

того, медленные нейтроны и γ -кванты получают, используя ядерные реакторы.

Сечение Я. р. Для фиксир. налетающих частиц и ядер мишени возможно неск. типов Я. р. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетич. энергии) и связана с сечением реакции — величиной эфф. площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие. Если в Я. р. участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы (см. *Ориентированные ядра*), т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации (см. *Поляризационные эффекты*). В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сечение реакции. Непосредственно измеряемой величиной является т. н. выход реакции — число зарегистрир. вторичных частиц — продуктов Я. р.

Механизмы Я. р. Характер взаимодействия налетающей частицы с ядром зависит от её кинетич. энергии, массы, заряда и др. характеристик. Он определяется теми степенями свободы ядра (ядер), к-рые возбуждаются в ходе столкновения. Различие между Я. р. включает и их разл. длительность. Если налетающая частица лишь касается ядра-мишени, а длительное столкновения приблизительно равна времени, необходимому для прохождения налетающей частицей расстояния, равного радиусу ядра-мишени (т. е. составляет $\sim 10^{-22}$ с), то такие Я. р. относят к классу прямых Я. р. Общим для всех *прямых ядерных реакций* является селективное возбуждение небольшого числа определ. состояний (степеней свободы). В прямом процессе после 1-го столкновения налетающая частица имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, в область действия к-рых она попала. Примерами прямого взаимодействия являются *неупругое рассеяние нейтронов* (n, n'), реакции обмена зарядом, напр. (p, n). Сюда же относят процессы, когда налетающий нуклон и один из нуклонов ядра связываются, образуя дейтрон, к-рый вылетает, унося почти всю имеющуюся энергию [т. н. реакция подхвата (p, d)], или когда ядру передаётся нуклон из налетающей частицы [реакция срыва, напр. (d, p)]. Продукты прямых Я. р. летят преим. вперёд.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Угл. распределения продуктов прямых Я. р. (зависимость вероятности вылета от угла, отсчитанного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной Я. р., а величина сечения при заданной энергии — структура этих состояний.

Если падающая частица (напр., нуклон) не покидает область взаимодействия (ядро-мишень) после первого столкновения, то она вовлекается в каскад последоват. столкновений, в результате к-рых её нач. кинетич. энергия постепенно распределяется среди нуклонов ядра и возбуждёнными оказываются мн. степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отд. нуклоне или группе нуклонов (кластере) может сконцентрироваться энергия, достаточная для их эмиссии из ядра. Такая эмиссия происходит до установления равновесия в ядре и поэтому наз. *предравновесной*. Угол испускания ещё может оставаться сильно скоррелированным с направлением падающего на мишень пучка.

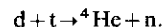
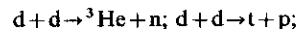
В процессе дальнейшей релаксации наступает статистич. равновесие и образуется *составное ядро* (компаунд-ядро), время жизни к-рого $\sim 10^{-14}$ — 10^{-18} с. Распад составного ядра не зависит от способа его образования. Тип распада определяется энергией возбуждения, угл. моментом, *чётностью* и *изотопическим спином* ядра. Энергетич. спектр частиц, испускаемых в процессе девозбуждения составного ядра, характеризуется максвелловской формой

и симметричным распределением «вперёд — назад» относительно пучка (в системе центра инерции). В случае распада средних и тяжёлых составных ядер вероятность испускания нейтронов значительно превышает вероятность эмиссии заряж. частиц, вылету к-рых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжёлых ядрах с испусканием нейтронов конкурируют процессы *деления ядер* и *альфа-распада*.

Реакции под действием нейтронов наиб. вероятны в области низких энергий налетающих нейтронов. Отсутствие у нейтрона электрич. заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в ядро при сколь угодно малых энергиях и вызывать Я. р. При этом сечения реакций изменяются от Мб до мб ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$). В случае медленных нейтронов осн. процессом для большинства ядер является *радиационный захват* нейтрона (n, γ) с образованием составного ядра. Сечение процесса имеет резонансный характер. С увеличением энергии нейтрона вероятность его радиац. захвата падает, а сечение упругого рассеяния увеличивается (см. *Нейтронная физика*). В реакциях последоват. радиац. захвата нейтронов (напр., в реакторах) образуются *трансурановые элементы*. При последующем росте энергии нейтрона становятся возможными процессы неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низколежащих состояний ядра-мишени малой энергии, а также реакции деления ядер (n, f) и реакции с вылетом заряж. частиц (n, p) и (n, α). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа ($n, 2n$), (n, pn). Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона $\approx 0,025$ эВ, то длина волны де Бройля $\sim 10^{-8}$ см и соизмерима с межатомными расстояниями в твёрдом теле. В этих условиях может наблюдаться *дифракция нейтронов*, к-рая используется для изучения строения твёрдых тел (см. *Нейтроннография*).

Реакции под действием заряженных частиц (p, d, t, α, \dots). Осн. процессами здесь также являются упругое и неупругое рассеяния, радиац. захват, реакции (p, n), (n, α), (p, f) и др. Отличия от Я. р., вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность Я. р. (сечение) заметно отличается от 0, начиная с энергии, при к-рой проникаемость кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота *кулоновского барьера ядра*. В упругом рассеянии существ. вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

На характер реакций с участием *дейтрона* большое влияние оказывают его структурные особенности — малая энергия связи ($\sim 2,23$ МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу А ядрами) радиус ($4 \cdot 10^{-13}$ см). Дейтрон в Я. р. легко расщепляется, и с ядром-мишенью взаимодействует только один из его нуклонов. Доминирующий механизм реакции — прямой. Однако во мн. случаях дейтрон ведёт себя аналогично др. заряж. частицам и с большой вероятностью испытывает упругое и неупругое рассеяния, вызывает реакции (d, t), (d, α) и др. В основе *управляемого термоядерного синтеза* лежат реакции



Кроме упругого и неупругого рассеяний важный тип Я. р. представляют квазиупругие процессы (p, p'), (${}^3\text{He}, t$) и др., когда вылетающая частица по своим характеристикам (в т. ч. и энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~ 100 МэВ на нуклон наблюдаются т. н. зарядово-обменные резонансы. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей (см. *Мезоны*). При теоретич. описании квазиупругих процессов часто используют понятия оптики. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящем из мн. нуклонов, трактуют как прохождение падающей волны через среду, оптич. свойства к-рой определяются потенциалом, параметры к-рого подбираются из условия соответствия расчётных и эксперим. данных. Аналогич. оптич. явлений, как дифракция, также обнару-