

и Моттельсона [13]:

$$P = P_0(ZE) \sum_{l=|J_0-J|}^{J+J_0} C_l |(J_0 J_0 0 | J J_0)|^2, \quad (28,10)$$

где

$$\ln P_0(ZE) = C(Z) - \frac{D(Z)}{\sqrt{E}};$$

$C(Z)$ и $D(Z)$ — параметры, слабо зависящие от Z . Они протабулированы в работе [13]. Коэффициенты C_l определяют вероятность испускания α -частицы с моментом $\hbar l$. Эти коэффициенты следует рассматривать как параметры теории. Однако формула (28,10) не в состоянии объяснить особенностей распределения α -частиц по энергии (тонкую структуру α -спектров) нечетных ядер. Другая формула, содержащая не один, как (28,10), а два α_1 и α_2 эмпирических параметра, была предложена К. А. Тер-Мартirosяном [17]

$$P = C \sum_{l=|J-J_0|}^{J+J_0} |(J_0 J_0 0 | J J_0)|^2 (2l+1) \exp \{ -\alpha_1 J(J+1) - \alpha_2 l(l+1) \}. \quad (28,11)$$

В обзоре Л. Гольдина, Л. Пекера и Г. Новиковой [17] отмечается, что для некоторых ядер формула (28,11) дает удовлетворительное согласие с экспериментом; для других же ядер такого согласия получить нельзя ни при каком выборе параметров α_1 и α_2 .

Итак, теория α -распада в настоящее время еще не в состоянии объяснить многие закономерности, наблюдаемые в эксперименте. В частности, пока еще не удалось построить удовлетворительной теории, объясняющей относительную интенсивность α -частиц, соответствующих переходам на возбужденные уровни дочерних ядер. Это особенно относится к переходам на второй уровень в четно-четных ядрах и ко всем уровням в нечетных ядрах.

§ 29. Спонтанное деление тяжелых ядер

Теория спонтанного деления тяжелых атомных ядер разрабатывалась Н. Бором и Уилером [1] и Я. И. Френкелем [25, 26, 27]. Теория спонтанного деления Френкеля [27] строилась по аналогии с теорией α -распада. Конечно, нельзя предполагать, что ядро до своего деления состоит из тех двух частей, на которые оно распадается в процессе деления. Эти части формируются в процессе деления так же, как формируются α -частица и дочернее ядро при α -распаде. Разница между обоими процессами заключается лишь в том, что в случае деления дочерние ядра имеют приблизительно одинаковую величину, тогда как в случае α -распада одно из них значительно больше другого.

Вероятность прохождения через кулоновский барьер, соответствующий энергии кулоновского взаимодействия $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$, по аналогии с (28,5) может быть записана в виде

$$P \sim \exp \left\{ -\frac{2e^2 Z_1 Z_2}{\hbar v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0) \right\} \approx \exp \left(-\frac{2\pi e^2 Z_1 Z_2}{\hbar v} \right), \quad (29,1)$$

где v — скорость разлета осколков, которая связана с энергией ε относительного движения равенством

$$\varepsilon = \frac{M_1 M_2}{2(M_1 + M_2)} v^2.$$

С другой стороны, энергия ε , выделяющаяся в виде кинетической энергии осколков при делении ядра, приблизительно совпадает с потенциальной энергией электростатического отталкивания $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{d}$, которую осколки имеют по отношению друг к другу в момент своего обособления. Находя отсюда значение v , получим согласно Френкелю следующее приближенное выражение для вероятности спонтанного деления:

$$P \sim \exp \left(-\frac{2\pi}{\hbar} e \sqrt{\frac{M_1 M_2 \cdot d}{2(M_1 + M_2)} Z_1 Z_2} \right). \quad (29,2)$$

Из найденного выражения следует, что вероятность деления возрастает с увеличением асимметрии по массам и зарядам. Однако выражение (29,2) совершенно не учитывает процессов, происходящих в ядре перед стадией разлета, и может служить лишь для грубых оценок.

В работах Н. Бора и Уилера и в ряде последующих развивалась теория деления на основе модели жидкой капли. В модели жидкой капли устойчивость ядра определяется отношением поверхностной энергии ядра к его кулоновской энергии. Как было показано в § 18, условием устойчивости ядра в этой модели является выполнение неравенства $Z^2/A < 49$, поэтому во многих теоретических и экспериментальных работах при обобщении эмпирических закономерностей, связанных с делением, ищут их связь с параметром Z^2/A . Так, в работах Сиборга [28], Вайтхауза и Гольбрайса [29] указывалось, что периоды полураспада спонтанного деления четно-четных атомных ядер уменьшаются экспоненциально с ростом Z^2/A . Такая зависимость следует из предположения [30], что энергия порога деления E_f есть функция параметра Z^2/A , и формулы, полученной Н. Бором и Уилером [1] для вероятности прохождения через потенциальный барьер:

$$P \sim \exp \left\{ -\frac{2\pi}{\hbar} \alpha \sqrt{2ME_f} \right\},$$

где M — приведенная масса ядерных осколков; α — величина, равная по порядку радиусу ядра.

На рис. 29 изображена взятая из работы Сиборга [28] и [31] зависимость логарифма периода полураспада спонтанного деления τ от параметра Z^2/A . Из рисунка видно, что экспериментальные точки ложатся на кривые, имеющие максимум. Это указывает, что период полураспада определяется не только параметром Z^2/A , но и отношением числа

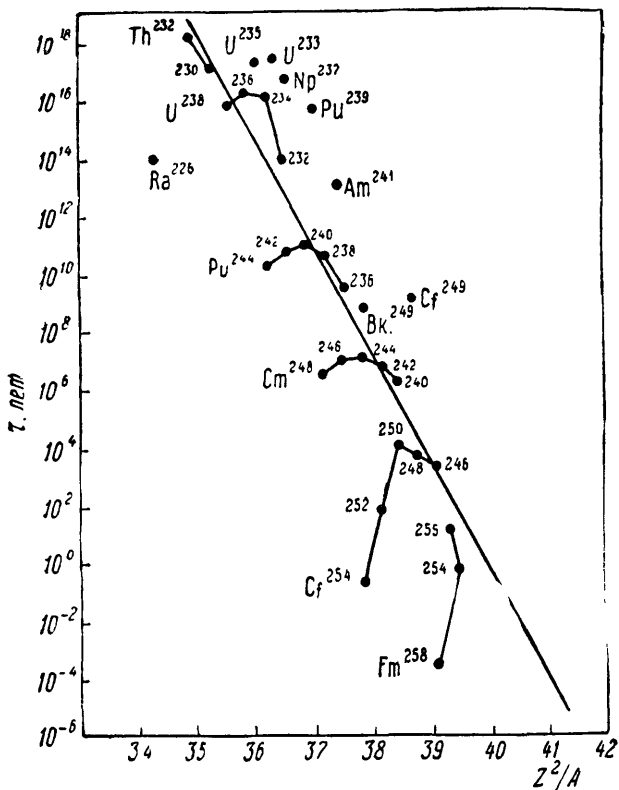


Рис. 29. Зависимость логарифма периода полураспада по отношению к спонтанному делению различных элементов от параметра Z^2/A .

нейтронов к числу протонов ядра. Максимум стабильности для изотопов одного и того же элемента, как отметили Н. Колесников и С. Ларин [32] и Юзенга [33], совпадает с максимумом стабильности по отношению к β -распаду.

В связи с тем, что делящиеся ядра являются одновременно и α -активными, в работах Мехедова и Певзнера [34] исследовались соотношения, связывающие вероятности спонтанного деления и α -распада.

В этих работах было показано, что определенному интервалу значений вероятности спонтанного деления соответствует определенный интервал значений вероятности α -распада. На рис. 30 (см. [35]) указан логарифм отношения периода полураспада спонтанного деления τ_f к периоду полураспада τ_α для различных значений Z^2/A . Данные, приведенные на рис. 30, указывают, что спонтанное деление и α -распад можно

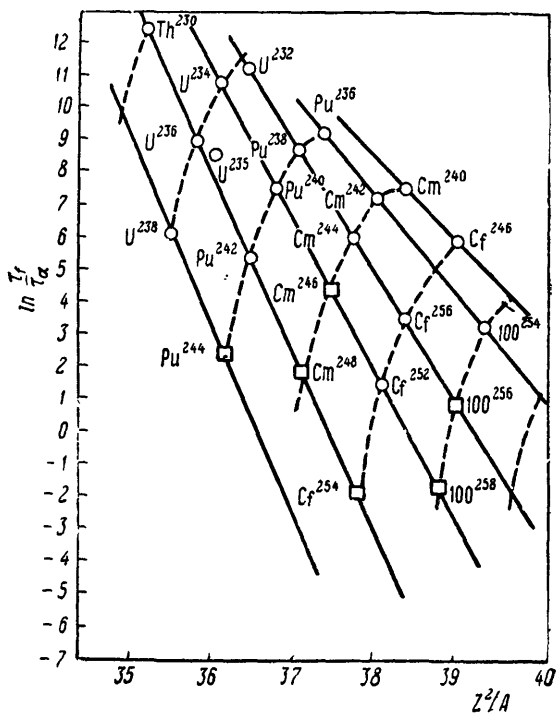


Рис. 30. Логарифм отношения периода полураспада спонтанного деления (τ_f) к периоду полураспада (τ_α) при испускании α -частиц в зависимости от параметра Z^2/A . Кружками отмечены экспериментальные значения, квадратами — теоретические значения.

рассматривать как аналогичные конкурирующие процессы распада тяжелых ядер.

Все отмеченные выше эмпирические закономерности относительно вероятности спонтанного деления еще не получили теоретического объяснения. Несомненно, что для объяснения особенностей спонтанного деления тяжелых ядер недостаточно использовать только один параметр Z^2/A , а необходимо учитывать несферическую форму всех делящихся ядер и влияние оболочечной структуры ядра.