

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ¹⁾

Н. Бор

Боте и Гентнер наблюдали выбрасывание нейтронов из тяжелых ядер под действием гамма-лучей, которые обладали энергией около $17 \cdot 10^6$ eV и получались при столкновениях протонов с литием. В этих замечательных опытах обнаружился резко-избирательный характер этого ядерного фотоэффекта. Так, для некоторых немногих элементов (в распределении которых правильности не обнаруживается) поперечные сечения для такого эффекта оказались порядка 10^{-26} см², тогда как для громадного большинства изученных элементов никакого заметного эффекта не наблюдалось. Как указывалось различными авторами, такой избирательный характер явления трудно, на первый взгляд, согласовать с нашими взглядами на механизм ядерных реакций —² взглядами, к которым приводит изучение явлений, порождаемых столкновениями с нейтронами. В самом деле, если рассмотреть распределение уровней энергии составного ядра, образованного в таких столкновениях, то окажется следующее. Для всех более тяжелых элементов и для энергий возбуждения, превышающих $10 \cdot 10^6$ eV, распределение этих уровней должно, казалось бы, быть практически сплошным; между тем, ядерный фотоэффект, очевидно, требует и для гораздо более сильных степеней возбуждения наличия резко-ограниченных областей энергии и особо чувствительной „настройки“ в пределах каждой из них.

Это кажущееся противоречие, однако, исчезнет, если мы вниманем в некоторые особенности распределения уровней энергии составных ядер, которые образуют, как известно, промежуточный этап в ядерных превращениях, порождаемых столкновениями. Распределение уровней энергии этих составных ядер представляет совокупность стационарных состояний, соответствующих более или менее связанным собственным колебаниям. Фотоэффект же обусловлен в первую очередь взаимодействием с некоторыми особыми колебательными движениями, обладающими особыми излучательными свойствами. Таким образом в ядерных превращениях, порождаемых высокочастотным излучением, мы не имеем дела с каким-либо вполне определенным промежуточным состоянием, для которого имеет место соревнование вероятностей распада и излучения. В нашем случае

¹⁾ Nature, 141, 326. 1938. Перевод В. А. Фока.

мы должны рассматривать баланс между процессами излучения и теми процессами, которые происходят в результате связи между данным особенным колебательным движением ядра и другими возможными колебательными состояниями. Эта связь будет способствовать быстрому затуханию из-за особенностей начального типа возбуждения и замене его более устойчивым состоянием возбужденного ядра, в котором энергия распределена между всеми собственными колебаниями, подобно тому, как это имеет место для тепловых колебаний твердого тела при низких температурах. Как только такого рода состояние возбуждения ядра установилось, характер фотоэффекта практически определился. В самом деле, в этом состоянии излучательные свойства ядра будут подобны свойствам абсолютно черного тела с температурой в несколько миллионов вольт; поэтому вероятность того, что вся энергия возбуждения будет испущена в виде одного единственного кванта в $17 \cdot 10^6$ eV, будет ничтожно малой. Кроме того, для тех высоких степеней возбуждения, о которых здесь идет речь, полная вероятность всех излучательных процессов будет гораздо меньше вероятности распада ядра (последняя же возрастает с температурой по показательному закону, как и для обычных процессов испарения).

В этих рассуждениях предполагается, что в рассматриваемой области энергии поперечное сечение для ядерного фотоэффекта выражается формулой того же вида, как и известная формула оптики для избирательного поглощения, а именно:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_i \frac{\Gamma_R \Gamma_C}{(\nu - \nu_i)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_R + \Gamma_C)^2},$$

где λ и ν суть соответственно длина волны и частота γ -лучей, а ν_i — одна из тех частот, которые соответствуют наибольшему резонансу. Далее, Γ_R есть вероятность испускания вторичного кванта $h\nu$ с начального особенного состояния возбуждения ядра, а Γ_C — вероятность превращения этого особенного состояния в обычное состояние возбуждения с той же энергией. Как видно, этот последний процесс представляет близкую аналогию с тем, который наблюдается при поглощении света в газах при больших давлениях, а именно он соответствует влиянию столкновений молекул газа на уменьшение остроты резонанса.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют непосредственно обнаружить для какого-либо элемента изменение поперечного сечения избирательного фотоэффекта с частотой γ -лучей.

Характер изменения этого поперечного сечения при переходе от одного элемента к другому для одной и той же частоты γ -лучей ($h\nu = 17 \cdot 10^6$ eV) позволяет, однако, сделать определенные заключения относительно расстояния между резонансными максимумами и относительно их остроты. А именно, для рассматриваемой области энергий расстояние между максимумами составляет вероятно несколько миллионов вольт, а ширина каждого из них сравнима с тем изменением умноженной на h частоты ν падающих γ -лучей, кото-

рое обусловлено естественной шириной линии и эффектом Доплера в столкновениях протонов с литием. Это составляет для ширины максимумов около 50 000 V. Если, далее, предположить, что наибольшие наблюдаемые поперечные сечения соответствуют максимуму резонанса, то вышеприведенная формула дает для Γ_R и Γ_C значение порядка, соответственно, 10^{15} сек. $^{-1}$ и 10^{19} сек. $^{-1}$. И то и другое значения представляются вполне разумными. В самом деле, вследствие высокой частоты рассматриваемых γ -лучей мы должны ожидать, что Γ_R будет в несколько раз больше вероятности испускания обыкновенных γ -лучей в ядерных превращениях; последняя же вероятность будет, если судить по процессам захвата нейтронов, величиной порядка 10^{14} сек. $^{-1}$. Далее, значение Γ_C должно быть гораздо меньше частоты 10^{21} сек. $^{-1}$ первичных γ -лучей и в то же время гораздо больше вероятности распада возбужденного ядра; последняя же, если судить о ней по аналогии с процессом испарения, будет для энергий около $17 \cdot 10^6$ eV величиной порядка 10^{16} сек. $^{-1}$.

Таким образом отношение между продолжительностью начального преходящего состояния и полной продолжительностью жизни в возбужденном состоянии составляет для $17 \cdot 10^6$ eV около 10^{-3} ; для меньших же энергий это отношение будет еще меньше, так как связь между разными собственными колебаниями убывает, нужно думать, гораздо медленнее, чем вероятность вылета нейтрона. В то же время отношение между вероятностями испустить квант $h\nu$ с начального состояния возбуждения ядра и с последующего более устойчивого состояния будет быстро убывать. Для $17 \cdot 10^6$ eV это отношение чрезвычайно велико, и несмотря на быстроту убывания оно едва ли достигнет порядка единицы раньше, чем мы окажемся в самой середине области дискретных ядерных уровней. Даже и в верхней части этой области мы должны поэтому ожидать избирательного характера ядерного фотоэффекта, подобного обнаруженному в области сплошного спектра; только каждый резонансный максимум распадается (в опытах с достаточно монохроматическими γ -лучами) на тонкую полосу резких линий поглощения, соответствующих отдельным уровням. Когда же начальное состояние возбуждения перестанет быть преобладающим в отношении излучения, этот вид избирательности скоро исчезнет и заменится линейчатым спектром поглощения обычного типа, который, конечно, будет сопровождаться ядерным фотоэффектом лишь до тех пор, пока $h\nu$ будет достаточно большим, чтобы вызвать распад ядра.

Более подробное изложение этих проблем будет дано в дальнейшей статье в Известиях Копенгагенской Академии наук.

За ценную помощь при обсуждении этих проблем я выражаю здесь благодарность своим сотрудникам по Институту теоретической физики, в особенности же Фрицу Калькару, внезапная смерть которого, последовавшая несколько недель назад, является для всех нас прискорбнейшей утратой.