распада (тем самым и полные ширины уровней) возрастают, так что уровни начинают перекрываться (самое понятие квазидискретных уровней при этом в значительной степени теряет свой смысл). В результате нерегулярности хода функции $S(E)$ сглаживаются, так что разница между точной и усредненной функциями становится малой, и потому сечение (145,22) совпадает с σ_r из (145,19). Это находится в соответствии с тем, что при высоких энергиях распад составного ядра через входной канал не играет никакой роли по сравнению с многочисленными другими возможными при таких энергиях способами распада; поэтому в этой области все процессы, идущие с образованием составного ядра, можно считать неупругими.

Таким образом, в усредненной картине рассеяние снова определяется одной величиной $\overline{S}$, являющейся теперь плавной функцией энергии. В так называемой *оптической модели* для вычисления этой функции рассеивающие свойства ядра аппроксимируются силовым полем с комплексным потенциалом. Наличие у потенциала мнимой части приводит к тому, что наряду с упругим рассеянием имеется также и поглощение частиц. Это поглощение, сечение которого дается выражением (145,22), и отождествляется с «неупругим» рассеянием в усредненной картине.

§ 146. Взаимодействие в конечном состоянии при реакциях

Взаимодействие между частицами, возникающими в результате какой-либо реакции, может оказать существенное влияние на их энергетическое и угловое распределение. Естественно, что это влияние должно быть особенно заметным в тех случаях, когда мала относительная скорость взаимодействующих частиц. С таким явлением мы имеем дело, например, в ядерных реакциях, сопровождающихся вылетом двух или более нуклонов, причем эффект связан с ядерными силами, действующими между свободными нуклонами [1]).

Пусть $\mathbf{p}_0$ — импульс центра инерции пары вылетающих нуклонов, а $\mathbf{p}$ — импульс их относительного движения. Будем предполагать, что $p \ll p_0$, а потому и относительная энергия $E = p^2/m$ (m — масса нуклона) мала по сравнению с энергией движения центра инерции $E_0 = p_0^2/4m$. В то же время предположим, что энергия E_0 велика по сравнению с энергией ε уровня (истинного или виртуального), которым обладает система двух нуклонов. Другими словами, «медленным» предполагается лишь относительное движение нуклонов, сами же они являются «быстрыми».

---

[1]) Излагаемые ниже результаты были получены *А. Б. Мигдалом* (1950) и независимо *Ватсоном* (*К. М. Watson*, 1952).

Вероятность реакции пропорциональна квадрату модуля волновой функции образующихся частиц, когда они находятся в «зоне реакции», т. е. на расстояниях друг от друга порядка радиуса a действия ядерных сил (ср. аналогичные соображения в § 143 по отношению к первичным частицам). В данном случае наша цель заключается в определении зависимости вероятности реакции лишь от характеристик относительного движения одной пары нуклонов. Поэтому достаточно рассматривать лишь волновую функцию $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ этого движения, так что вероятность образования пары нуклонов с относительным импульсом в интервале d^3p есть

$$dw_{\mathbf{p}} = \mathrm{const}\cdot|\psi_{\mathbf{p}}(a)|^2\,d^3p. \tag{146,1}$$

Как было показано в § 136, для нахождения вероятности перехода системы при рассеянии в состояние с определенным направлением движения надо пользоваться в качестве волновых функций конечного состояния функциями $\psi_{\mathbf{p}}^{(-)}$, содержащими (на бесконечности), наряду с плоской волной, лишь сходящуюся волну; эти функции должны быть нормированы на δ-функцию от импульса. С другой стороны, функции $\psi_{\mathbf{p}}^{(-)}$ непосредственно получаются (путем комплексного сопряжения и изменения знака $\mathbf{p}$) из функций $\psi_{\mathbf{p}}^{(+)}$, содержащих на бесконечности расходящиеся сферические волны, т. е. соответствующих задаче о взаимном рассеянии двух частиц. При подстановке в (146,1) это различие вообще несущественно, так что можно понимать под $\psi_{\mathbf{p}}$ в (146,1) функции $\psi_{\mathbf{p}}^{(+)}$, и, таким образом, задача сводится к уже рассматривавшейся нами задаче о резонансном рассеянии медленных частиц.

Хотя истинный вид функции $\psi_{\mathbf{p}}$ в области $r \sim a$ неизвестен, но для определения зависимости вероятности от энергии E достаточно рассмотреть эту функцию на расстояниях $r \gtrsim 1/k \gg a$ (где $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$; предполагается, что $ak \ll 1$), продлив затем ее, по порядку величины, к расстояниям $r \sim a$[1]. При этом основной вклад в $\psi_{\mathbf{p}}$ дает сферическая волна (содержащая множитель $1/r$). Эта волна представляет собой совокупность парциальных волн с различными значениями l, амплитуды которых являются соответствующими амплитудами рассеяния. Для определения квадрата $|\psi_{\mathbf{p}}(a)|^2$ достаточно при этом ограничиться лишь s-волной, поскольку при малых энергиях амплитуды рассеяния с $l \neq 0$ относительно малы. Согласно формуле (133,7) имеем, таким образом,

$$\psi_{\mathbf{p}} \sim \frac{1}{\varkappa + ik}\frac{e^{ikr}}{r}, \tag{146,2}$$

[1]) Допустимость такой процедуры связана с тем, что в области $r \ll 1/k$ в уравнении Шредингера, определяющем функцию $\psi_{\mathbf{p}}$, можно пренебречь энергией E. Поэтому зависимость функции ψ от E в этой области полностью определяется ее «сшивкой» с функцией в области $r \sim 1/k$.

где $\varkappa = \sqrt{m|\varepsilon|}/\hbar$, а ε есть энергия связанного (или виртуального) состояния системы двух нуклонов [1]). Подставив это выражение в (146,1), получим

$$dw_p = \text{const}\,\frac{d^3p}{E+|\varepsilon|}. \tag{146,3}$$

Таким образом, распределение по направлениям импульса (в системе центра инерции двух нуклонов) изотропно. Распределение же по энергиям относительного движения дается формулой

$$dw_E = \text{const}\cdot\frac{\sqrt{E}\,dE}{E+|\varepsilon|}. \tag{146,4}$$

Мы видим, что взаимодействие нуклонов приводит к появлению в области малых E максимума в распределении (при $E \sim |\varepsilon|$) [2]).

Малым значениям относительного импульса ($p \ll p_0$) отвечают в лабораторной системе координат малые углы θ между импульсами обоих нуклонов. Поэтому наличию максимума в распределении по E соответствует в лабораторной системе угловая корреляция между направлениями вылета нуклонов, проявляющаяся в повышенной вероятности малых значений θ.

Пусть $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ — импульсы нуклонов в лабораторной системе. Тогда

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad \mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)$$

(напомним, что приведенная масса двух одинаковых частиц есть $m/2$). Перемножив векторно эти два равенства, получим $[\mathbf{p}_0\mathbf{p}] = [\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2]$; при $p \ll p_0$ имеем отсюда

$$p_0 p_\perp = p_1 p_2 \sin\theta \approx \frac{p_0^2}{4}\theta,$$

[1]) Мы имеем здесь в виду пару np с параллельными или антипараллельными спинами, или пару nn с антипараллельными спинами. В случае же пары pp ситуация осложняется кулоновым отталкиванием; этот случай должен рассматриваться на основе теории, изложенной в § 138.

[2]) Строго говоря, от E могут зависеть (через посредство остальных частей волновой функции всей системы продуктов реакции) также и постоянные коэффициенты в формулах (146,3), (146,4). Эта зависимость, однако, слабая — как функция от E этот коэффициент заметно меняется лишь на протяжении всего интервала энергий ($\sim E_0$), которую может приобрести в данной реакции пара нуклонов. Поэтому для распределения в области $E \ll E_0$ этой зависимостью можно пренебречь по сравнению с сильной зависимостью, характеризуемой формулой (146,4).

или $\theta = 4p_\perp/p_0$, где $p_\perp$ — поперечная (по отношению к направлению $\mathbf{p}_0$) компонента вектора $\mathbf{p}$, а θ — малый угол между направлениями $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$. Переписав формулу (146,3) в виде

$$dw_{\mathbf{p}} = \mathrm{const}\,\frac{2\pi p_\perp dp_\perp dp_\parallel}{\frac{1}{m}\left(p_\perp^2 + p_\parallel^2\right) + |\varepsilon|}$$

и проинтегрировав по $dp_\parallel$, найдем распределение вероятностей по углу θ. Ввиду быстрой сходимости интеграла интегрирование можно распространить по области от $-\infty$ до ∞, и окончательно находим

$$dw_\theta = \mathrm{const}\cdot\frac{\theta\,d\theta}{\sqrt{\theta^2 + \frac{4|\varepsilon|}{E_0}}}. \tag{146,5}$$

Отнесенное к элементу телесного угла $do \approx 2\pi\theta\,d\theta$ угловое распределение имеет максимум при $\theta \sim \sqrt{|\varepsilon|/E_0}$.

§ 147. Поведение сечений вблизи порога реакции

Если сумма внутренних энергий продуктов реакции превышает таковую у первоначальных частиц, то реакция имеет *порог*: она может иметь место, лишь если кинетическая энергия E сталкивающихся частиц (в системе центра инерции) превышает определенное, пороговое, значение $E_{\text{п}}$. Рассмотрим характер энергетической зависимости сечения реакции вблизи ее порога. При этом будем считать, что в результате реакции образуются снова всего две частицы (реакция типа $A + B = A' + B'$).

Вблизи порога относительная скорость v' образовавшихся частиц мала. Такая реакция является обратной по отношению к реакции, в которой мала скорость сталкивающихся частиц. Зависимость ее сечения от v' может быть поэтому легко найдена с помощью принципа детального равновесия (144,13) по известной энергетической зависимости реакции, для которой v' было бы скоростью во входном канале (§ 143). В широкой категории реакций, когда между частицами A' и B' нет кулонова взаимодействия (таковы, например, ядерные реакции с образованием медленного нейтрона), мы находим, таким образом, что сечение реакции пропорционально $v'^2\,(1/v')$, т. е. [1])

$$\sigma_r \propto v'. \tag{147,1}$$

[1]) Отмеченное в конце § 144 постоянство предела, к которому стремится амплитуда f_{fi} при $p_f \to 0$, как раз соответствует этому результату — сечение (144,4) пропорционально p_f.