом.

## § 5. ПРОХОЖДЕНИЕ $\alpha$ -ЧАСТИЦЫ ЧЕРЕЗ „ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР“.

Мы попытаемся получить решение волнового уравнения, описывающее процесс вылета из ядра  $\alpha$ -частицы. Потенциальная энергия  $\alpha$ -частицы в поле ядра составляет, как мы видели выше, из энергии кулоновских и притягательных сил, действующих на малых расстояниях от ядра, и является функцией лишь от расстояния  $\alpha$ -частицы от ядра.



Вводя сферические координаты  $(r, \varphi, \Theta)$  с началом в центре ядра, мы можем искать решение уравнения Шредингера

$$\nabla^2 \psi - \frac{4\pi i}{h} \frac{d\psi}{dt} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} U\psi = 0 \quad (3)$$

в виде

$$\psi(r, \varphi, \Theta, t) = \frac{1}{r} \chi_n(r) \cdot e^{\frac{2\pi}{h} E_n t} \cdot u_m(\varphi, \Theta), \quad (4)$$

где  $u_m(\varphi, \Theta)$  есть шаровая функция  $m$ -го порядка, а  $E_n$  и  $\chi_n(r)$  суть характеристические числа и фундаментальные функции (Eigenwerte und Eigenfunktion) уравнения

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - U(r)] + \frac{h^2}{8\pi^2 m} \frac{m(m+1)}{r^2} \chi = 0. \quad (5)$$

Различным индексам  $m$  и  $n$  (квантовые числа: азимутальное и главное) соответствуют различные квантовые состояния нашей системы. Мы уже видели раньше, что  $\alpha$ -частицы внутри ядра находятся в основном квантовом состоянии, поэтому мы должны положить азимутальное число  $m$  равным нулю.<sup>1</sup> и искать решение уравнения (5) при  $m = 0$ , т. е.

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - U(r)] \chi = 0, \quad (6)$$

соответствующее наименьшему значению энергии  $\epsilon$ .

Для выяснения характера решения мы разберем сначала случай с наиболее простым распределением потенциала, для которого возможно полное решение задачи, а именно случай „прямоугольного“ барьера, окружающего ядро (рис. 12).

<sup>1</sup> При этом  $u_0(\varphi, \Theta) = 1$ .

Мы полагаем:

$$\begin{aligned} U(r) &= 0; & r < r_1 & \text{область I} \\ U(r) &= U_0 \text{ для } r_1 < r < r_2 & \text{'' II} \\ U(r) &= 0 & r_2 < r & \text{'' III} \end{aligned} \quad (7)$$

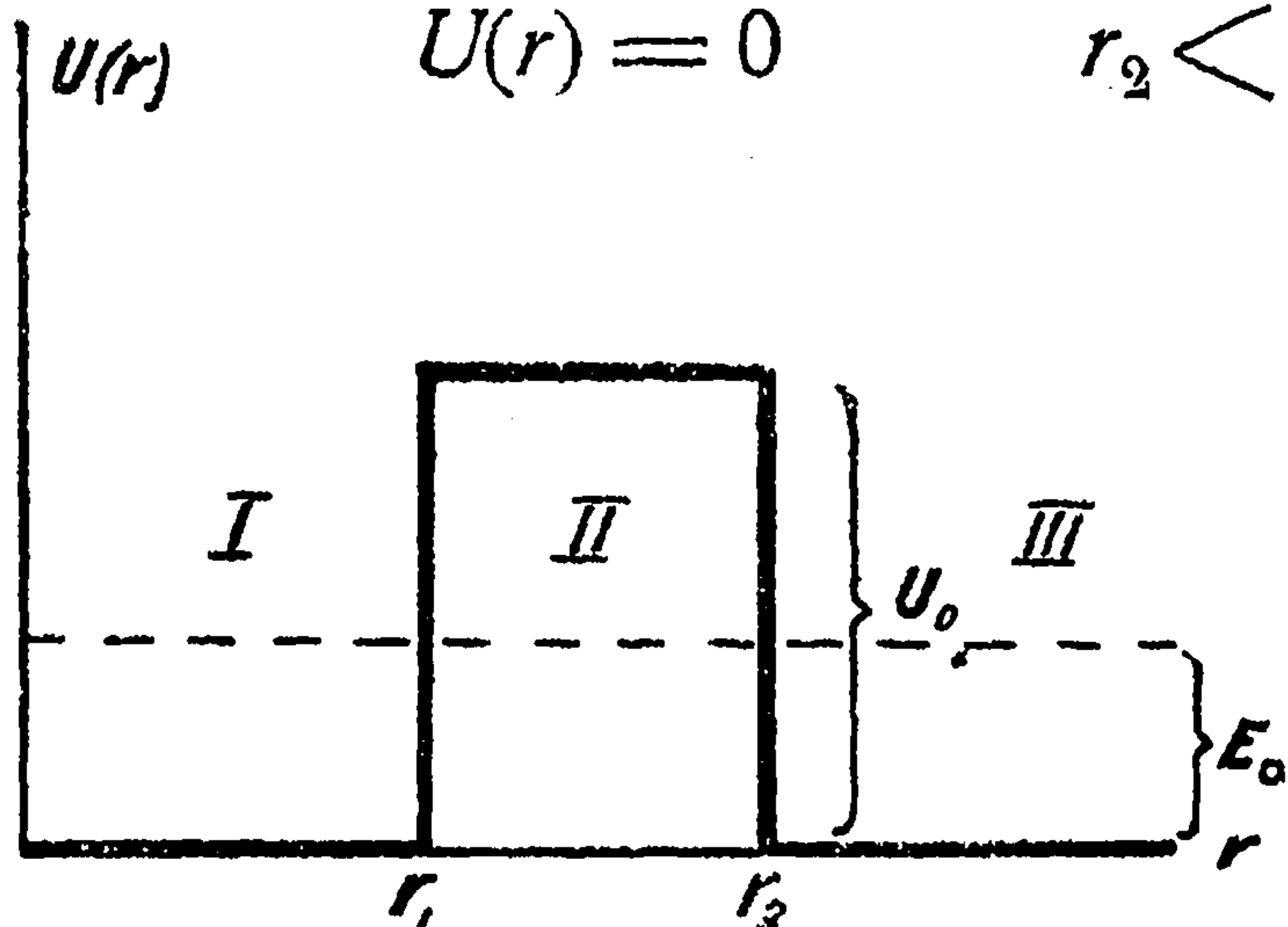


Рис. 12.

На решение уравнения (6) должно быть положено добавочное условие

$$\chi(0) = 0, \quad (8)$$

ибо в противном случае функция  $\psi$  согласно (4) обратится в бесконечность в центре ядра.

Решение уравнения (6) в области I представляется обыкновенной синусоидой. Принимая во внимание требование (7), мы должны написать

$$\chi_I(r) = A \sin kr, \quad (9)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE}. \quad (9')$$

В области II общее решение имеет вид:

$$\chi_{II}(r) = B_+ e^{+k'(r-r_1)} + B_- e^{-k'(r-r_1)}, \quad (10)$$

где

$$k' = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)}, \quad (10')$$

и коэффициенты  $B_+$  и  $B_-$  должны быть определены из условия непрерывности функции и ее производной на границе при  $r = r_1$ . Условия непрерывности дают:

$$A \sin kr_1 = B_+ + B_-.$$

$$Ak \cos kr_1 = k'(B_+ - B_-), \quad (11)$$

откуда

$$B_+ = \frac{1}{2} A \left( \sin kr_1 + \frac{k}{k'} \cos kr_1 \right),$$

$$B_- = \frac{1}{2} A \left( \sin kr_1 - \frac{k}{k'} \cos kr_1 \right). \quad (11')$$

В области III решения пишется:

$$\chi_{III}(r) = C_+ e^{+ik(r-r_2)} + C_- e^{-ik(r-r_2)}. \quad (12)$$

Условие непрерывности при  $r = r_2$  дают:

$$\begin{aligned} B_+ e^{k'(r_2-r_1)} + B_- e^{-k'(r_2-r_1)} &= C_+ + C_- \\ k' \left( B_+ e^{k'(r_2-r_1)} - B_- e^{-k'(r_2-r_1)} \right) &= ik(C_+ - C_-), \end{aligned} \quad (13)$$

откуда

$$\begin{aligned} C_+ &= \frac{1}{2} \left[ B_+ e^{k'(r_2-r_1)} \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) + B_- e^{-k'(r_2-r_1)} \left( 1 + i \frac{k'}{k} \right) \right] \\ C_- &= \frac{1}{2} \left[ B_+ e^{k'(r_2-r_1)} \left( 1 + i \frac{k'}{k} \right) + B_- e^{-k'(r_2-r_1)} \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) \right]; \end{aligned} \quad (13')$$

пользуясь (11') и обозначая:

$$\vartheta = e^{k'(r_2-r_1)}, \quad (14)$$

получаем окончательно

$$\begin{aligned} C_+ &= \frac{A}{4} \sin kr_1 \left[ \vartheta \left( 1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \vartheta^{-1} \left( 1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 + i \frac{k'}{k} \right) \right], \\ C_- &= \frac{A}{4} \sin kr_1 \left[ \vartheta \left( 1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 + i \frac{k'}{k} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \vartheta^{-1} \left( 1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Обратимся теперь к физическому смыслу полученных формул и к условиям, ими накладываемым, на выбор решения. Решение (12), будучи подставлено в (4), дает

$$\psi = \frac{C_+}{r} e^{\frac{2\pi i}{h}(kr - Et - kr_1)} + \frac{C_-}{r} e^{\frac{2\pi i}{h}(-kr - Et + kr_1)}. \quad (16)$$

Первый член справа представляет собой сферическую волну, разбегающуюся от ядра, а второй волну сбегающуюся. По физическому смыслу искомого нами решения, представляющего собой самопроизвольный распад ядра и вылетающую  $\alpha$ -частицу, нам необходимо иметь вне ядра лишь расходящуюся волну. На первый взгляд это требование кажется неосуществимым. В самом деле согласно (15) величины  $C_+$  и  $C_-$  являются комплексно сопряженными и могут быть отличными от нуля только одновременно.

Это верно однако лишь в том случае, если все величины, входящие в  $C_+$  и  $C_-$ , суть величины вещественные или также взаимно сопряженные. Если же мы предположим  $E$  величиной комплексной, полагая:

$$E = E_0 + i \frac{\hbar \lambda}{4\pi} \quad (17)$$

и подставим в оба выражения формулы (15) это значение  $E$ , то мы получим вообще различные значения для  $C_+$  и  $C_-$ .<sup>1</sup> При некоторых значениях  $E$  один из коэффициентов может обратиться в ноль, и мы получим искомого нами решение. Эти значения  $E$  (или  $E_0$  и  $\lambda$ ) и будут представлять собой характеристические числа (Eigenwerte) нашей проблемы. Таким образом мы приходим к необходимости введения понятия о „комплексных характеристических числах“.

Посмотрим теперь общий случай нашего решения при данном комплексном значении  $E$ . Прежде всего решение будет затухающим во времени; в выражении  $\psi \bar{\psi}$ , опи-

<sup>1</sup> Комплексно сопряженные функции от одного и того же комплексного аргумента, вообще говоря, не равны между собой.

сывающим вероятностью местонахождения  $\alpha$ -частицы, войдет вековой фактор времени:

$$e^{+\frac{2\pi i}{h}\left(E_0 + \frac{i\hbar\lambda}{4\pi}\right)t} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h}\left(E_0 + \frac{i\hbar\lambda}{4\pi}\right)t} = e^{-\lambda t}. \quad (18)$$

Вероятность  $\alpha$ -частице оставаться внутри ядра (даваемое интегралом от  $\psi\bar{\psi}$  по внутренней области ядра) будет экспоненциально убывать со временем, причем декремент затухания  $\lambda$  будет играть роль постоянной распада вещества. Внутри ядра мы будем иметь приближенно стоячие колебания отраженных от стенок волн, амплитуда которых будет медленно убывать вследствие „просачивания“ через стенки.

Вне ядра мы имеем разбегающуюся волну, соответствующую вылетающей из ядра  $\alpha$ -частице. Легко заметить, что в виду комплексности  $E$  амплитуда волны будет экспоненциально возрастать с расстоянием от ядра и может принимать в бесконечности сколь угодно большие значения.

В этом однако нет ничего удивительного — далекие части волны соответствуют  $\alpha$ -частицам, вылетевшим в давно прошедшие времена, когда у нас было больше еще нераспавшихся ядер. (Совершенно такой же случай мы будем иметь, исследуя решения для световой волны, испущенной затухающим вибратором.)

Наша убегающая затухающая волна не соответствует вполне определенной энергии (разлагая ее в интеграле Фурье, мы получим в спектре энергии линию определенной ширины. Ширина линии (распределенной энергии  $\alpha$ -частицы) будет, однако, для наблюдаемых нами случаев распада ничтожно мала. В самом деле для одного из наиболее быстро распадающихся веществ,  $\text{RaC}'$  мы имеем

$E \cong 10^{-6}$  эрг., а  $h\lambda \cong 10^{-27} \cdot 10^{+5} = 10^{-22}$ . Это дает для относительной точности энергии  $\alpha$ -частицы:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{h\lambda}{E_0} = 10^{-16},$$

т. е.  $10^{-140}/_0!$

Мы обратимся теперь к вычислению характеристических значений нашей задачи, что возможно сделать весьма просто в предположении, что затухание мало (затухание для всех известных нам веществ весьма ничтожно, как указано выше). Величина затухания определяется вышиной потенциального барьера и формально входит в наши формулы в факторе:

$$\vartheta = e^{k'(r_2 - r_1)} = e^{\frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(U_0 - E_0)} (r_2 - r_1)}. \quad (14')$$

В дальнейшем мы будем предполагать  $\vartheta$  весьма большим по сравнению с единицей. Условия для определения характеристических значений  $E$  получаются приравнением нуля амплитуды  $C_-$  сбегающейся волны. (Приравнение нулю амплитуды  $C_+$  дает для  $E$  комплексно сопряженное значение, соответствующее физически нереальному случаю сходящейся волны.) Согласно (15) имеем:

$$0 = \vartheta \left( 1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) + \vartheta^{-1} \left( 1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 + i \frac{k'}{k} \right). \quad (19)$$

В первом приближении, считая  $\vartheta$  бесконечно большим, имеем:

$$1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 = 0, \quad (20)$$

или согласно (9') и (10'):

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi \sqrt{2m}}{h} \sqrt{E_0} r_1 = - \sqrt{\frac{E_0}{U_0 - E_0}}, \quad (20')$$

откуда весьма приближенно:

$$E = \frac{n^2 h^2}{8r_1^2 m}. \quad (20'')$$

Во втором приближении, считая  $\vartheta$  конечным, но все же весьма большим, мы должны пользоваться для  $E$  комплексным выражением (17), причем для  $E_0$  достаточно подставить его значение из (20''). Пренебрегая небольшим изменением вещественной части  $E$ , мы имеем согласно (19):

$$\vartheta = \frac{8(U_0 - E_0)E_0^2}{U_0^2 \left(\frac{2\pi}{h}\right) \sqrt{2mE_0}} \cdot \frac{\vartheta^{-2}}{\frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE_0}r_1 + \sqrt{\frac{E_0}{U_0 - E_0}}}, \quad (21)$$

что и представляет окончательное выражение для константы распада.

## § 6. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ КОНСТАНТ $\alpha$ -РАСПАДА.

Обратимся теперь к применению наших формул к действительным ядрам.

В виду нашего незнания точного хода кривой потенциальной энергии внутри ядра, нам придется прибегнуть здесь к схематизации распределения потенциала, которое однако не влияет существенно на конечную формулу. Действительный ход потенциала указан на рис. 13; мы имеем кулоновскую область вне ядра, область быстрого спадения потенциала вблизи периферии ядра и наконец приближение к постоянному значению внутри ядра.

Мы аппроксимируем это распределение следующим образом (пунктир):

1) Чисто кулоновское отталкивание  $\frac{2Ze^2}{r}$  от бесконечности до  $r_0$  (эффективный радиус ядра).

2) Вертикальное спадение потенциала при  $r_0$  от  $\frac{2Ze^2}{r_0}$  до некоторого значения  $U_1$ .

3) Постоянное значение  $U_1$  внутри ядра, т. е. при  $r < r_0$ .

Таким образом потенциальное поле ядра в нашей модели характеризуется таким образом, кроме атомного но-

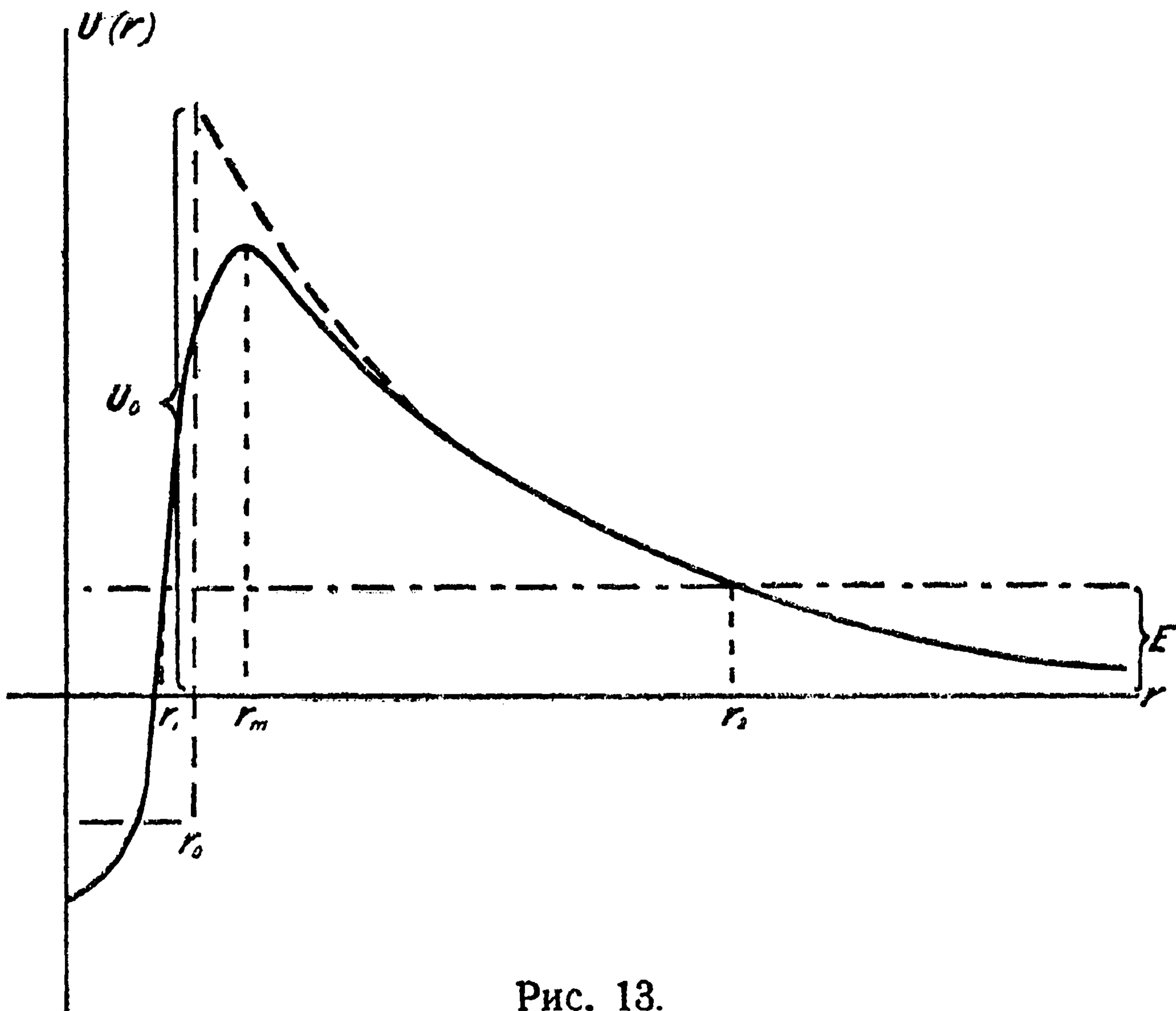


Рис. 13.

мера— $Z$  еще двумя величинами: эффективным радиусом  $r_0$  и внутренним потенциалом  $U_1$ . Этой модели по существу достаточно для вычисления энергии  $\alpha$ -частицы и соответствующей константы распада  $\lambda$ . Обратно, зная энергию и скорость распада, мы можем определить соответствующие им значения  $r_0$  и  $U_1$ . Однако более детальное исследование показывает, что в то время как замен глад-



кого барьера игольчатым (согласно 2) является весьма законным приближением и почти не влияет на вид формул ( $r_0$  эффективное весьма мало отличается от действительного  $r_m$ ), принятие постоянного потенциала внутри ядра является весьма грубым приближением.

Вычисленные значения  $U_1$ , являясь неким средним значением, дают весьма отдаленное представление о внутреннем потенциале, полного решения вопроса о котором следует ожидать лишь от более точного вычисления модели ядра-капли (см. выше).

Формула, дающая связь между константой распада и энергией  $\alpha$ -частицы, будучи выведена на основании весьма общих соображений, является однако вполне приложимой в этом случае. В самом деле в формуле (21) главную роль играет показательный множитель, настолько быстро меняющийся даже при относительно незначительных изменениях показателя, что мы можем удовлетвориться самым грубым значением стоящего перед ним коэффициента. Согласно указанному, переписывая формулу (21) для нашего случая, вполне достаточно, не вычисляя точного значения коэффициента, подставить значение, полученное хотя бы из соображений размерности. Что же касается показателя в экспоненциальном множителе, то мы должны заменить выражение:

$$\frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(U_0 - E_0)} (r_2 - r_1), \quad (22)$$

имеющее место лишь в случае прямоугольного барьера — на соответствующее выражение:

$$\frac{2\pi}{h} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m[U(r) - E_0]} dr. \quad (23)$$

Заметим, что стоящий в показателе интеграл есть не что иное, как хорошо известный в старой квантовой механике интеграл действия, а весь показатель дает число волн, укладывающихся в нашем участке мнимой скорости.

Интеграл (23) берется по области мнимой скорости, пределами его очевидно служат:  $r_1 = r_0$  и  $r_2 = \frac{2Ze^2}{E}$ .

Формула для  $\lambda$  принимает теперь вид

$$\lambda \cong \frac{m(2Ze^2)^2}{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^3} e^{-\frac{4\pi}{h} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m\left[\frac{2Ze^2}{r} - E_0\right]} dr} \quad (24)$$

или, с достаточной степенью точности, разлагая по  $r$  и интегрируя:

$$\lambda \cong \frac{m(2Ze^2)^2}{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^3} e^{-\frac{32\pi^2 Ze^2}{h} \frac{1}{v} + \frac{16\pi}{h} \sqrt{Zme^2} \cdot \sqrt{r_0}} \quad (25)$$

Эта формула показывает, что постоянная распада зависит не только от скорости  $\alpha$ -частицы (как это предполагалось благодаря эмпирическому закону Гайгера-Нэттола), но также весьма сильно и от заряда ядра. Зависимость от радиуса  $r_0$  весьма невелика, хотя, как увидим ниже, все же может быть замечена. Оценивая величину показателя в (25) для скоростей, встречающихся при радиоактивном распаде, мы видим, что он имеет значение около 70. Таким образом относительно незначительные изменения  $v$  или  $Z$  будут давать огромные изменения  $\lambda$ ; этим объясняется тот широкий диапазон периодов распада (от  $10^{-10}$  сек до  $10^{+10}$  лет), с которым мы встречаемся при изучении радиоактивных веществ.

Обратимся теперь к детальному сравнению нашей формулы с опытными данными.

Предварительно мы будем считать величину радиуса одинаковой для всех элементов данного радиоактивного семейства. Подставляя в формулу (25) экспериментальные значения  $v$  и  $Z$  для одного элемента (эманации) из каждого семейства, мы определяем значение радиуса ядра. Значение эти даны в следующей табличке.

Элемент	Радиус
RaEm . . . . .	$7,35 \cdot 10^{-13}$ см
ThEm . . . . .	$7,25 \cdot 10^{-13}$ см
AcEm . . . . .	$6,63 \cdot 10^{-13}$ см

Значение  $E_0$  для RaEm и ThEm совпадают в пределах ошибок. Значение радиуса ядра для AcEm оказалось неожиданно малым, что очевидно стоит в связи с особым положением семейства актиния в ряду радиоактивных элементов.

Пользуясь этими значениями  $r_0$ , мы вычисляем значение  $\lambda$  для различных радиоактивных элементов по скоростям  $\alpha$ -частиц. Вычисленные значения даны в таблицах 1, 2 и 3, а также на рис. 14, 15, 16.

Таблица 1.  
Семейство U — Ra.

Элемент	Энергия $\alpha$ -частиц в эрг. $\times 10^6$ .	$20 + \lg \lambda$ вычисл.	$20 + \lg \lambda$ набл.
UI . . . . .	—	2,53	2,70
UII . . . . .	—	4,47	—
Jo . . . . .	7,39	6,58	7,38
Ra . . . . .	7,70	9,14	9,14
RaEm . . . . .	8,77	14,32	14,32
RaA . . . . .	9,61	17,97	17,58
RaC . . . . .	—	—	—
RaC' . . . . .	12,46	24,57	25,92
Po . . . . .	8,50	14,21	12,17

ТАБЛИЦА 2.  
Семейство Th.

Элемент	Энергия $\alpha$ -частиц в эрг. $\times 10^8$	$20 + \lg \lambda$ вычисл.	$20 + \lg \lambda$ набл.
Th . . . . .	6,95	4,44	2,12
RdTh . . . . .	8,61	11,63	12,06
ThX . . . . .	9,09	14,37	14,34
ThEm . . . . .	10,06	18,27	18,10
ThA . . . . .	10,87	21,20	20,69
ThC . . . . .	9,70	18,71	15,82
ThC' . . . . .	14,38	27,5	—

ТАБЛИЦА 3.  
Семейство Ac.

Элемент	Энергия $\alpha$ -частиц в эрг. $\times 10^8$	$20 + \lg \lambda$ вычисл.	$20 + \lg \lambda$ набл.
Pa . . . . .	8,12	7,67	8,0
RdAc . . . . .	9,54	13,28	13,65
AcX . . . . .	9,11	12,95	13,85
AcEm . . . . .	11,00	19,25	19,25
AcA . . . . .	12,00	22,26	22,54
AcC . . . . .	10,67	19,83	17,73
AcC' . . . . .	11,80	21,89	22,15

Эмпирическая зависимость между постоянной радиоактивного распада и энергиями  $\alpha$ -частиц была установлена впервые Гайгером (Geiger) и Нэтолом (Nuttall). Если мы будем откладывать на оси абсцисс энергию  $\alpha$ -частиц, а по оси ординат логарифм постоянной распада, то согласно закономерности Гайгера—Нэтола точки, соответствующие различным элементам одного и того же радиоактивного семейства, будут лежать приблизительно на прямой линии. Различным семействам соответствуют различные, но параллельные линии. Тогда же

стал известен целый ряд отклонений от этой закономерности.

Обращаясь к нашей формуле (25), мы прежде всего должны заметить, что величина  $\lambda$  зависит, кроме энергии  $\alpha$ -частиц, также и от заряда ядра (атомного номера элемента). В виду этого  $\lambda$  по существу не может быть представлено в двумерном графике. Лишь благодаря тому, что

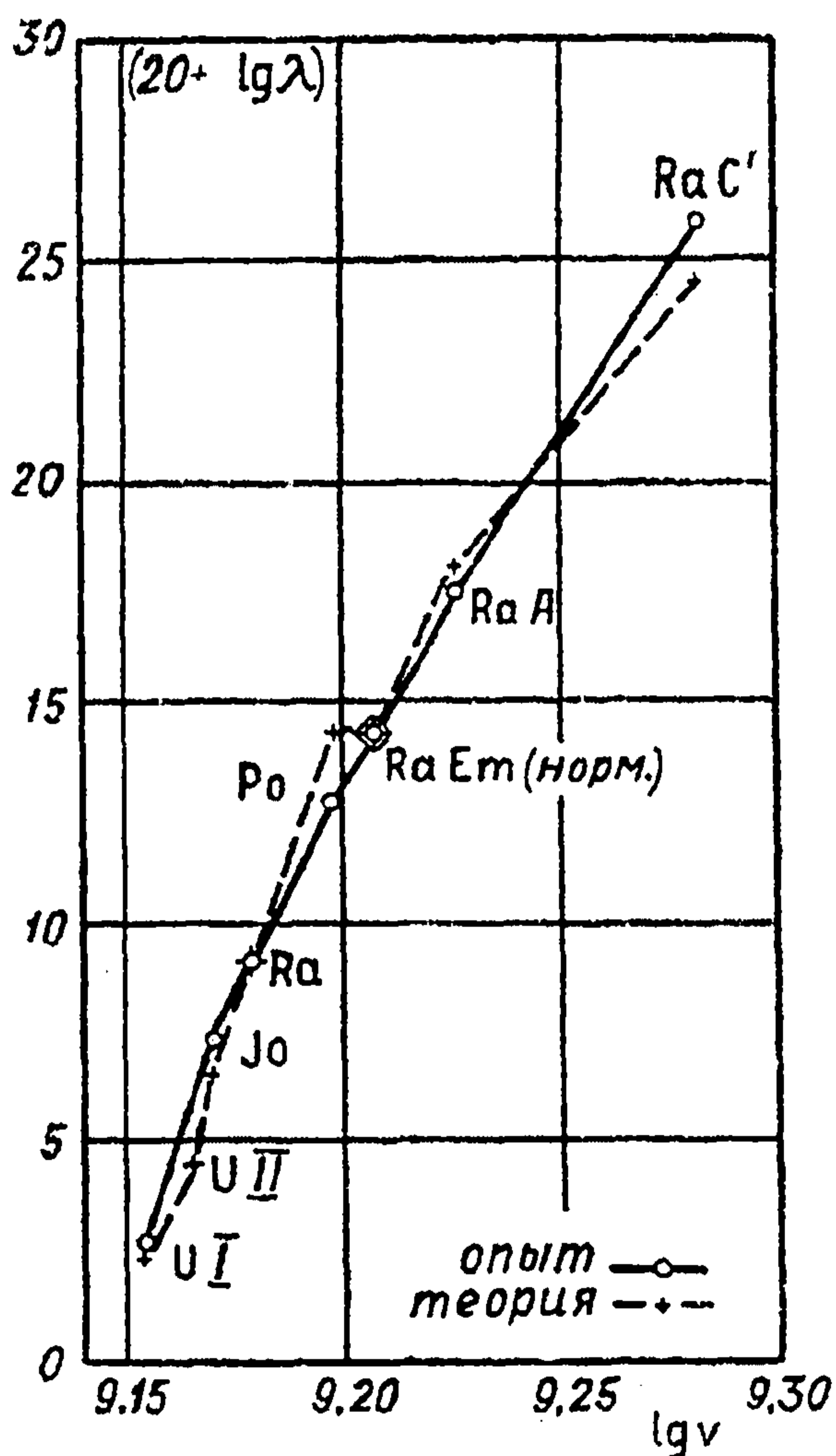


Рис. 14.

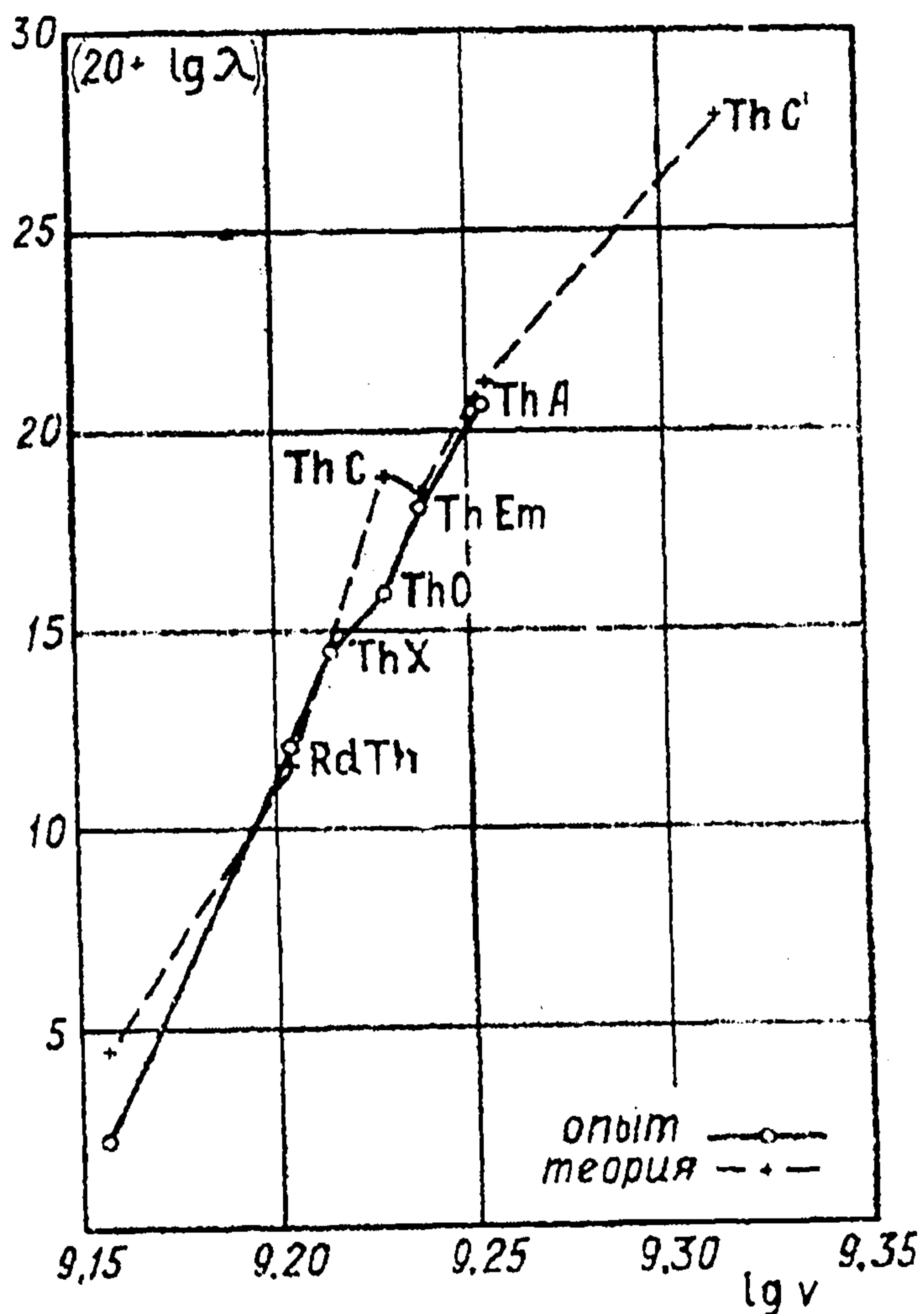


Рис. 15.

для данного радиоактивного семейства энергия  $\alpha$ -частиц изменяется, как правило, параллельно атомному номеру (с увеличением атомного номера скорость  $\alpha$ -частиц уменьшается), можно ожидать на графике  $(\lg \lambda, v)$  плавной кривой; не будь этой параллельности закон Гайгера — Нэтола едва ли мог быть открыт. В тех случаях, где указанный параллелизм нарушается (напр. для пары  $RdAc$  и  $AcX$ , см. табл. 3), теоретическая кривая показывает

аномалию (крюк), что находится в согласии с экспериментальными данными.

Далее из формулы (25) мы видим, что  $\lg \lambda$  не есть линейная функция от  $E$  и может быть принят за таковую лишь весьма приближенно.

Теоретическая кривая обращена вогнутостью к оси абсцисс и дает для элементов, лежащих на краях, значе-

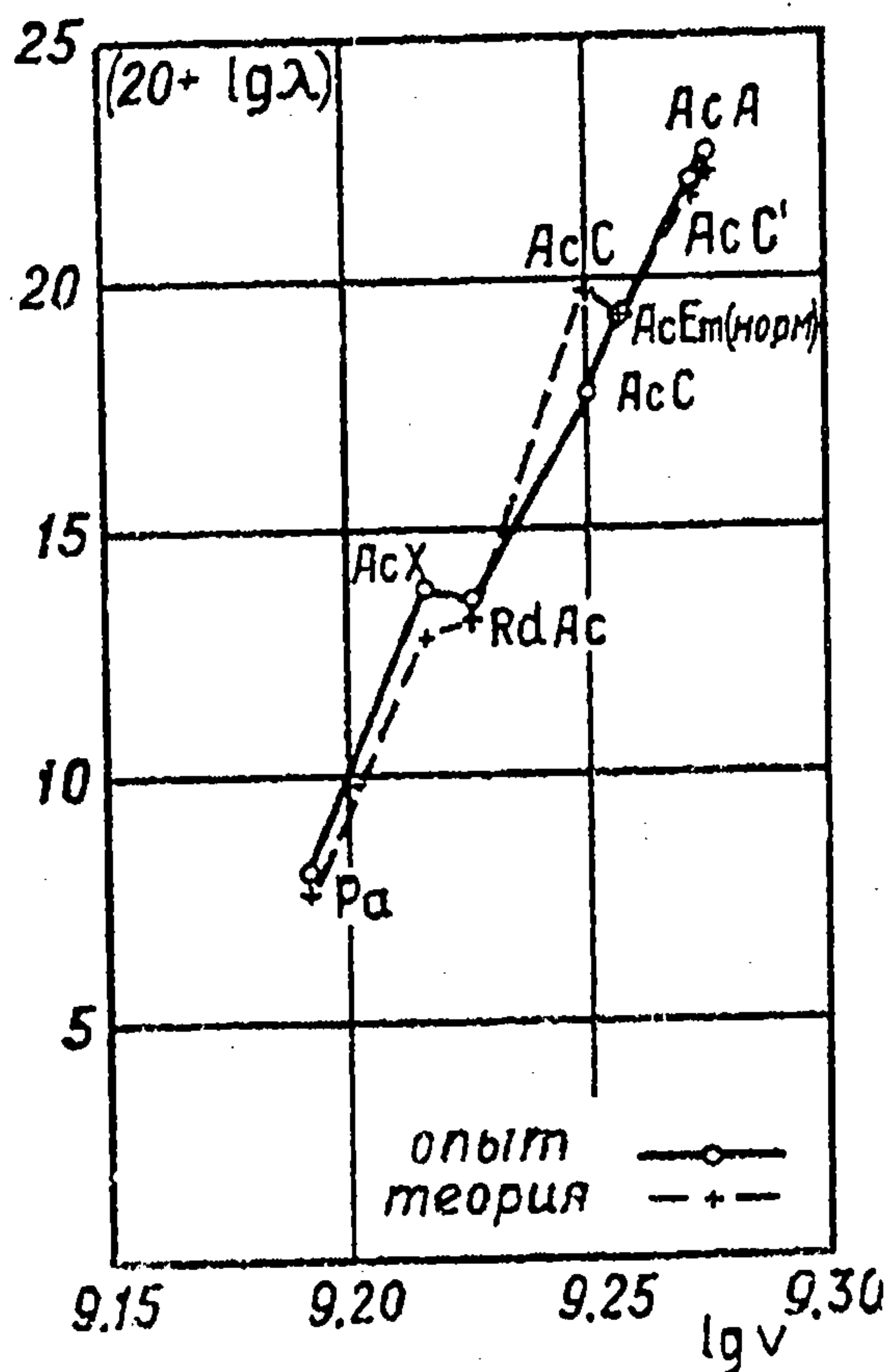


Рис. 16.

ния  $\lambda$  меньшие, чем это следовало бы из линейного закона. Указанный факт находится в согласии с измерениями Якобсена (Jacobsen) для  $RaC'$  и Гуддена (Gudden) для  $UI$ , получивших для указанных элементов величины  $\lambda$  значительно меньшие, чем вычисленные по закону Гайгера — Нэтола.

Мы должны еще заметить, что совпадение теоретических и экспериментальных данных, вполне удовлетворительное в области последовательных  $\alpha$ -превращений, несколько нарушается, когда ряд последовательных  $\alpha$ -превращений прерывается  $\beta$ -превращением.

Это указывает очевидно на довольно сильные изменения ядра (изменение радиуса  $r_0$ ) при вылете ядерного электрона.

Можно заметить систематический ход отклонений между вычисленными и наблюдаемыми значениями  $\lambda$  в ряду последовательных превращений.

Объяснение этого эффекта нужно искать в непо-

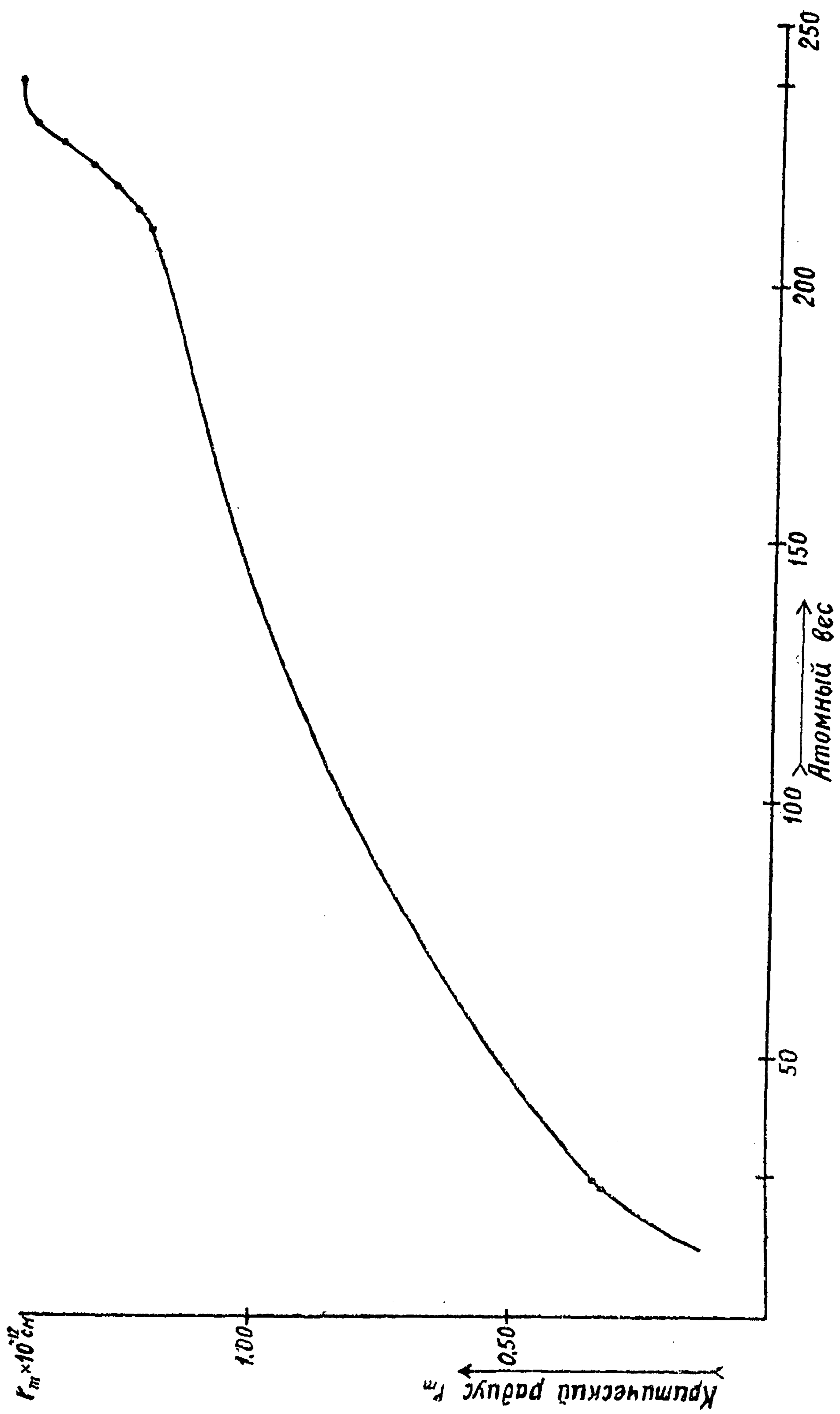


Рис. 17.

стоянстве радиуса атомного ядра. Мы можем теперь, установив общую правильность нашей формулы, заняться вычислением радиусов ядер, подставляя для каждого элемента в (25) опытные значения  $v$  и  $\lambda$  и вычисляя соответствующее  $r_0$ .

Насколько хорошо указанная закономерность простирается в область легких элементов, показывает рис. 17, где, кроме радиусов элементов радиоактивных, нанесены значения критических радиусов ядер Al и Mg, определенные по аномальному рассеянию  $\alpha$ -частиц в легких элементах. Определяя численный коэффициент, имеем эмпирическую зависимость:

$$r_0 = 1,21 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}. \quad (26)$$

Заметим, что найденная закономерность совпадает с требованием постоянной плотности ядра, получившейся у нас (см. выше) на основании теоретических соображений о строении ядра как совокупности  $\alpha$ -частиц (ядро-капля).

### § 7. ЯВЛЕНИЕ $\beta$ -РАСПАДА.

При изучении  $\beta$ -превращений особенно резко выступают на первый план трудности, впервые встреченные нами при учете энергетического баланса при искусственном расщеплении ядер. В противоположность  $\alpha$ -частицам, вылетающим из ядра со строго определенной энергией,  $\beta$ -лучи дают непрерывный магнитный спектр, указывающий на существование частиц самых разнообразных скоростей (рис. 18).

Можно было бы предположить, что указанное явление носит вторичный характер: что вылетающие из ядра при  $\beta$ -преобразовании электроны все имеют сначала



одинаковую энергию и, лишь проходя через электронные оболочки ядра, некоторые из них, сталкиваясь с электронами, отдают последним большую или меньшую часть своей энергии, давая в результате сплошной спектр. Что это не так, показано весьма тщательными опытами Эллиса (Ellis). Эллис мерил калориметрически полную энергию, выделяемую при распаде RaE. Последнее вещество, как известно,

испускает  $\beta$ -лучи, переходя в полоний. Особенно характерно для RaE полное отсутствие какого-либо  $\gamma$ -излучения, которое могло бы осложнить оценку результатов опыта. Измеривши полное количество теплоты, выделенное RaE за некоторый

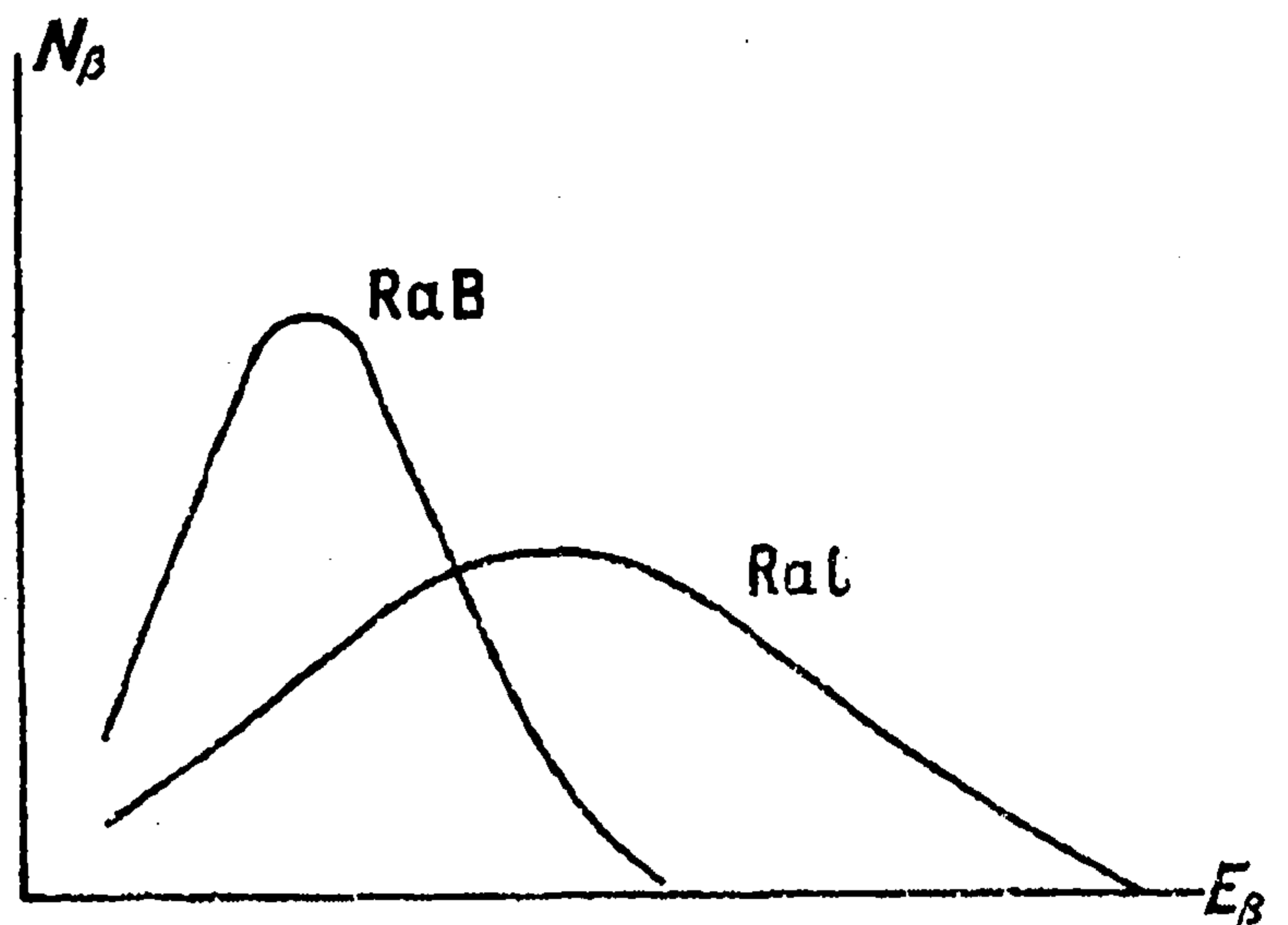


Рис. 18.

промежуток времени и зная (по константе распада) число распавшихся за это время атомов, можно легко определить количество энергии, выделившейся в каждом элементарном акте распада и приходящейся на вылетевший электрон.

Если бы размытость спектра  $\beta$ -лучей была обусловлена вышеуказанными потерями энергии в электронных оболочках атома (которые также учитываются в калориметре), то, как легко сообразить, измеренная калориметрически энергия, приходящаяся на один распавшийся атом, должна была бы соответствовать наибольшей энергии, наблюдаемой в магнитном спектре  $\beta$ -лучей. Между тем это не так — измеренная калориметри-

чески энергия элементарного акта распада совпадает в точности с средним значением энергии электронов в магнитном спектре; это указывает на то, что действительно уже в самом процессе распада электроны выбрасываются из ядра с различными количествами энергии. Мы лишены так же возможности объяснить эту размытость тем, что различная энергия  $\beta$ -частиц компенсируется соответствующим непрерывным спектром  $\gamma$ -лучей, ибо, как подтвердили исследования Астона (младшего) (Astons jr.),  $\text{RaE}$  совершенно лишен какого-либо излучения. Предположение, что получающиеся после  $\beta$ -превращения ядра несут различные энергии, также едва ли выдерживает критику. Ведь за  $\beta$ -превращением наступает опять ряд последовательных  $\alpha$ -превращений, идущих с вполне определенной энергией. Было бы совершенно непонятно, что этот неопределенный остаток в энергии ядра (достигающий 10% энергии  $\alpha$ -частицы) совершенно не влияет на энергию дальнейших превращений. Если в указанных опытах не окажется какой-либо ошибки, что однако весьма мало вероятно, то нам придется признать, что мы встречаемся здесь впервые с нарушением закона сохранения энергии. К этому взгляду склоняется в настоящее время основатель квантовой теории атома, Бор.

За исключением неопределенности, энергии процесс  $\beta$ -превращения вполне аналогичен  $\alpha$ -распаду. Здесь мы встречаемся опять с весьма длинными периодами распада (от 1 секунды до 6 лет) и имеем даже закон, аналогичный закону Гейгера—Нэтола для  $\alpha$ -распада. Однако эта зависимость для  $\beta$ -распада носит скорее качественный характер в виду того, что неизвестно, что нужно брать за энергию  $\beta$ -частицы. Общее сходство за-

зависимости между константой распада и скоростью частицы для  $\beta$ -превращений с этой зависимостью для  $\alpha$ -превращений говорит за то, что объяснение долгих периодов  $\beta$ -распада мы должны искать в существовании и для  $\beta$ -частиц некоего барьера потенциальной энергии. Для электронов мы не имеем однако барьера аналогично барьеру для  $\alpha$ -частиц, ибо ведь в виду отрицательного заряда электрона здесь не существует отталкивательной силы на больших расстояниях от ядра. Однако мы можем построить и для электрона довольно высокий потенциальный барьер, приписывая ему некоторое азимутальное квантовое число и пользуясь возникающей при таком вращении центробежной силой. Примерные подсчеты показывают, что такое допущение и может объяснить ход кривой Гейгера — Нэтола для  $\beta$ -превращений; однако, в виду нерешенности основной трудности с неопределенностью энергии  $\beta$ -частиц, все такие подсчеты нужно считать весьма предварительными.

---

### *Глава третья.*

## **ИСКУССТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ АТОМОВ.**

### **§ 8. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ПРИ РАСЩЕПЛЕНИИ ЛЕГКИХ АТОМОВ.**

В 1921 г. Резерфордом было показано, что, бомбардируя быстрыми  $\alpha$ -частицами ядра легких элементов, заключающие в себе избыточные протоны (т. е. элементов с атомным весом не кратным четырех) можно выбить эти последние из ядра. Процент расщепленных под влиянием  $\alpha$ -бомбардировки ядер чрезвычайно мал и весьма быстро спадает с увеличением атомного номера элемента; для элементов, лежащих за аргоном, случаев расщепления ядра наблюдать вовсе не удалось.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> В прямом противоречии с этими результатами, полученными Резерфордом и его школой в Кэмбридже, стоят исследования венских физиков, главным образом Кирша (Kirsch) и Петерсона (Pettersson), наблюдавших, по их словам, не только значительный процент расщепления элементов, настолько тяжелых, как иод и железо, но также выбивание протонов из элементов с атомным весом 4л. Приложение волновой механики в теории ядра говорит однако за правильность результатов, полученных в Кэмбридже, прекрасно согласующихся с результатами теории. Приходится считать, что выводы венских исследователей основаны на недостаточно критическом их отношении к результатам своих опытов.

Выбитый из ядра протон, для большинства исследованных элементов, вылетает с энергией большей (около 40% для алюминия), чем выбившая его  $\alpha$ -частица, черпая очевидно этот избыток энергии из внутриядерных запасов. В других случаях, например при разбивании азота, имеем обратный случай потери энергии. Обычно исследование расщепления ядер ведется методом, употребленным Резерфордом в его первых работах по

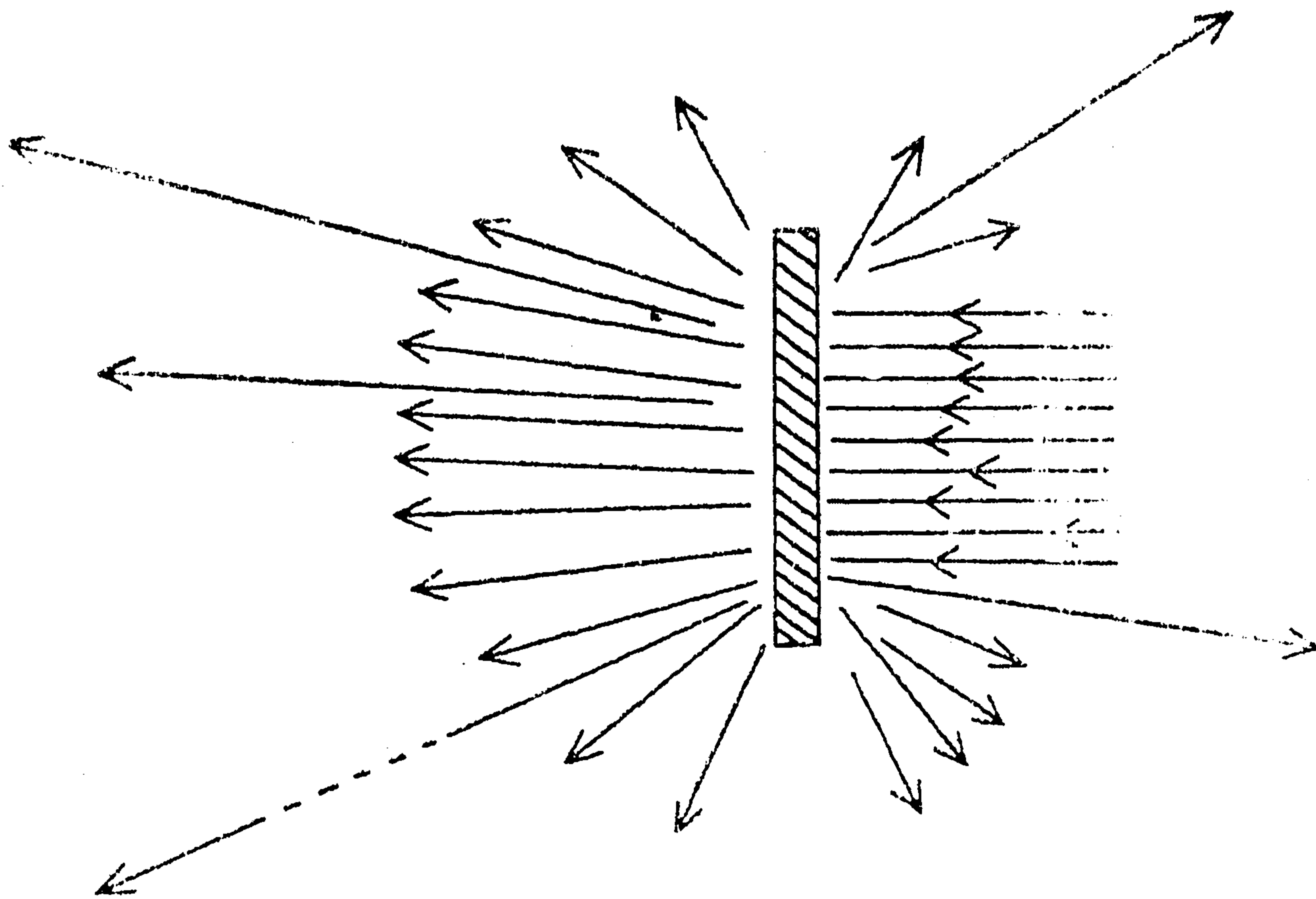


Рис. 19.

этому вопросу. Пучок  $\alpha$ -частиц падает на пластинку исследуемого вещества (рис. 19). Выбитые из атомов вещества пластинки протоны наблюдаются по сцинтилляциям на флуоресцирующем экране. Число протонов определяется непосредственным счетом, энергия же их по величине пробега в воздухе. Этот метод не дает нам однако возможности исследовать процесс выбивания протона в деталях и решить, например, вопрос о том, что делается с выбившей протон  $\alpha$ -частицей.

В самом деле, благодаря тому, что протон при той же энергии имеет (благодаря меньшей массе и заряду) пробег значительно больший, чем  $\alpha$ -частица, выбитые из пластинки протоны летят значительно дальше, чем прошедшие  $\alpha$ -частицы, и могут быть здесь наблюдаемы по сцинтилляциям на экране. Ближе к пластинке сцинтилляции протонов были бы совершенно затеряны среди массы сцинтилляций, вызванных  $\alpha$ -частицами, превышающих их по числу в миллионы раз. Что же касается  $\alpha$ -частиц, вызвавших расщепление, то последние, если они даже и не остаются после вылета протона в ядре, совершенно не смогут быть замечены по этому методу.

Между тем вопрос о том, что делается с разбившейся ядро  $\alpha$ -частицей, весьма важен для понимания процесса расщепления. Методом значительно больше совершенным является изучение процесса расщепления ядер с помощью „туманных фотографий“ Вильсона (Wilson), где пути всех участвующих в процессе частиц могут быть непосредственно сфотографированы.

Изучение таких фотографий дает нам возможность исследовать в деталях каждый элементарный акт расщепления и вывести заключение относительно энергетического баланса этого процесса. К сожалению, до настоящего времени мы не имеем достаточно большого материала, полученного по этому методу. С одной стороны, в виду необычайно малой вероятности акта расщепления, из тысяч фотографий только на некоторых удается заметить разбивания ядра; с другой стороны метод Вильсона применим главным образом лишь к газообразным веществам, в то время как далеко не все исследуемые элементы дают подходящие летучие соединения.

Блэкетт (Blackett), изучая фотографии Вильсона,

на которых были зафиксированы случаи расщепления атомов, нашел, кроме следа налетевшей  $\alpha$ -частицы, еще только два других следа. Один из них соответствует выбитому протону, другой же отскочившему после столкновения остатку ядра. Отсутствие третьего следа говорит за то, что вызвавшая расщепление  $\alpha$ -частица осталась в ядре и дала начало элементу с атомным весом:  $14 + 4 - 1 = 17$  и атомным номером  $7 + 2 - 1 = 8$ , т. е. изотопу кислорода  $O_{17}$ , существование которого, правда, в ничтожных количествах обнаружено недавно при изучении полосатого спектра кислорода. Скорость  $\alpha$ -частицы в момент столкновения, а так же скорости протона и отскочившего ядра можно определить по длине сфотографированных следов. Зная также направление движения частиц (подобные фотографии всегда делаются стереоскопически), мы можем убедиться, что закон сохранения количества движения имеет место в предположении, что два следа соответствуют частицам с массами 1 и 17. Это окончательно доказывает тот факт, что  $\alpha$ -частица присоединяется к ядру. Подсчитывая энергетический баланс процесса, мы получаем, что сумма энергий протона и ядра отдачи в этом случае меньше, чем энергия налетевшей  $\alpha$ -частицы, что указывает на то, что расщепление в случае азота идет с поглощением энергии.<sup>1</sup>

На 1000 снятых Блэкетом для азота фотографий

---

<sup>1</sup> На фотографиях существуют также вилки, соответствующие просто упругому столкновению  $\alpha$ -частицы с ядром. Этот случай однако может быть отличен от случая расщепления, если мы подсчитаем баланс процесса. Вилки упругого столкновения удовлетворяют закону сохранения момента в предположении масс отлетевших частиц равными 4 и 14 и удовлетворяют в точности закону сохранения кинетической энергии.

имеются шесть случаев расщепления. Для них значения поглощенной энергии равны соответственно — 2,00; + 0,25; — 3,75; — 4,12; — 7,37; —  $0,75 \times 10^{-6}$  эргов, что дает в среднем —  $2,35 \times 10^{-6}$  эрг. Отклонение различных наблюдаемых значений от среднего можно попытаться объяснить неточностью опыта (в виду наличия флуктуаций в пробеге, измерения по длине следа скорость не может считаться вполне достоверной); однако, как увидим ниже, исследование последнего времени показало, что, как это ни странно, баланс энергий при расщеплении ядра как будто бы не постоянен.

Возникает вопрос, каков будет баланс энергии при бомбардировке ядра  $\alpha$ -частицами различных скоростей. Так как фотографии Вильсона имеются только для случая  $\alpha$ -частиц из  $\text{ThC}'$ , то нам придется обратиться к опытам, произведенным по обыкновенному способу. Резерфордом и Чадвиком были измерены пробеги протонов, выбитых  $\alpha$ -частицами из пластины азотистого соединения, в направлении полета  $\alpha$ -частиц и в направлении прямо обратном, при употреблении  $\alpha$ -частиц различных скоростей. По этим данным мы легко можем подсчитать энергетический баланс. Обозначая через

$$v_\alpha, v_p, V \text{ и } m_\alpha, m_p, M$$

соответственно скорости и массы  $\alpha$ -частицы, протона, и ядра, мы имеем

$$m_\alpha v_\alpha = M V \pm m_p v_p, \quad (27)$$

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} M V^2 + \frac{1}{2} m_p v_p^2 + Q, \quad (28)$$

где  $Q$  есть выделившаяся при расщеплении энергия, и знаки  $\pm$  соответствуют прямому и обратному вылету протона,



Для сравнения с опытом удобнее перейти к формуле, связывающей непосредственно пробеги. Зависимость пробега от скорости массы и заряда точки дается, неоднократно подтвержденной на опыте, формулой Бора.

$$R = C \frac{mv^3}{e^2}, \quad (29)$$

где  $C$  постоянная, характерная для данного вещества. Исключая  $V$  из (27) и (28), получаем зависимость между пробегом протона и выбившей его  $\alpha$ -частицы в виде:

$$R_{\frac{max}{min}}^{(p)} = R^{(\alpha)} \left( \frac{m_\alpha e_\alpha}{m_p e_p} \right)^2 \left[ \frac{m_p}{M + m_p} \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{\left[ \frac{M m_p}{(M + m_p) m_\alpha} \left( 1 - \frac{m_\alpha}{M + m_p} - \frac{Q}{\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2} \right) \right]^3} \right] \quad (30)$$

или, принимая во внимание, что:

$$m_p = 1, \quad m_\alpha = 4 \quad \text{и} \quad \frac{e_\alpha}{e_p} = 2:$$

$$R_{\frac{max}{min}}^{(p)} = 64 R^{(\alpha)} \left[ \frac{1}{M + 1} \pm \right. \\ \left. \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left[ \frac{M}{M + 1} \left( 1 - \frac{4}{M + 1} - \frac{Q}{\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2} \right) \right]^3} \right] \quad (31)$$

Резерфорд и Чадвик, пользуясь формулой (30), вычислили пробеги протонов, выбитых  $\alpha$ -частицами различных скоростей из ядер азота, полагая энергию расщепления ядра  $= -1,6 \cdot 10^{-6}$  эрг. Совпадение между вычисленными и наблюдаемыми величинами получилось вполне удовлетворительное, что указывает на постоянство баланса энергии при различных скоростях  $\alpha$ -частиц.

Все это соответствует тому, что и следовало ожидать теоретически. В ядре, как во всякой замкнутой системе, как протон, так и  $\alpha$ -частица должны находиться на вполне определенном уровне энергии. В случае, если попавшая в ядро  $\alpha$ -частица, отдавши свою энергию протону, остается на некотором стабильном уровне, энергия

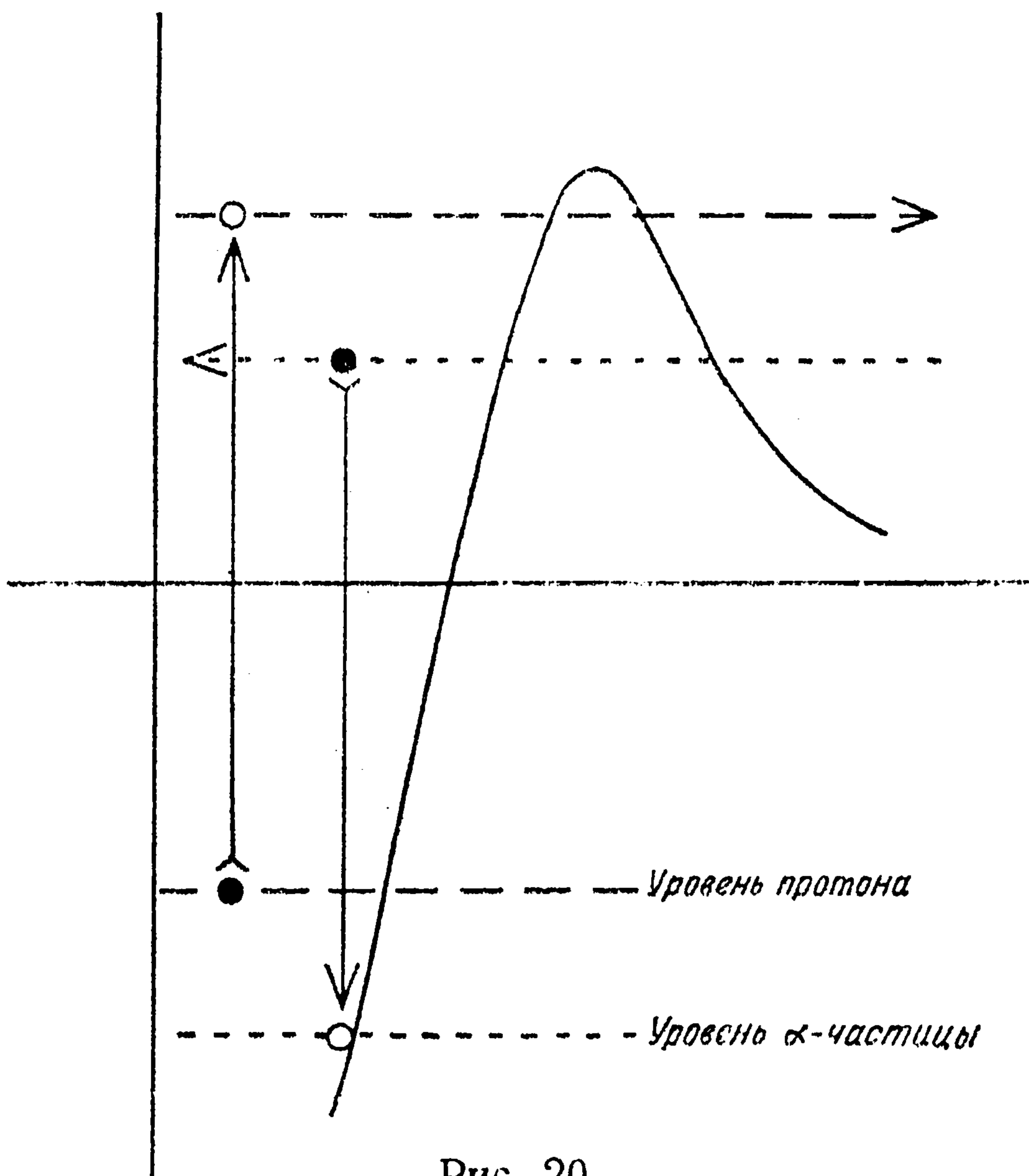


Рис. 20.

выбитого протона должна отличаться от первоначальной энергии  $\alpha$ -частицы на величину разности между стабильными уровнями протона и  $\alpha$ -частицы в ядре. В зависимости от того, лежит ли уровень оставшейся в ядре  $\alpha$ -частицы ниже или выше того, где находился протон, мы будем иметь выигрыш или проигрыш в энергии (см. рис. 20).

Если энергия  $\alpha$ -частицы меньше, чем абсолютная величина отрицательной энергии протона в ядре, то, как легко понять, вырвавшая протон  $\alpha$ -частица должна обязательно остаться в ядре.

В обратном случае может случиться так, что, выкинув протон,  $\alpha$ -частица все же будет еще обладать достаточной энергией, чтобы самой уйти из ядра. Из кривой дефекта массы (рис. 3) мы видим, что в области легких элементов энергия связи протона значительно больше, нежели энергия самых быстрых, имеющихся в нашем распоряжении  $\alpha$ -частиц. Мы должны допустить, что почти во всех имеющихся опытах расщепления ядра  $\alpha$ -частица, выбив протон, сама остается в ядре.

Пытаясь применить ту же формулу к проверке энергетического баланса других элементов, мы наталкиваемся на неожиданный результат. Уже для алюминия и для некоторых других элементов, для которых имеются достаточно точные экспериментальные данные, невозможно подобрать такого значения  $Q$ , чтобы теоретическая кривая проходила через измеренные точки. Этот факт является совершенно непонятным, если  $\alpha$ -частица остается после разбивания в ядре.

Еще на большую трудность того же характера наталкиваемся мы, более детально исследуя энергетический баланс при расщеплении ядер  $\alpha$ -частицами одной и той же скорости. Мы уже видели выше, что семь случаев расщепления, измеренные Блэком, дают различные значения  $Q$ . Здесь мы однако не можем быть уверены, что отклонения не обусловлены неточностью определения в виду незначительного числа наблюдений.

Опыты, имеющие целью решить этот вопрос, были поставлены Резерфордом и Чадвиком. Исследо-

ванию подвергались алюминий и фтор. Узкий пучок  $\alpha$ -частиц (пробег 7 см) пускался на исследуемое вещество и измерялся пробег протонов, выбитых в совершенно определенном направлении.

Толщина исследуемого вещества бралась достаточно малой, чтобы выбитые протоны не могли претерпеть значительной потери в скорости, выходя из пластины.

В этом случае естественно было ожидать, что выбитые в данном направлении протоны должны иметь вполне определенную скорость. Однако опыт показал, что и в этом случае мы получаем протоны, пробег которых меняется от 8 до 65 см.

Можно было бы предположить, что эта размытость энергии протонов компенсируется соответствующим непрерывным спектром  $\gamma$ -лучей, возникающих во время расщепления ядра. Однако и эта возможность повидимому отпадает, благодаря следующему рассуждению.

Подсчитаем атомный вес ядра, которое получается после расщепления. Согласно данным Астона атомный вес фтора равен 19,000; энергии налетающей  $\alpha$ -частицы и наиболее быстрого из выбитых протонов (пробег 65 см) равняются (в единицах массы) соответственно: 0,0082 и 0,0089. Принимая во внимание атомный вес  $\alpha$ -частиц, равный 4,0011, мы имеем для массы ядра-продукта:

$$19,000 + 4,0011 + 0,0082 - 1,00724 - 0,0089 = \\ = 21,9932.$$

Получившийся продукт есть не что иное, как хорошо известный изотоп неона, масса которого согласно Астону равна 22,0048.

Мы видим, что получившееся ядро должно быть еще более стабильно, чем встречающийся в природе неон.

С другой стороны совершенно очевидно, что ядра естественного неона находятся в состоянии наименьшей энергии. Допущение еще некоторого  $\gamma$ -излучения, уводящего из ядра энергию, только ухудшит положение.

Вся эта совокупность фактов оставляет нас в весьма странном положении. Мы должны либо признать, что замкнутая система может иметь непрерывный ряд самых разнообразных значений энергии (и что атомные веса элементов есть только нечто среднее), либо же отказаться в этом случае от закона сохранения энергии. Обе альтернативы представляются однако весьма неудовлетворительными. Дальнейшие еще более серьезные затруднения, того же характера возникают при изучении  $\beta$ -превращений, как мы уже видели выше.

#### § 9. ВЕРОЯТНОСТЬ РАСЩЕПЛЕНИЯ.

Однако, несмотря на указанные невязки в балансе энергии, общая картина явления расщепления ядер достаточно удовлетворительно описывается волновой механикой. В явлении проникновения  $\alpha$ -частицы внутрь ядра, необходимого для расщепления последнего, мы встречаемся с тем же явлением, как и в явлении радиоактивного распада:  $\alpha$ -частица проникает внутрь ядра, несмотря на то, что ее энергия меньше, чем величина окружающего ядро потенциального барьера. В самом деле мы знаем, что, например, для алюминия максимальная высота потенциального барьера равняется приблизительно  $15 \times 10^{-6}$  эргов. С другой стороны расщепление алюминия замечено как при употреблении  $\alpha$ -частиц с энергией  $12 \times 10^{-6}$  эргов, так и  $\alpha$ -частиц полония с энергией  $8,5 \times 10^{-6}$  эргов.

В данном случае однако, благодаря значительно более

низкому барьеру легких элементов (вследствие малого заряда ядра), энергия  $\alpha$ -частиц уже довольно близка к высоте барьера, и, при бомбардировке быстрыми  $\alpha$ -частицами самых легких элементов,  $\alpha$ -частица может даже перекатиться через барьер и согласно классической механике.

В виду этого пропускательная способность барьера весьма велика (для радиоактивных веществ она равна примерно  $10^{-70}\%$ ), и сравнительно большой процент  $\alpha$ -частиц, сталкивающихся с ядром, может проникнуть внутрь. С другой стороны, эта низость барьера значительно ограничивает приложимость наших формул. В самом деле здесь мы уже не имеем права пользоваться той схематизацией хода потенциала, которую мы применяли для вывода формулы константы распада.

Нам необходимо здесь пользоваться точным ходом кривой, который довольно хорошо выражается согласно исследованиям Хардмайера формулой (2). Значение коэффициента  $A$  для различных легких элементов мы будем вычислять, исходя из требования, что критический радиус ядра должен изменяться согласно формуле (26). Определяя положение максимума потенциала, мы должны написать

$$\frac{\partial U(r)}{\partial r} = \frac{2Ze^2}{r_m^2} + 4 \frac{A}{r_m^5} = 0, \quad (32)$$

откуда

$$r_m = \sqrt[3]{\frac{2A}{Ze^2}}. \quad (33)$$

Число проникших в ядро  $\alpha$ -частиц вычисляется как произведение числа столкновений на проницательную способность. Производя расчет для плоского случая, что является вполне достаточными для наших целей, мы полу-

чаем для процента проникших в ядро  $\alpha$ -частиц на  $1 \text{ см}^3$  вещества: ( $N$  атомов в единице объем):

$$W_1 = \pi r_m^2 N e^{-\frac{2\pi}{h} \int \sqrt{2m \left( \frac{2Ze^2}{r} - \frac{A}{r^5} - E \right)} dr}, \quad (34)$$

где интеграл в показателе берется по области „мнимой скорости“. Не каждое проникновение  $\alpha$ -частицы внутрь ядра вызовет конечно вылет протона — ибо  $\alpha$ -частица может сама вылететь назад, не произведя длительных изменений в ядре. Вероятность расщепления нужно вычислять как произведение двух факторов

$$W = W_1 W_2, \quad (35)$$

где  $W_2$  есть вероятность того, что проникшая в ядро  $\alpha$ -частица действительно выбросит протон. Во всяком

случае вычисленная вероятность  $W_1$  должна дать нам верхний предел числа разбиваемых атомов. Для сравнения с опытом мы прежде всего вычислим по нашей формуле относительное число расщеплений для данного элемента при различных скоростях  $\alpha$ -частиц.

В этом случае у нас исключается стоящий перед показательной функцией множитель, дающий число столкновений, и весьма неточный в виду того, что принимать действующий при столкновении радиус за критический радиус ядра можно лишь весьма приближенно. Экспериментальные данные об относительном числе расщеплений также гораздо более надежны. На рис. 21 дана теоретическая кривая для алюминия, причем число раз-

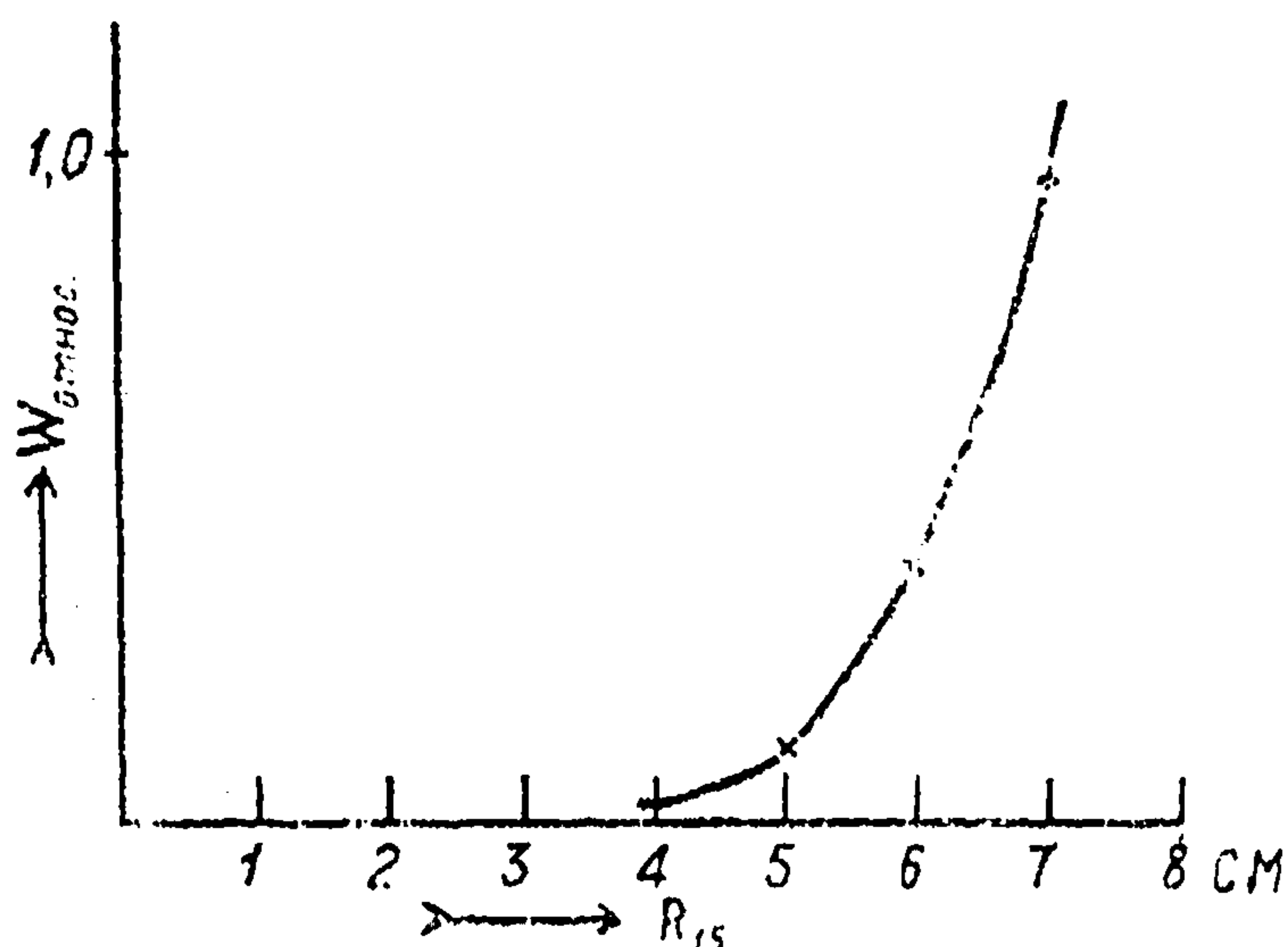


Рис. 21.

биваний  $\alpha$ -частицами RaC' принято за единицу. Крестики представляют опытные данные согласно Резерфорду и Чадвику. Мы видим, что кривая находится в прекрасном согласии с опытом, давая необычайно быстрое спадение вероятности для малых скоростей  $\alpha$ -частиц.

На рис. 22 представлены вычисленные абсолютные значения вероятности расщепления (на миллион  $\alpha$ -частиц)

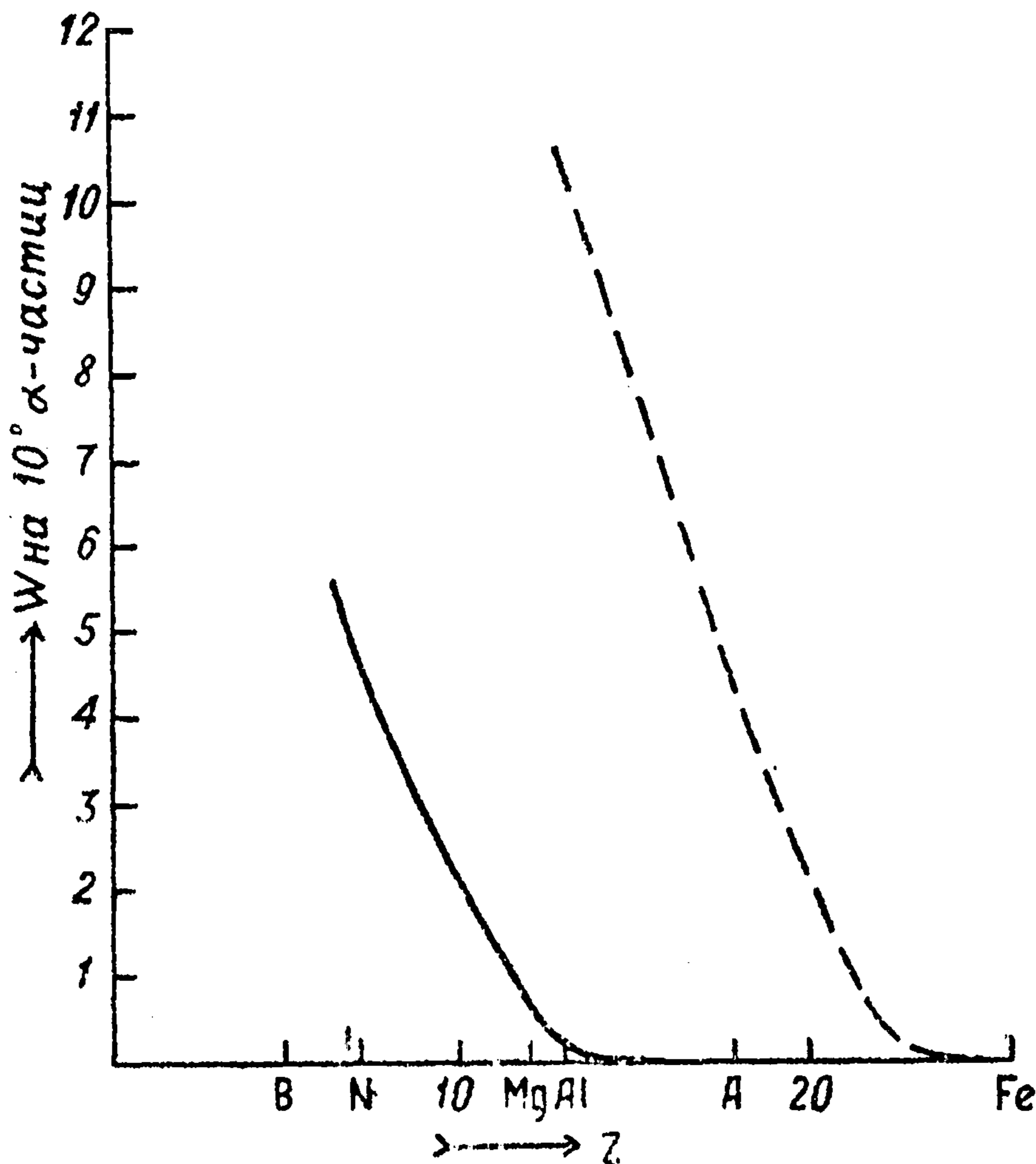


Рис. 22.

как функции атомного номера разбиваемого элемента для  $\alpha$ -частиц двух различных скоростей (из RaC' и P<sub>0</sub>). Мы видим, что кривая необычайно быстро спадает к тяжелым элементам, давая совершенно ничтожную вероятность ( $10^{-5}$  для железа и  $10^{-16}$  для иода).

Это находится в согласии с результатами исследования Резерфорда и Чадвика, не обнаруживших заметного расщепления у элементов тяжелее аргона,



Данные относительно абсолютного числа разбиваний легких ядер различных элементов страдают большой неточностью и носят почти качественный характер. Для  $\alpha$ -частиц из полония мы имеем, согласно Боте (Bothe) и Френцу (Fränzl) значение для числа разбитых атомов элементов В, N, Mg, Al соответственно 13, 18, 1 и  $< 1$  (на  $10^6$   $\alpha$ -частиц). Для  $\alpha$ -частиц RaC' мы имеем лишь для Al значение 4 (на  $10^6$   $\alpha$ -частиц) согласно Резерфорду. Согласие наших кривых с этими числами, принимая во внимание большую неточность последних, можно считать довольно удовлетворительным. Сравнительно хорошее согласие наблюдаемых значений с вероятностью проникновения  $\alpha$ -частицы внутрь ядра указывает, что почти при всяком таком проникновении  $\alpha$ -частица выбрасывает протон (т. е. величина  $W_2$  порядка единицы и во всяком случае не очень мала).

#### § 10. „РЕЗОНАНСНОЕ“ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА.

Мы видели выше, что для  $\alpha$ -частицы, заключенной внутри окружающего ядро потенциального барьера, существует дискретный ряд значений возможной положительной энергии (положительные характеристические значения), соответствующих различным обертонам собственных колебаний внутри ядра. Если пучок  $\alpha$ -частиц, летящих на ядро, обладает энергией, близкой к энергии одного из этих собственных колебаний, то, как для всякого процесса волнового характера, мы должны ожидать возникновения явления резонанса, увеличивающего процент разбитых ядер. Явление резонанса при расщеплении ядра  $\alpha$ -частицами интересно само по себе, как лишний раз подтверждающее основы волновой механики — его можно

также попытаться использовать для увеличения полезной отдачи при разбивании ядер. Теоретический анализ этого явления показывает, что в случае резонанса пропускательная способность потенциального барьера как бы значительно повышается. Колебания внутри ядра, имеющие весьма малую амплитуду при употреблении не резонансных  $\alpha$ -частиц (в виду того, что большинство частиц отражается от барьера), резко возрастают, достигая амплитуды, во много раз превышающей амплитуды падающей на ядро волны.

Для выяснения характера явления мы разберем опять-таки простейший случай с прямоугольным барьером (рис. 12) и вычислим вероятность  $\alpha$ -частице находиться внутри ядра. Мы можем здесь пользоваться старыми решениями (см. § 5), однако условия на бесконечности здесь будут иные. В то время как в случае  $\alpha$ -распада мы должны были иметь в области III лишь убегающую волну (что привело нас к дискретным комплексным значениям энергии), здесь мы имеем две равные волны, соответствующие падающим и вылетающим из ядра  $\alpha$ -частицам (мы занимаемся пока только вычислением вероятности попадания  $\alpha$ -частицы внутрь ядра, поэтому случай  $\alpha$ -частицы, выбросившей протон и оставшейся в ядре, здесь исключается).

В этом случае наше решение действительно при всех значениях энергии падающих  $\alpha$ -частиц и  $\epsilon$  есть величина вещественная.

Для отношения амплитуды падающей волны к амплитуде стоячих колебаний внутри ядра согласно (15) получаем,

$$\frac{C}{A} = \frac{1}{4} \sin kr_1 \left[ \vartheta \left( 1 + \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 - i \frac{k'}{k} \right) + \right.$$

$$+ \vartheta^{-1} \left( 1 - \frac{k}{k'} \operatorname{ctg} kr_1 \right) \left( 1 + i \frac{k^1}{k} \right) \Big]. \quad (36)$$

Мы видим, что, вообще говоря, это отношение по порядку величин равно  $\vartheta$ ,<sup>1</sup> что указывает на незначительность амплитуды внутри ядра и приводит для числа проникающих внутрь  $\alpha$ -частиц к формуле (35), выведенной нами выше и не учитывающей явление резонанса.

В случае резонанса коэффициент при  $\vartheta$  (в формуле (36) согласно (20, 20'')) делается равными нулю, и отношение  $\frac{C}{A}$  делается порядка  $\vartheta^{-1}$ ; в этом случае амплитуда внутренних колебаний делается в  $\vartheta$  раз больше амплитуды падающей волны.

Мы видим, что, как и при явлениях оптических, ширина линии резонанса (Halbwertsbreite) определяется величиной коэффициента затухания  $\lambda$  или по порядку величины значением  $\vartheta$ .

Обратимся теперь к вопросу о возможности заметить это явление резонанса на опыте. Для легких элементов это представляется возможным.

В виду небольшого значения величины  $\vartheta$  ширина полосы резонанса здесь довольно значительна, и явление должно быть замечено при измерении числа выбитых протонов, при непрерывном (вернее малыми скачками) изменении скорости  $\alpha$ -частиц. Согласно старым опытам Резерфорда аналогичного явления не заме-

<sup>1</sup> В случае барьера любой формы величина  $\vartheta$ , определенная формулой (14) для плоского барьера, определяется как:

$$\vartheta = e^{\frac{2\pi}{h}} \int \sqrt{2m[U(r) - E]} dr.$$

см., например, формулы (25, 35).

ается. Это может быть обусловлено тем, что мы имеем лишь небольшое число измеренных точек (резонансный максимум может лежать где-нибудь между ними и оставаться незамеченным), а также и тем, что резонанс лежит где-нибудь вне измеренного участка кривой (напр. для скоростей меньших, чем  $\alpha$ -частицы полония). В настоящее время в Кэмбридже ставятся систематические опыты для разыскания области резонанса. Однако в виду малого значения  $\vartheta$  эффект резонанса здесь следует ожидать весьма незначительный (всего в несколько раз). Иначе обстоит дело с тяжелыми элементами, где, в виду громадного значения  $\vartheta$ , мы должны, в случае резонанса, ожидать увеличения эффекта во много миллионов раз. Этим путем можно было бы надеяться осуществить расщепление тяжелых ядер. К сожалению (в виду того же громадного значения  $\vartheta$ ) в этом случае ширина полосы резонанса ничтожно мала. Если бы нам даже удалось, каким-нибудь чудесным образом, получить пучок  $\alpha$ -частиц такой определенной скорости, уже вариации энергии столкновения, происходящие из-за теплового движения в разбиваемых атомах, будут совершенно разрушать ожидаемое явление.

Однако главная трудность использования внутриядерной энергии лежит не в малой вероятности для  $\alpha$ -частицы, столкнувшись с ядром, проникнуть внутрь, а в малом числе столкновений между  $\alpha$ -частицами пучка и ядрами. В самом деле: лишь примерно одна из миллиона  $\alpha$ -частиц, летящих через материю, сталкивается с ядром и имеет возможность вызвать расщепление последнего. Все остальные еще до столкновения теряют свою энергию при прохождении через электронные оболочки атомов и не задевая ядра. Явление резонанса,

увеличивая вероятность расщепления при столкновении почти до единицы (почти каждая  $\alpha$ -частица проникает в случае резонанса внутрь ядра, даже для тяжелых элементов) не может однако помочь нам в смысле увеличения числа столкновений. Для этого нужно было бы совершенно сголотить ядро, убрав совершенно из вещества все тормозящие движение  $\alpha$ -частиц электронные оболочки атома, что при современном состоянии техники, да вероятно и вообще, представляется едва ли возможным.

В заключение мы должны отметить, что  $\alpha$ -частица, попавшая внутрь ядра, может остаться внутри, отдавши свою энергию не в виде выбитого протона, а например в виде излучения светового кванта определенной весьма короткой (порядка  $\gamma$ -лучей) длины волны. Этот случай является однако значительно менее вероятным и до настоящего времени замечен не был.<sup>1</sup>

Мы обратимся теперь к вопросу о разбивании ядер быстрыми протонами, причем мы должны ожидать выбивания из ядра  $\alpha$ -частицы. Экспериментально этот процесс является совершенно неисследованным, так как в нашем распоряжении не имеется мощных пучков быстрых протонов. Те длинно-пробежные протоны, которые получают в опытах расщепления атомов или же выбиваются  $\alpha$ -частицами из молекул водородных соединений, очевидно, в виду незначительного числа, не

---

<sup>1</sup> Может возникнуть также вопрос, почему  $\alpha$ -частица не может выбить из ядра  $\alpha$ -частицу же. В виду существования в ядре определенного уровня для  $\alpha$ -частиц, выбитая частица очевидно должна иметь ту же энергию, что и выбившая ее, и процесс будет принципиально ненаблюдаем. В виду полной идентичности  $\alpha$ -частиц говорить о таком явлении просто не имеет физического смысла.

являются достаточными для постановки опытов с расщеплением ядер протонами.

В настоящее время Кокрофтом (Cockroft) в Кембридже делаются попытки получения мощных пучков протонов, разгоняя ядра ионизированного водорода в сильных электрических полях (миллион вольт). В случае, если эти опыты приведут к благоприятному результату, нам откроется целый ряд новых фактов, могущих значительно помочь в дальнейшей разработке теории строения ядра.

Теоретически вероятность проникновения в ядро быстрых протонов должна быть гораздо большей, чем для  $\alpha$ -частиц с той же энергией. В самом деле, высота потенциального барьера для протона в два раза меньше (в виду малости заряда); с другой стороны для протона, как имеющего массу в четыре раза меньшую, нежели  $\alpha$ -частица, вероятность прохождения через данный барьер будет значительно большая, чем для  $\alpha$ -частицы с той же энергией. Значение тормозящего действия атомных электронов на протоны также значительно слабее (как известно свободные протоны имеют пробеги значительно больше, нежели  $\alpha$ -частицы с той же энергией). Все это показывает, что от опытов разбивания ядер под влиянием протонной бомбардировки следует ожидать весьма большого эффекта.

## § 11. ПРЕВРАЩЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ.

С вопросом о расщеплении элементов связан интересный вопрос об источниках энергии в звездах. Как известно, согласно теории Эддингтона (Eddington), для поддержания равновесия звезд необходимо допустить внутри звезды существование мощных источников энер-

гии. Необходимая энергия настолько велика, что для объяснения ее происхождения недостаточно известных нам обычных источников.

Существуют лишь два процесса, могущих дать нам столь значительные количества энергии. Первый и наиболее мощный из них, это процесс взаимного уничтожения протона и электрона, причем вся масса их переходит в лучистую энергию. Мы имеем здесь полную деграцию материи — корпускулы, как таковые, перестают существовать, переходя полностью в энергию электромагнитных волн. Энергию получающегося при этом светового кванта легко подсчитать, она равна

$$h\nu = (m_H + m_e) c^2 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг.} \quad (37)$$

Длина волны, соответствующая этому кванту, будет:  $0,013 \cdot 10^{-11}$  см.

Как раз эта длина волны и наблюдается как наиболее короткая в спектре так называемой проникающей радиации<sup>1</sup> — что говорит за действительное существование в природе этого процесса.

Такое „сгорание материи“ должно обусловить собой значительное уменьшение массы звезды с ее возрастом, что находится в хорошем согласии с астрономическими фактами, говорящими о том, что масса звезд, находя-

---

<sup>1</sup> Согласно измерениям Милликена (Millikan) и Камерона (Cameron) (проникающая радиация состоит из трех однородных пучков с коэффициентом поглощения 0,04, 0,08 и 0,35 *m*, что, будучи перечислено на длину волны, согласно Стонеру (Stoner), дает для длины волн значения 0,0131, 0,029 и 0,161 Å. Вторая из них соответствует вероятно кванту с  $\lambda = 0,0013$ , рассеянному при столкновении с протонами (в этом случае энергия кванта должна уменьшиться вдвое); происхождение третьей пока не является ясным.

щихся в последней стадии эволюции, в среднем в десять раз меньше, нежели звезд молодых.

Теоретическое понимание описанного процесса представляется однако совершенно неясным. Совершенно непонятно так же, почему этот процесс, если он идет в звездах, не наблюдается в наших обычных условиях на земле. Ведь протоны и электроны в атомном ядре сжаты настолько плотно и находятся в столь сильном взаимодействии, что громадные, с нашей обычной точки зрения, давления и температуры внутри звезд едва ли могут оказать существенные изменения на процессы внутри ядра.

Вторым возможным источником энергии является процесс образования ядра гелия из четырех протонов и двух электронов. Выделяющаяся при этом энергия дается дефектом массы ядра гелия и равна:  $4,3 \cdot 10^{-5}$  эрг.

Недавно была сделана попытка подсчитать значительность такого процесса в звездах. Для образования ядра гелия необходимо одновременное близкое столкновение всех шести частиц, что при всех условиях имеет исчезающе малую вероятность.

Однако мы можем допустить несколько другой ход процесса.

Вследствие сравнительно большой вероятности проникновения протонов внутрь легких ядер находящиеся внутри звезд в довольно интенсивном тепловом движении (температура согласно Эддингтону порядка  $10^6$  градусов) ядра ионизированного водорода при часто имеющих здесь место столкновениях могут зачастую попадать внутрь более сложных ядер и основаться там, выбросивши  $\alpha$ -частицу, или же излучив соответствующее количество лучистой энергии.

Можно показать, что число проникновений в ядра



легких элементов может быть весьма значительно. Число проникших в ядро и оставшихся там протонов будет увеличиваться, пока их не наберется четыре. Мы уже видели, что число избыточных протонов в ядре не может превышать трех. При появлении в ядре четырех протонов, находящихся конечно в сильнейшем взаимодействии, моментально произойдет процесс образования новой  $\alpha$ -частицы. Недостающие электроны будут взяты из оболочки избыточных электронов, и выделившаяся энергия (соответствующая дефекту массы  $\alpha$ -частицы) будет испущена из ядра в виде кванта света или же пойдет на выбрасывание какой-либо составной части ядра (самой новой  $\alpha$ -частицы).<sup>1</sup>

Примерный подсчет показывает, что получающееся при таком процессе выделение энергии во всяком случае достаточно для поддержания энергии звезды. Мы должны допустить, что в звездах оба процесса идут одновременно, хотя роль каждого из них в настоящее время оценена быть еще не может.

---

<sup>1</sup> Процесс выделения внутриядерной энергии согласно описанному процессу можно так же надеяться получить экспериментально, подвергая смесь водорода и какого-либо легкого элемента (лучше с атомным весом  $4 + 3$ ) сильному сжатию и наибольшим, имеющимся в нашем распоряжении, температурам. Опыты в этом направлении будут производиться в Америке. Однако в виду трудности заметить столь незначительное выделение энергии (которое следует ждать при доступных в лаборатории температурах и давлениях) внутри электрической печи с высокой температурой эти опыты весьма трудны.

## *Глава четвертая.*

### **ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДРА.**

#### **§ 12. СПЕКТРЫ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ.**

Процессы самопроизвольного распада ядер зачастую сопровождаются весьма жестким электромагнитным излучением, носящим название  $\gamma$ -лучей. Спектры этих лучей в настоящее время довольно детально исследованы главным образом благодаря работам Эллиса и Майтнер (Meitner). В виду весьма малой длины волны, наблюдение спектров  $\gamma$ -лучей по обычному методу кристаллической решетки весьма затруднительно. Резерфорду и Андраде (Andrade) и в более позднее время Тибо (Thibaud) удалось наблюдать таким методом лишь наиболее мягкие из  $\gamma$ -лучей.

Наиболее удобным методом изучения спектров  $\gamma$ -лучей являются однако наблюдения весьма быстрых электронов, сорванных идущими из ядра  $\gamma$ -лучами с различных внутренних электронных оболочек атома. Изучая магнитные спектры испускаемых при распаде  $\beta$ -лучей, наблюдаем кроме непрерывного спектра, соответствующего вылетающим из ядра  $\beta$ -частицам, также весьма сложные группы линий, говорящих о наличии пучков электронов со строго определенными скоростями (так называемые вторичные  $\beta$ -лучи). Происхождение этих

дискретных пучков электронов первоначально также приписывалось ядру, однако более детальное изучение показывает, что они являются просто фотоэлектронами, сорванными с различных электронных оболочек атома летящими из ядра  $\gamma$ -квантами.

В самом деле, зачастую весьма сложные спектры „вторичных  $\beta$ -лучей“ всегда могут быть разбиты на группы, так что разность энергий между различными линиями одной и той же группы совпадает с разностями энергии уровней —  $K$ ,  $L$ ,  $M$  и т. д., электронных оболочек атома.

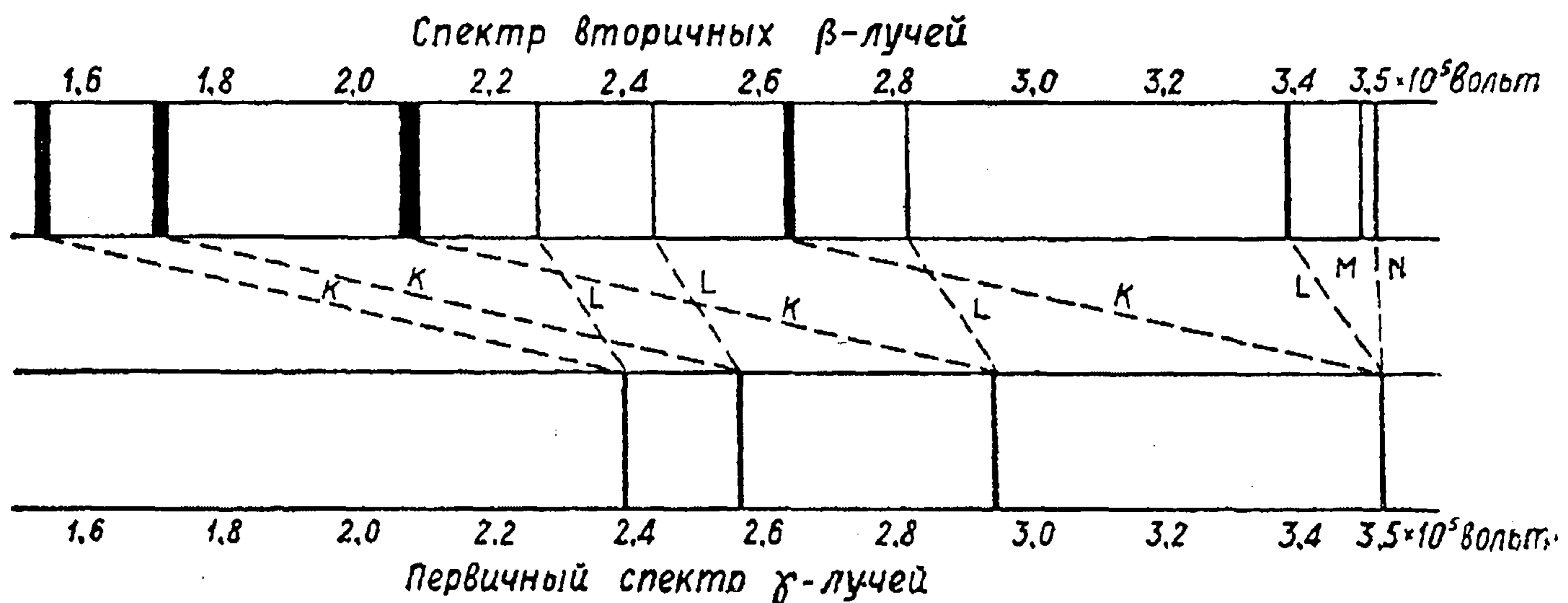


Рис. 23.

Таким образом сложный линейчатый  $\beta$ -спектр сводится к гораздо более простому спектру  $\gamma$ -лучей (рис. 23). Спектры  $\beta$ -лучей различных радиоактивных веществ представляют на первый взгляд довольно большое разнообразие — мы имеем весьма сложную систему линий для  $RaC$ , а также весьма простые спектры, состоящие всего из одной-двух линий ( $RaD$ ). Некоторые вещества (напр.  $RaE$ ) совершенно лишены  $\gamma$ -лучей. Излучение  $\gamma$ -лучей наблюдается главным образом для веществ, испытывающих  $\beta$ -преобразование, хотя известны также и некоторые  $\alpha$ -превращения, сопровождающиеся  $\gamma$ -лучами (напр.  $RdAc$  и др).

Спектры  $\gamma$ -лучей различных ядер могут быть представлены в виде системы термов (Эллис), дающих нам представление о различных уровнях энергии возбужденного распадам ядра. Интересно, что, несмотря на кажущееся разнообразие  $\beta$ -спектров различных веществ, системы уровней получают почти одинаковые для всех известных как  $\beta$ -, так и  $\alpha$ -превращений (см. рис. 24).

Этот факт указывает, что уровни  $\gamma$ -лучей обусловлены какими-то весьма общими свойствами ядра и мало зависят от индивидуальности строения ядер различных элементов. По своему общему виду система термов весьма близка к уровням энергии ротатора.

Примерный подсчет показывает, что  $\gamma$ -лучи могут являться ротационным спектром ядра, вращающегося как одно целое. Вопрос этот однако еще далеко нельзя считать решенным.

Весьма важным является вопрос о том, испускаются ли  $\gamma$ -лучи до или после превращения ядра — вопрос, вызвавший в свое время много споров. На вопрос этот можно было бы ответить следующим образом. Распадающийся элемент и продукт распада имеют различный атомный номер и следовательно слегка различные значения энергии  $K$ ,  $L$ ,  $M$  и т. д. уровней. Необходимо было только посмотреть, совпадает ли разность энергии двух вторичных  $\alpha$ -частиц, вырванных, скажем с  $K$  и  $L$  уровня с соответствующей разностью между этими уровнями для самого распадающегося элемента, или же для продукта распада. Весьма точные измерения Майтнер привели к заключению, что имеет место второй случай, т. е. что  $\gamma$ -лучи испускаются ядром уже после вылета  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицы.

Уровни энергии ядра

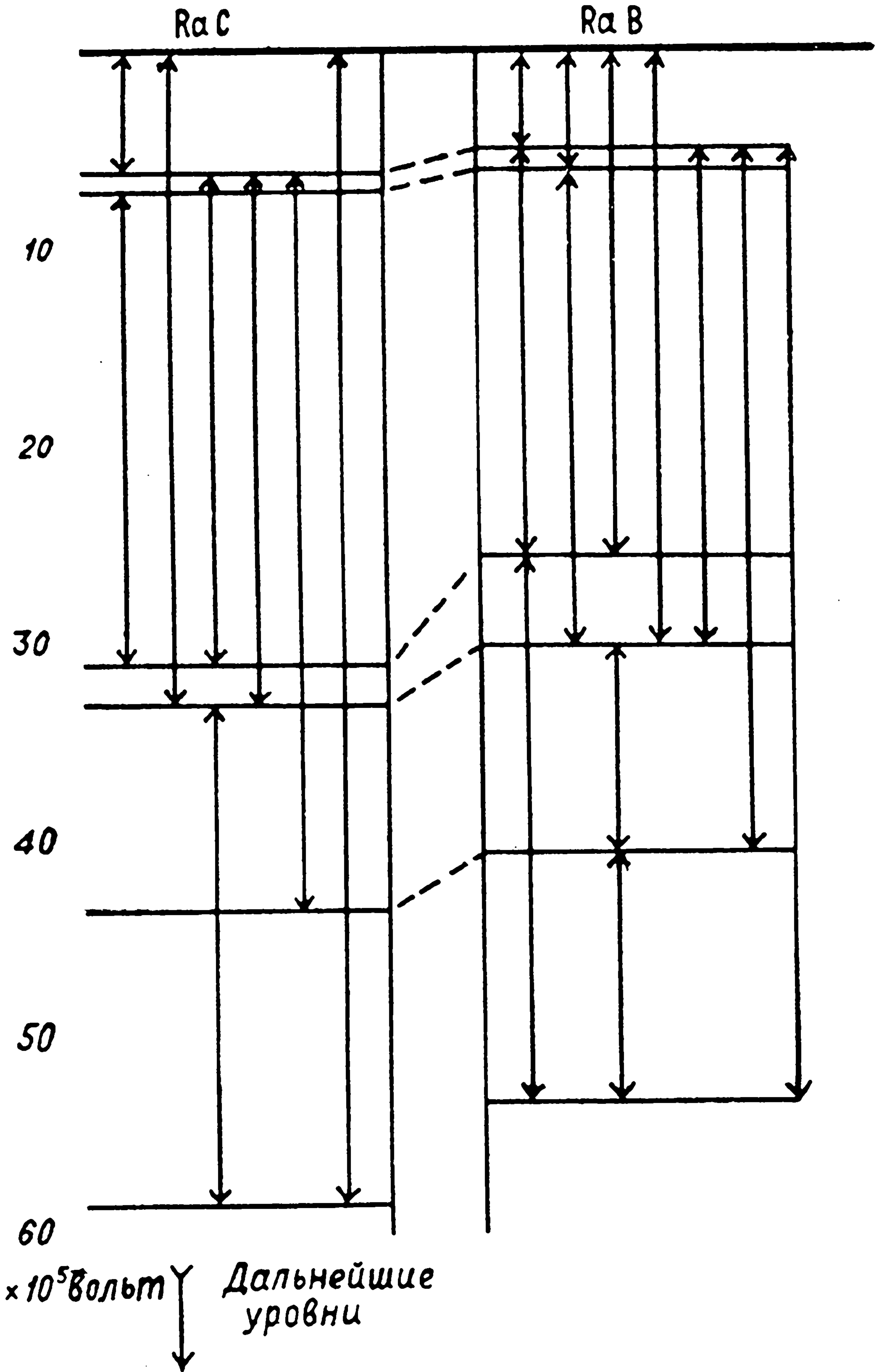


Рис. 24.

Работы Якобсена дали даже возможность заметить этот период испускания  $\gamma$ -лучей. Установка Якобсена заключалась вкратце в следующем (рис. 25).

На металлическую пластину наносился слой RaC, ядра которого, выбросившие  $\beta$ -частицу в направлении пластины, получали толчок отдачи и, срываясь с пластинки, летели с довольно большой скоростью, образуя пучок атомов. Атомы пучка распадались на лету дальше, выбра-

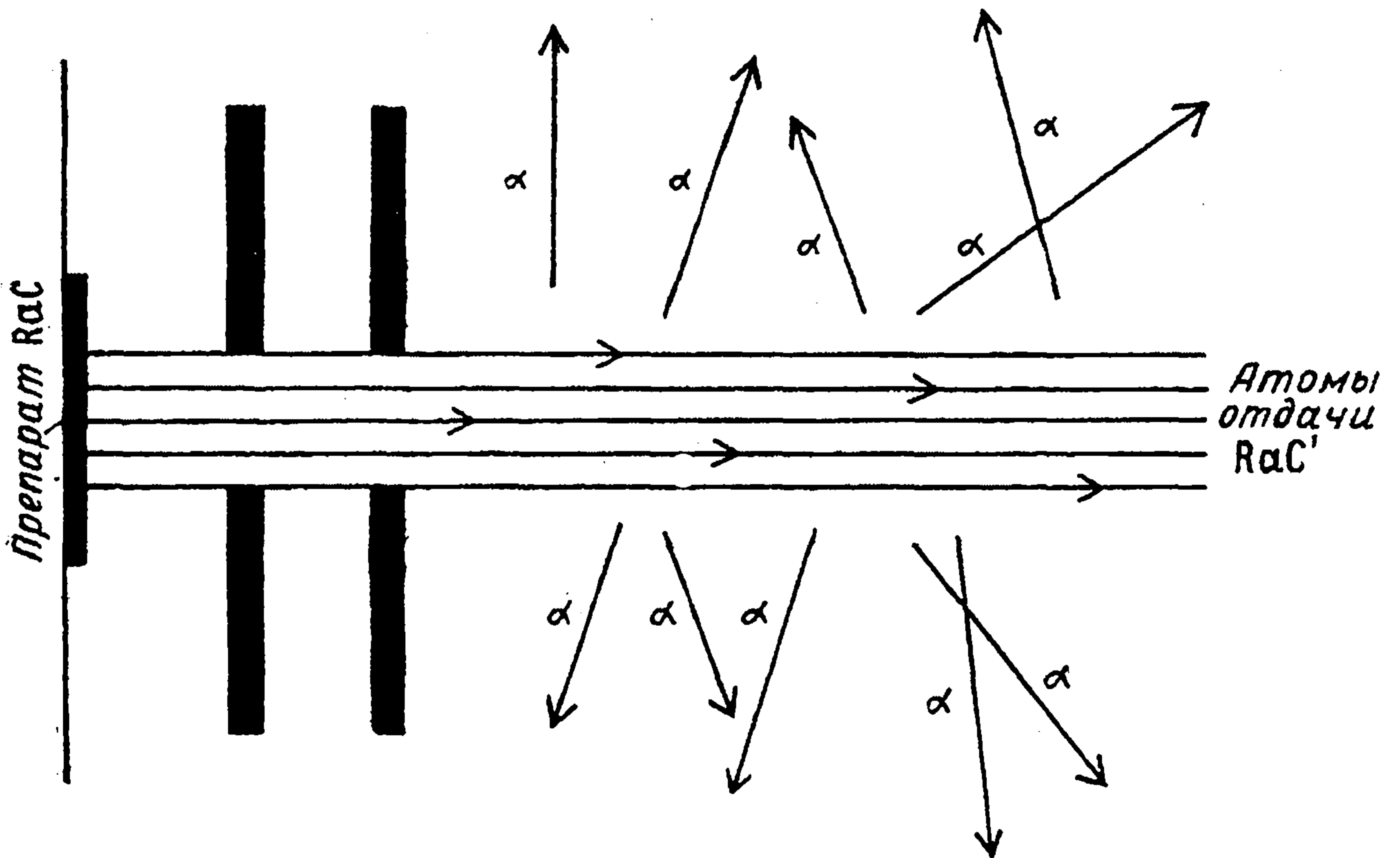


Рис. 25.

сывая в различные стороны  $\alpha$ -частицы, которые и могли быть наблюдаемы (с помощью камеры Вильсона).

Сосчитывая число  $\alpha$ -частиц, выброшенных из пучка на различных расстояниях от начала, мы замечаем быстрое спадение в их числе. Зная скорость пучка, мы можем определить постоянную распада RaC' (около  $10^5$  сек<sup>-1</sup>). Эти опыты вполне аналогичны хорошо известным опытам В. Вина (Wien), поставленным для определения среднего времени нахождения электрона на возбужденной орбите в атоме.

В случае если  $\alpha$ -распад начинается сейчас же после вылета  $\beta$ -частицы (т. е. сейчас же после того, как атом отдачи покинул пластину), мы должны ожидать для числа  $\alpha$ -частиц кривую, экспоненциально спадающую при удалении от пластины. Однако наблюдения Якобсена показали, что довольно долгое время  $\alpha$ -распад как-будто не желает начинаться и лишь на расстоянии 2 мм от пластины (что соответствует, при имевшей место скорости атомов отдачи, времени  $10^{-5}$  сек.) пучок атомов  $\text{RaC}'$  начинает распадаться с полной скоростью (рис. 26). Период между вылетом  $\beta$ -частицы и началом  $\alpha$ -распада приходится рассматривать как период внутренней перегруппировки ядра, при которой очевидно и испускаются  $\gamma$ -лучи. Прямого подтверждения того, что на протяжении первых 2 мм пучок испускает  $\gamma$ -лучи, мы однако пока не имеем в виду необычайной трудности постановки опыта. Заметим, что полученный  $\gamma$ -период необычайно велик — даже много больше, чем обычное время затухания в атоме ( $10^{-8}$  сек.). Если он действительно соответствует процессу  $\gamma$ -излучения, то мы должны будем признать, что последний происходит в ядре очень медленно.

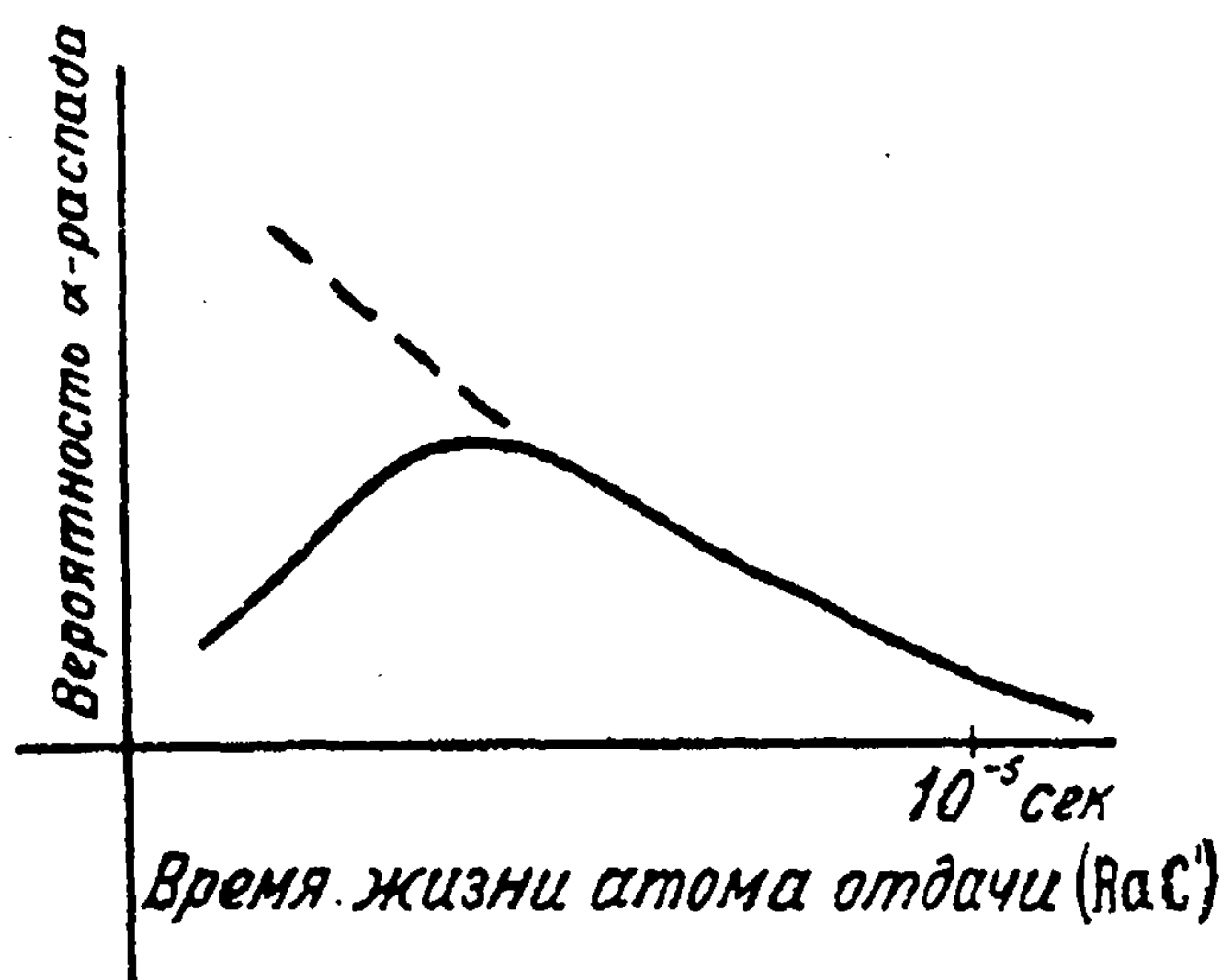


Рис. 26.

§ 13. ПОГЛОЩЕНИЕ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ В ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКЕ АТОМА.

Мы обратимся теперь к вопросу, лишь наполовину связанному с ядром, а именно к изучению процесса вырывания летящим из ядра  $\gamma$ -квантом электронов из

оптических (вернее рентгеновых) оболочек атома. Кажется бы мы имеем здесь дело с обыкновенной задачей фото-эффекта, легко решаемой методами современной волновой механики. Подробное решение задачи о фото-эффекте в электронных оболочках атома производимым графической электромагнитной волной, идущей из ядра, было дано Суэрльс (Swirles).

Ею был вычислен „коэффициент внутреннего фото-эффекта“, дающий процент электронов, сорванных с  $K$  и  $L$  оболочек  $\gamma$ -лучами.

Однако сравнение этих вычисленных значений с экспериментальными результатами Эллиса дало полное разногласие. Измеренные Эллисом значения коэффициента в несколько десятков раз превосходят теоретические (напр. для одного из  $\gamma$ -лучей  $RaC'$  теоретически следует ожидать, что из 1000 распавшихся атомов лишь один электрон из  $K$  оболочки будет выброшен наружу  $\gamma$ -квантом. Опыты Эллиса приводят к значению 6 на 1000. Это указывает, что явление выбрасывания вторичной  $\beta$ -частицы отнюдь нельзя рассматривать как простой внутренний фото-эффект — несомненно имеется какая-то более тесная связь между внутренними электронными оболочками атома и процессами, происходящими внутри распадающегося ядра.

Новые опыты Эллиса еще более укрепляют нас в этом предположении.

В самом деле — будь это явление простой фото-эффект, то коэффициент для данного атома должен зависеть лишь от длины волн  $\gamma$ -кванта. Эллису удалось однако показать, что из двух довольно близких по длине волны  $\gamma$ -линий в  $RaC$  одна дает необычайно большое значение коэффициента, тогда как другая ве-



дет себя вполне нормально. Это указывает опять - таки на то, что здесь дело не в самом летящем из ядра кванте, а в том процессе внутриядерной перестройки, которым последний был вызван, — процессе, очевидно непосредственно механически влияющем на электронные оболочки атома.

Все эти явления, как легко видеть, находятся в непосредственной связи с хорошо известным в теории атома явлением Росселанда — Оже (Rosseland — Auger), когда электрон, переходя в атом с какой-либо возбужденной орбиты на более низкую, может вместо того, чтобы испустить разницу энергии в виде соответствующего кванта света, передать эту энергию непосредственно другому атомному электрону, выбив его с его орбиты за пределы атома. Мы видим, что ядро вовсе не является для атома мертвым заряженным центром, но находится в весьма деятельной связи с окружающими его электронами.

Существование Росселанд — Оже эффекта между ядром и электронными оболочками атома ступшевывает до некоторой степени границу между внутриядерными и внешними электронами, и при исследовании этих явлений мы должны рассматривать движения внутри и вне ядра тесно связанными между собой.

---

Таблица I. Таблица изотопов. \*)

Назва- ние эле- мента	Атом- ный номер	Атомные веса изотопов	Назва- ние эле- мента	Атом- ный номер	Атомные веса изотопов
H	1	1	Y	39	89
He	2	4	Zr	40	90, 92, 94 (96)
Li	3	6,7	Ag	47	107, 109
Be	4	9	Cd	48	110, 111, 112, 113, 114, 116
B	5	10,11	In	49	115
C	6	12,13 <sup>+</sup>	Sn	50	116, 117, 118, 119, 120, 122, 124
N	7	14	Sb	51	121, 123
O	8	16,17 <sup>+</sup> (18 <sup>+</sup> )	Te	52	126, 128, 130
F	9	19	I	53	127
Ne	10	20, 22	X	54	(124) (126) 128, 129, 130, 131, 132, 134, 136
Na	11	23	Cs	55	133
Mg	12	24, 25, 26	Ba	56	138
Al	13	27	La	57	139
Si	14	28, 29, 30	Ce	58	140, 142
P	15	31	Pr	59	141
S	16	32	Nd	60	142, 144, (145), 146
Cl	17	35, 37, (39 <sup>+</sup> )	Hg	80	(197) 198, 199, 200 202, 204
A	18	36, 40	Pb	82	206, 207, 208, 210, 211, 212, 214
K	19	39, 41	Bi	83	209, 210, 211, 212, 214
Ca	20	40, 44		84	210, 211, 212, 214, 215, 216, 218
Se	21	45	Em	85	219, 220, 222,
Ti	22	48		86	223, 224, 226, 228
V	23	51		87	227, 228
Cr	24	52	Th	90	227, 228, 230, 232, 234
Mn	25	55	Pa	91	231, 234
Fe	26	54, 56	Ur	92	234, 238
Co	27	59			
Ni	28	58, 60			
Cu	29	63, 65			
Zn	30	64, 66, 68, 70			
Ga	31	69, 71			
Ge	32	70, 72, 74			
As	33	75			
Se	34	74, 76, 77, 78, 80, 82			
Br	35	79, 81			
Kr	36	78, 80, 82, 83, 84, 86			
Rb	37	85, 87			
Sr	38	86, 88			

\*) В таблице атомные веса представлены целыми числами, не учитывая малых отклонений (Massendefekt) от них.

Атомные веса неустойчивых (радиоактивных) элементов выделены курсивом. Изотопы, найденные из анализа молекулярных спектров, отмечены крестиками.

ТАБЛИЦА II. Постоянные радиоактивного распада.

Название элемента	Атомный вес	Атомный номер	Характер распада	Энергия распада *) E · 10 <sup>-8</sup> ерг.	Константа распада λ сек <sup>-1</sup>
СЕМЕЙСТВО ТОРИЯ.					
Th	232	90	α	6,94	1,3 · 10 <sup>-18</sup>
MTh <sub>1</sub>	228	88	β	(?)	3,26 · 10 <sup>-9</sup>
MTh <sub>2</sub>	228	89	β	(?)	3,14 · 10 <sup>-5</sup>
RaTh	228	90	α	8,62	1,16 · 10 <sup>-8</sup>
ThX	224	88	α	9,10	2,20 · 10 <sup>-6</sup>
ThEm	220	86	α	10,07	1,27 · 10 <sup>-2</sup>
ThA	216	84	α	10,88	4,95
ThB	212	82	β	0,2	1,82 · 10 <sup>-5</sup>
ThC	212	83	α (35%) β (65%)	9,70; 0,8	0,66 · 10 <sup>-4</sup> ; 1,23 · 10 <sup>-4</sup>
ThC'	212	84	α	14,23	> 10 <sup>+8</sup> (?)
ThC''	208	81	β	— (?)	3,61 · 10 <sup>-3</sup>
ThD	208	82	устойчив.	—	—

СЕМЕЙСТВО АКТИНИЯ.					
Pa	231	91	α	8,11	1,9 · 10 <sup>-12</sup>
Ac	227	89	β	(?)	1,08 · 10 <sup>-9</sup>
RaAc	227	90	α	9,55	4,24 · 10 <sup>-7</sup>
AcX	223	88	α	9,12	7,14 · 10 <sup>-7</sup>
AcEm	219	86	α	11,02	0,177
AcA	215	84	α	12,01	474
AcB	211	82	β	(?)	3,21 · 10 <sup>-4</sup>
AcC	211	83	α (99,68%) β (0,32%)	10,66; (?)	5,3 · 10 <sup>-3</sup> ; 1,6 · 10 <sup>-5</sup>
AcC'	211	84	α	(?)	140
AcC''	207	81	β	(?)	2,43 · 10 <sup>-3</sup>
AcD	207	82	устойчив.	—	—

\*) Для β-превращений дана средняя энергия электронов в непрерывном спектре.

Название элемента	Атомный вес	Атомный номер	Характер распада	Энергия распада *) Е·10 ерг.	Константа распада $\lambda$ сек <sup>-1</sup>
СЕМЕЙСТВО УРАНА-РАДИЯ.					
UI	238	92	$\alpha$	6,66	$4,8 \cdot 10^{-13}$
UX <sub>1</sub>	234	90	$\beta$	(?)	$3,37 \cdot 10^{-7}$
UX <sub>2</sub>	234	91	$\beta$	0,18	$9,9 \cdot 10^{-8}$
UII	234	92	$\alpha$	7,53	$2,10^{-14}$
Io	230	90	$\alpha$	7,40	$2,9 \cdot 10^{-13}$
Ra	226	88	$\alpha$	7,69	$1,39 \cdot 10^{-11}$
RaEm	222	86	$\alpha$	8,77	$2,095 \cdot 10^{-6}$
RaA	218	84	$\alpha$	9,61	$3,78 \cdot 10^{-3}$
RaB	214	82	$\beta$	0,3	$4,31 \cdot 10^{-4}$
RaC	214	83	$\alpha$		
			(0,04% (99,96%))	(?); 0,6	$1,78 \cdot 10^{-7}; 5,92 \cdot 10^{-4}$
RaC'	214	84	$\alpha$	12,48	ок. $5 \cdot 10^{+5}$
RaC''	210	81	$\beta$	(?)	$8,7 \cdot 10^{-8}$
RaD	210	82	$\beta$	(?)	$1,37 \cdot 10^{-9}$
RaE	210	83	$\beta$	0,57	$1,66 \cdot 10^{-6}$
RaF(Po)	210	84	$\alpha$	8,50	$5,88 \cdot 10^{-8}$
RaG	206	82	устойчив.	—	—

\*) Для  $\beta$ -превращений дана средняя энергия электронов в непрерывном спектре.

## УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ.

§ 1. *E. Rutherford*. Phil. Mag. Vol. 21, p. 669 (1911). *F. W. Aston*. „Isotopes“ (London 1922); Phil. Mag. Vol. 49, p. 1191 (1925). Proc. Roy. Soc. A. Vol. 115, p. 487 (1927). *E. Rutherford*. Phil. Mag. Vol. 37, p. 538 — 587 (1919).

§ 2. *E. Rutherford and J. Chadwick*. Phil. Mag. Vol. 50, p. 889 (1925); Vol. 4, p. 605 (1927). *E. S. Bieler*. Proc. Camb. Phil. Soc. Vol. 21, p. 686 (1923); Proc. Roy. Soc. A. Vol. 105, p. 434 (1924). *W. Hardmeier*. Phys. Zs. B. 28, S. 181 (1927).

§ 3. *G. Gamow*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 123, p. 386 (1929). *G. Gamow*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 126, p. 641.

§ 4, 5, 6. *G. Gamow*. Zs. f. Phys. B. 51, S. 204. (1928); B. 53, S. 601 (1929). *G. Gamow & F. Houtermans*. Zs. f. Phys. B. 52, S. 496 (1928). *E. Condon & J. C. Gurney*. Nature. Vol. 122, p. 439 (1928); Phys. Rev. Vol. 33, p. 127 (1929). *J. Kudar*. Zs. f. Phys. B. 53, S. 61, 95, 134 (1929); B. 54, S. 296 (1929). *Chr. Moller*. Zs. f. Phys. B. 55, S. 451 (1929). *R. Atkinson & F. Houtermans*. Zs. f. Phys. B. 58, S. 478 (1929). *M. Born*. Zs. f. Phys. B. 58, S. 306 (1929). *M. v. Laue*. Zs. f. Phys. B. 52, S. 726 (1928). *T. Sexpl*. Zs. f. Phys. B. 56, S. 62, 72 (1929). *H. Geiger & J. M. Nuttall*. Phil. Mag. Vol. 23, p. 439 (1912). *J. C. Jacobsen*. Phil. Mag. Vol. 47, p. 23 (1924). *B. Gudden*. Zs. f. Phys. B. 26, S. 110 (1924).

§ 7. *J. Chadwick*. Verh. d. D. Phys. Ges. B. 16, S. 383 (1914). *C. D. Ellis & W. A. Wooster*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 117, p. 109 (1928). *L. Meitner*. Phys. Zs. B. 30, S. 515 (1929). *J. Kudar*. Zs. f. Phys. B. 57, S. 257 (1929); в печати (1930).

§ 8. *E. Rutherford*. Phil. Mag. Vol. 37, p. 538 — 587 (1919). *E. Rutherford & J. Chadwick*. Phil. Mag. Vol. 42, p. 809 (1921); Vol. 44, p. 417 (1922). *G. Kirsch & H. Pettersson*. Ряд статей

в „Mitt. Ra-Inst. Wien“ и Zs. f. Phys. W. *Bothe & F. Fränz*. Zs. f. Phys. B. 43, S. 456 (1927); B. 49, S. 1. (1928). *P. M. S. Blackett*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 107, p. 349 (1925). *W. Bothe*. Zs. f. Phys. B. 51, S. 613 (1928). *E. Rutherford & J. Chadwick*. Proc. Camb. Phil. Soc. Vol. 25, p. 186 (1929).

§ 9, 10. *G. Gamow*. Zs. f. Phys. B. 52, S. 510 (1928). *J. C. Gurney*. Nature. Vol. 123, p. 565 (1929). *R. H. Fowler & A. H. Wilson*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 124, p. 493 (1929).

§ 11. *A. S. Eddington*. „Internal Constitution of Stars“ (Cambridge. 1922). *R. A. Millikan & G. Cameron*. Phys. Rev. Vol. 31, p. 163, 921. Vol. 32, p. 533 (1928). *E. C. Stoner*. Phil. Mag. Vol. 7, p. 841 (1929). *R. Atkinson & F. Houtermans*. Zs. f. Phys. B. 54, S. 656 (1929).

§ 12. *C. D. Ellis*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 99, p. 261 (1921). Vol. 101, p. 1 (1922). *C. D. Ellis & H. W. B. Skinner*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 105, p. 165, 185 (1924). *C. D. Ellis & W. A. Wooster*. Proc. Camb. Phil. Soc. Vol. 22, p. 849 (1925). *L. Meitner*. Z. f. Phys. B. 9, S. 131 (1922); B. 11, S. 35 (1922); B. 26, S. 161 (1924); B. 34, S. 807 (1925); B. 50, S. 5 (1928); B. 52, S. 637 (1929). *J. Tibaud*. Ann. de phys. T. 5, p. 119 (1925). *J. C. Jacobsen*. Nature. Vol. 120, p. 874 (1927).

§ 13. *B. Swirles*. Proc. Roy. Soc. A. Vol. 116, p. 491 (1927); Vol. 121, p. 447 (1928). *C. D. Ellis & W. A. Wooster*. Proc. Camb. Phil. Soc. Vol. 31, p. 717 (1927). *D. Skobelzyn*. Zs. f. Phys. B. 43, S. 354 (1927). *C. D. Ellis & G. H. Aston*. Proc. Roy. Soc. A. В печати (1930). *S. Rosseland*. Zs. f. Phys. B. 14, S. 173 (1923). *P. Auger*. C. R. T. 180, p. 65 (1925).

## УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ.

- Андрате (Andrade) 66.  
Астон (Aston) 6, 15, 16, 18, 52.  
Астон младший (Aston jr.) 42.  
Билер (Bieler) 12.  
Блэкет (Blackett) 46, 47, 51.  
Бор (Bohr) 5, 42, формула Б. 49.  
Боте (Bothe) 57.  
де Бройль (de Broglie) 23.  
Вильсон (Wilson) 46, 48, 70.  
Вин (Wien) 70.  
Гудден (Gudden) 38.  
Гайгер (Geiger) закон Г.—Нэ-тола 34, 36, 38, 42, ход кривой 43.  
Камерон (Cameron) 63.  
Кирш (Kirsch) 44.  
Кокрофт (Cockroft) 62.  
Майтнер (Meitner) 66, 68.  
Милликен (Millikan) 63.  
Нэтол (Nuttall) закон Гайгера—Н. 31, 34, 36, 38, 42, ход кривой Гайгера—31, 43.  
Оже (Auger) 73.  
Паули (Pauli) 8, 13.  
Петтерсон (Pettersson) 44.  
Проут (Prout) 6.  
Резерфорд (Rutherford) 5, расщепление элементов 6, 44, 45, 56, 57, 59, рассеяние  $\alpha$ -частиц 10. Формула-Р. 10, отступление от формулы-Р. 11, 12. Применимость закона Кулоки 20, пробег выбитых протоков 48, 44, 50, спектры  $\gamma$ -лучей 66.  
Росселанд (Rosseland) 73.  
Стонер (Stoner) 63.  
Суэрлье (Swirles) 72.  
Тибо (Thibaud) 66.  
Френц (Fränzl) 57.  
Хардмайер (Hardmeyer), радиус ядра М. 12, ход кривых отклонений от формулы Резерфорда 12, 54.  
Чадвик (Chadwick) рассеяние  $\alpha$ -частиц 11, 13, расщепление элементов 56, пробег выбитых протонов 48, 49, 51.  
Шредингер (Schrödinger) 23.  
Эддингтон (Eddington) теория 62, температура звезд 64.  
Эйхенвальд 22.  
Эллис (Ellis) 41, 66, 68, 72.  
Якобсен (Jacobsen) константы распада 38,  $\alpha$ -распад 71,  $\gamma$ -лучи 70.

## ОГЛАВЛЕНИЕ.

	СТР.
Глава первая. Структура и энергия ядра.	
§ 1. Составные части ядра . . . . .	5
§ 2. Силовое поле ядра . . . . .	10
§ 3. Энергия ядра . . . . .	12
Глава вторая. Радиоактивные процессы.	
§ 4. „Потенциальный барьер“ в ядре атомов радиоактивных элементов . . . . .	20
§ 5. Прохождение $\alpha$ -частицы через „потенциальный барьер“ . . . . .	24
§ 6. Вычисление радиоактивных констант $\alpha$ -распада .	31
§ 7. Явление $\beta$ -распада . . . . .	40
Глава третья. Искусственное расщепление легких атомов.	
§ 8. Энергетический баланс при расщеплении . . . . .	44
§ 9. Вероятность расщепления . . . . .	53
§ 10. „Резонансное“ расщепление ядра . . . . .	57
§ 11. Превращение элементов . . . . .	62
Глава четвертая. Электромагнитное излучение ядра.	
§ 12. Спектры $\gamma$ -лучей . . . . .	66
§ 13. Поглощение $\gamma$ -лучей в электронной оболочке атома . . . . .	71
Таблица изотопов . . . . .	74
Постоянные радиоактивного распада . . . . .	75
Указатель литературы . . . . .	77
Указатель авторов . . . . .	79