

энергии нуклонов, превышающей  $10 \text{ Мэв}$ , то влияние кулоновского взаимодействия на угловое распределение малосущественно.

Эксперименты по угловому распределению продуктов реакции прямого взаимодействия позволяют судить о свойствах энергетических уровней ядер. По угловому распределению испускаемых нуклонов можно определить  $L$ . Тогда, если известны четность и спин начального состояния (или конечного состояния), то правила отбора (97,18) позволяют определить четность уровня в конечном ядре и спин этого уровня с точностью до значений, допускаемых правилом векторного сложения:

$$j = i + L + s \left( s = \frac{1}{2} \right).$$

В работе Шранка, Гюжело и Дайтона [34] исследовалось угловое распределение  $17 \text{ Мэв}$  протонов неупруго рассеянных железом. При неупругом рассеянии ядро  $\text{Fe}^{56}$  переходило в состояние с энергией возбуждения  $0,822 \text{ Мэв}$ . Начальное состояние ядра имеет нулевой спин и положительную четность. Наблюдаемое угловое распределение хорошо согласуется с распределением, даваемым функцией  $\{j_2(x)\}^2$ , при  $R = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ А}^{1/2} \text{ см}$  и подтверждает таким образом, что возбужденный ( $0,822 \text{ Мэв}$ ) уровень  $\text{Fe}^{56}$  имеет спин, равный 2, и положительную четность.

## § 98. Ядерные реакции, вызываемые дейтронами

Ядерные реакции, вызываемые дейтронами, имеют громадное значение в экспериментальной ядерной физике как средство изучения энергетических уровней ядра, ядерных сил, получения монохроматических пучков быстрых нейтронов и протонов и т. п. Большая роль ядерных реакций с дейтронами обусловлена, с одной стороны, простотой получения в ускорителях пучков монохроматических дейтронов; с другой стороны, большим выходом соответствующих реакций по сравнению с выходом реакций, вызываемых другими заряженными частицами. Ряд особенностей реакций с дейтронами обусловлен сравнительной «рыхлостью» дейтрона по сравнению с другими ядрами. Энергия связи дейтрона равна  $2,26 \text{ Мэв}$ , следовательно, энергия связи, приходящаяся на один нуклон ( $1,13 \text{ Мэв}$ ) в дейтроне, в 5—6 раз меньше средней энергии связи нуклона в других ядрах. Волновая функция дейтрона ( $r\psi$ ) уменьшается в  $e$  раз только на расстоянии  $R = 4,31 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ , а эффективный радиус действия ядерных сил в триплетном спиновом состоянии равен  $1,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ . Далее, в дейтроне не совпадают друг с другом центр инерции и центр заряда. В связи с этим появляется возможность электрического расщепления дейтрона кулоновским полем ядра [35].

Здесь мы будем рассматривать только ядерные реакции, которые вызываются ядерными силами. Оказалось, что при столкновении дейтрона с ядром наряду с обычными ядерными реакциями, проходящими

через составное ядро, возможны, и часто значительно более вероятны, ядерные реакции, при которых захватывается ядром только один из нуклонов дейтрона, а второй улетает. Такое явление часто называют *реакцией срыва*. Из-за большой протяженности дейтрона отрыв (срыв) нуклона от дейтрона возможен при сравнительно малых энергиях дейтрона, когда его центр инерции находится на расстоянии, превышающем радиус действия ядерных сил. Вследствие кулоновского взаимодействия, препятствующего влету протона внутрь ядра, при энергиях дейтрона, меньших высоты кулоновского барьера, происходит преимущественно захват нейтрона. Теория этого явления была рассмотрена впервые Оппенгеймером и Филипсом [36], поэтому такая реакция получила название процесса Оппенгеймера — Филипса. В работе [36] и в ряде последующих работ [35, 37] оценивалось полное эффективное сечение реакции в зависимости от энергии дейтрона. Было показано, что при уменьшении энергии дейтрона от значения, соответствующего энергии кулоновского барьера, полное эффективное сечение реакции убывает значительно медленнее, чем этого требуют условия прохождения дейтрона через кулоновский барьер. Так, например, для  $\text{Cu}^{63}$  энергия барьера  $\sim 7 \text{ Мэв}$ , а реакция начинается с  $2 \text{ Мэв}$ .

В упомянутых выше теоретических работах не исследовалось угловое распределение нуклонов, полученных при реакции. В 1951 г. появилась работа Батлера [38], в которой впервые на основе ряда упрощающих предположений была развита теория углового распределения нуклонов в реакциях срыва.

Исследование движения дейтрона в кулоновском поле связано со значительными математическими трудностями, возникающими из-за несовпадения центров инерции и заряда. Батлер в своей теории не учитывал кулоновского взаимодействия. Далее не учитывалось взаимодействие с ядром нуклона, входящего в состав дейтрона, который не поглощался ядром, и вводился ряд других упрощающих предположений. Батлер показал, что угловое распределение протонов в реакции  $A(d, p)B$  существенно зависит от момента количества движения, передаваемого ядру  $A$  захваченным нейтроном.

По энергии протона, полученного в реакции, можно определить, на какой энергетический уровень в ядре  $B$  попал нейтрон, поглощенный ядром  $A$ . Угловое распределение протонов реакции срыва в сильной степени анизотропно. Если нейтрон захватывается в  $S$ -состоянии, то кривая углового распределения протонов имеет резкий главный максимум в направлении вперед. При захвате в состояниях  $P, D, F$  главный максимум лежит при углах, отличных от нуля. Чем больше момент количества движения, передаваемый нейтроном ядру, тем под большим углом к направлению вперед наблюдается главный максимум в угловом распределении протонов.

Несмотря на грубость введенных упрощающих предположений, теория Батлера удовлетворительно согласовалась с экспериментом и явилась мощным средством для экспериментального изучения энергетических

уровней ядер. Изучая энергию и угловое распределение протонов реакции срыва, можно проследить на некоторых ядрах шаг за шагом структуру ядерных оболочек как в нормальном, так и в возбужденных состояниях. Для тех же целей может быть использована и реакция, обратная к реакции срыва, когда пролетающий через ядро  $B$  протон (нейтрон) захватывает из ядра  $B$  нейтрон (протон) с образованием дейтрона. Эти реакции «захвата» или «подбирания» (pick up) мы будем сокращенно записывать так:  $B(p, d)A$  и  $B(n, d)A$ . Эффективные сечения реакций захвата («подбирания»), обратных реакций срыва, связаны с эффективными сечениями прямых реакций принципом детального равновесия. Реакции захвата  $B(p, d)A$  и  $B(n, d)A$  могут быть использованы для изучения энергетических уровней ядер при переходе от более тяжелых к более легким ядрам. Многочисленные экспериментальные работы подтвердили возможность исследования энергетических уровней ядер путем изучения энергии и углового распределения нуклонов реакции срыва и захвата. Представляют также большой интерес исследования реакций типа  $A(d, t)B$  и  $B(t, d)A$ , которые позволяют изучить как энергетические уровни ядер  $A$  и  $B$ , так и некоторые свойства волновых функций основного состояния трития ( $t$ ).

При столкновении дейтронов с ядром  $A$  наряду с реакциями срыва могут происходить реакции, идущие через стадию образования составного ядра, конечным результатом которых будет образование нового ядра  $B$  и вылет протонов (или нейтронов). Такие реакции обозначаются так же, как и реакции срыва, символами  $A(d, p)B$  и  $A(d, n)B$ .

Основным отличием реакций срыва от реакций, идущих с образованием составного ядра, позволяющим их разделять, является то обстоятельство, что реакции, проходящие стадию составного ядра, должны согласно статистической теории (см. § 60) обладать симметричным относительно угла  $90^\circ$  угловым распределением вылетающих нуклонов. Однако разделение обоих явлений не может быть полным вследствие их возможной интерференции.

Вслед за работой Батлера появился ряд теоретических работ, в которых уточнялась и развивалась теория Батлера. Несмотря на это, в настоящее время не существует вполне удовлетворительной теории реакций срыва.

Теоретическое рассмотрение реакций срыва развивалось в двух направлениях: 1) на волновые функции частиц, участвующих в реакции, накладываются определенные граничные условия на поверхности ядра и 2) для решения задачи используется борновское приближение. Первое направление впервые было развито в работе Батлера, а затем в работах [39—42]. При пренебрежении кулоновским взаимодействием и взаимодействиями между протоном и ядром и протоном и нейтроном, когда последний попадает в ядро, метод граничных условий позволил получить аналитическое выражение дифференциального эффективного сечения реакции, которое оказалось в удовлетворительном согласии с экспериментом. Теория, однако, не дает правильной величины для абсо-

лютного значения сечения и очень усложняется при попытке освободиться от введенных упрощающих предположений.

При использовании борновского приближения точная волновая функция, описывающая взаимодействие нуклонов, дейтрона и ядра, заменяется невозмущенной плоской волной. Такая замена является очень грубым приближением, так как внутри ядра эта функция должна сильно изменяться. В ряде работ [41—43] было показано, что при условии использования батлеровских упрощений борновское приближение при исследовании углового распределения приводит к результатам, совпадающим с результатами Батлера. Это свидетельствует о том, что теория углового распределения вылетающих нуклонов при не очень малых энергиях слабо зависит от введенных упрощающих предположений.

В реакциях срыва должны выполняться законы сохранения энергии, момента количества движения, его проекции и четности. Если обозначить кинетическую энергию относительного движения дейтрона и ядра  $A$   $\epsilon_0$ , энергию связи дейтрона  $\epsilon_d$ , энергию начального состояния ядра  $E_j$ , энергию конечного ядра  $E_j$ , кинетическую энергию улетающих протонов  $\epsilon_p$ , то в силу закона сохранения энергии должно выполняться равенство

$$\epsilon_p = \epsilon_0 - \epsilon_d - (E_j - E_j). \quad (98,1)$$

Если  $E_j - E_j < 0$ , то происходит переход в одно из связанных состояний; если  $E_j - E_j > 0$ , то получается нестабильное ядро по отношению к испусканию нейтрона. Каждому дискретному значению  $E_j - E_j$  соответствует своя группа протонов с энергией  $\epsilon_p(J, j)$ . Экспериментально обычно определяют величину  $Q = \epsilon_p - \epsilon_0$ .

Если спин начального ядра равен  $j$  (в единицах  $\hbar$ ), а конечного ядра  $J$ , то при захвате нейтрона с моментом  $L$  в силу закона сохранения полного момента должно выполняться равенство

$$L + j + s = J \quad \left( s = \frac{1}{2} \right),$$

поэтому орбитальное квантовое число  $L$  захваченного нейтрона при заданных  $J$  и  $j$  может принимать значения, удовлетворяющие соотношению

$$\left| |J - j| - \frac{1}{2} \right| \leq L \leq J + j + \frac{1}{2}. \quad (98,2)$$

Кроме того, из закона сохранения четности следует, что  $L$  должно быть четным, если  $J$  и  $j$  одинаковой четности, и  $L$  будет нечетным, если  $J$  и  $j$  разной четности. Таким образом, при заданных  $J$  и  $j$  квантовое число  $L$  пробегает несколько вполне определенных значений, которые определяют угловое распределение протонов. В следующем параграфе мы рассмотрим элементарную теорию углового распределения протонов в реакциях срыва.