

мость эфф. сечения от энергий бомбардирующих частиц. Для сечений мн. ядерных реакций и процессов рассеяния микрочастиц характерно наличие острых резонансов. Это связано с существованием квазистационарных (метастабильных) состояний в промежуточных состояниях систем, время жизни к-рых заметно больше времени пролёта частицы через ядро (см. Составное ядро). Стабильность таких квазистационарных состояний в условиях, когда возможно («открыто») много каналов распада, обусловлена кулоновским и центробежным барьерами, задерживающими процессы распада, а также сложностью внутр. структуры. Вероятности образования конфигураций, связанных с каналами распада, для таких структур оказываются малыми. О. Бор объяснил природу узких резонансов, наблюдающихся в ядрах при высоких энергиях возбуждения, исходя из представления о существовании квазистационарных уровней ядер сложной (статистической) природы [1].

Если энергия падающей частицы такова, что полная энергия системы равна (или почти равна) энергии, соответствующей одному из уровней промежуточного ядра, то вероятность его образования значительно больше, чем в случае, когда энергия частицы соответствует промежутку между энергетич. уровнями. Поэтому возникают характерные максимумы выхода различных ядерных процессов в зависимости сечения σ от энергии налетающих частиц. Если вероятность ядерного процесса определяется только резонансным рассеянием в единств. резонансе, то применима Брейта-Вигнера формула

$$\sigma = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \frac{\Gamma_e \Gamma_r}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1)$$

Здесь J — спин промежуточного ядра (резонанса), s — спин частицы, I — спин ядра-мишени, λ — длина волны де Бройля, Γ_e , Γ_r — парциальные ширины резонанса, соответствующие входному и выходному каналам ядерной реакции, Γ — полная ширина резонанса, ϵ_0 — резонансная энергия частицы.

Полную амплитуду рассеяния f можно записать в виде

$$f = f_{nr} + f_p \quad (2)$$

где f_{nr} — амплитуда нерезонансного рассеяния, f_p — резонансного. Амплитуда f_p связана с сечением σ_p . Амплитуду f_{nr} обычно определяют с помощью оптической модели ядра, исследуя упругое резонансное рассеяние, для к-рого $f_p = \Gamma$.

Впервые резонансное рассеяние медленных нейтронов наблюдал Э. Ферми с сотрудниками в 1934 [2] (см. Нейтронная спектроскопия). Ими было обнаружено, что в нек-рых случаях поперечные сечения захвата нейтронов значительно превосходят размеры ядер, что связано с квантовомеханич. природой рассеяния и большим значением λ . В дальнейшем благодаря возможности плавного изменения энергии бомбардирующих частиц (ускоренных с помощью электростатич. ускорителей) исследования резонансного рассеяния заряж. частиц были осн. методом получения информации об уровнях ядер и их квантовых характеристиках

(спине, чётности), о парциальных и полных ширинах состояний.

Если плотность состояний промежуточного ядра невелика и справедлива ф-ла (1), то в случае заряж. частиц нерезонансная амплитуда f_{nr} определяется кулоновским рассеянием, а ширина Γ гл. обр. связана с каналом распада. При этом часто достаточно измерить зависимость сечения от энергии под нек. углами, чтобы судить об орбитальном моменте частицы, захваченной в

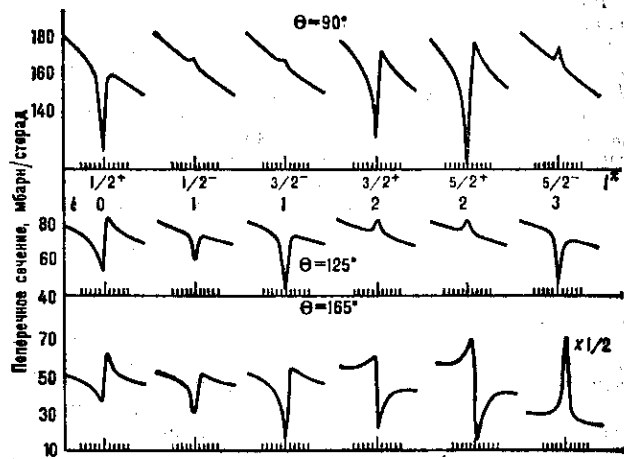


Рис. 1. Зависимость сечения резонансного рассеяния от орбитального момента l_p налетающих ядер при разных углах рассеяния.

резонансное состояние. Простота определения орбитального момента является следствием интерференции амплитуды кулоновского рассеяния и амплитуды, соответствующей брейт-вигнеровскому резонансу (рис. 1).

Открытие аналоговых резонансов (см. Аналоговые состояния) потребовало увеличения энергии ускорителей и улучшения их энергетич. разрешения, необходимого для измерения тонкой структуры изобар-аналоговых резонансов.

В ядерной физике низких и средних энергий Р. я. п. используются для исследования т. н. квазимолекуляр-

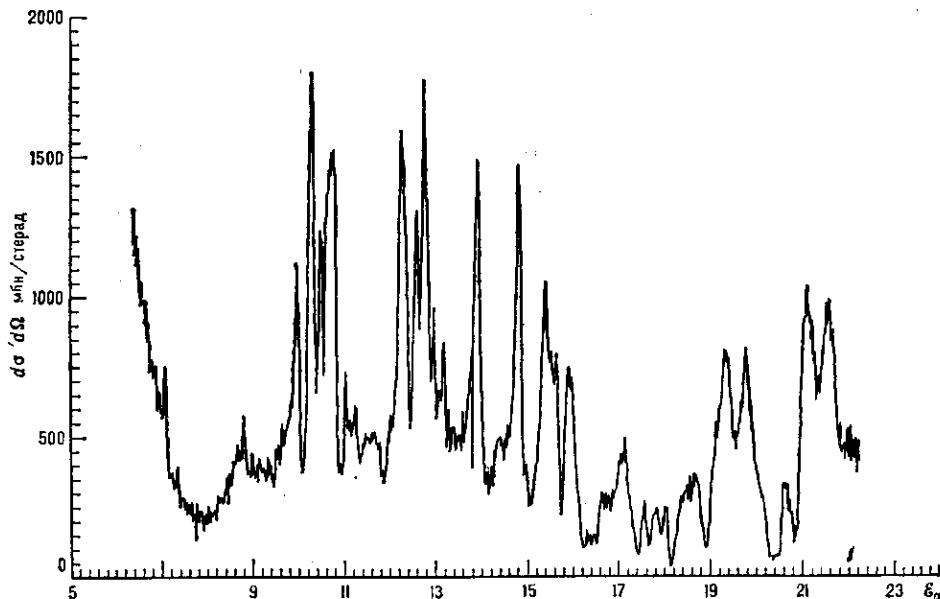


Рис. 2. Спектр α -частиц отдачи при торможении ионов ^{16}O в Не.