

МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР. I

Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон, Ленинград

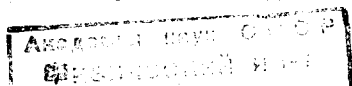
В нашей предыдущей статье¹ подробно изложена история открытия нового типа радиоактивных процессов — деления ядра урана под действием нейтронов на два осколка примерно равной массы. Там же изложены основные экспериментальные факты, установленные в настоящее время в результате исследований ряда лабораторий и опубликованные в ряде статей, быстрым темпом следовавших одна за другой на протяжении 1939 и первой половины 1940 г.

В настоящей статье мы остановимся более подробно на вопросе теоретического описания этого совершенно нового типа радиоактивных процессов. Основные работы в этой области принадлежат Нильсу Бору и его сотруднику Уилеру². Одновременно и независимо теория развития Я. И. Френкелем (Физико-технический институт, Ленинград)³.

В своем изложении мы будем придерживаться более подробной статьи Бора, кроме тех частей ее, которые в настоящее время подвергаются сомнению.

Все авторы в настоящее время согласны с качественной трактовкой нового типа явления, которая была дана Л. Мейтнер и Фришем⁴. Развивая общую схему ядерных реакций, выдвинутую Бором⁵, в которой ядро уподобляется жидкой капле, Мейтнер и Фриш отмечают, что для достаточно большого ядра поверхностное натяжение не сможет больше противостоять действиям сил электростатического отталкивания. При постоянном отношении электрического заряда к массе (как это приближенно имеет место в периодической системе элементов) дальнотействующие силы кулоновского отталкивания с одновременным увеличением размеров массы и заряда ядра растут быстрее близкотействующих сил «поверхностного натяжения» ядерной жидкости. Поэтому для большого ядра можно ожидать процесса, аналогичного делению большой заряженной капли на более мелкие капельки.

Ниже мы начнем с вопроса об энергетическом балансе деления; дальше, во втором параграфе, мы рассмотрим вопрос о критическом размере ядра и современное состояние вопроса о критической форме, через которую проходят ядра при делении; во второй части статьи, печатающейся в следующем выпуске, будут более подробно рассмотрены вопросы кинетики распада ядра и вероятности других



конкурирующих с распадом процессов, т. е. вопросы, определяющие вероятность деления ядра, захватившего нейтрон; там же мы займемся состоянием продуктов деления и теорией последующих за делением процессов испускания и выделения нейтронов; и, наконец, — вопросом о делении ядер под действием различных других частиц кроме нейтронов.

§ 1. БАЛАНС ЭНЕРГИИ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА

Нам необходимо прежде всего выяснить вопрос об изменении энергии ядра при делении его на две части, примерно равные по своему весу и заряду. Основной трудностью в интересующем нас случае деления тяжелых ядер является тот факт, что отношение массы к заряду в периодической системе не совсем постоянно. Оно медленно возрастает по мере увеличения заряда и массы. Непосредственно рассматривая таблицу Менделеева, атомные веса и порядковые номера элементов, мы убеждаемся в том, что при делении, например, ядра урана на две равные части с сохранением общей массы и общего заряда, мы получаем два ядра палладия с массой около 119—120 единиц атомного веса, между тем как атомный вес обычного палладия значительно меньше и составляет всего 106,7. Таким образом, в результате деления тяжелого ядра мы получаем два ядра с необычным соотношением заряда и массы. С одной стороны, это необычное соотношение заряда и массы является причиной неустойчивости такого ядра осколка, приводящей к ряду дальнейших радиоактивных превращений осколков. Именно исследование этих радиоактивных превращений привело к открытию процессов деления. С другой стороны, необычное отношение заряда к массе в ядрах осколков мешает нам непосредственно использовать накопленные в настоящее время довольно обширные сведения о дефектах масс, т. е. о внутренних энергиях и устойчивости обыкновенных изотопов элементов.

Нам необходимо будет сейчас найти метод оценки энергии ядер с весьма необычным отношением заряда к массе.

Напомним, что теория относительности устанавливает соотношение между массой и энергией тела, которое для наших целей можно записать в виде $E - E_0 = (M - M_0)c^2$, где E и M — энергия и масса в одном состоянии, E_0 и M_0 — то же в другом состоянии, c — скорость света. Одна единица атомного веса равна энергии в $\frac{(3 \cdot 10^{10})^2}{6 \cdot 10^{23}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ эргов на отдельный атом $= \frac{(3 \cdot 10^{10})^2}{96 \cdot 500 \cdot 10^7} = 933\,000\,000$ eV = 933 MeV, масса электрона равна энергии 0,51 MeV. В дальнейшем мы будем говорить о дефектах масс, выраженных в миллионах электрон-вольт.

По современным взглядам, ядро состоит из нейтронов и протонов. Заряд ядра Z мы будем выражать в числах элементарных зарядов; Z совпадает с порядковым номером элемента в таблице Менделеева. Z равно числу протонов, находящихся в ядре, и является целым числом. Дефекты масс элементов относительно кислорода меньше 500 MeV, поэтому, округляя атомные веса изотопов элементов

до целого числа A , мы прямо получим число тяжелых частиц, из которых состоит ядро, т. е. сумму числа протонов и числа нейтронов.

Заметим еще, что когда мы сокращенно говорим о дефекте масс ядра, в действительности под этим понимается дефект массы нейтрального атома, т. е. ядра $+Z$ электронов. Если мы сравниваем дефекты масс двух ядер с одинаковым атомным весом (изобар), но с зарядом, отличающимся на единицу, то получаем энергию процесса превращения одного атома в другой. Физически переход от Z к $Z+1$ есть испускание электрона или β -активность; обратный процесс — захват ядром электрона из оболочки (захватываются ближайшие к ядру K -электроны). Существование различных ядер данного атомного веса (изобар) в природе связано с устойчивостью ядра относительно спонтанных процессов β -превращения и захвата электрона, которые не требуют внешнего облучения какими-либо частицами, не требуют преодоления энергетических барьеров и поэтому идут сравнительно легко. Если обычные устойчивые элементы отвечают при данном атомном весе минимуму полной энергии ядра, то для элементов, у которых при данном атомном весе заряд ядра отклоняется от этого значения, мы можем ожидать, что энергия будет выражаться следующей формулой:

$$\begin{aligned} M(Z, A) - M(Z_A, A) = \\ = \frac{1}{2} B_A (Z - Z_A)^2. \quad (1)^1 \end{aligned}$$

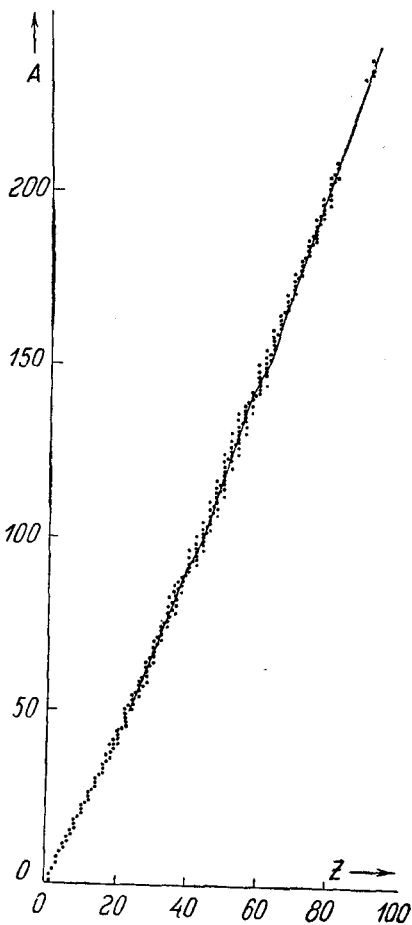


Рис. 1

В этой формуле Z есть заряд рассматриваемого ядра. Z_A есть упомянутый выше заряд, при котором энергия ядра минимальна при данном A . Вообще говоря, Z_A может и не быть целым. Естественно встречающиеся в природе изобары группируются вокруг значения Z_A . Величины Z_A на рис. 1 даны сплошной линией.

¹⁾ Вблизи минимума в разложении по $(Z - Z_A)$ член первого порядка отсутствует, членами порядка выше второго пренебрегаем.

Величину B_A , характеризующую остроту максимума, т. е. характеризующую изменение энергии при отклонении от заряда, обрабатывающего энергию в минимум, мы не можем найти из существующего экспериментального материала по масс-дефектам и энергии устойчивых ядер, так как в устойчивых ядрах отклонения величины Z от Z_A слишком малы. Однако, мы можем подойти теоретически к вычислению величины B_A с помощью нижеследующей аргументации.

Попытаемся выяснить, чем определяется обычное соотношение между зарядом и массой ядра, т. е. соотношение между числом нейтронов и числом протонов в ядре, отвечающее минимальной энергии. В любой теории ядерных сил, существующих между нейтронами и протонами, можно ожидать, что эти силы достигают насыщения и дают минимум энергии при равном числе нейтронов и протонов в ядре. И действительно, для легких элементов отношение массы к заряду довольно близко к 2, что отвечает как раз $Z = A = A$, равенству числа нейтронов и протонов. Чем определяется отклонение этого отношения $\frac{A}{Z}$ от 2, т. е. отклонение минимума энергии от условий, в которых число нейтронов и число протонов равны между собой? С одной стороны, следует учесть несколько различную собственную энергию протонов и нейтронов; с другой стороны, — и это наиболее существенно, — наряду с близкодействующими «химическими» ядерными силами, скрепляющими ядро, необходимо учесть еще силы электростатического отталкивания, которые тем больше, чем больше заряд ядра. Именно эти силы вносят несимметрию между протонами и нейтронами и обуславливают то, что минимальная энергия отвечает числу протонов меньшему, чем число нейтронов. Если химическая энергия ядра минимальна при равенстве обоих чисел, то наличие электростатической энергии вызовет смещение минимума в сторону ядер, у которых число нейтронов больше числа протонов. Но как раз величину электростатической энергии ядра учесть нетрудно. Наряду с электростатическими силами принципиально существенно и различие собственных масс нейтрона и протона; от этого различия зависит энергия, которая могла бы выделяться при превращении нейтрона в атом водорода вне ядра. Энергия эта известна и составляет всего 0,78 MeV.

Запишем выражение для массы ядра в следующем виде:

$$M(Z, A) = C_A + \frac{1}{2} B'_A \left(Z - \frac{1}{2} A \right)^2 + \left(Z - \frac{1}{2} A \right) (M_p - M_n) + \frac{3Z^2 e^2}{5r_0 A^{\frac{1}{3}}}, \quad (2)$$

где величина C_A от Z не зависит, $\left(Z - \frac{1}{2} A \right)$ есть половина разности числа протонов и числа нейтронов в ядре $\left(\frac{Z - (A - Z)}{2} \right)$. В этой формуле первые два члена описывают химическую энергию

ядра; форма, в которой они записаны, отвечает тому факту, что химическая энергия минимальна при $Z=A-Z$; третий член представляет собой разницу собственных масс нейтрона и протона; четвертый член — энергию электростатического взаимодействия. При этом мы нашли электростатическую энергию шара с постоянной плотностью объемного заряда, сделав обычное предположение о том, что радиус ядра равен $r_0 A^{\frac{1}{3}}$, где r_0 есть радиус, приходящийся на одну частицу. Величина r_0 уже давно известна из теории α -распада, в которой вероятность распада зависит от величины энергетического барьера вблизи поверхности ядра, т. е. существенным образом зависит от радиуса ядра. Наиболее вероятное значение $r_0 = 1,48 \cdot 10^{-13}$ см.

Дифференцируя формулу (2) по Z и приравнявая ее нулю, найдем значение Z_A , обращающего энергию в минимум, зависящее от B'_A . Сопоставляя его с известными данными о среднем, наиболее вероятном, значении Z_A для устойчивых элементов, мы можем найти величину B'_A формулы (2), характеризующую минимум химической энергии, и отсюда, с помощью элементарных выкладок, величину B_A формулы (1).

В табл. 1 даны значения Z_A и B_A формулы (1) в зависимости от атомного веса. Мы не станем здесь углубляться в дальнейшие детали расчетов Бора, учитывающего маленькие колебания энергии в зависимости от четности или нечетности числа нейтронов и числа протонов в ядре.

Таблица 1

A	Z_A	B_A MeV	A	Z_A	B_A MeV
50	23,0	3,5	150	62,5	1,2
60	27,5	3,3	160	65,4	1,1
70	31,2	2,5	170	69,1	1,1
80	35,0	2,2	180	72,9	1,0
90	39,4	2,0	190	76,4	1,0
100	44,0	2,0	200	80,0	0,95
110	47,7	1,7	210	83,5	0,92
120	50,8	1,5	220	87,0	0,88
130	53,9	1,3	230	90,6	0,86
140	58,0	1,2	240	93,9	0,83

С помощью найденной оценки энергии ядра в зависимости от его атомного веса и числа зарядов в широком интервале изменения обеих величин мы можем теперь выяснить вопрос об энергии, выделяющейся при распаде тяжелого ядра.

В табл. 2 даны результаты таких расчетов для нескольких типичных ядер.

В третьем столбце табл. 2 дано выделение энергии при делении исходного ядра (первый столбец) на продукты, показанные во втором столбце; при делении сохраняется сумма зарядов и сумма

атомных весов. Однако, получающиеся продукты деления вследствие необычного отношения числа протонов к числу нейтронов подвергаются дальнейшим превращениям; так, продукт распада урана, палладий, с атомным весом 120 должен превращаться в устойчивый изотоп олова Sn_{50}^{120} , испуская

Таблица 2

Исходное ядро	Продукты деления	Выделение энергии в MeV	
		при делении	последующее
Ni_{28}^{61}	$\text{Si}_{14}^{30,31}$	—11	2
Sn_{50}^{117}	$\text{Mn}_{25}^{58,59}$	10	12
Er_{68}^{167}	$\text{Se}_{34}^{83,84}$	94	13
Pr_{82}^{206}	$\text{Nb}_{41}^{103,103}$	120	32
U_{92}^{239}	$\text{Pd}_{46}^{119,120}$	200	31

четыре электрона (четыре β -частицы). Дополнительно выделяющаяся при этом энергия приведена в последнем столбце таблицы; подробно о β -активности осколков см. гл. II.

Мы видим, что до атомного веса, равного 100, ядра совершенно энергетически устойчивы относительно деления¹⁾. Выше этого предела превращение ядра в два осколка равной массы, находящихся на большом расстоянии друг от друга, становится энергетически выгодным.

Любопытно, что деление ядра на три равные части

становится выгодным, начиная с атомного веса в 110. Уран при делении на три равные части выделил бы даже несколько больше энергии, чем при делении на две части. Деление урана примерно на десять равных частей будет происходить без выделения и без затраты энергии.

Нас особенно интересуют энергетические соотношения в случае деления урана. Так же, как в табл. 2, мы рассматриваем деление ядра, получающегося при захвате ядром основного изотопа урана U_{92}^{238} одного нейтрона, причем получается U_{92}^{239} .

На рис. 2 представлено количество энергии, выделяющейся при делении ядра урана различными способами. По оси абсцисс отложено число протонов в образующемся ядре осколка, по оси ординат — число нейтронов в этом ядре. Атомный вес осколка, равный сумме обоих чисел, постоянен вдоль прямых, отсекающих равнобедренный прямоугольный треугольник от начала координат. Точками на рисунке обозначены устойчивые ядра. Наконец, эллипсы, приведенные на рисунке, суть линии, вдоль которых выделение энергии при делении урана постоянно и равно написанной на эллипсе величине (вы-

¹⁾ При атомном весе около 100 деление устойчивого относительно изменения Z (ср. рис. 1 и табл. 1) ядра приводит к образованию двух ядер, мало отличающихся от устойчивых относительно изменения Z ядер соответствующего атомного веса. Поэтому оценка границы энергетической устойчивости может быть дана непосредственно на основе кривой дефектов масс Астона.

раженной в миллионах электрон-вольт). Задав заряд и атомный вес одного из осколков, мы полностью определяем, естественно, заряд и атомный вес второго осколка.

Так, если один из осколков представляет собой нормальное ядро рутения (заряд 44, атомный вес 100 — нижняя звездочка), то второе ядро должно быть кадмием (заряд 48, атомный вес 139, число нейтронов 91 — верхняя звездочка). При делении ядра урана на два таких осколка должно выделиться 150 MeV.

Нетрудно видеть, что точки, изображающие оба осколка на рис. 2, должны всегда лежать на прямой, проходящей через центр эллипсов по обе стороны от точки, отвечающей наиболее энергетически выгодному направлению развала ядра. Поэтому для наиболее энергетически выгодного направления процесса деления образующиеся ядра оба лежат на заметном расстоянии от млечного пути, изображающего устойчивые изотопы. Превращение осколков в устойчивые изотопы связано с выделением от трех до шести β -частиц.

Развитая выше оценка энергии таких необычных ядер позволит нам потом полностью выяснить вопрос о последующих радиоактивных превращениях осколков.

Проведенные выше элементарные расчеты, комбинирующие самые общие опытные данные об атомных весах различных ядер и простые теоретические соображения о характере ядерных сил, в полном согласии с опытом показывают, что деление тяжелого ядра есть мощнейший процесс по количеству освобождающейся энергии. Огромная энергия осколков, их большая ионизирующая способность широко используются экспериментаторами, безошибочно отличающими деление от других радиоактивных процессов.

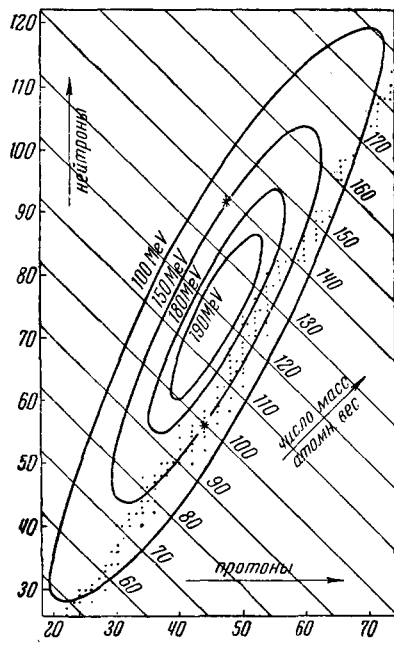


Рис. 2

§ 2. УСТОЙЧИВОСТЬ ТЯЖЕЛОГО ЯДРА

Энергетическая устойчивость ядра относительно деления на два осколка, находящихся на большом расстоянии, еще не говорит нам непосредственно о возможности такого процесса, потому что реально деление должно будет пройти через состояние, когда оба осколка близки между собой или даже полностью разделились. За счет электростатического отталкивания осколков энергия такого состояния будет гораздо больше, чем энергия состояния, рассмотренного в пре-

дыдущем параграфе, в котором осколки разошлись на большое расстояние друг от друга и взаимодействием их можно пренебречь. Для выяснения вопроса о вероятности распада ядра и об условиях протекания распада нам необходимо ближе подойти к самому механизму процесса и выяснить те промежуточные фазы, через которые идет процесс деления ядра.

Изложению математической теории мы предпошли любопытный расчет, принадлежащий И. И. Гуревичу.

Представляя себе ядро как шарик, составленный из отдельных мелких шариков — протонов и нейтронов, найдем часть их, лежащую на поверхности; оказывается, что при самой плотной упаковке у ядра, состоящего из 238 частиц, на поверхности находится около 130 частиц — более половины общего количества.

Понятно, что в таких условиях всякие расчеты, в которых энергия разделяется на объемную и поверхностную или вычисляется изменение энергии при изменении формы ядра, не могут претендовать на точность. Расчеты носят иллюстративный характер, результаты их должны по мере возможности контролироваться опытом. Трезвая оценка степени приближения позволит опустить ряд вычислений.

Со сделанными выше оговорками приступим к рассмотрению энергии различных форм ядра.

Выше, в формуле (2), мы рассматривали зависимость энергии от заряда для ядра постоянной формы и размера и постоянного общего числа частиц. Поверхностную энергию при этом мы объединили с другими членами в константе C_A . Сейчас напротив, мы рассматриваем изменения формы ядра при постоянной массе и заряде и постоянном соотношении числа нейтронов и протонов. Зависящие от этого отношения члены в выражении энергии можно опустить.

Полную энергию покоящегося ядра представим как сумму электростатической и поверхностной энергий

$$E = W + Q. \quad (3)$$

Согласно Френкелю, Бору и Уилеру электростатическую энергию рассчитываем для тела заданной формы, объем которого равен $\frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ [ср. § 1, формулу (2)], с постоянной объемной плотностью заряда, причем общий заряд равен eZ . Поверхностную энергию представим как произведение поверхности тела на (постоянную) величину поверхностного натяжения q .

Согласно оценке Финберга⁶ наилучшее значение

$$4\pi r_0^2 q = 14 \text{ MeV}. \quad (4)$$

Для курьеза укажем, что из (4) следует $q = 10^{20} \text{ дин/см}^2$ (у воды $q = 80$, у жидкой ртути $q = 500$).

Формула (3) с постоянным q , как справедливо указывает Я. И. Френкель, ближе к истине, чем расчет Фриша и Мейтнер, основанный на влиянии заряда на поверхностное натяжение.

Будем искать зависимость энергии от формы тела. Электростатическая энергия для шара максимальна; напротив, поверхностная энер-

гия достигает минимума в случае шара. Шарообразная форма всегда даст экстремум полной энергии. Исследуем энергии форм, близких к шару.

Очевидно, что поверхностная энергия будет только увеличиваться от всякого нарушения правильной шарообразной формы ядра, в то время как электростатическая энергия ядра, наоборот, достигает максимума при шаровой форме, при которой отдельные элементарные заряды расположены ближе всего друг к другу. Всякое возмущение шарообразной поверхности уменьшает электростатическую энергию и увеличивает поверхностную энергию. Если первая достаточно велика по сравнению со второй, выигрыш электростатической энергии при деформации ядра может превысить энергию, необходимую на увеличение поверхности, т. е. работу, совершаемую против сил поверхностного натяжения.

Френкель рассматривает эллипсоиды вращения. Обозначая полуоси a и b , ограничиваясь малыми отклонениями от шарообразной формы, $a - b \ll a$, и учитывая постоянство объема $ab^2 = \text{const}$, запишем его результат в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} W &= W_0 \left[1 - \frac{4}{45} \left(\frac{a-b}{a} \right)^2 \right], \\ Q &= Q_0 \left[1 + \frac{8}{45} \left(\frac{a-b}{a} \right)^2 \right], \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где W_0 и Q_0 относятся к шару. Формулы (5) одинаково правильны для вытянутых ($a > b$) и сплюснутых ($a < b$) эллипсоидов вращения. Полная энергия

$$E = E_0 + \frac{4}{45} \left(\frac{a-b}{a} \right)^2 (2Q_0 - W_0). \quad (6)$$

Таким образом, устойчивость шарообразной формы заряженной капли зависит от того, больше или меньше электростатическая энергия удвоенной поверхностной энергии. Шар устойчив при

$$W_0 < 2Q_0. \quad (7)$$

Более строго тот же результат получен Бором и Уилером. В общем виде они описывают малое возмущение шаровой поверхности суммой шаровых функций и разлагают полную энергию в ряд по коэффициентам функций. При $W_0 < 2Q_0$ минимум отвечает равенству нулю всех коэффициентов, т. е. невозмущенному шару. При $W_0 > 2Q_0$ деформация шара становится энергетически выгодной.

Рассмотрение малых возмущений дало нам критерий устойчивости. Что произойдет при сильном возмущении, при значительной деформации шара? Найдет ли ядро при $W_0 > 2Q_0$ отличную от шара устойчивую форму? Есть ли пределы устойчивости при $W_0 < 2Q_0$?

В литературе имеется несколько теоретических работ, в которых авторы, задаваясь формой ядра в виде эллипсоида вращения, ищут зависимости энергии ядра при данных значениях заряда и массы от отношения осей эллипсоида, не ограничиваясь малыми деформациями. Однако, при рассмотрении эллипсоида вращения мы неизбежно при-

ходим к результату, что и тогда, когда форма шара становится неустойчивой, существует некоторое конечное отношение осей эллипсоида, отвечающее минимуму энергии, т. е. будто бы устойчивое; мы приходим к выводу, что тяжелое ядро может существовать в форме, существенно отличной от шара. Следует здесь сразу отметить, что такой способ рассмотрения принципиально неправилен, так как ниоткуда не следует, в особенности, при конечных больших деформациях ядра, что оно должно все время оставаться эллипсоидом вращения. Непосредственно очевидно, что появление минимума энергии при конечной деформации связано с нашим искусственным предположением о том, что ядро должно быть эллипсоидом, потому что в этом предположении мы не можем получить перехода от одного ядра к двум отдельным осколкам.

Таким образом, метод рассмотрения эллипсоида вращения, сложный математически, должен к тому же с большой осторожностью применяться к вопросу о делении ядра и имеет смысл только для малых возмущений.

Существующие сведения о поверхностном натяжении приводят для урана к соотношению $W_0 = 1,71 Q_0$. Повидимому, ядро урана (и тем более все остальные ядра) устойчиво в форме шара. Малая деформация требует затраты энергии. Между тем, как мы выяснили в § 1, образование из ядра урана двух ядер с разведением их на большое расстояние сопровождается огромным выделением энергии. Взяв шарообразное состояние за одну крайнюю точку, а разведенные осколки за другой конец линии, движение вдоль которой описывает деление, мы устанавливаем, что для урана и других ядер энергия достигает максимума где-то посредине этой линии.

Бор справедливо указывает, что оценки устойчивости из значений поверхностного натяжения, найденных косвенными методами, ненадежны, и интересующие нас сведения надо получить из экспериментальных данных о делении при сопоставлении их с теорией. Продолжим теоретическое рассмотрение вопроса.

Найдем энергию осколков. Объем осколка равен $\frac{1}{2} = 2^{-1}$, а поверхность осколка равна $2^{-\frac{2}{3}}$ поверхности исходного ядра, так что для равных осколков

$$Q_1 = Q_2 = 2^{-\frac{2}{3}} Q_0, \quad (8a)$$

где Q_0 попрежнему относится к исходному ядру до деления.

Заряд осколка равен половине начального заряда, радиус уменьшился в $2^{\frac{1}{3}}$ раза, так что

$$W_1 = W_2 = \text{const} \frac{Z^2}{R} = \text{const} \frac{\left(\frac{Z_0}{2}\right)^2}{R_0 \cdot 2^{-\frac{1}{3}}} = 2^{-\frac{5}{3}} W_0. \quad (8b)$$

Сравним энергию системы после деления E' с исходным значением E_0 :

$$E' = W_1 + W_2 + Q_1 + Q_2 = 2^{-\frac{2}{3}} W_0 + 2^{\frac{1}{3}} Q_0, \quad (9)$$

$$E' - E_0 = (2^{\frac{1}{3}} - 1) Q_0 - (1 - 2^{-\frac{2}{3}}) W_0. \quad (10)$$

Деление становится энергетически выгодным, начиная со значения

$$W_0 > \frac{2^{\frac{1}{3}} - 1}{1 - 2^{-\frac{2}{3}}} Q_0; \quad W_0 > 0,7 Q_0. \quad (11)$$

Полученный выше (табл. 2) для урана и других ядер результат, согласно которому энергетическая возможность деления достигается значительно раньше, чем граница устойчивости шарообразной формы, носит, таким образом, общий характер и следует из сопоставления (11) и (7).

Мы получим существенные сведения, вычисляя энергию в тот момент, когда ядро уже разделилось на две части, но осколки еще не успели разлететься и соприкасаются между собой. Очевидно, что такое состояние является необходимым звеном, через какие бы формы ни шел процесс деления. Так как осколки одноименно заряжены, то энергия системы в момент соприкосновения E'' заведомо больше энергии E' в состоянии, когда осколки разлетелись.

Френкель вычислил E'' для двух шарообразных осколков, соприкасающихся между собой. Собственная электростатическая и поверхностная энергия осколков сохраняет свои значения (8a) и (8b). Однако, к ним добавляется электростатическая энергия взаимодействия осколков

$$W_{12} = \frac{\left(\frac{eZ}{2}\right)^2}{2R_0 \cdot 2^{-\frac{1}{3}}}, \quad (12)$$

причем Z_0 и R_0 — заряд и радиус исходного ядра, $\frac{Z}{2}$ и $R_0 \cdot 2^{-\frac{1}{3}}$ — то же для осколков. Сопоставляя с выражением W_0 , найдем

$$\begin{aligned} W_{12} &= \frac{5}{24} \cdot 2^{\frac{1}{3}} W_0; \quad E'' = E' + W_{12} = 2^{-\frac{2}{3}} W_0 + 2^{\frac{1}{3}} Q_0 + \frac{5}{24} \cdot 2^{\frac{1}{3}} W_0 = \\ &= \frac{17}{24} \cdot 2^{\frac{1}{3}} W_0 + 2^{\frac{1}{3}} Q_0; \end{aligned} \quad (13)$$

$$E'' - E = (2^{\frac{1}{3}} - 1) Q_0 - (1 - \frac{17}{24} \cdot 2^{\frac{1}{3}}) W_0. \quad (14)$$

Для возможности деления из условия

$$E'' - E \leq 0$$

найдем

$$W_0 \geq \frac{(2^{\frac{5}{3}} - 1)}{1 - \frac{17}{24} \cdot 2^{\frac{1}{3}}} Q_0 = 2,4 Q_0^{(1)}. \quad (15)$$

Расчет приводит к неожиданному результату! Создается впечатление, что при $\frac{W_0}{Q_0}$, не намного большем 2, т. е. при

$$2 < \frac{W_0}{Q_0} < 2,4, \quad (16)$$

тяжелое ядро не может больше существовать в виде шара, но оно не может также и распасться, ибо у него нехватает энергии для того, чтобы пройти через форму двух соприкасающихся осколков. Френкель сделал из этих расчетов вывод, что уже для урана имеет место условие (16) и ядро урана при этом существует в форме, существенно отличной от шара. Этот вопрос был рассмотрен недавно Ю. А. Зысиным и одним из авторов настоящей статьи⁷.

Как оказывается, результаты Френкеля существенно связаны с произвольным допущением, что деление идет через форму двух соприкасающихся шаров. Очевидно, что в последний момент деления, когда осколки только соприкасаются между собой в одной точке, наиболее выгодной энергетически будет форма двух вытянутых груш. Точное определение этой формы наталкивается на очень большие математические трудности, но сам экстремальный характер задачи делает такой точный расчет ненужным. Рассматривая вытянутые вдоль оси, по которой происходит соприкосновение, эллипсоиды вращения, Зельдович и Зысин показали, что при наиболее выгодном подборе отношения осей эллипсоида полная энергия системы оказывается меньше энергии исходного тяжелого ядра не только при $\frac{W}{Q_0} = 2,4$, но и при $\frac{W_0}{Q_0} = 2$ и дальше, вплоть до $\frac{W_0}{Q_0} = 1,64$.

Рассмотрение форм, еще более приближающихся к минимальным, в частности, грушевидных несимметричных форм, может привести лишь к дальнейшему снижению полученной цифры 1,64, что не представляет большого физического интереса. Уже из полученного результата можно сделать существенный для нас физический вывод, что в том случае, когда вблизи $\frac{W_0}{Q_0} = 2$ шарообразная форма ядра становится неустойчивой, распад ядра, происходящий через форму двух соприкасающихся вытянутых эллипсоидов, вполне возможен и энергетически не запрещен. Тем самым опровергаются доводы Я. И. Френкеля и лишается основания выдвинутое им предположение о возможности существования нешарообразных ядер.

Выше мы собрали все сведения об энергетических соотношениях при делении, которые можно было получить простыми расчетами.

1) Значение 2,17 в статье Френкеля — опечатка или ошибка.

Они подытожены на рис. 3 и 4. На обоих рисунках на оси ординат отложена энергия системы, по оси абсцисс — параметр Φ , описывающий протекание деления; параметр этот выбран так, что он равен 0 для шарообразного исходного ядра, принимает значение, равное 1, для состояния соприкасающихся осколков, и 2 для осколков, удалившихся на большое расстояние. Сплошными линиями изображены достоверные результаты расчетов; пунктирные линии соединяют их простейшим образом, т. е. представляют собой домыслы человека с минимальной фантазией, по возможности придерживающегося установленных фактов.

Рис. 3 относится к случаю $2 < \frac{W_0}{Q} < 2,4$. Малое отклонение от шарообразной формы вблизи $\Phi = 0$ приводит к уменьшению энер-

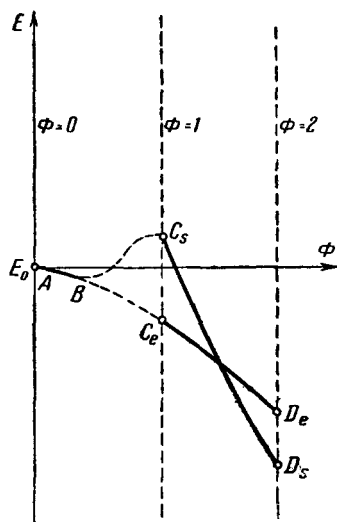


Рис. 3

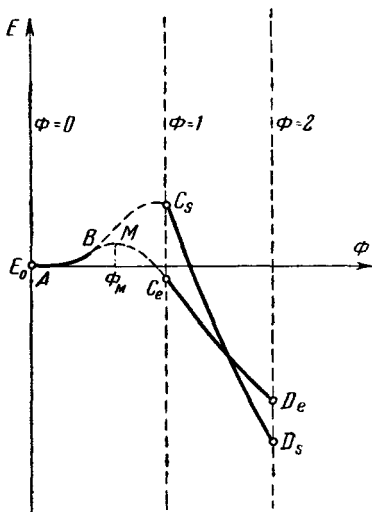


Рис. 4

гии (линия AB), в соответствии с неустойчивостью шара при $\frac{W_0}{Q_0} > 2$. При $\Phi = 1$ точка C_s для шарообразных осколков (Френкель) лежит выше E_0 ; при $\Phi = 2$ для тех же осколков точка D_s лежит значительно ниже E_0 . Кривая ABC_sD_s неизбежно должна иметь минимум при $0 < \Phi < 1$ в какой-то точке.

Однако, расчеты для осколков, имеющих форму эллипсоидов (точки C_e и D_e), позволяют провести монотонную кривую ABC_eD_e . Строго говоря, нельзя утверждать, что мы исключили возможность минимума на кривой энергии при делении, но во всяком случае наши расчеты делают существование такого минимума весьма маловероятным.

Рис. 4 построен для $2 > \frac{W_0}{Q_0} > 1,64$. Отрезок AB , описывающий влияние малых деформаций, показывает рост энергии. Положе-

ние C_s и D_s видно из чертежа; для нас важнее, что попожнему ниже E_0 лежат точки C_e и D_e ¹⁾.

На линии ABC_eD_e обязательно должен существовать максимум энергии в какой-то точке M . Высота максимума определяет энергию возбуждения, потребную для деления.

В то время как малые деформации ядра требуют затраты энергии, достаточно сильная деформация приведет к состоянию, в котором ядро будет неустойчиво (это случится после M , при $\Phi > \Phi_M$ на рис. 4).

Существование максимума, существование определенной критической энергии чрезвычайно важны для понимания процесса деления.

Однако, рис. 4 явно недостаточен: мы пытаемся описать изменение формы одним параметром; без уточнения такое описание неоднозначно. Мы улучшим дело, переходя к следующему рисунку.

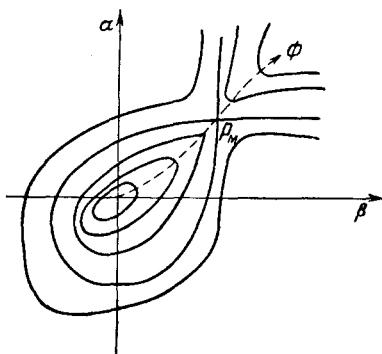


Рис. 5а

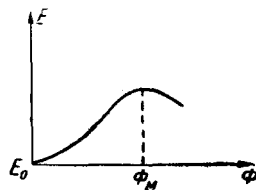


Рис. 5б

На рис. 5а нанесены линии постоянной энергии в зависимости от двух переменных α , β , характеризующих форму ядра. В действительности следует представлять себе аналогичную картину в пространстве очень большого числа измерений, но и на рис. 5а мы можем выяснить основные качественные особенности процесса.

Начало координат изображает шарообразную форму ядра. Малые деформации ее, т. е. малые передвижения из начала координат в любую сторону, связаны с ростом энергии. Однако, при некоторой конечной деформации мы попадем в седлообразную точку, и при дальнейшей деформации энергия снова падает.

Пунктиром показан путь, ведущий через перевал, через седлообразную точку. Высота перевала над долиной, окружающей начало координат, представляет ту минимальную энергию, которую необходимо придать ядру для того, чтобы оно могло пройти через перевал и распасться. На рис. 5б показан ход энергии при движении точки вдоль пунктирной линии рис. 5а, проходящей через седло.

Для того чтобы на рис. 4 высота максимума энергии отвечала критической энергии, необходимо было выбрать параметр Φ так,

¹⁾ Уточняя расчет, мы наверное можем понизить значение $\frac{W_0}{Q_0}$, при котором еще $E'' < E_0$ и C_e лежит ниже E_0 . Точка D_e всегда лежит ниже C_e , так как осколки отталкиваются при любой форме.

чтобы при изменении Φ ядро двигалось по пунктирной линии через седловину поверхности энергии.

Расчет формы ядра в точке перевала (седловине), необходимый для определения критической энергии, представляет большие математические трудности, которые никем еще в настоящее время не преодолены. Строгая постановка задачи исходит из того обстоятельства, что в искомом состоянии энергия экстремальна: максимальна по одной (P) координате и минимальна по всем остальным.

Физически экстремум энергии означает, что достигнуто механическое равновесие.

В жидкости со свободной поверхностью и поверхностным натяжением q , значение давления P у поверхности жидкости зависит от кривизны поверхности:

$$P = q \cdot g; \quad g = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}, \quad (17)$$

где g есть средняя кривизна, сумма обратных радиусов кривизны в двух перпендикулярных направлениях.

В заряженной жидкости на каждый элемент объема, наряду с силами давления, действуют объемные электростатические силы; обозначая напряженность поля через V , потенциал φ и плотность заряда d , найдем условия равновесия:

$$\left. \begin{aligned} \text{grad } P &= -Vd = -d \text{ grad } \varphi, \\ P + \varphi \cdot d &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Окончательно уравнение равновесия дает на поверхности капли

$$q \cdot g + \varphi \cdot d = \text{const.} \quad (19)$$

В (19) q и d — константы ядерной жидкости; g зависит от формы поверхности в данном месте, потенциал φ в данной точке поверхности может быть вычислен обычным способом для заданного пространственного распределения заряда.

Уравнение (19) даст при этом сложнейшее интегро-дифференциальное уравнение поверхности, ограничивающей ядро.

Важные результаты можно получить, применяя методы теории подобия.

Будем понимать ниже под Φ всю совокупность параметров, необходимых для полного описания формы ядра. Полная энергия системы

$$E(\Phi) = W(\Phi) + Q(\Phi). \quad (20)$$

Так же как и переменная Φ , знак функции в (20) носит символический характер. E , W , Q суть функционалы формы поверхности.

Мы ищем «значение» Φ_c , при котором $E(\Phi_c)$ экстремально (седловина), и особенно интересуемся значением критической энергии $E(\Phi_c) = E_0$, где E_0 относится к невозмущенному ядру (шару). Функционалы E , W , Q зависят не только от формы, но и, естественно, от заряда, величины поверхностного натяжения и радиуса ядра. Для различных ядер критическая форма и критическая энергия различны.

Из одних соображений размерности, даже не выписывая выражений W и Q , легко видеть, что эти величины зависят от заряда и поверхностного натяжения так же, как W_0 и Q_0 . Поэтому их можно представить в следующем виде:

$$W = W_0 \cdot a(\Phi); \quad Q = Q_0 \cdot b(\Phi), \quad (21)$$

где a и b — безразмерные функционалы формы, общие для всех ядер; так, b есть отношение поверхности тела формы Φ к поверхности шара равного объема. Отсюда

$$\begin{aligned} E &= W_0 \cdot a(\Phi) + Q_0 \cdot b(\Phi) = Q_0 \left[\frac{W_0}{Q_0} a(\Phi) + b(\Phi) \right] = \\ &= Q_0 \cdot c \left(\frac{W_0}{Q_0}, \Phi \right). \end{aligned} \quad (22)$$

В выражении (22) c есть безразмерный функционал, зависящий кроме формы Φ только от безразмерного отношения $\frac{W_0}{Q_0}$.

Отношение $\frac{W_0}{Q_0}$ является единственным определяющим критерием задачи, единственной величиной, меняющейся от одного ядра к другому, когда мы ищем Φ_e . Окончательно найдем

$$\begin{aligned} \Phi_e &= \Phi_e \left(\frac{W_0}{Q_0} \right); \quad E(\Phi_e) = Q_0 c' \left(\frac{W_0}{Q_0} \right), \\ E(\Phi_e) - E_0 &= Q_0 \cdot c' \left(\frac{W_0}{Q_0} \right) - W_0 - Q_0 = \\ &= Q_0 \left[c' \left(\frac{W_0}{Q_0} \right) - \frac{W_0}{Q_0} - 1 \right] = Q_0 f \left(\frac{W_0}{Q_0} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

причем c' и f уже не функционалы, а обыкновенные функции переменной $\frac{W_0}{Q_0}$.

Характер зависимости f от $\frac{E_0}{Q_0}$ изображен на рис. 6. При построении f мы исходим из рассмотрения предельных случаев.

При значении параметра $\frac{W_0}{Q_0} = 2$ критическая энергия равна 0. При значении параметра, равном 0, т. е. в случае деления незаряженной капли, деление целиком должно происходить за счет внешних сил, преодолевающих всю разность поверхностной энергии исходной капли и двух капель осколков; в этом последнем случае необходимая энергия, отнесенная к Q_0 , равна $2 \cdot 2^{-\frac{2}{3}} - 1 = 0,261$, между тем как в случае заряженного ядра значительная часть увеличения поверхностной энергии покрывается падением электростатической энергии¹⁾.

¹⁾ Бор находит более сложными рассуждениями также первый член в разложении f вблизи нуля:

$$f = f_1 = 0,261 - 0,108 \frac{W_0}{Q_0}. \quad (24)$$

f_1 характеризует энергию соприкасающихся шаров: $f_1 = 0$ при $\frac{W_0}{Q_0} = 2,4$; см. формулу (15) и пунктир рис. 6.

Средняя часть кривой f рис. 6 между 0 и 2 интерполирована Бором с помощью развитых им приближенных методов расчета. Однако, эта интерполяция, в особенности в наиболее интересной области от 1,2 до 2, повидимому, мало надежна, хотя лучшего до сих пор мы в литературе не встречаем.

Деформацию ядра Бор описывает шаровыми функциями. Вторая шаровая функция $P_2(\cos \theta)$ (где θ есть ширина рассматриваемой точки на поверхности шара) описывает вытягивание шара.

На рис. 7, а показана форма, отвечающая

$$R(\theta) = R_0 [1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta)]; \quad \alpha_2 = 0. \quad (25)$$

На рис. 7, б и в — формы, отвечающие возмущению, взятому в виде $P_3(\cos \theta)$ и $P_4(\cos \theta)$, соответственно с положительными коэффициентами α_3 и α_4 .

Критическую форму Бор ищет следующим образом: задавшись определенным значением α_2 , т. е. определенным удлинением ядра, Бор

находит значение α_4 , обращающее в минимум энергию при данном α_2 . Оказывается, что $\alpha_4 = \alpha_4(\alpha_2) < 0$; сопоставляя рис. 7, а и рис. 7, б, мы видим, что условия $\alpha_2 > 0$, $\alpha_4 < 0$ отвечают форме рис. 7, д, при которой в середине ядра образуется перетяжка.

Если α_4 выражено как функция α_2 из условия минимума энергии, в пренебрежении всеми другими членами можно найти энергию как функцию α_2 для последовательности форм, разумно описывающих деформацию, ведущую к делению. Прямое вычисление дает значение α_2 , обращающее $E[\alpha_2, \alpha_4(\alpha_2)]$ в максимум, и само критическое значение E .

Во все расчеты входит введенный выше безразмерный параметр $\frac{W_0}{Q_0}$. Очевидно, что расчет хорош только до тех пор, пока критическая деформация мала, что имеет место вблизи $\frac{W_0}{Q_0} = 2$ (вблизи предела устойчивости). Результат Бора

$$\frac{E_{кр} - E_0}{Q_0} = f = \frac{49}{540} \left(2 - \frac{W_0}{Q_0}\right)^3 - \frac{1421}{68850} \left(2 - \frac{W_0}{Q_0}\right)^4 \quad (26)$$

расположен по степеням расстояния от предельного значения.

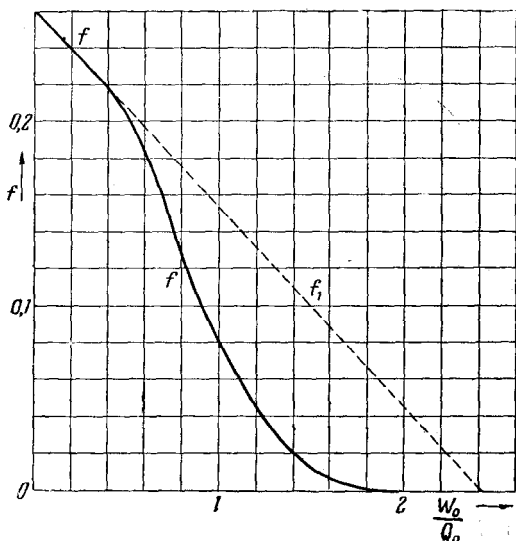


Рис. 6

Кривая рис. 6 интерполирована Бором, более или менее произвольно, между предельными законами (24) и (26).

В практически интересной области Бор фактически пользуется выражением (26). Формула (26) очень чувствительна к $\frac{W_0}{Q_0}$, поэтому целесообразно обратное определение $\frac{W_0}{Q_0}$ из опытных данных по критической энергии деления. Как мы увидим, энергия деления урана с атомным весом 239, захватившего нейтрон, близка к 6 MeV. По-

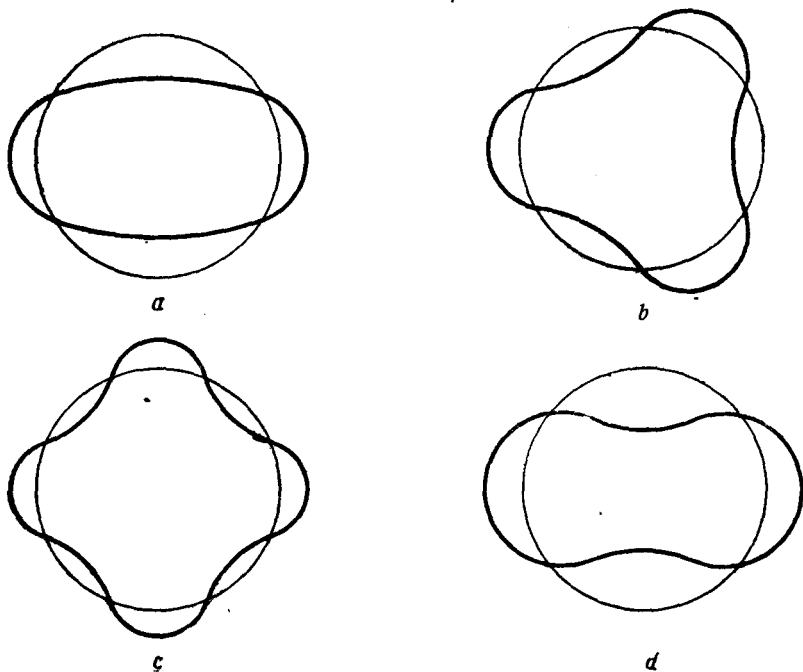


Рис. 7

верхностная энергия тяжелых ядер Q_0 порядка 530 MeV. Сопоставляя эти значения с формулой (26), для урана 239 Бор находит $\frac{W_0}{Q_0} = 1,48$. Эта величина вполне разумно согласуется с нашими сведениями о радиусах ядер; тем не менее, ей не следует придавать слишком большого значения.

Имеются указания о неприменимости приближенного расчета Бора при $\frac{W_0}{Q_0} < 1,8$; наряду с этим в самое последнее время подвергается пересмотру само значение критической энергии деления урана 239 ¹⁾.

¹⁾ В предварительном сообщении Книпп и Презент ⁸ указывают, что из их расчетов следует возможность несимметричной критической формы ядра, которая в этом случае опишет тот экспериментальный факт, что получающиеся при делении осколки, как правило, заметно отличаются друг от друга по массе. Так ¹, наблюдается деление с отношением $A_1:A_2 = 0,37:0,63$. Скорее при симметричной форме мы могли бы ожидать, что масса и заряд

Однако, если даже мы примиримся с тем фактом, что нам неизвестен точный ход кривой $f\left(\frac{W_0}{Q_0}\right)$, само представление о существовании плавной кривой позволит нам расположить ядра различных элементов по возрастающей трудности деления, позволит обнять совокупность экспериментальных фактов.

Выпишем выражения W_0 и Q_0 :

$$W_0 = \frac{3(Ze)^2}{5r_0 A^{\frac{1}{3}}}; \quad (27)$$

$$Q_0 = q \cdot 4\pi (r_0 A^{\frac{1}{3}})^2. \quad (28)$$

Напомним, что r_0 есть радиус, приходящийся на одну элементарную частицу, $r_0 A^{\frac{1}{3}}$ — радиус ядра атомного веса A , содержащего A элементарных частиц

$$\frac{W_0}{Q_0} = \frac{3e^2}{20\pi r_0^3 q} \cdot \frac{Z^2}{A}. \quad (29)$$

Множитель $\frac{3e^2}{20\pi r_0^3 q}$ составлен из констант, общих для всех ядер.

Таким образом, сопоставляя выражение $\frac{Z^2}{A}$ для разных ядер, мы устанавливаем следующий порядок, в котором они должны располагаться по возрастающей трудности деления ¹⁾:

Таблица 3

	A	Z	$\frac{Z^2}{A}$	$E_{кр} - E_0$ MeV
Редчайший (0,006%) изотоп урана .	234	92	36,2	4,8
Редкий (0,7%) изотоп урана . . .	235	92	36,0	5,1
Протактиний	231	91	35,9	5,2
Основной (99,3%) изотоп урана . .	238	92	35,5	5,8
Торий	232	90	35,0	6,6
Радий	226	88	34,4	7,6
Ртуть	196—204	80	32,7—31,3	11—15
Олово	112—124	50	22,5—20,2	40—50

О делении последних трех веществ ничего неизвестно, и в таблицу они введены только в целях сопоставления.

осколков будут более близки друг к другу. Однако, основной результат, — именно критическое отношение электростатической энергии к поверхностной, равное 2, и качественно картина рис. 6, — остается при этом непоколебимым. Не меняют его и соображения Берестецкого и Мигдала⁹.

¹⁾ Критическая энергия равна произведению $Q_0 \cdot f\left(\frac{W_0}{Q_0}\right)$. Мы полагаем, что от одного ядра к другому f меняется гораздо резче, чем Q_0 , и располагаем ядра по убывающим значениям аргумента f .

В табл. 3 мы, следуя Бору, попытались также оценить критическую энергию деления различных ядер.

Оценка наша основывается на анализе опытных данных по делению при нейтронной бомбардировке; ее следует считать более надежной, чем саму формулу (26), с помощью которой произведена экстраполяция.

Перед тем как перейти к детальному рассмотрению важнейшего процесса деления при захвате нейтрона, рассмотрим вопрос о вероятности спонтанного деления. Как мы видели, есть все основания думать, что для всех существующих атомов, в частности, для наиболее тяжелого ядра урана, значение $\frac{W_0}{Q_0}$ заметно меньше двух, меньше критического значения; отсюда следует существование энергетического барьера. Необходимая для деления критическая энергия (разность энергии перевала и энергии невозбужденного ядра) доставляется за счет нейтронной бомбардировки в виде энергии связи («энергии конденсации») нейтрона и в виде кинетической энергии нейтрона. Однако, наряду с этим квантовая механика устанавливает возможность прохождения ядра через состояние, запрещенное классической теорией, — так называемый туннельный переход под барьером. Одновременно с установлением правильной точки зрения о механизме деления Фриш и Л. Мейтнер отметили, что спонтанное деление ядра путем туннельного перехода весьма мало вероятно, так как очень велика масса ядра.

Критическая энергия, необходимая для распада урана, в настоящее время установлена довольно хорошо. Однако, расчет вероятности барьерного перехода требует знания не только критической энергии (высоты барьера), но также и оценки ширины барьера, т. е. длины туннеля. При этом ширина барьера входит в выражении для вероятности процесса в экспонент. Оценка ее чрезвычайно затруднительна.

Расчет представляет естественное обобщение теории α -распада. Выражение проницаемости барьера дается экспонентом

$$\exp \left(- \sqrt{2A (E_{кр} - E_0)} \cdot \frac{\alpha}{\hbar} \right), \quad (30)$$

где A — масса ядра, α — эффективная ширина барьера.

В качестве предэкспонента Бор выбирает частоту колебания ядра вокруг сферической формы.

Обратная вероятность спонтанного деления (равная среднему времени жизни в отсутствии других радиоактивных процессов) выражается формулой

$$t = 10^{-21} \exp \left(\sqrt{2A (E_{кр} - E_0)} \cdot \frac{\alpha}{\hbar} \right) \text{ сек.} \quad (31)$$

Если время жизни выражается в годах, A — в единицах атомного веса, энергии — в миллионах электрон-вольт, ширина барьера — в единицах r_0 (см. § 1), то формула преобразуется к следующему виду:

$$t = 10^{-29 + 0,145 \sqrt{A (E_{кр} - E_0)}} \text{ лет.} \quad (32)$$

Для урана, подставляя $E_{кр} - E_0 \cong 6 \text{ MeV}$, $A = 238$ и полагая $\alpha = \frac{3}{2} (238)^{\frac{1}{3}}$ — среднее между диаметром и радиусом ядра, Бор находит

$$t = 10^{-29+51} = 10^{22} \text{ лет} = 10^{30} \text{ сек.} \quad (33)$$

Для сравнения заметим, что время деления ядра, обладающего достаточным запасом энергии (не нуждающегося в туннельном переходе) порядка 10^{-15} сек.

Оценка Бора приводит ко времени жизни, огромному даже по сравнению со временем жизни для α -распада урана ($4 \cdot 10^9$ лет). Время спонтанного деления 10^{22} лет отвечало бы образованию одной пары осколков в сутки в массе в 1 кг урана; вряд ли процесс с такой вероятностью можно наблюдать, особенно учитывая существование атмосферных (космических) нейтронов и трудность полной изоляции от них.

Отмеченные в предыдущей нашей статье опыты советских физиков Петржака и Флерова¹⁰ показывают, что в действительности деление урана идет с вероятностью значительно большей, со временем полупревращения порядка 10^{16} лет, что делает его доступным для наблюдения при современной технике эксперимента.

Время 10^{16} лет получается, если относить наблюдаемое число делений к основному изотопу урана. Относя его к изотопу 235 или 234, мы получим соответственно 10^{14} и 10^{12} лет.

Из оценки Бора следует, что критическая энергия деления изотопов урана меньше, порядка 5,1 MeV для U^{235} и 4,8 MeV для U^{234} .

Оставляя $\alpha = 1,5 A^{\frac{1}{3}}$, получим соответственно 10^{18} и 10^{16} лет для изотопов.

Оценка Бора описывает опытные данные Петржака и Флерова, если принять, что наблюдаемое спонтанное деление обязано легким изотопам, и для α (ширины барьера) выбрать значение $1,38 A^{\frac{1}{3}}$ вместо $1,5 A^{\frac{1}{3}}$.

Следует удивляться тому такту, с которым до опытов Петржака и Флерова Бор выбрал разумное значение ширины барьера; некоторые расхождения между измеренной и предсказанной Бором вероятностями спонтанного деления связаны с исключительной чувствительностью выражений (31), (32) к факторам, стоящим в экспоненте.

В популярной печати часто встречается утверждение, что открытие Петржака и Флерова объясняет, почему периодическая система элементов не простирается дальше, обрывается на элементе № 92 — уране¹⁾. Формально это не совсем так: для существования последнего элемента — урана — α -распад гораздо существеннее спонтанного деления; весьма вероятно, что для ближайших трансуранов это соотношение остается в силе, и мы не наблюдаем их не потому, что

¹⁾ Количество урана порядка 10^{-6} всей массы земного шара весьма велико.

они слишком быстро делятся, а из-за слишком быстрого α -распада. Открытие спонтанного распада не устанавливает точной границы периодической системы. Но в более широком смысле связь спонтанного деления с границами периодической системы несомненна.

При значительном увеличении Z (на несколько единиц) увеличение $\frac{Z^2}{A}$ приведет к резкому уменьшению критической энергии, и тогда очень скоро, в силу экспоненциальной зависимости выражений (31), (32), вероятность спонтанного деления катастрофически возрастет.

Если основываться (за отсутствием лучшей) на оценке критической энергии (26) и следующем отсюда значении $\frac{W_0}{Q_0} = 1,48$ для урана, то абсолютная граница устойчивости ($\frac{W_0}{Q_0} = 2$) будет достигнута при $\frac{Z^2}{A} = 48$, т. е. при Z порядка 125 (грубо мы полагаем, что A растет пропорционально Z). Такое ядро проживет не дольше, чем 10^{-20} сек. Рассмотрим теперь спонтанное деление по механизму туннельного перехода, открытое Петржаком и Флеровым, и будем искать ядро со временем жизни порядка 1000 лет. Из формул (30), (31), (32) следует, что соответствующая вероятность деления будет достигнута при критической энергии деления порядка $2\frac{1}{2} - 3$ MeV; для такого уменьшения критической энергии нужно $\frac{Z^2}{A}$ порядка 40—40,5, что отвечает Z порядка 100—102. Сконструировать устойчивое ядро с большим Z , увеличивая A , нельзя по причинам, указанным в § 1: в таком ядре пойдут процессы β -превращения, Z увеличится при постоянном A , и ядро с большим Z и $\frac{Z^2}{A}$ спонтанно разделится.

Из наблюдаемой на опыте вероятности спонтанного деления можно сделать важные качественные выводы для дальнейшего: согласно замечанию И. И. Гуревича, сама эффективная ширина барьера порядка радиуса ядра указывает на то, что критическую деформацию, ведущую к делению, никак нельзя считать малой и что все расчеты критической формы, сделанные в предположении малости деформации, могут в лучшем случае носить только иллюстративный характер.

С другой стороны, ничтожная вероятность квантовомеханического туннельного механизма с определенностью указывает на классическое (с очень малыми поправками на квантовую механику) протекание энергичного деления, вызванного нейтронной или другой бомбардировкой.

Вернемся к вопросу о делении ядер при нейтронной бомбардировке. Современные взгляды, развитые Бором⁵, основываются на том, что тяжелое ядро есть система, состоящая из многих частиц, с большим числом степеней свободы. Всякий процесс, происходящий при том или ином способе возбуждения ядра, начинается с образования возбужденного (нагретого) составного ядра со сравнительно большим

временем жизни. Время жизни возбужденного ядра порядка 10^{-15} сек. значительно больше, чем время, в течение которого нейтрон с энергией в несколько миллионов электрон-вольт проходит расстояние порядка радиуса ядра, $\frac{10^{-12}}{10^9} = 10^{-21}$, и значительно больше периода колебания ядра, 10^{-20} сек.

Такое соотношение позволяет говорить при нейтронной бомбардировке об образовании составного ядра, у которого значение Z не отличается от Z исходного ядра, в то время как за счет захвата нейтрона A увеличилось на единицу.

На рис. 8 приведены значения критической энергии деления (согласно полуэмпирической оценке Бора) для различных составных ядер, получающихся при захвате нейтрона; ядра расположены в ряд по возрастающим значениям параметра $\frac{Z^2}{A}$. Читатель заметит, что вместо U_{92}^{238} , U_{92}^{235} , Ra_{91}^{231} на рисунке показаны U_{92}^{239} , U_{92}^{236} , Ra_{91}^{232} .

Численное значение энергии, отсчитанное по этой кривой, и особенно величина наклона кривой, возможно, заметно отличаются от истинной. Однако, порядок, в котором расположены Бором элементы

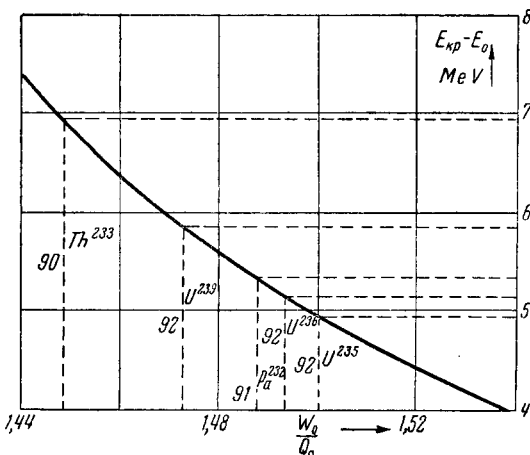


Рис. 8

на рисунке, несомненно должен сохраниться. Как видно из рисунка, легче всего должны делиться редкие легкие изотопы урана. Протактиний занимает положение, среднее между основным и легкими изотопами урана. Наконец, деление тория должно требовать значительно большей затраты энергии и соответственно является более трудным, происходит с меньшей вероятностью. Вместе с тем захват нейтрона не только меняет атомный вес ядра, но одновременно, что всего важнее, является и основным источником энергии для процесса деления. Даже в том случае, если деление совершается под действием медленных, тепловых нейтронов, кинетическая энергия которых ничтожна, процесс деления чрезвычайно существенно отличается от спонтанного деления. Действительно, при слиянии с ядром даже самый медленный тепловой нейтрон выделяет значительное количество энергии, порядка 5—6 MeV — энергию конденсации нейтрона. Захватившее нейтрон составное ядро оказывается энергетически высоко возбужденным. Деление представляет одну из возможных реакций такой возбужденной системы. Наряду с этим возможно и обратное испускание нейтрона. Захват, за которым следует обратное испускание

нейтрона, представляет собой не что иное, как рассеяние нейтрона. Если ядро захватывает нейтрон значительной кинетической энергии, то при обратном его испускании мало вероятно, чтобы нейтрон унес с собой всю кинетическую энергию, с которой он прилетел к ядру, оставив последнее в неизменном состоянии. Гораздо вероятнее, что испаряющийся нейтрон унесет только часть начальной кинетической энергии, оставляя ядро возбужденным. Однако, в лучшем случае, энергия возбуждения не превышает кинетической энергии нейтрона, в то время как при захвате нейтрона к кинетической энергии добавляется еще энергия конденсации (энергия связи) нейтрона. При нейтронах с энергией, не превышающей 4—5 MeV, неупругое рассеяние не ведет к делению.

Наконец, последней возможностью для возбужденного составного ядра, несущего еще в себе как кинетическую энергию поглощенного нейтрона, так и теплоту его конденсации, является излучение энергии в виде γ -кванта. В результате потери энергии полная энергия ядра окажется меньше теплоты испарения нейтрона, ядро больше не может испарить обратно нейтрон, не может и разделиться. Мы получаем, таким образом, относительно устойчивое ядро повышенного на единицу атомного веса.

Вопрос о том, что именно произойдет при нейтронной бомбардировке данного элемента, есть прежде всего вопрос о конкуренции, об отношении вероятностей указанных выше трех важнейших процессов — деления, рассеяния нейтрона, т. е. захвата с последующим обратным испарением нейтрона, и, наконец, захвата нейтрона с испусканием энергии в виде γ -кванта. В следующем параграфе мы более детально рассмотрим вероятность каждого из перечисленных выше трех процессов, применяя для этого метод активированного комплекса. Общая неопределенность, существующая до сих пор в теории деления, не позволит сделать количественные выводы; однако, применение теории активированного комплекса позволит нам установить из общих теоретических соображений характер основных зависимостей и прежде всего — зависимость преобладающего направления процесса от энергии возбуждения.

Лучшим доказательством мощи теоретического анализа является данное Бором¹¹ объяснение запутанной картины действия на уран нейтронов разной энергии. Это объяснение (см. § 4), приписывающее разные эффекты разным изотопам урана, руководило экспериментаторами и в настоящее время получило прямое подтверждение в опытах с изотопами, разделенными с помощью масс-спектрографа^{12, 13}.

Содержанием второй части статьи, которая будет напечатана в следующем выпуске, явится анализ опытных данных о делении и поведении осколков в свете теории деления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон, Успехи физич. наук, **23**, 329, 1940.
2. N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev., **56**, 426, 1939.

3. Я. И. Френкель, ЖЭТФ, **9**, 641, 1939.
 4. L. Meitner and O. R. Frisch, Nature, **143**, 239, 1939.
 5. Н. Бор, Успехи физич. наук, **16**, 425, 1936.
 6. E. Feenberg (см. заметку о делении), Phys. Rev., **55**, 504, 1939.
 7. Я. Б. Зельдович и Ю. А. Зысин, ЖЭТФ, **10**, 831, 1940.
 8. J. K. Knipp and R. D. Present, Phys. Rev., **57**, 751, 1940; там же, стр. 1188.
 9. В. Берестецкий и А. Мигдал, ДАН СССР, **30**, 701, 1941.
 10. К. А. Петржак и П. Г. Флеров, ЖЭТФ, **10**, 1013, 1940; Успехи физич. наук, **25**, 171, 1941.
 11. N. Bohr, Phys. Rev., **55**, 418, 1939.
 12. A. O. Nier, E. T. Booth, J. R. Dunning, A. V. Grosse, Phys. Rev., **57**, 546, 748, 1940.
 13. K. H. Kingdon, H. C. Pollock, E. T. Booth, J. R. Dunning. Phys. Rev., **57**, 749, 1940.
-