

ГЛАВА V

АЛЬФА-РАСПАД И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

§ 27. Динамическая неустойчивость тяжелых ядер

В связи с тем, что средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, особенно велика у ядер с массовым числом, близким к 100, многие тяжелые ядра оказываются энергетически неустойчивы по отношению к делению на два ядра примерно одинаковой массы (M_1 и M_2). В этом легко убедиться, если вычислить разность энергии

$$\Delta E = (M_0 - M_1 - M_2) c^2, \quad (27,1)$$

где M_0 — масса тяжелого ядра. Как показали Бор и Уилер [1], разность энергии (27,1) оказывается положительной для ядер с массовым числом, превышающим 110.

Для ядер с массовым числом, превышающим 190, становится также энергетически выгодным испускание α -частиц.

Несмотря на энергетическую неустойчивость, многие тяжелые ядра не делятся и не испускают α -частиц с большой вероятностью, так как этим процессам препятствует наличие большого потенциального барьера.

Другими словами, деление ядер и α -распад ядер, находящихся в основном состоянии, всегда происходит через промежуточное состояние, энергия которого оказывается гораздо больше, чем энергия начального состояния ядра и конечных состояний ядер осколков. Если изобразить потенциальную энергию двух осколков деления (или α -частицы и дочернего ядра) как функцию их взаимного расстояния r , то получим кривую, изображенную на рис. 25 для значений $r > d$, где d равно сумме радиусов осколков деления. При расстояниях $r < d$ вступают в действие ядерные силы притяжения, которые резко снижают значение потенциальной энергии. При этом координата r теряет уже смысл, так как оба осколка деления сливаются в одно целое. Максимум потенциальной энергии по порядку величины соответствует $V_{\max} \sim \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d}$. Например, при делении ядра золота на две одинаковые части

$V_{\max} \sim 173 \text{ Мэв}$, а величина ΔE , определяемая формулой (27,1), равна 132 Мэв . Таким образом, при делении ядра золота необходимо преодолеть «потенциальный барьер» высотой около 41 Мэв .

Вследствие большой массы осколков вероятность прохождения этого потенциального барьера очень мала. Для тяжелых ядер (Th—Pu) основное состояние лежит примерно на 5 Мэв ниже V_{\max} . В этом случае

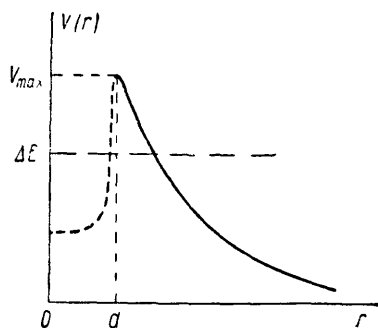


Рис. 25. Зависимость энергии взаимодействия продуктов деления или α -распада от расстояния.

время жизни по отношению к делению составляет 10^9 — 10^{17} лет. Для ядер с большими зарядами и массовыми числами время жизни по отношению к делению уменьшается; так, например, у Fm это время составляет несколько часов.

Описанное здесь явление самопроизвольного или спонтанного деления ядер было впервые экспериментально обнаружено в 1940 г. Г. Флеровым и К. Петржаком [2], которые показали, что время жизни по отношению к спонтанному делению ядер урана и тория порядка 10^{15} — 10^{17} лет.

Для того чтобы деление происходило с заметной вероятностью, ядру надо сообщить дополнительную энергию E_f , примерно равную $V_{\max} - \Delta E$. Энергия E_f называется *пороговой энергией* процесса деления. Деление может вызываться γ -квантами, нейтронами, протонами и другими частицами, которые переводят ядро в возбужденное состояние, с энергией, превышающей E_f .

Процесс деления ядер урана при их бомбардировке нейтронами был открыт Ганом и Штрассманом в 1939 г. До этого времени были известны только ядерные реакции, при которых испускались относительно легкие частицы и γ -кванты. Оказалось, что в процессе деления ядро урана распадается на два осколка, которые заметно легче ядра урана. Массовые числа этих осколков близки к 90 и 140. Второй особенностью процесса деления ядер урана является выделение большой энергии ($\sim 200 \text{ Мэв}$), примерно на порядок превышающей энергию других экзотермических ядерных реакций. Наконец, третьей особенностью процесса деления является то, что реакция, вызываемая нейтронами, в свою очередь сопровождается вылетом нескольких нейтронов.

Вскоре после 1939 г. было установлено, что кроме ядер урана под действием нейтронов могут делиться и другие тяжелые ядра. Основные особенности деления ядер урана наблюдаются и у других тяжелых ядер. Однако только ядра U^{235} , U^{233} и Pu^{239} делятся медленными нейтронами. Особенности реакции деления этих ядер при подходящих условиях позволяют создавать самоподдерживающиеся (цепные) ядерные

реакции, сопровождающиеся большим выделением энергии. В настоящее время реакции такого типа составляют основу ядерной энергетики. В этой книге мы будем интересоваться только самим явлением деления ядер и не будем затрагивать вопросов, связанных с проблемой получения атомной энергии. Последний вопрос составляет содержание самостоятельных курсов и монографий (см., например, [3, 4]).

В настоящее время в понимании процесса деления и в изучении его свойств сделаны большие успехи, однако теория этого явления еще очень несовершенна. Основы теории деления ядра будут изложены в § 29—34.

Как уже указывалось выше, ядра с массовыми числами, большими 190, неустойчивы по отношению к процессу α -распада, т. е. распад материнского ядра на дочернее ядро и α -частицу происходит с выделением энергии. Однако, за редким исключением, экспериментально удается обнаружить α -распад только у ядер с зарядом, превышающим 82.

При изучении α -распада оказалось, что α -активные ядра, как правило, испускают несколько групп α -частиц, различающихся по энергии. Наиболее интенсивная группа обычно связана с переходом из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра. Переходы с возбужденных уровней материнского ядра сопровождаются выбросом более энергичных (длиннопробежных) α -частиц. Переходы с основного состояния материнского ядра на возбужденные уровни дочернего ядра сопровождаются испусканием моноэнергетических групп α -частиц, разница в энергиях которых соответствует различным уровням возбуждения дочернего ядра.

Вероятность α -распада материнского ядра очень сильно зависит от энергии относительного движения α -частицы и дочернего ядра. Уменьшение энергии α -частицы на 10% приводит к уменьшению вероятности распада (и, следовательно, к увеличению времени жизни материнского ядра) более чем в 10^3 раз. Поэтому экспериментально наблюдаются распады, соответствующие сравнительно узкому интервалу энергий, расположенных в области 4—8 Мэв. При энергиях, меньших 4 Мэв, вероятность α -распада становится столь малой, что этот процесс не может быть обнаружен.

Обычно α -распад характеризуют *периодом полураспада*, т. е. промежутком времени, в течение которого распадается половина материнских ядер. Период полураспада изменяется от малых долей секунды (например, $1,58 \cdot 10^{-4}$ сек для Po^{214}) до миллиардов лет (например, $4,49 \cdot 10^9$ лет для U^{238}).

Сравнительно большое время жизни α -активных ядер (по отношению к характерному ядерному времени $\sim 10^{-22}$ сек) приводит к малой естественной ширине линий, обычно не превышающей миллиэлектронвольт. Точность измерения энергии α -частиц очень высока, поэтому при исследовании α -распада путем измерения энергии α -частиц надо вводить поправку на кинетическую энергию дочернего ядра отдачи, чтобы по измеренной энергии α -частицы судить об энергии распада.

Если ε_α — энергия α -частицы, то

$$E_{\text{расп}} = \varepsilon_\alpha \frac{A}{A-4},$$

где A — массовое число материнского ядра. В следующих параграфах мы рассмотрим основы теории α -распада и деления тяжелых ядер.

§ 28. Теория альфа-распада

Первая теория α -распада была создана в 1928 г. Гамовым [5] и Герни и Кондоном [6].

α -частицы, вылетающие при α -распаде тяжелых атомных ядер, не существуют в них до распада, а создаются в самом процессе распада. Теории, развитые в [5, 6], обходили вопрос об образовании α -частицы в материнском ядре. В них рассматривалась система, состоящая из дочернего ядра (заряда Ze) и α -частицы. Потенциальная энергия взаимодействия между ними выбиралась в виде

$$V(r) = \begin{cases} \frac{2Ze^2}{r}, & \text{если } r > d; \\ -V_0, & \text{если } r \leq d; \end{cases} \quad (28,1)$$

Волновая функция относительного движения дочернего ядра и α -частицы, соответствующая орбитальному моменту $\hbar l$, записывается в виде

$$\phi_{E,l}(r) = \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (28,2)$$

где радиальная функция $u(r)$ удовлетворяет уравнению

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - E \right) u(r) = 0; \quad (28,3)$$

здесь μ — приведенная масса α -частицы и дочернего ядра; член $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ является малой добавкой к основной энергии взаимодействия $V(r)$; поэтому обычно в элементарной теории этот член не учитывается. Опуская $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ в уравнении (28,3), мы исключаем возможность рассмотрения зависимости вероятности α -распада от момента, уносимого α -частицей. Для исследования этой зависимости необходимо учесть не только этот член, но и несферичность ядер, подверженных α -распаду (см. ниже).

Решение уравнения (28,3) в работе Гамова [5] выполнялось приближенным квазиклассическим методом. Зексль [7] и Престон [8] решали уравнение (28,3) путем сшивания решений для областей $r > d$ и $r < d$. Поскольку уравнение (28,3) соответствует очень грубой модели α -распада, не учитывающей несферическую форму ядра и использующей упрощенное представление о потенциале в области $r < d$, попытки его точного решения мало оправданы. Для выяснения