определяющие числа возможных ориентаций спинов пары начальных и пары конечных частиц; эти числа называют *статистическими весами* состояний i и f.

Наконец, отметим следующее свойство амплитуд f_{fi}. Мы видели в предыдущем параграфе, что сечение реакции меняется при $p_i \to 0$ по закону $\sigma_{fi} \sim 1/p_i$ (при достаточно быстром убывании взаимодействия на больших расстояниях). Согласно формуле (144,4) это означает, что $f_{fi} \to \text{const}$ при $p_i \to 0$. В силу симметрии (144,12) отсюда следует, что f_{fi} стремится к постоянному пределу также и при $p_f \to 0$. Мы еще вернемся к этому свойству в § 147.

§ 145. Формулы Брейта и Вигнера

В § 134 было введено понятие о квазистационарных состояниях, как о состояниях, обладающих конечной, но сравнительно большой продолжительностью жизни. С широкой категорией таких состояний мы имеем дело в области ядерных реакций при не слишком больших энергиях, идущих через стадию образования *составного ядра* [1]).

Наглядная физическая картина происходящих при этом процессов заключается в том, что падающая на ядро частица, взаимодействуя с нуклонами ядра, «сливается» с ним, образуя составную систему, в которой привнесенная частицей энергия распределяется между многими нуклонами. Резонансные энергии соответствуют квазидискретным уровням этой составной системы. Большая (по сравнению с периодами движения нуклонов в ядре) продолжительность жизни квазистационарных состояний связана с тем, что в течение большей части времени энергия распределена между многими частицами, так что каждая из них обладает энергией, недостаточной для того, чтобы вылететь из ядра, преодолев притяжение остальных частиц. Лишь сравнительно редко на одной частице концентрируется достаточно большая для этого энергия. При этом распад составного ядра может произойти различными способами, отвечающими различным возможным каналам реакции [2]).

Описанный характер таких столкновений позволяет утверждать, что возможность неупругих процессов в них не сказывается на потенциальной части амплитуды упругого рассеяния, не связанной со свойствами составного ядра (см. § 134); они меняют лишь величину резонансной части амплитуды упругого рассея-

---

[1]) Представление о составном ядре было выдвинуто *Н. Бором* (1936).

[2]) В число конкурирующих процессов входит также радиационный захват падающей частицы, при котором возбужденное составное ядро переходит в свое основное состояние, испуская γ-квант. Этот процесс тоже «медленен» ввиду сравнительно малой вероятности излучательного перехода.

ния. По той же причине амплитуды процессов неупругого рассеяния, происходящих через стадию образования составного ядра, имеют чисто резонансный характер. При этом резонансные знаменатели всех амплитуд, связанные с обращением в нуль коэффициента при сходящейся волне при $E = E_0 - i\Gamma/2$, сохраняют свой прежний вид $(E - E_0 + i\Gamma/2)$, где Γ по-прежнему определяет полную вероятность распада (любого) данного квазистационарного состояния составного ядра.

Эти соображения, вместе с условием унитарности, которому должны удовлетворять амплитуды рассеяния, достаточны для установления их вида.

Вычисления удобно производить в симметричном виде, перенумеровав все возможные каналы распада составного ядра и не фиксируя заранее, который из них будет являться для данной реакции входным (индексы, указывающие номер канала, будем обозначать буквами a, b, c, ...). Далее, будем рассматривать парциальные амплитуды рассеяния, отвечающие тому значению l, которым обладает данное квазистационарное состояние [1]). В соответствии со сказанным выше будем искать эти амплитуды в виде

$$f_{ab}^{(l)} = \frac{1}{2ik_a}\left(e^{2i\delta_a} - 1\right)\delta_{ab} - \frac{1}{2\sqrt{k_a k_b}}e^{i(\delta_a+\delta_b)}\frac{\Gamma M_{ab}}{E - E_0 + \frac{1}{2}i\Gamma} \tag{145,1}$$

(индекс l у постоянных δ_a и M_{ab} для упрощения записи опускаем). Первый член здесь присутствует лишь при $a = b$; он представляет собой амплитуду потенциального упругого рассеяния в канале a (постоянные δ_a совпадают с фигурирующими в формуле (134,12) фазами $\delta_l^{(0)}$). Второй же член в (145,1) отвечает резонансным процессам. Форма записи коэффициента при резонансном множителе в этом члене выбрана так, чтобы упростить результат применения условий унитарности (см. ниже).

Поскольку мы рассматриваем рассеяние при заданном значении абсолютной величины орбитального момента, т. е. величины, не меняющей знака при обращении времени, теорема взаимности (симметрия по отношению к обращению времени) выражается просто симметричностью амплитуд $f_{ab}^{(l)}$ по индексам a, b. Отсюда следует, что должны быть симметричными также и коэффициенты M_{ab} $(M_{ab} = M_{ba})$.

Условия унитарности для амплитуд $f_{ab}^{(l)}$ гласят:

$$\operatorname{Im} f_{ab}^{(l)} = \sum_c k_c f_{ac}^{(l)} f_{bc}^{(l)*} \tag{145,2}$$

---

[1]) Мы будем отвлекаться сначала от усложняющего влияния спинов участвующих в процессе частиц.

(ср. (144,8)). Подставив сюда выражения (145,1), получим после простого вычисления

$$\frac{M_{ab}^*}{E-E_0-\frac{1}{2}i\Gamma}-\frac{M_{ab}}{E-E_0+\frac{1}{2}i\Gamma}=\frac{i\Gamma\sum\limits_c M_{ac}M_{bc}^*}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}.$$

Для того чтобы это равенство выполнялось тождественно при произвольной энергии E, прежде всего должно быть $M_{ab}=M_{ab}^*$, т. е. величины M_{ab} вещественны. После этого найдем, что

$$M_{ab}=\sum_c M_{ac}M_{bc}, \tag{145,3}$$

т. е. матрица коэффициентов M_{ab} совпадет со своим квадратом.

Симметричная вещественная матрица M_{ab} путем надлежащего линейного ортогонального преобразования U может быть приведена к диагональному виду. Обозначив диагональные элементы (собственные значения) матрицы посредством $M^{(\alpha)}$, напишем это преобразование в виде

$$\sum_{a,\,b} U_{\alpha a}U_{\beta b}M_{ab}=M^{(\alpha)}\delta_{\alpha\beta},$$

причем коэффициенты преобразования удовлетворяют соотношениям ортогональности

$$\sum_c U_{\alpha c}U_{\beta c}=\delta_{\alpha\beta}. \tag{145,4}$$

Обратно

$$M_{ab}=\sum_\alpha U_{\alpha a}U_{\alpha b}M^{(\alpha)}. \tag{145,5}$$

Соотношения (145,3) приводят для собственных значений $M^{(\alpha)}$ к условиям $M^{(\alpha)}=(M^{(\alpha)})^2$, откуда следует, что эти значения могут быть равны лишь 0 или 1. Если из всех $M^{(\alpha)}$ отлично от нуля лишь одно (пусть $M^{(1)}=1$), то из (145,5) имеем

$$M_{ab}=U_{1a}U_{1b}, \tag{145,6}$$

т. е. все элементы матрицы M_{ab} выражаются через набор величин U_{1a} ($a=1,\ 2,\ \ldots$). Если же отличны от нуля несколько значений $M^{(\alpha)}$, то элементы M_{ab} представляются в виде сумм членов, выражающихся через различные наборы U_{1a}, U_{2a}, … величин, связанных друг с другом лишь соотношениями ортогональности, а в остальном независимых. Такой случай соответствовал бы случайному вырождению, когда одному и тому же квазидискретному уровню энергии отвечает несколько различных квазистационарных состояний составного ядра [1]). Отбрасывая эти не представляющие интереса случаи, т. е. рассматривая невырожденные уровни, мы приходим, следовательно, к выводу, что элементы матрицы M_{ab} представляют собой произведения величин, каждая из которых зависит от номера лишь одного из каналов.

Введя обозначение

$$|U_{1a}| = \sqrt{\frac{\Gamma_a}{\Gamma}},$$

перепишем формулу (145,6) в виде

$$M_{ab} = \pm \frac{\sqrt{\Gamma_a \Gamma_b}}{\Gamma} \tag{145,7}$$

(знак M_{ab} зависит от знаков U_{1a} и U_{1b} и остается неопределенным). В силу равенства $\sum U_{1c} U_{1c} = 1$ введенные таким образом величины Γ_a удовлетворяют соотношению

$$\sum_a \Gamma_a = \Gamma. \tag{145,8}$$

Их называют *парциальными ширинами* различных каналов. Формулы (145,1), (145,7), (145,8) устанавливают искомый общий вид амплитуд рассеяния.

Перепишем теперь окончательные формулы, фиксируя один из каналов как входной [2]). Парциальную ширину этого канала обозначим как Γ_e (*упругая ширина*), а ширины, отвечающие различным реакциям, — как Γ_{r_1}, Γ_{r_2}, ...

Полная амплитуда упругого рассеяния

$$f_e(\theta) = f^{(0)}(\theta) - \frac{2l+1}{2k} \frac{\Gamma_e}{E - E_0 + \frac{1}{2} i\Gamma} e^{2i\delta_l^{(0)}} P_l(\cos\theta), \tag{145,9}$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор падающей частицы, а $f^{(0)}$ — амплитуда потенциального рассеяния. Эта формула отличается от выражения (134,12) заменой Γ в числителе резонансного члена на меньшую величину Γ_e.

Амплитуды неупругих процессов имеют, как уже указывалось, чисто резонансный характер. Дифференциальные сечения:

$$d\sigma_{r_a} = \frac{(2l+1)^2}{4k^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{r_a}}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} [P_l(\cos\theta)]^2 do, \tag{145,10}$$

---

[1]) Это в особенности ясно видно в случае, когда все $M^{(\alpha)} = 1$. Из (145,4), (145,5) следует, что тогда и $M_{ab} = \delta_{ab}$, т. е. переходы между различными каналами вообще отсутствуют. Другими словами, этот случай соответствовал бы нескольким независимым квазидискретным состояниям, каждое из которых осуществляется при упругом рассеянии в одном из каналов.

[2]) Эти формулы были впервые получены *Брейтом* и *Вигнером* (*G. Breit, E. Wigner*, 1936).

а интегральные сечения:

$$\sigma_{r_a} = (2l+1)\frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_{r_a}}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (145{,}11)$$

Суммарное сечение всех возможных неупругих процессов

$$\sigma_r = (2l+1)\frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_r}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}, \qquad (145{,}12)$$

где $\Gamma_r = \Gamma - \Gamma_e$ — полная «неупругая ширина» уровня.

Представляет также интерес значение сечения реакций, проинтегрированное по области энергий вокруг резонансного значения $E = E_0$. Поскольку σ_r быстро падает при удалении от резонанса, интегрирование по $E—E_0$ можно распространить от $-\infty$ до ∞, и мы получим

$$\int \sigma_r\, dE = (2l+1)\frac{2\pi^2}{k^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_r}{\Gamma}. \qquad (145{,}13)$$

При рассеянии медленных нейтронов (длина волны велика по сравнению с размерами ядра) существенно лишь s-рассеяние и амплитуда потенциального рассеяния сводится к вещественной постоянной — α. Вместо (134,14) имеем теперь

$$f_e = -\alpha - \frac{\Gamma_e}{2k\left(E-E_0+\frac{1}{2}i\Gamma\right)}. \qquad (145{,}14)$$

Полное сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma_e = 4\pi\alpha^2 + \frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e^2+4\alpha k\Gamma_e(E-E_0)}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (145{,}15)$$

Член $4\pi\alpha^2$ можно назвать сечением потенциального рассеяния. Мы видим, что в резонансной области имеет место интерференция между потенциальным и резонансным рассеяниями. Лишь в непосредственной близости уровня ($E - E_0 \sim \Gamma$) может оказаться возможным пренебречь амплитудой α (напомним, что $|\alpha k| \ll 1$), и тогда формула для сечения упругого рассеяния медленных нейтронов принимает вид

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e^2}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (145{,}16)$$

Полное сечение как упругого, так и неупругого рассеяний при этом равно

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma_e\Gamma}{(E-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (145{,}17)$$

В условиях, когда можно пренебречь потенциальным рассеянием, сечения σ_e, σ_{r_a} можно представить в виде

$$\sigma_e = \sigma_t \frac{\Gamma_e}{\Gamma}, \quad \sigma_{r_a} = \sigma_t \frac{\Gamma_{r_a}}{\Gamma}.$$

Величину σ_t — сумму сечений всех возможных резонансных процессов — можно при этом рассматривать как сечение образования составного ядра. Сечения же различных упругого и неупругих процессов получаются умножением σ_t на относительные вероятности того или иного распада составного ядра, которые даются отношениями соответствующих парциальных ширин к полной ширине уровня. Возможность такого представления сечений возникла как следствие факторизации (распадения на множители) коэффициентов M_{ab} в числителях амплитуд рассеяния. Оно соответствует физической картине процесса столкновения, как происходящего в две стадии: образования составного ядра в определенном квазистационарном состоянии и его распада по тому или иному каналу [1]).

Как уже было указано в § 134, область применимости рассматриваемых формул ограничивается лишь требованием, чтобы разность $|E - E_0|$ была мала по сравнению с расстоянием D между соседними квазидискретными уровнями составного ядра (с одинаковыми значениями момента). Там же, однако, было указано, что в таком виде эти формулы не допускают перехода к пределу $E \to 0$, вопрос о котором возникает, если значение $E = 0$ находится в резонансной области. В этом случае формулы должны быть видоизменены путем замены энергии E_0 на некоторую связанную с ней постоянную ε_0 и упругой ширины Γ_e на $\gamma_e\sqrt{E}$; неупругая же ширина Γ_r должна по-прежнему рассматриваться как постоянная (*H. A. Bethe, G. Placzek*, 1937) [2]). В результате этой замены неупругое сечение (145,12) будет возрастать при $E \to 0$ как $1/\sqrt{E}$ в согласии с общей теорией неупругого рассеяния медленных частиц (§ 143).

Учет спинов сталкивающихся частиц приводит, в общем случае, к довольно громоздким формулам. Мы ограничимся наиболее простым, но важным случаем рассеяния медленных нейтронов,

---

[1]) Мы проводили выше все вычисления, имея в виду реакции вида $a + X = b + Y$, в которых из двух первоначальных частиц (ядро + падающая частица) возникают снова две частицы. Это предположение, однако, не имеет фундаментального значения, как ясно из физического характера полученных результатов. Формулы вида (145,11) для интегральных сечений справедливы и для реакций с вылетом из ядра более одной частицы.

[2]) Существенно, что для неупругих процессов, возможных при малых энергиях (например, радиационного захвата), значение $E = 0$ не является пороговым. Для парциальных ширин Γ_{r_a} потребовалась бы замена, аналогичная указанной для Γ_e замены, при энергиях, близких к порогу данной реакции, ниже которого она вообще невозможна.

когда в рассеянии участвуют лишь орбитальные моменты $l = 0$. Спин составного ядра получается при этом сложением спина i ядра-мишени со спином $s = 1/2$ нейтрона, т. е. может иметь значения $j = i \pm 1/2$ (предполагаем, что $i \neq 0$; в противном случае никакого изменения в формулах вообще не происходит). Каждый квазидискретный уровень составного ядра относится к одному определенному значению j. Поэтому сечение реакции получится умножением выражения (145,12) (с $l = 0$) на вероятность $g(j)$ системе ядро + нейтрон иметь нужное значение j — то, для которого имеется резонансный уровень.

Будем считать, что спины нейтронов и ядер мишени ориентированы беспорядочным образом. Всего имеется $(2i + 1)(2s + 1) = 2(2i + 1)$ возможных ориентаций пары спинов $\mathbf{i}$ и $\mathbf{s}$. Из них заданному значению j суммарного момента соответствует $(2j + 1)$ ориентаций. Считая все ориентации равновероятными, найдем, что вероятность данного значения j равна

$$g(j) = \frac{2j+1}{2(2i+1)}. \tag{145,18}$$

Аналогичным образом должна быть изменена формула для сечения упругого рассеяния. При этом надо учесть, что в потенциальном рассеянии участвуют оба значения j. Поэтому множитель $g(j)$ (с j, соответствующим резонансному уровню) должен быть введен во второй член в (145,15), а член $4\pi\alpha^2$ должен быть заменен суммой $\sum\limits_j g(j) \cdot 4\pi\alpha^{(j)2}$.

Тот факт, что резонансные реакции идут через стадию образования составного ядра, находящегося в определенном квазистационарном состоянии, позволяет высказать некоторые общие соображения по поводу угловых распределений продуктов этих реакций. Каждое квазистационарное состояние обладает, наряду с другими своими характеристиками, определенной четностью. Той же четностью будет поэтому обладать и система частиц $(b + Y)$, образовавшихся при распаде составного ядра. Это значит, что волновая функция этой системы, а тем самым и амплитуды реакций, при инверсии системы координат могут лишь умножаться на ± 1; квадраты же амплитуд, т. е. сечения, остаются, следовательно, при этом неизменными. Инверсия координат означает (в системе центра инерции частиц) замену $\theta \to \pi - \theta$, $\varphi \to \pi + \varphi$ для полярного угла и азимута, определяющих направление рассеяния. Угловое распределение продуктов реакции должно, следовательно, обладать инвариантностью по отношению к этой замене. В частности, после усреднения по направлениям спинов всех участвующих в реакции частиц, сечение зависит только от одного угла рассеяния θ. Распределение по этому углу должно быть симметричным по отношению к замене $\theta \to \pi - \theta$, т. е. угловое распределение (в системе центра инерции) симметрично по отношению к плоскости, перпендикулярной к направлению сталкивающихся частиц [1]).

Вследствие очень большого числа густо расположенных уровней составного ядра детальный энергетический ход сечений различных процессов рассеяния очень сложен. Эта сложность затрудняет, в частности, обнаружение каких-либо систематических изменений в свойствах сечений при переходе от одних ядер к другим. В связи с этим имеет смысл рассмотрение хода сечений без деталей резонансной структуры, усредненных по энергетическим интервалам, большим по сравнению с расстояниями между уровнями. При таком рассмотрении мы отказываемся также и от различения между разными типами неупругих процессов, а все рассеяние делим лишь — в указанном ниже смысле — на «упругое» и «неупругое» [2]).

Для уяснения смысла производимых усреднений снова отвлечемся от связанных со спинами усложнений и рассмотрим парциальные сечения рассеяния с $l = 0$.

Согласно формулам (142,7)

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2}|S-1|^2, \quad \sigma_r = \frac{\pi}{k^2}(1-|S|^2), \quad \sigma_t = \frac{\pi}{k^2}2(1-\operatorname{Re}S), \tag{145,19}$$

сечения упругого и неупругого рассеяний, а с ними и полное сечение выражаются через одну и ту же величину S (индексы (0) для краткости опускаем). При усреднении по энергетическому интервалу полное сечение, зависящее от S линейно, выразится через среднее значение S согласно

$$\bar{\sigma}_t = \frac{\pi}{k^2}2(1-\operatorname{Re}\bar{S}) \tag{145,20}$$

(медленно меняющийся множитель k^{-2} оставляем незатронутым усреднением). В качестве же «упругого» сечения в усредненной картине введем величину

$$\bar{\sigma}_e^{\text{opt}} = \frac{\pi}{k^2}|\bar{S}-1|^2, \tag{145,21}$$

не совпадающую, вообще говоря, со средним значением $\bar{\sigma}_e$. Другими словами, мы определяем упругое рассеяние, произведя предварительное усреднение амплитуды в расходящейся волне Se^{ikr}/r.

---

[1]) Для бесспиновых частиц дифференциальное сечение реакции было бы пропорционально просто $[P_l(\cos\theta)]^2$ и указанная симметрия очевидна.

[2]) Излагаемый ниже способ усреднения (для перехода к так называемой *оптической модели* ядерного рассеяния) предложен *Вейсскопфом, Портером* и *Фешбахом* (*V. F. Weisskopf, C. E. Porter, H. Feshbach*, 1954).

При таком определении упругое рассеяние волнового пакета оставляет неизменной его форму; можно сказать, что сечение (145,21) относится к «когерентной» части рассеяния. Это значит, что из упругого рассеяния исключена та его часть, которая осуществляется через стадию образования составного ядра: при возникновении длительно существующего составного ядра и последующем его распаде специфика падающего волнового пакета, естественно, теряется. «Неупругое» же сечение в усредненной модели определяем теперь естественным образом как разность $\bar{\sigma}_a^{\text{opt}} = \bar{\sigma}_t - \bar{\sigma}_e^{\text{opt}}$, т. е.

$$\bar{\sigma}_a^{\text{opt}} = \frac{\pi}{k^2}(1 - |\bar{S}|^2). \tag{145,22}$$

Сюда отнесены, таким образом, не только различные неупругие процессы, но и та часть упругого рассеяния, которая идет с образованием промежуточного составного ядра.

Легко видеть, что указанное истолкование правильно отражает ситуацию, имеющую место в предельных случаях, и потому имеет разумный интерполяционный характер.

В той области низких энергий, где мы имеем дело с хорошо разрешенными резонансами ($\Gamma \ll D$), вблизи каждого уровня S дается формулой

$$S = \left(1 - \frac{i\Gamma_e}{E - E_0 + \frac{1}{2} i\Gamma}\right) \exp\left(2i\delta^{(0)}\right).$$

Усредняя это выражение, получим

$$\bar{S} = \left(1 - \frac{\pi\bar{\Gamma}_e}{D}\right) \exp\left(2i\delta^{(0)}\right), \tag{145,23}$$

где $\bar{\Gamma}_e$ и D — средняя (по уровням, содержащимся в данном интервале энергий) упругая ширина и среднее расстояние между уровнями; медленно меняющуюся функцию $\delta^{(0)}(E)$ можно при усреднении считать постоянной. Отсюда находим

$$\bar{\sigma}_a^{\text{opt}} = \frac{\pi}{k^2} \frac{2\pi\bar{\Gamma}_e}{D}, \tag{145,24}$$

где опущены малые члены $\sim(\Gamma/D)$ [1]). Это выражение действительно совпадает со средним значением сечения (145,17), соответствующего, как было указано, образованию составного ядра.

По мере увеличения энергии возбуждения составного ядра расстояния между его уровнями уменьшаются, а вероятности

---

[1]) Такого же порядка были бы и члены, которые возникли бы в результате учета в области вблизи одного уровня влияния других уровней.

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* (*K. M. Watson*, 1952).