В (53,11) $\sigma^{(0)}(0)$ обозначает эффективное сечение упругого рассеяния при пороговой энергии; значение фазового смещения β_0 определяется через $\sigma^{(0)}(0)$ с помощью соотношения

$$\sigma^{(0)}(0)=\frac{4\pi}{k_a^2}\sin^2\beta_0.$$

Из (53,11) непосредственно видно, что в области порога при $\operatorname{ctg}\beta_0<0$ эффективное сечение упругого рассеяния имеет острый пик, а при $\operatorname{ctg}\beta_0>0$ сечение $\sigma^{(0)}(\varepsilon_a-\varepsilon_0)$ при переходе через пороговое значение энергии претерпевает излом.

Если пороговая реакция соответствует испусканию заряженной частицы, то коэффициент a в (53,11), пропорциональный квадрату матричного элемента взаимодействия (53,1), будет содержать множитель

$$\exp\left\{-\frac{2\pi Z_B Z_b e^2}{\hbar v_b}\right\},$$

где $v_b=\sqrt{\frac{2(\varepsilon_a-\varepsilon_0)}{\mu}}$. Поэтому при $\varepsilon_a\to\varepsilon_0$ коэффициент a будет стремиться к нулю. Таким образом, пороговая реакция с испусканием заряженной частицы не может существенно сказаться на сечении упругого рассеяния.

§ 54. Определение сечений из условий, налагаемых на поверхности ядра на волновую функцию. Формулы Брейта — Вигнера

Основная задача теории рассеяния состоит в том, чтобы связать матрицу рассеяния с физическими свойствами ядра и рассеиваемых частиц. Принципиально можно вычислить матрицу рассеяния, если известны волновые функции, определяющие состояние ядра, и силы взаимодействия между налетающей частицей и нуклонами ядра. Однако практическое решение такой задачи в настоящее время невозможно как из-за нашего незнания волновых функций сложных ядер, так и из-за больших математических трудностей. Поэтому приходится прибегать к некоторым косвенным методам, не использующим конкретные предположения о внутреннем строении ядер.

Рассмотрим элемент матрицы рассеяния $S_{aa}\equiv S$, определяющий сечение упругого рассеяния и сечение реакции. Величина S, характеризующая поведение волновой функции $\varphi_a(r)$ (50,4) относительного движения частицы и ядра во входном канале, может быть выражена через значение логарифмической производной этой функции на некоторой сферической поверхности, разделяющей пространство на область, где действуют ядерные силы, и область, где они отсутствуют. Эту поверхность будем условно называть поверхностью ядра, а соответствующий радиус R — *радиусом канала реакции.*

Для упрощения выкладок рассмотрим взаимодействие нейтронов малой энергии с ядром, когда в рассеянии принимают участие только волны с $l=0$. Для этого, как мы знаем, необходимо, чтобы длина волны, соответствующая энергии относительного движения нейтрона и ядра, была велика по сравнению с радиусом ядра.

Волновая функция $\varphi(r)$ относительного движения нейтрона и ядра, нормированная на поток, равный относительной скорости движения, вне области действия ядерных сил будет иметь вид

$$r\varphi(r)=e^{-ikr}-Se^{ikr}. \tag{54,1}$$

При этом согласно (50,10) и (50,12) сечение рассеяния

$$\sigma_e=\frac{\pi}{k^2}|1-S|^2, \tag{54,2}$$

а сечение реакции

$$\sigma_r=\frac{\pi}{k^2}(1-|S|^2). \tag{54,3}$$

Матрицу рассеяния S можно выразить через безразмерную логарифмическую производную радиальной волновой функции (54,1) на поверхности ядра:

$$f(\varepsilon)=R\left\{\frac{\frac{d}{dr}(r\varphi)}{r\varphi}\right\}_{r=R}=-ix\frac{1+Se^{2ix}}{1-Se^{2ix}}, \tag{54,4}$$

где $x=kR$; R — наименьший радиус, при котором еще не проявляются ядерные силы. Так как функция $r\varphi$ и ее производная должны быть непрерывны на поверхности ядра, то значение $f(\varepsilon)$ полностью определяется условиями во внутренней области ($r\leqslant R$).

Из (54,4) следует

$$S=-e^{-2ix}\frac{x-if}{x+if}.$$

Выделим в логарифмической производной f вещественную и мнимую части: $f=f_0-ih$; тогда

$$S=-e^{-2ix}\frac{(x-h)-if_0}{(x+h)+if_0}. \tag{54,5}$$

Поскольку $|S|\leqslant 1$, то необходимо, чтобы $h\geqslant 0$. Подставляя (54,5) в (54,2) и (54,3), находим:

$$\sigma_e=\frac{4\pi}{k^2}\left|\frac{x}{i(x+h)-f_0}+e^{ix}\sin x\right|^2, \tag{54,6}$$

$$\sigma_r=\frac{4\pi}{k^2}\frac{xh}{(x+h)^2+f_0^2}. \tag{54,7}$$

Подставляя (54,5) в (50,15), выразим полное сечение s-рассеяния через логарифмическую производную:

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2}\left\{1 + \frac{(x^2 - h^2 - f_0^2)\cos 2x - 2xf_0 \sin 2x}{(x+h)^2 + f_0^2}\right\}. \qquad (54,7а)$$

Если $h = 0$, то $f = f_0$, $|S|^2 = 1$, $\sigma_r = 0$, т. е. имеется только упругое рассеяние, не сопровождающееся какими-либо реакциями.

Величины f_0 и h являются функциями энергии относительного движения. Значение энергии ε_r, при котором $f_0(\varepsilon_r) = 0$, называют *резонансной энергией*. При резонансной энергии сечения (54,6) и (54,7) достигают максимальных (резонансных) значений. Разложим $f_0(\varepsilon)$ вблизи резонансной энергии в ряд по степеням разности $\varepsilon - \varepsilon_r$ и ограничимся первым членом разложения; тогда

$$f_0(\varepsilon) = \left(\frac{df}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_r}(\varepsilon - \varepsilon_r).$$

Принимая во внимание, что $\left(\frac{df}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_r} < 0$, и введя обозначения

$$\Gamma_e = -\frac{2x}{\left(\frac{df_0}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_r}} \quad \text{и} \quad \Gamma_r = -\frac{2h}{\left(\frac{df_0}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_r}}, \qquad (54,8)$$

можно представить сечения (54,6) и (54,7) в области, близкой к резонансу, в следующем виде:

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_r\Gamma_e}{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \qquad (54,9)$$

где $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r$;

$$\sigma_e = 4\pi\,|A_{\text{рез}} + A_{\text{потенц}}|^2, \qquad (54,10)$$

где

$$A_{\text{рез}} = \frac{1}{k}\frac{\frac{1}{2}\Gamma_e}{\varepsilon - \varepsilon_r + \frac{i}{2}\Gamma} \qquad (54,11)$$

называется *амплитудой «резонансного»* или *«внутреннего» рассеяния*;

$$A_{\text{потенц}} = \frac{1}{k}e^{ix}\sin x \qquad (54,12)$$

называется амплитудой *«внешнего»* или *«потенциального» рассеяния*, так как эта часть амплитуды рассеяния зависит только от радиуса R и от энергии относительного движения. Иногда $A_{\text{потенц}}$ называют амплитудой рассеяния от непроницаемой сферы. Это название связано с тем, что сечение рассеяния, обусловленное только этой частью амплитуды, равно

$$\sigma_e = 4\pi\,|A_{\text{потенц}}|^2 = \frac{4\pi}{k^2}\sin^2 kR \approx 4\pi R^2. \qquad (54,13)$$

Если бы ядро действительно представляло абсолютно отражающую сферу радиуса R, то при $r=R$ волновая функция обращалась бы в нуль. В этом случае $A_{\text{рез}}=0$ и сечение рассеяния определялось бы только формулой (54,13).

Разделение амплитуды упругого рассеяния на две части: амплитуду резонансного и амплитуду потенциального рассеяния зависит от выбора значения R и является некоторым формальным приемом. На опыте можно измерить только сумму $A_{\text{рез}}+A_{\text{потенц}}$. Подставляя (54,11) и (54,12) в (54,10), получим сечение упругого рассеяния в виде

$$\sigma_e=\frac{4\pi}{k^2}\left|\frac{\frac{1}{2}\Gamma_e}{\varepsilon-\varepsilon_r+\frac{\Gamma}{2}}+e^{ikR}\sin kR\right|^2. \tag{54,13а}$$

Введем обозначение:

$$\frac{2(\varepsilon-\varepsilon_r)}{\Gamma}=\operatorname{ctg}\delta; \tag{54,14}$$

тогда

$$\frac{\frac{1}{2}\Gamma_e}{\varepsilon-\varepsilon_r+i\frac{\Gamma}{2}}=\frac{\Gamma_e}{\Gamma}\sin\delta e^{-i\delta} \tag{54,14'}$$

и (54,13) примет симметричный вид:

$$\sigma_e=\frac{4\pi}{k^2}\left|\frac{\Gamma_e}{\Gamma}\sin\delta e^{-i\delta}+\sin(kR)\,e^{ikR}\right|^2. \tag{54,13б}$$

Фазовое смещение δ, определяемое формулой (54,14), является функцией энергии. В случае изолированного резонанса, при $\varepsilon\gg\varepsilon_r$, фазовое смещение $\delta\approx 0$; при приближении ε к резонансной энергии ε_r фазовое смещение $\delta\to\frac{\pi}{2}$; при переходе ε через резонансное значение фазовое смещение скачком изменяется до $-\frac{\pi}{2}$, и при дальнейшем уменьшении энергии ($\varepsilon\ll\varepsilon_r$) фазовое смещение δ снова стремится к нулю.

Полученные формулы (54,9) и (54,10) описывают резонансное рассеяние при энергиях, находящихся вблизи резонанса ε_r, причем предполагается, что при рассматриваемых энергиях имеется одно значение резонансной энергии ε_r. В области, мало отличающейся от ε_r, амплитуда резонансного рассеяния значительно больше амплитуды потенциального рассеяния, поэтому сечение упругого рассеяния в непосредственной близости от резонанса будет приближенно выражаться через квадрат амплитуды резонансного рассеяния:

$$(\sigma_e)_{\text{рез}}=\frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e^2}{(\varepsilon-\varepsilon_r)^2+\frac{\Gamma^2}{4}}. \tag{54,15}$$

Формулы (54,9) и (54,15) называются *формулами Брейта — Вигнера* или *дисперсионными формулами* для изолированного резонансного уровня ($l=0$).

Из (54,9) и (54,15) следует, что при значении $|\varepsilon - \varepsilon_r| = \frac{\Gamma}{2}$ эффективное сечение уменьшается в 2 раза по сравнению с максимальным значением; следовательно, Γ будет равно ширине резонансной кривой (изображающей зависимость сечения от энергии) при значении сечения, равном половине максимального. Величину Γ часто называют *половинной шириной резонансного максимума* или *шириной резонансного уровня энергии.*

При интерпретации экспериментальных данных для медленных нейтронов надо учесть, что половинная ширина экспериментальных кривых должна быть исправлена на допплеровское уширение, обусловленное тепловым движением (см. § 56), так как из-за теплового движения относительная энергия ядра и нейтрона будет отличаться от относительной энергии при покоящемся ядре. При малых энергиях нейтрона кроме теплового движения на ширину резонансной кривой влияют и другие причины (кристаллическая структура и т. д.); поэтому правильнее говорить, что Γ определяет не ширину резонансного уровня, а полную вероятность распада, равную $\frac{\Gamma}{\hbar}$. Γ_e называют частичной шириной, отвечающей упругому рассеянию нейтронов во входном канале; она определяет вероятность упругого рассеяния. Γ_r называют частичной шириной, отвечающей реакции; она определяет вероятность распада составного ядра по всем каналам, кроме входного.

Согласно (54,8) частичная ширина Γ_e может быть разбита на два множителя: множитель $2k$, который зависит только от энергии относительного движения ядра и нейтрона, и множитель

$$\gamma_e^2 \equiv -\frac{R}{\left(\frac{df_0}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_r}}, \tag{54,16}$$

который определяется внутренним строением ядра и называется *приведенной шириной нейтронного уровня* по отношению к упругому рассеянию.

Полная вероятность реакции равна сумме вероятностей реакций по различным каналам: $W = \sum_b W_b$, или $\Gamma_r = \sum_b \Gamma_{rb}$.

Если справедлива гипотеза Н. Бора [23] о независимости распада составного ядра от способа его образования, то, зная полное сечение реакций по всем каналам σ_r, можно получить сечение реакции в определенном канале σ_{rb}. Для этого надо умножить σ_r на относительную вероятность реакции в канале b, т. е. на $\frac{\Gamma_{rb}}{\Gamma_r}$; таким образом,

$$\sigma_{rb} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{rb}}{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \tag{54,17}$$

Гипотеза Бора о независимости распада составного ядра от способа его образования оказалась чрезвычайно плодотворной для описания экспериментов с нуклонами малых энергий. С ее помощью удалось объяснить ряд существенных особенностей ядерных реакций. Однако эта гипотеза выполняется не всегда. В ряде случаев продукты реакции разлетаются с энергиями, значительно превышающими энергию, которую следовало бы ожидать на основе представления о равномерном распределении энергии между всеми составляющими составного ядра. Далее часто наблюдается преимущественное рассеяние вперед, что также противоречит гипотезе Бора.

Как будет показано в § 58, гипотеза независимости распада от способа образования составного ядра оправдывается в том случае, когда энергия налетающей частицы попадает в область изолированных резонансов составного ядра. В этом случае ядерная реакция проходит через одно квантовое состояние составного ядра, и естественно, что свойства этого состояния не зависят от того, каким образом оно получено. Такое заключение является приближенным вследствие конечной ширины резонансов составного ядра. Из-за перекрытия резонансных кривых соседних резонансов на самом деле никогда не реализуется только одно квантовое состояние. Нестрогость гипотезы Бора в этом случае оценивается отношением ширины уровней к расстоянию между ними.

Имеется некоторая область средних энергий, где ширины резонансов становятся по порядку величины равными расстоянию между ними. В этом случае одновременно возбуждаются несколько состояний. Фазовые соотношения между ними зависят от способа возбуждения ядра, и гипотеза Бора не оправдывается.

Гипотеза Бора приближенно оправдывается и в том случае, когда энергия составного ядра соответствует области сильно перекрывающихся состояний. В этом случае в реакции участвуют очень много состояний, относительные фазовые смещения между которыми имеют случайное распределение. Распад составного ядра происходит из состояния статистического равновесия, и поэтому вероятности распадов различного типа не зависят от способа образования составного ядра при таких возбуждениях.

Наконец, при еще больших энергиях возбуждения (>50 *Мэв*), когда длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе становится значительной из-за уменьшения сечения рассеяния на отдельных нуклонах, ядерные реакции могут быть успешно описаны в предположении, что быстрый нуклон, проходя через ядро, взаимодействует с отдельными нуклонами, не образуя составного ядра (см. § 104, 105).

Естественно, что кроме предельных случаев, соответствующих распределению энергии падающей частицы по всем степеням свободы составного ядра и взаимодействию падающей частицы с отдельными нуклонами, расположенными либо на поверхности ядра (при средних энергиях частицы), либо внутри ядра (при больших энергиях), осуществляются и промежуточные случаи, когда быстрая частица передает энергию нуклонам, находящимся вблизи точки соударения (местный нагрев), и эта энергия не успевает распространиться по другим степеням свободы до момента распада.

Формулы Брейта — Вигнера получены нами из точных формул для эффективных сечений (54,6) и (54,7) при разложении действительной части логарифмической производной f_0 в ряд вблизи резонанса и учете только первого члена этого разложения. Поскольку f_0 значительно меняется в интервале порядка расстояния между уровнями D, то это разложение, как и формулы Брейта — Вигнера, справедливо только вблизи резонанса в области, малой по сравнению с D. Входящие в эти формулы параметры Γ_e, Γ_r, ε_r обычно рассматриваются как эмпирические, так как теория в состоянии вычислить порядок их величины только при очень грубых упрощениях. Наблюдаемые на опыте резонансы ε_r соответствуют состояниям составного ядра с энергией возбуждения $E_r = \varepsilon_r + E_0$, где E_0 — энергия присоединения нейтрона нулевой энергии к ядру мишени.

Поскольку сечение рассеяния (54,10) определяется квадратом суммы амплитуд резонансного и потенциального рассеяний, то из-за их интерференции в сечении упругого рассеяния иногда наблюдается характерный минимум с одной стороны резонансной кривой и более медленный спад с другой. Если амплитуда потенциального рассеяния положительна, то этот минимум лежит со стороны меньших энергий от резонанса; если амплитуда потенциального рассеяния отрицательна, то минимум лежит со стороны больших энергий. В качестве иллюстрации этого явления на рис. 56 приведена экспериментальная кривая для полного сечения рассеяния нейтронов ядрами серы в области резонанса, лежащего между 350 и 400 *кэв*. Пунктиром обозначена кривая, которая соответствовала бы только дисперсионной формуле.

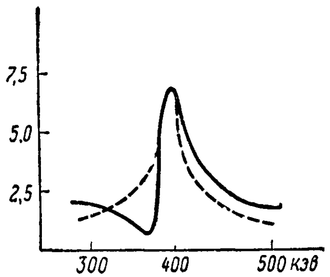

Рис. 56. Полное сечение рассеяния нейтронов ядрами серы в области резонанса.

Величина Γ_e зависит от энергии, однако в небольшой области значений энергии ε этой зависимостью можно пренебречь; тогда из (54,9) и (54,15) следует, что при $\varepsilon = \varepsilon_r$

$$(\sigma_e)_{\max} = \frac{4\pi}{k^2}\left(\frac{\Gamma_e}{\Gamma}\right)^2, \tag{54,18}$$

$$(\sigma_r)_{\max} = \frac{4\pi}{k^2}\frac{\Gamma_r\Gamma_e}{\Gamma^2}. \tag{54,19}$$

Возможность других реакций кроме упругого рассеяния ($\Gamma_e \neq \Gamma$) существенно сказывается на величине сечения упругого рассеяния только в области резонанса; для энергий, далеких от ε_r, значение Γ мало существенно для величины сечения упругого рассеяния. В случае чисто упругого рассеяния, которое наблюдается при рассеянии медленных нейтронов ядрами среднего веса, $\Gamma \approx \Gamma_e$ и максимальное сечение упругого рассеяния равно квадрату длины де Бройля, соответствующей относительному движению нейтрона и ядра:

$$(\sigma_e)_{\max} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-}{}^2.$$

Если резонансная энергия лежит в области малых энергий, то резонансное эффективное сечение чисто упругого рассеяния может во много раз превосходить геометрические размеры ядра.

При рассеянии медленных нейтронов на тяжелых ядрах возможны упругое рассеяние, радиационный захват и деление. При этом (за исключением некоторых особых случаев) радиационная ширина Γ_γ, определяющая вероятность захвата нейтрона ядром с испусканием γ-излучения, является наибольшей, т. е. $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r + \Gamma_\gamma + \ldots \approx \Gamma_\gamma$; поэтому максимальное значение эффективного сечения реакции согласно (54,19) будет равно

$$[\sigma_r(n, \gamma)]_{\max} = \frac{4\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e}{\Gamma_\gamma}. \qquad (54,20)$$

Измеряя максимальное эффективное сечение (54,20), можно определить отношение нейтронной ширины Γ_e к ширине радиационного захвата. Так, например, у ядра In^{115} резонанс наблюдается при энергии 1,44 *эв*. Максимальное сечение реакции (n, γ) равно $3 \cdot 10^4$ *барн*. Значение полной ширины $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$ определяется из резонансной кривой и оказывается равным 0,08 *эв*. Тогда из (54,20) следует, что $\Gamma_e = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ *эв*. Максимальное эффективное сечение реакции (n, γ) на тепловых нейтронах для радиоактивного продукта деления урана Xe^{135} достигает значения $3{,}5 \cdot 10^6$ *барн*, что в $2 \cdot 10^6$ раз больше площади сечения ядра; сечение реакции (n, γ) для устойчивого изотопа самария Sm^{149} равно $5{,}3 \cdot 10^4$ *барн*. Оба эти изотопа появляются при работе атомных реакторов. Вследствие громадной способности к захвату нейтронов наличие Xe^{135} и Sm^{149} существенно сказывается на работе реакторов на тепловых нейтронах.

Для ядер среднего атомного веса и тяжелых магических ядер, у которых расстояние между энергетическими уровнями велико, при энергии относительного движения, меньшей энергии первого возбужденного уровня, возможно только упругое рассеяние. Поэтому резонансы, наблюдаемые в области ядер среднего веса, являются преимущественно резонансами упругого рассеяния. Так, например, кривая эффективного сечения рассеяния нейтронов на алюминии в области 100 *кэв* содержит несколько резонансов, ширина которых порядка 5—20 *кэв*. Резонансы в области 500 *кэв* обладают нейтронной шириной ~ 30 *кэв*. Ширина Γ_γ, соответствующая γ-излучению, в 10^3 раз меньше и равна примерно 3—30 *эв*.

Некоторые ядра среднего веса имеют хорошо выделенные изолированные резонансы. Так, например, кобальт имеет мощный резонансный максимум при 115 *эв*, а марганец — при 300 *эв*. Другие резонансы у этих элементов лежат при значительно более высоких энергиях и дают меньшие максимальные сечения. На рис. 57 в логарифмическом масштабе изображено полное эффективное сечение рассеяния нейтронов ядрами золота в области резонанса, а на рис. 58 — полное сечение рассеяния ядрами цезия [21].

Если рассматривается рассеяние нейтронов с $l > 0$ или заряженных

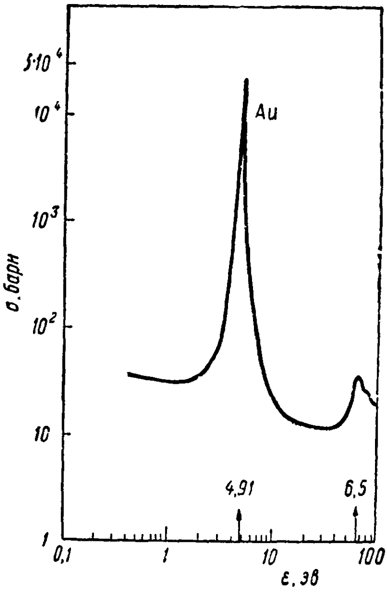

Рис. 57. Полное сечение рассеяния нейтронов ядрами золота.

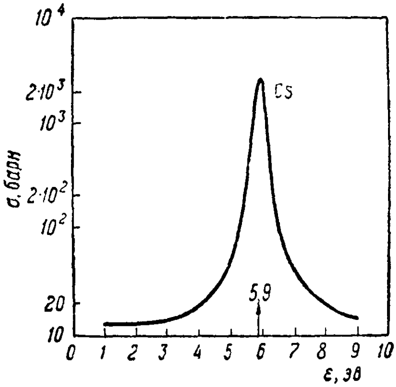

Рис. 58. Полное сечение рассеяния нейтронов ядрами цезия.

частиц (p, d, α, ...), то при вычислении эффективных сечений упругого рассеяния и реакции надо учитывать наличие дополнительной потенциальной энергии в области $r > R$. В случае заряженных частиц (заряд $Z_1 e$) к потенциальной энергии взаимодействия добавляется член $\frac{ZZ_1 e^2}{r}$. При $l \neq 0$ надо еще ввести дополнительную потенциальную энергию, равную $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$. Поскольку обе эти потенциальные энергии соответствуют отталкиванию, то вероятность обнаружения частиц у поверхности ядра уменьшится по сравнению с вероятностью нахождения нейтронов при $l = 0$. Величину, характеризующую это уменьшение, называют *проницаемостью*; она определяется равенством

$$P_l \equiv [G_l^2(R) + F_l^2(R)]^{-1}, \tag{54,21}$$

где функции $F_l(x)$ и $G_l(x)$ определены в § 47. Для нейтронов с

$l=0$ $P_0=1$. Для протонов при $l=0$ и $R=0$ проницаемость равна

$$P_0=G_0^{-2}(0)=C^2=\frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta}-1}, \quad \eta=\frac{e^2ZZ_1}{\hbar v},$$

т. е. равна проницаемости кулоновского барьера.

Малые значения P_l по сравнению с единицей указывают, что частицы заметно не проникают через ядерную поверхность, следовательно, интенсивность реакции должна быть малой.

Частичная ширина рассеяния нейтронов с моментом l может быть записана в виде

$$\Gamma_e=2kP_l\gamma_e^2, \tag{54,22}$$

где γ_e^2 — приведенная ширина.

§ 55. Вычисление эффективных сечений в случае простейших предположений о внутренних свойствах ядра

Вычислим эффективное сечение упругого рассеяния и реакции для нейтронов с длиной волны λ, значительно меньшей радиуса ядра, предполагая, что все нейтроны, взаимодействующие с ядром, поглощаются им. Такая модель ядра называется *моделью абсолютно черного ядра*. Поскольку $\lambda \ll R$, то можно использовать квазиклассическое приближение. Если ядро имеет радиус R, то взаимодействовать с ядром будут только частицы, обладающие моментом $l \leqslant kR$. Поэтому матрица рассеяния нейтронов абсолютно черным ядром радиуса R будет равна

$$S_{aa}^{(l)}=\begin{cases} 0, & \text{если } l\leqslant kR, \\ 1, & \text{если } l>kR. \end{cases} \tag{55,1}$$

Тогда из (50,10) и (50,12) следует, что

$$\sigma_e=\sigma_r=\frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{l=kR}(2l+1)=\frac{\pi}{k^2}(kR+1)^2=\pi(R+\lambda)^2. \tag{55,2}$$

Полное сечение $\sigma_t=\sigma_e+\sigma_r=2\pi(R+\lambda)^2$. В работе 22] измерялось неупругое рассеяние (сечение реакции) моноэнергетических нейтронов с энергиями 4,5; 7,0 и 14,1 *Мэв* на ядрах Ti, Cr, Fe, Ni, Cu, Ag, Sn, Pb, Bi и было установлено, что при этих энергиях сечение реакции удовлетворительно описывается формулой $\sigma_r=\pi(R+\lambda)^2$.

Опыт показывает, что полное сечение σ_t достигает своего асимптотического значения, равного удвоенному геометрическому сечению ядра при энергиях порядка 50 *Мэв*. Однако уже при этих энергиях представление о полном поглощении нейтронов ядром несправедливо (см. § 95, 104). Простота проведенного расчета связана с предположением, что парциальное сечение реакции $\sigma_r^{(l)}$ при $\lambda \ll R$ либо равно нулю, либо достигает своего максимально возможного значения, когда оно