

ГЛАВА XIII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

* *

§ 87. Терминология и определения

1. О ядерных реакциях уже неоднократно говорилось на протяжении нашего курса. Рассмотрим теперь относящиеся сюда вопросы более систематично, допуская повторения в тех немногих случаях, где это необходимо.

В самом широком смысле слова ядерной реакцией называется процесс, возникающий в результате взаимодействия нескольких (как правило двух) сложных атомных ядер или элементарных частиц. Под это определение подходит и упругое рассеяние частиц, например нуклона на нуклоне, т. е. такое рассеяние, при котором не образуются новые частицы и не происходит их возбуждения, а происходит лишь перераспределение энергии и импульса между ними. При неупругом рассеянии также не возникают новые частицы, но по крайней мере одна из них переходит в возбужденное состояние.

В настоящей главе рассматриваются ядерные реакции только в узком смысле. В таких реакциях среди исходных частиц обязательно имеется по крайней мере одно ядро. Оно сталкивается с другим ядром или элементарной частицей, в результате чего происходит ядерная реакция и образуются новые частицы.

Как правило, ядерные реакции идут под действием ядерных сил. Но могут быть и исключения из этого правила. Например, процесс расщепления ядра под действием γ -квантов высоких энергий или быстрых электронов есть ядерная реакция, но она происходит под действием электромагнитных, а не ядерных сил, так как ядерные силы на фотоны и электроны не действуют. Точно так же к ядерным реакциям в широком смысле относятся процессы, возникающие при столкновениях нейтрино с другими частицами, но они совершаются под действием слабых сил.

Ядерные реакции могут происходить в естественных условиях (например, в недрах звезд или в космических лучах). Но их изучение обычно производится в лабораторных условиях на экспериментальных установках, в которых заряженные частицы ускоряются с помощью ускорителей. В этих случаях более тяжелые частицы обычно покоятся и называются **частицами мишени**, а более легкие налетают на них в составе **ускоренного пучка**. В ускорителях на встречных пучках частицы движутся навстречу друг другу, так что их деление на частицы **мишени** и **частицы**

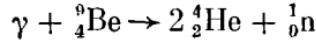
пучка теряет смысл. Кроме того, мишень не может состоять из нейтронов и большинства элементарных частиц, так как не существует способов приготовления таких мишеней.

2. Ускорением достигается сближение частиц (двух ядер, ядра и нуклона и т. д.) на расстояния порядка 10^{-13} см, на которых начинают действовать ядерные силы. Энергия налетающей положительной частицы должна быть порядка или больше высоты кулоновского потенциального барьера ядра (для однозарядной частицы и средних ядер порядка 10 МэВ, а для легких ядер меньше). В этих случаях ядерная реакция, как правило, и осуществляется за счет ускорения бомбардирующими частицы на ускорителе. Энергия частицы может быть и меньше высоты кулоновского барьера, как это было в классических опытах Кокрофта (1897—1967) и Уолтона (р. 1903), которые в 1932 г. впервые осуществили искусственное расщепление ядер лития путем бомбардировки их ускоренными протонами (см. (87.1)). Но в их опытах проиницавание протона в ядро лития происходило путем туннельного перехода через кулоновский потенциальный барьер. Вероятность такого процесса, разумеется, очень мала. Для отрицательно заряженных и нейтральных частиц кулоновский барьер не существует и ядерные реакции могут протекать даже при тепловых энергиях налетающих частиц.

3. Наиболее универсальная и наглядная запись ядерных реакций заимствована из химии. Слева пишется сумма исходных частиц, затем ставится стрелка, а за ней сумма конечных продуктов реакции. Например, запись



означает ядерную реакцию, возникающую при бомбардировке изотопа лития $_3^7\text{Li}$ протонами, в результате которой возникают нейtron и изотоп бериллия $_4^7\text{Be}$. Запись



означает реакцию расщепления ядра $_4^9\text{Be}$ на две α -частицы и нейtron. Такой способ записи ядерных реакций уже неоднократно применялся нами, хотя и без его расшифровки.

Ядерные реакции в узком смысле часто записывают в более короткой символической форме: A(a, bcd...)B, где A — ядро мишени, a — бомбардирующая частица, bcd... — испускаемые в ядерной реакции частицы, B — остаточное ядро (в скобках после запятой записывают более легкие продукты реакции, вне — более тяжелые). Например, реакция (87.1) может быть записана так: $^7\text{L}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$. Запись $^{40}\text{Ca}(\gamma, \text{pn})^{38}\text{K}$ означает выбивание из ядра ^{40}Ca протона и нейтрона под действием γ -кванта, в результате чего образуется ядро калия ^{38}K . Часто применяют и еще более короткую запись, указывая только легкие частицы и не

указывая ядра, участвующие в реакции. Например, запись (p, n) означает выбивание нейтрона из какого-то ядра под действием протона.

Ядерная реакция часто может идти несколькими способами, например: $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$; $^{63}\text{Cu}(p, 2n)^{62}\text{Zn}$; $^{63}\text{Cu}(p, pn)^{62}\text{Cu}$; $^{63}\text{Cu}(p, p)^{63}\text{Cu}$; $^{63}\text{Cu}(p, p')^*{}^{63}\text{Cu}$ (неупругое рассеяние протонов). Совокупность сталкивающихся частиц в определенном квантовом состоянии (например, p и ядро ^{63}Cu) называется *входным каналом ядерной реакции*. Частицы, рождающиеся в результате ядерной реакции в определенных квантовых состояниях (например, p , n и ядро ^{62}Cu с определенными орбитальными моментами и проекциями спинов на выделенное направление) образуют *выходной канал ядерной реакции*.

4. Качественное описание ядерных реакций с квантовомеханической точки зрения может быть только *статистическим*, т. е. таким, в котором принципиально можно говорить лишь о вероятностях различных процессов, характеризующих ядерную реакцию. Например, реакция $a + A \rightarrow b + B$ в начальном и конечном состояниях которой имеются по две частицы, в этом смысле полностью характеризуется *дифференциальным эффективным сечением* рассеяния $d\sigma/d\Omega$ внутрь телесного угла $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\phi$, где ϑ и ϕ — полярный и азимутальный углы вылета одной из частиц (обычно легкой), причем угол ϑ отсчитывается от направления движения налетающей частицы. Зависимость дифференциального эффективного сечения от углов ϑ и ϕ называется *угловым распределением частиц*, образующихся в реакции. *Интегральным* или *полным сечением*, которым характеризуется интенсивность реакции, называется дифференциальное эффективное сечение, проинтегрированное по всем значениям углов ϑ и ϕ :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (87.2)$$

Если налетающая частица и частицы мишени не имеют спинов или ориентированы хаотически, то все процессы аксиально-симметричны относительно направления движения частицы. В частности, в этом случае $d\sigma/d\Omega$ зависит только от полярного угла ϑ и можно написать $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$. Подавляющее большинство экспериментальных исследований выполняется в *лабораторной системе координат* (ЛС), т. е. системе, в которой мишень покается. В теоретических исследованиях удобнее *система центра масс* (СЦМ), или *система центра инерции* (СЦИ), в которой суммарный импульс сталкивающихся частиц равен нулю. Результаты, полученные в СЦМ, можно пересчитать в ЛС, на чем мы останавливаться не будем. В ядерных реакциях в узком смысле слова масса налетающей частицы обычно много меньше массы ядра. В этом случае при нерелятивистских движениях центр масс практически совпадает с центром тяжелой частицы, так что

обе системы координат фактически совпадают. Но при сверхвысоких скоростях налетающей частицы (почти совпадающих со скоростью света), когда ее кинетическая энергия значительно превосходит сумму энергий покоя обеих сталкивающихся частиц, системы ЛС и СЦМ уже сильно отличаются одна от другой.

При более детальной количественной характеристике ядерной реакции, идущей по нескольким каналам, вводят дифференциальные и интегральные сечения для отдельных каналов реакций. Для множественных процессов важное значение имеют так называемые *инклузивные сечения*, определяющие вероятность появления в данном столкновении какой-либо определенной частицы или группы частиц.

5. Допустим теперь, что спины частиц, участвующих в реакции, не равны нулю. Если они как-то упорядочены, то частицы называются *поляризованными*. Так, поляризация света связана с ориентацией спинов фотонов. Частица с ненулевой массой покоя и спином I имеет $2I+1$ квантовых состояний, отвечающих различным значениям проекции спина на некоторое направление. Состояние частицы представляет собой суперпозицию этих состояний. Если коэффициенты суперпозиции полностью определены (*чистое состояние*), то говорят, что *частица полностью поляризована*. Если же они определены не полностью, а заданы некоторыми статистическими характеристиками (*смешанное состояние*), то говорят о *частичной поляризации*. В этом случае для характеристики состояния поляризации вводят *вектор поляризации*, модуль которого называется просто *поляризацией* и измеряется в процентах. Сам вектор поляризации равен среднему значению спина, деленному на максимальное значение его проекции. Если вектор поляризации не параллелен импульсу налетающей частицы, то угловое распределение частиц после реакции может оказаться не аксиально-симметричным, т. е. может зависеть от азимутального угла ϕ . Но и при отражении или рассеянии неполяризованного пучка частиц на неполяризованной мишени может возникнуть поляризация. Это явление, напоминающее поляризацию, возникающую при отражении естественного света от изотропных диэлектриков, используется для получения поляризованных частиц. Оказывается, что вектор поляризации частиц перпендикулярен к плоскости рассеяния.

6. Наглядно эффективное сечение можно рассматривать как *эффективную площадь мишени*, попадая в которую частица вызывает требуемую реакцию. Но из-за волновых и квантовых свойств частиц такое толкование имеет ограниченную область применимости. В частности, для квантовой частицы существует ненулевая вероятность пройти без отклонения в сторону через область, в которой на нее действуют силы. Тогда действительное полное эффективное сечение окажется меньше поперечного сечения области, в которой происходит взаимодействие. В этом

случае по аналогии с оптикой ядро-мишень называют **частично прозрачным** или **серым**.

Из-за волновых свойств частиц невозможно и чисто неупругое рассеяние, при котором рассеивающее тело только поглощает все падающие на него частицы. В противном случае за телом появилась бы резкая тень, что невозможно. Тень обязательно размается из-за дифракции. А это означает, что появятся частицы, отклонившиеся в сторону, т. е. поглощение будет сопровождаться еще упругим рассеянием. Это рассеяние ввиду своего происхождения называется *дифракционным*.

Сечения ядерных реакций σ зависят от энергии \mathcal{E} вылетающей частицы, типа ядерной реакции, углов вылетов и ориентации спинов частиц — продуктов реакции. Величина σ колеблется в пределах $10^{-27}—10^{-21} \text{ см}^2$. Если длина волны де Броиля λ налетающей частицы мала по сравнению с радиусом ядра R , то применимы методы геометрической оптики. В этом случае (для нерезонансных реакций и непрозрачных ядер) эффективное сечение реакции определяется геометрическим поперечным сечением ядра: $\sigma \approx \pi R^2$. На это соотношение, разумеется, нельзя смотреть как на точное. Действительно, сечение σ есть точная, статистически определенная величина, тогда как в определении радиуса ядра R содержится известный элемент неопределенности и условности. Это, в частности, проявляется в том, что с изменением скорости налетающей частицы меняется и эффективное сечение реакции. При малых скоростях, когда $\lambda \gg R$, методы геометрической оптики уже неприменимы. Величиной, определяющей сечение реакции, становится главным образом λ , а не R (см. § 88). Ведь обе величины R и λ , как имеющие размерность длины, входят в формулы, определяющие эффективное сечение реакции.

Для суждения о том, какая из этих двух величин является определяющей в том или ином конкретном случае, представляет интерес определить энергию \mathcal{E} бомбардирующего нуклона, при которой $R = \lambda$. Для этого замечаем, что $\mathcal{E} = p^2/2m$, где m — масса нуклона, $p = \hbar/\lambda$, так что при условии $\lambda = R$ получим

$$p = \hbar/R, \quad \mathcal{E} = \hbar^2/2mR^2.$$

Воспользуемся теперь формулой (65.1). Тогда

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2 A^{2/3}} = \frac{(\hbar c)^2}{2\pi mc^2 r_0^2 A^{2/3}}$$

или после подстановки числового значения r_0 из формулы (65.2)

$$\mathcal{E} \approx 10/A^{2/3} \text{ МэВ.} \quad (87.3)$$

7. В реальных физических опытах далеко не всегда удается непосредственно измерить само дифференциальное или интегральное эффективное сечение реакции. Непосредственно измеряемой

величиной является *выход реакции*. Выходом ядерной реакции W называется доля частиц пучка, испытавших ядерное взаимодействие с частицами мишени. Если S — площадь поперечного сечения пучка, а I — плотность его потока, то на такую же площадь мишени ежесекундно падает $N = IS$ частиц. Из них в одну секунду в среднем реагирует $\Delta N = ISn\sigma$ частиц, где σ — эффективное сечение реакции частиц пучка, а n — концентрация ядер в мишени. Таким образом,

$$W = \frac{\Delta N}{N} = \sigma n. \quad (87.4)$$

§ 88. Законы сохранения в ядерных реакциях

1. При рассмотрении ядерных реакций, как и других процессов, обсуждающихся в ядерной физике, используются следующие точные законы сохранения:

- 1) закон сохранения энергии;
- 2) закон сохранения импульса;
- 3) закон сохранения момента импульса;
- 4) закон сохранения электрического заряда;
- 5) закон сохранения барионного заряда;
- 6) закон сохранения лептонных зарядов.

Кроме того, используются и другие законы сохранения, а именно:

7) при пренебрежении слабым взаимодействием — закон сохранения четности волновой функции;

8) при пренебрежении электромагнитным взаимодействием — закон сохранения изотопического спина. Здесь этот закон рассматриваться не будет.

В физике элементарных частиц к перечисленным законам сохранения добавляются некоторые другие законы (см. § 109). Но здесь, в ядерной физике, мы рассматривать их не будем.

Законы сохранения позволяют предсказать, какие из мысленно возможных реакций могут действительно осуществляться, а какие невозможны или, как говорят, «запрещены» в силу невыполнения одного или нескольких законов сохранения. В этом отношении применительно к ядерным реакциям законы сохранения играют особо важную роль.

2. Начнем с законов сохранения энергии и импульса. Для процесса столкновения двух частиц эти законы в релятивистской форме можно записать так:

$$\mathcal{E}_{1\text{рел}} + \mathcal{E}_{2\text{рел}} = \mathcal{E}'_{1\text{рел}} + \mathcal{E}'_{2\text{рел}} + \dots + \mathcal{E}'_{n\text{рел}}, \quad (88.1)$$

$$p_{1\text{рел}} + p_{2\text{рел}} = p'_{1\text{рел}} + p'_{2\text{рел}} + \dots + p'_{n\text{рел}}, \quad (88.2)$$

где величины без штриха обозначают релятивистские энергии и импульсы частиц до столкновения, а штрихованными буквами обозначены те же величины для частиц, образовавшихся в ре-