

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Ф. А. Живописцев, В. Г. Сухаревский

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,
Москва

Обсуждаются микроскопические (стационарные) подходы для описания предравновесной эмиссии частиц из возбужденных состояний ядер в рамках единой теории ядерных реакций. Рассматриваются два типа статистических многоступенчатых процессов эмиссии: процессы через компаунд-ядро (СМКП) и прямые процессы (СМП). Даны примеры описания реакций в рамках СМП + СМКП. Из анализа экспериментальных данных обосновывается комбинированный механизм протекания ядерной реакции по схеме СМП → СМКП. Обсуждается обобщенная модель распада мультипольных гигантских резонансов, основанная на использовании квазичастично-фононной модели ядра и микроскопической теории предравновесных реакций для описания экспериментов с энергетическим разрешением $\Delta E < W_{\text{опт}}$.

The microscopic (stationary) approaches to describing the pre-equilibrium particle emission from excited nuclear states in terms of the unified theory for nuclear reactions are discussed. Two types of statistical multistage emission processes are examined, namely the processes through a compound nucleus (SMCP) and the direct processes (SMDP). The examples of description of the reactions in terms of SMCP-SMDP are presented. Analysis of experimental data is used to substantiate a combined mechanism of nuclear reaction proceeding on the basis of SMDP → SMCP. A generalized model for the decay of multipolar giant resonances is discussed. The model is based on application of the quasiparticle-phonon nuclear model and of the microscopic theory of pre-equilibrium reactions to describing the experiments at energy resolution $\Delta E < W_{\text{opt}}$.

ВВЕДЕНИЕ

Для описания экспериментальных данных по предравновесным ядерным реакциям с легкими ионами ($a \leq 4$) с большим или меньшим успехом применяются феноменологические модели [1, 2]. Основным недостатком большинства таких моделей является то, что они не выводятся из многочастичного уравнения Шредингера в задаче рассеяния, а скорее основываются лишь на физически интуитивных постулатах. Отсутствие единообразия в выводе моделей не позволяет установить связи между ними и ограничения на области их применимости. Кроме того, в каждой модели существуют свои подгоночные параметры, выбираемые для получения наилучшего согла-

сия с экспериментом. Однако несмотря на то, что критерием правильности теории является эксперимент, сами по себе успехи феноменологических моделей в описании экспериментальных данных не могут служить их оправданием, так как всегда существует опасность удовлетворительного описания эксперимента неверной теорией. Представляется принципиально важным установление связей между феноменологическими моделями и фундаментальной микроскопической теорией [3], что позволяет глубже понять физический смысл феноменологических моделей, определить области их применимости. Наиболее последовательное описание предравновесных процессов можно получить в рамках микроскопической теории ядерных реакций, характеризующейся теми же понятиями, что и модель оболочек: самосогласованный потенциал и остаточное взаимодействие между частицами. Достоинством такого подхода является возможность использовать в расчетах механизмов ядерных реакций те же параметры, что и используются для описания структуры ядер.

Феноменологические модели (всевозможные модификации гибридной и экситонной моделей), базирующиеся на использовании феноменологического кинетического уравнения [1, 2], а также микроскопические модели, базирующиеся на квантовом кинетическом уравнении для открытых конечных систем [3], пригодны лишь для усредненного описания экспериментов с плохим энергетическим разрешением $\Delta E \gg W_{\text{опт}}$ ($W_{\text{опт}}$ — мнимая часть оптического потенциала). Эта ситуация — следствие перехода от сложного многочастичного уравнения Шредингера к более простым кинетическим уравнениям [3, 4]. Однако количественное описание экспериментов с $\Delta E < W_{\text{опт}}$ в рамках гибридной и экситонной феноменологических моделей возможно лишь при использовании нереального среднего свободного пробега нуклона в ядре [5]. Эта внутренняя несамосогласованность лишает их физической значимости при описании экспериментов с $\Delta E < W_{\text{опт}}$. Кроме того, всем модификациям экситонной (гибридной) модели присущи следующие основные недостатки:

1) использование классической механики, что оправдано для больших масс частиц и достаточно высоких энергий;

2) предположение равновероятности всех конфигураций для данного типа промежуточного состояния, что не выполняется при учете вкладов от коллективных мод (фононов);

3) неопределенность величины усредненного квадрата матричного элемента перехода, что не позволяет получить абсолютную величину сечения, а также нефизичность такого параметра при одновременном рассмотрении многоступенчатых прямых процессов и процессов через составное ядро;

4) некорректный учет непрерывного спектра, в частности, использование сечения обратной реакции на возбужденном ядре (σ_{inv}), которое невозможно строго оценить и измерить;

5) невозможность последовательного учета одноступенчатой прямой реакции со сложными частицами и, следовательно, неопределен-

ность подгоняемого под эксперимент начального числа экситонов.

Роль феноменологических моделей сводится в настоящее время в основном к параметризации экспериментальных данных. Полнота описания всевозможных механизмов ядерного процесса и относительная простота расчетов — основные требования, которые предъявляются к построению единой теории предравновесных ядерных реакций с легкими ионами.

1. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ПРОЦЕССОВ В ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ФЕШБАХА

Многоступенчатые процессы и общие методы единой теории ядерных реакций. Вопрос о связи предравновесных моделей с единой теорией ядерных реакций был поставлен Фешбахом [6]. В единой теории ядерных реакций [7] (в стационарном подходе) задача о взаимодействии падающей частицы с ядром, описываемая полным гамильтонианом системы

$$H\psi = E\psi, \quad H = H_0 + V,$$

где V — оператор потенциальной энергии, решается выделением из полной волновой функции ψ с помощью проекционных операторов \hat{P} и \hat{Q} волновой функции открытых каналов $\hat{P}\psi$ (непрерывный спектр) и закрытых каналов $\hat{Q}\psi$ (дискретный спектр).

$$\begin{aligned} (E - H_{PP} - H_{PQ}(E - H_{QQ})^{-1}H_{QP})\hat{P}\psi &= 0, \\ (E - H_{QQ} - H_{QP}(E^+ - H_{PP})^{-1}H_{PQ})\hat{Q}\psi &= H_{QP}\chi_i^{(+)}, \end{aligned}$$

где использованы обозначения $H_{PP} = \hat{P}H\hat{P}$, $H_{QQ} = \hat{Q}H\hat{Q}$, $H_{PQ} = \hat{P}H\hat{Q}$ и т. д.; $\chi_i^{(+)}$ — собственная функция эффективного гамильтониана H_{PP} , соответствующая входному каналу i ; E^+ означает $E + i\eta$ с $\eta \rightarrow +0$. Используя известную технику, T -матрицу реакции можно записать в виде [7]

$$T_{fi} = T_{fi}^{\text{МПП}} + T_{fi}^{\text{МКП}}. \quad (1)$$

Здесь $T_{fi}^{\text{МПП}}$ -матрица описывает многоступенчатые прямые процессы, так как в рамках такого подхода прямые процессы определены как переходы, обусловленные связью различных открытых конфигураций (каналов), в то время как $T_{fi}^{\text{МКП}}$ -матрица описывает многоступенчатые процессы с образованием составного (компаунд) ядра, которым соответствуют переходы из открытых конфигураций в закрытые и обратно:

$$T_{fi}^{\text{МКП}} = \langle \psi_f^{(-)} | V_{PQ} (E - h_{QQ})^{-1} V_{QP} | \psi_i^{(+)} \rangle, \quad (2)$$

где

$$h_{QQ} = H_{QQ} + W_{QQ} = H_{QQ} + V_{QP} (E - H_{\text{опт}})^{-1} V_{PQ}, \quad (3)$$

$\psi_i^{(-)}$, $\psi_i^{(+)}$ — волновые функции выходного и входного каналов соответственно, являющиеся собственными функциями эффективного гамильтониана $H_{\text{опт}}$:

$$H_{\text{опт}} = H_{PP} + H_{PQ} (E - H_{QQ} + i \Delta E/2)^{-1} H_{QP}, \quad (4)$$

ΔE — интервал усреднения. Операторы V_{PQ} и V_{QP} определяются соотношениями

$$V_{QP} = \left[\frac{i \Delta E/2}{E - H_{QQ} + i \Delta E/2} \right]^{1/2} H_{QP},$$

$$V_{PQ} = H_{PQ} \left[\frac{i \Delta E/2}{E - H_{QQ} + i \Delta E/2} \right]^{1/2}.$$

Учет промежуточных состояний (ПС) любого порядка (состояния возрастающей сложности) в рамках единой теории ядра осуществляется представлением проекционных операторов \hat{Q} и \hat{P} в виде

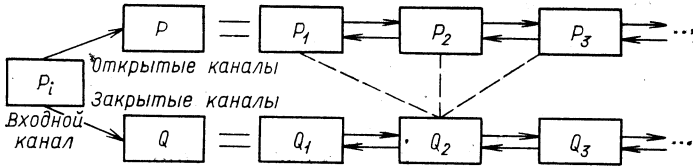
$$\left. \begin{aligned} \hat{Q} &= \sum_n \hat{Q}_n, \quad \hat{Q}_n \hat{Q}_m = \hat{Q}_n \delta_{n,m}, \\ \hat{P} &= \sum_n \hat{P}_n, \quad \hat{P}_n \hat{P}_m = \hat{P}_n \delta_{n,m}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

При этом накладывается дополнительное условие

$$\hat{Q}_n h_{QQ} \hat{Q}_m = 0, \quad \hat{P}_n H_{\text{опт}} \hat{P}_m = 0, \quad \text{если } |n - m| \geq 2. \quad (6)$$

Последнее условие (6) является фундаментальным предположением, лежащим в основе настоящего анализа. Каждое ПС (собственная функция эффективного гамильтониана H_{QQ} либо $H_{\text{опт}}$) определяется конфигурацией данной сложности, при этом предполагается, что ПС n -го порядка более сложное, чем ПС $(n - 1)$ -го порядка, и менее сложное, чем ПС $(n + 1)$ -го порядка. Сложность ПС, конечно, определяется в соответствии с выбранным представлением. Так, в экситонной модели предравновесного распада возрастающая сложность ПС характеризуется возрастанием числа экситонов. Однако возможны и другие представления, определяемые физикой конкретных реакций. Условие (6) предполагает, что остаточное (эффективное) взаимодействие обуславливает только переходы из ПС n -го порядка (n -я стадия) в ПС $(n \pm 1)$ -го порядка [$(n \pm 1)$ -я стадия]. Последовательные ПС можно рассматривать как соответствующие стадии в развитии промежуточной системы. Набор всех ПС n -го порядка непрерывного спектра (конфигурации системы с одной или несколькими частицами в непрерывном спектре) образует соответствующее пространство открытых каналов P_n . Набор ПС n -го порядка дискретного (квазидискретного) спектра — связанные (квазисвязанные) конфигурации системы — образует соответствующее пространство закрытых каналов Q_n . В соответствии с вышеизложенным многоступенча-

тый ядерный процесс можно графически изобразить в виде схемы, где стрелки показывают направление учитываемых переходов:



Из предположения, что остаточное взаимодействие V определяется только двухчастичными силами, автоматически следует, что для H_{QQ} выполняется условие (6). Однако для h_{QQ} , определяемого выражением (3), условие (6) строго не выполняется, так как для оператора W_{QQ} имеет место соотношение

$$\hat{Q}_n W_{QQ} \hat{Q}_m \neq 0 \quad \text{для } m > n + 1.$$

Аналогичное нарушение условия (6) имеет место для оператора $H_{\text{опт}}$ [см. (4)]. В дальнейшем изложении пренебрежем этими нарушениями, считая их малыми как следствие статистической гипотезы о случайном распределении знаков матричных элементов. Далее будем считать условия (6) выполненными для операторов $H_{\text{опт}}$ и h_{QQ} .

Статистическая теория многоступенчатых процессов через составное ядро. Статистическое описание многоступенчатых процессов в рамках единой теории ядерных реакций проведено в [8]. Рассмотрим многоступенчатые процессы через составное ядро. В соответствии со схемой многоступенчатого процесса, приведенной выше, $T_{fi}^{\text{МКП}}$ -матрицу реакции [см. (2)] можно представить в виде суммы парциальных вкладов от отдельных стадий

$$T_{fi}^{\text{МКП}} = \sum_{n=1}^{\bar{n}} T_{fi}^{\text{МКП}}(n), \quad (7)$$

где

$$T_{fi}^{\text{МКП}}(n) = \langle \Psi_f^{(-)} | V_{P, n} G_n^{(b)} V_{n, n-1} G_{n-1}^{(b)} V_{n-1, n-2} \dots V_{2,1} G_1^{(b)} V_{1, P} | \Psi_i^{(+)} \rangle,$$

$V_{n, n-1} \equiv \hat{Q}_n V \hat{Q}_{n-1}$, $G_n^{(b)}$ — гриновский оператор соответствующего ПС n -го порядка (в Q -пространстве):

$$G_n^{(b)} = \hat{Q}_n (E - h_{n, n} - V_{n, n+1} G_{n+1}^{(b)} V_{n+1, n})^{-1} \hat{Q}_n. \quad (8)$$

Определим эффективный потенциал $\omega_{n, n}$ для каждого пространства Q_n соотношением

$$\begin{aligned} \omega_{n, n} &= V_{n, n+1} G_{n+1}^{(b)} V_{n+1, n} = \\ &= V_{n, n+1} (E - h_{n+1, n+1} - \omega_{n+1, n+1})^{-1} V_{n+1, n}. \end{aligned} \quad (9)$$

Этот потенциал $\omega_{n,n}$ определяет переходы из Q_n в более сложное пространство Q_{n+1} , а влияние континуума проявляется через операторы $W_{n,n} = h_{n,n} - H_{n,n}$ [см. (3)] из-за их связи с открытыми каналами. Конец цепочки ПС определяется граничными условиями

$$G_{n+1}^{(b)} \equiv 0 \quad \text{или} \quad \omega_{\bar{n}, \bar{n}} = 0.$$

Если выполняются условия $\Gamma_n \gg D_{n-1} > D_n$ для $n \leq \bar{n}$, где \bar{n} — стадия испарения, $\Gamma_n = \langle \Gamma_{n,\beta} \rangle$ — средняя ширина, D_n — среднее расстояние между уровнями в Q_n , то эффекты перехода в более сложные конфигурации в каждом гриновском операторе $G_n^{(b)}$ обуславливают слабую энергетическую зависимость операторов $\omega_{n,n}$. Тогда для $\omega_{n,n}$ и $G_n^{(b)}$ имеем

$$\omega_{n,n} = \sum_{\alpha} V_{n,n+1} | \Phi_{n+1,\alpha} \rangle (E - e_{n+1,\alpha})^{-1} \langle \bar{\Phi}_{n+1,\alpha} | V_{n+1,n}; \quad (10)$$

$$G_n^{(b)} = \sum_{\alpha} \varphi_{n,\alpha} (E - e_{n,\alpha})^{-1} \bar{\varphi}_{n,\alpha}^*, \quad (11)$$

где $\varphi_{n,\alpha}$ — собственные функции оператора $(h_{n,n} + \omega_{n,n})$,

$$\left. \begin{aligned} (e_{n,\alpha} - h_{n,n} - \omega_{n,n}) \varphi_{n,\alpha} &= 0, \\ (e_{n,\alpha}^* - h_{n,n}^* - \omega_{n,n}^*) \bar{\varphi}_{n,\alpha} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Мнимая часть собственных значений энергии $e_{n,\alpha}$ определяется выражением

$$2 \operatorname{Im} e_{n,\alpha} = \Gamma_{n,\alpha} = \Gamma_{n,\alpha}^{(1)} + \Gamma_{n,\alpha}^{(2)}, \quad (13)$$

где

$$\Gamma_{n,\alpha}^{(1)} = -2 \operatorname{Im} \langle \bar{\varphi}_{n,\alpha} | h_{n,n} | \varphi_{n,\alpha} \rangle, \quad (14)$$

$$\Gamma_{n,\alpha}^{(2)} = -2 \operatorname{Im} \langle \bar{\varphi}_{n,\alpha} | \omega_{n,n} | \varphi_{n,\alpha} \rangle. \quad (15)$$

Предполагаем, что комплексность в $h_{Q,Q}$, обусловленная связью с открытыми каналами P , слабая. Другими словами, считаем, что вероятность перехода для $n < \bar{n}$ из Q_n в Q_{n+1} значительно больше вероятности распада Q_n в открытые каналы. При этих ограничениях можно сделать замену в матричном элементе перехода ($\omega_{n,n}$ предполагается практически независимым от энергии) $\bar{\varphi}_{n,\alpha} = \varphi_{n,\alpha}$. Тогда, используя (14) и (15), получаем после усреднения по квантовым числам состояний (n, α)

$$\Gamma_n^{(1)} = \Gamma_n^{\uparrow} = \sum_c \Gamma_n^{(c)}, \quad (16)$$

$$\Gamma_n^{(2)} = \Gamma_n^{\downarrow}, \quad (17)$$

где

$$\Gamma_n^{(c)} = 2\pi \langle | \langle \varphi_{n,\alpha} | V_{n,P} | \psi_c^{(+)} \rangle |^2 \rangle,$$

$\{\psi_c^{(\pm)}\}$ — полный набор допустимых открытых каналов $\{c\}$;

$$\Gamma_n^\downarrow = \frac{2\pi}{D_{n+1}} \langle |\langle \Phi_{n+1, \beta} | V_{n+1, n} | \Phi_{n, \alpha} \rangle|^2 \rangle.$$

Из (13) следует, что полная ширина ПС n -го порядка

$$\Gamma_n = \Gamma_n^\downarrow + \Gamma_n^\uparrow. \quad (18)$$

Используя фундаментальное статистическое предположение [4] о хаотичности фаз матричных элементов при условии, что число состояний, попадающих в интервал усреднения, велико, для $|T_{fi}^{\text{МКП}}|^2$ получаем после усреднения по квантовым числам ПС

$$\langle |T_{fi}^{\text{МКП}}|^2 \rangle = \left\langle \sum_{n, n'}^{\bar{n}} T_{fi(n')}^{*\text{МКП}} T_{fi(n)}^{\text{МКП}} \right\rangle \simeq \sum_{n=1}^{\bar{n}} |T_{fi(n)}^{\text{СМКП}}|^2,$$

где $|T_{fi(n)}^{\text{СМКП}}|^2$ определяется соотношениями

$$\begin{aligned} |T_{fi(n)}^{\text{СМКП}}|^2 &= \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n} \left[\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right] \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_1^{(i)}}{D_1}, \\ \Gamma_n^{(f)} &= 2\pi \langle |\langle \Phi_{f'}^{(-)} | V_{P, n} | \Phi_{n, \alpha} \rangle|^2 \rangle, \\ \Gamma_1^{(i)} &= 2\pi \langle |\langle \Phi_{1, \alpha} | V_{1, P} | \psi_i^{(+)} \rangle|^2 \rangle. \end{aligned}$$

Соответственно для усредненного сечения реакции $\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}$ имеем

$$\sigma_{fi}^{\text{СМКП}} = \frac{\pi}{k_i^2} \sum_{n=1}^{\bar{n}} \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n} \left[\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right] \frac{2\pi\Gamma_1^{(i)}}{D_1} \quad (19)$$

Следует отметить, что формула для $\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}$ (19) получена лишь при условии $\Gamma_n \gg D_{n-1} > D_n$, определяющем динамику процесса, и при усреднении по квантовым числам ПС, за исключением спина и четности.

Парциальный вклад $\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}$ [см. (19)] от последней стадии испарения \bar{n} многоступенчатого процесса определяется выражением

$$\sigma_{fi(\bar{n})}^{\text{СМКП}} = \frac{\pi}{k_i^2} \frac{T_f T_i}{\sum_c T_c}, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} T_c &= 2\pi\Gamma_n^{(c)}/D_n, \quad T_f = 2\pi\Gamma_n^{(f)}/D_n, \\ T_i &= 2\pi \frac{\Gamma_1^{(i)}}{D_1} \left[\prod_{k=1}^{\bar{n}-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right]. \end{aligned}$$

Выражение (20) для конечной стадии \bar{n} (стадия испарения) очень близко к выражению Хаузера — Фешбаха, определяющему вклад равновесных процессов, т. е. испускание из равновесного составного ядра.

Основные отличия связаны: 1) с различием между T_c и T_i из-за присутствия фактора обеднения $D(\bar{n}) = \left[\prod_{k=1}^{\bar{n}-1} \Gamma_k^\downarrow / \Gamma_k \right] < 1$ в (20);

2) с зависимостью выражения (20) от природы входного канала P_i . Вклад $\sigma_{fi(\bar{n})}^{\text{СМКП}}$ до последней стадии испарения \bar{n} практически не зависит от конкретного значения \bar{n} в предположении достаточной сложности конфигураций $P_{\bar{n}}$. Поэтому \bar{n} можно выбрать из условия $\rho_{\bar{n}-1} \ll C\rho_{\bar{n}}$, где $C \sim 10$, ρ_n — плотность состояний в пространстве Q_n . Это и определит конечную границу цепочки ПС. Суммируя $\sigma_{fi(\bar{n})}^{\text{СМКП}}$, определяемое (20), по всем конечным состояниям f , получаем полное сечение для эмиссии из стадии испарения

$$\sigma_{i(\bar{n})}^{\text{СМКП}} = \sum_f \sigma_{fi(\bar{n})}^{\text{СМКП}} = \pi T_i / k_i^2.$$

Соответственно для полного сечения реакции $\sigma_i^{\text{СМКП}}$ получим

$$\sigma_i^{\text{СМКП}} = \frac{\pi}{k_i^2} \frac{2\pi\Gamma_1^{(i)}}{D_1}, \tag{21}$$

причем

$$\sigma_{i(\bar{n})}^{\text{СМКП}} / \sigma_i^{\text{СМКП}} = \left[\prod_{k=1}^{\bar{n}-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right].$$

Из формулы (21) следует важный факт, что полное сечение реакции $\sigma_i^{\text{СМКП}}$ определяется силовой функцией $2\pi\Gamma_1^{(i)}/D_1$ для образования входного состояния.

Выражение (19) определяет сечение реакции $\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}$, при этом предполагается, что выходной канал f описывается волновой функцией $\psi_f^{(-)}$ (изолированное состояние). Однако в эксперименте, вообще говоря, нет возможности наблюдать изолированные конечные состояния из-за усреднения по энергетическому интервалу, обусловленному экспериментальным разрешением. Полная волновая функция выходного канала f удовлетворяет уравнению

$$(E^- - H_{\text{опт}}) \psi_f^{(-)} = 0.$$

Введем собственные векторы состояния в каждом пространстве P_ν . При этом предполагается, что конечное ядро имеет энергию возбуждения U

$$[E^- - (H_{\text{опт}})_{\nu\nu}] \Phi_{\nu, \mu}^{(-)}(U) = 0,$$

где $H_{\text{опт}}$ определяется выражением (4) и $(H_{\text{опт}})_{\nu\nu} = \hat{P}_\nu H_{\text{опт}} \hat{P}_\nu$, γ — набор квантовых чисел, описывающих выходной канал; μ — остальные квантовые числа, характеризующие состояние в \hat{P}_ν . Соответствующая ширина распада состояния (n, α) в конечное состояние $\Phi_{\nu, \gamma, \mu}^{(-)}(U)$ есть

$$\Gamma_n^{(\nu, \gamma, \mu)}(U) = 2\pi \langle |\langle \Phi_{\nu, \gamma, \mu}^{(-)} | V_{P, n} | \Phi_{n, \alpha} \rangle|^2 \rangle,$$

где имеются в виду усреднение по индексу α , и $\nu = n, n \pm 1$. Полная волновая функция $\psi_f^{(-)}$ является суперпозицией изолированных состояний $\Phi_{\nu, \gamma, \mu}^{(-)}$:

$$\psi_f^{(-)} = \sum_{\nu, \mu} C_{\nu, \gamma, \mu}^{(f)} \Phi_{\nu, \gamma, \mu}^{(-)}(U).$$

В данном случае для $\Gamma_n^{(f)}$ получим (использовав предположение о хаотичности фаз матричных элементов)

$$\begin{aligned} \Gamma_n^{(f)} &= 2\pi \sum_{\nu, \nu', \mu, \mu'} \langle C_{\nu, \gamma, \mu}^{(f)} C_{\nu', \gamma, \mu'}^{(f)} \langle \Phi_{\nu', \gamma, \mu'}^{(-)}(U) | V_{P, n} | \Phi_{n, \alpha} \rangle \times \\ &\times \langle \Phi_{n, \alpha} | V_{n, P} | \Phi_{\nu, \gamma, \mu}^{(-)}(U) \rangle \rangle = \sum_{\nu} |C_{\nu, \gamma}^{(f)}|^2 \Gamma_n^{(\nu, \gamma)}(U) \equiv \Gamma_n^{(\gamma)}(U). \end{aligned}$$

Если предположить сильную связь между различными состояниями P_ν , то

$$|C_{\nu, \gamma}^{(f)}|^2 \simeq \rho^{(\nu, \gamma)}(U) / \rho^{(\gamma)}(U),$$

где $\rho^{(\nu, \gamma)}(U)$ — плотность состояний типа γ в пространстве P_ν , а $\rho^{(\gamma)}(U)$ — полная плотность состояний типа γ с энергией возбуждения конечного ядра U . В этом случае $\Gamma_n^{(\gamma)}(U)$ определяется выражением

$$\Gamma_n^{(\gamma)}(U) = \sum_{\nu=n-1}^{n+1} \frac{\rho^{(\nu, \gamma)}(U)}{\rho^{(\gamma)}(U)} \Gamma_n^{(\nu, \gamma)}(U). \quad (22)$$

Подставляя (22) в (19), для усредненного по энергии сечения окончательно получаем

$$\frac{d\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}}{de_f} = \frac{\pi}{k_i^2} \sum_{n=1}^{\bar{n}} \sum_{\nu=n-1}^{n+1} \frac{2\pi\Gamma_1^{(i)}}{D_1} \left[\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right] \rho_f^{(\nu, \gamma)}(U) \Gamma_n^{(\nu, \gamma)}(U) / \Gamma_n, \quad (23)$$

где $\rho_f^{(\nu, \gamma)}(U)$ — плотности допустимых состояний конечного ядра.

Классифицируем входной и выходной каналы квантовыми числами (l, s) и $\gamma \equiv (Jl, l', s')$ соответственно, где s, s' — полные спины каналов, векторная сумма спинов сталкивающихся и разлетающихся фрагментов $\mathbf{s} = \mathbf{j} + \mathbf{I}$, $\mathbf{s}' = \mathbf{j}' + \mathbf{I}'$ (j и j' — спины падающей и вылетающей частиц, I и I' — спины ядра-мишени и конечного ядра), l и l' — орбитальные моменты сталкивающихся и разлетающихся фрагментов, J — полный спин системы, $\mathbf{J} = \mathbf{s} + \mathbf{I}$. Тогда угловое

распределение вылетающих частиц определится выражением

$$\frac{d^2\sigma_{fi}^{\text{СМКП}}}{d\epsilon_f d\Omega_f} = \sum_{L, J, l, l', s, s'} \frac{(-1)^{s'-s}}{(2l+1)(2j+1)} \times \\ \times Z(lJlJ; sL) Z(l'Jl'J; s'L) P_L(\cos \vartheta_f) d\sigma_{l's'J\pi, l_s}^{\text{СМКП}}/d\epsilon_f, \quad (24)$$

где $Z(lJlJ; sL)$ — коэффициенты Блатта — Биденхарна.

Из структуры выражения (24) видно, что угловые распределения вылетающих частиц симметричны относительно угла $\vartheta_{\text{с.п.м}} = 90^\circ$. В формуле (24) сечение $d\sigma_{l's'J\pi, l_s}^{\text{СМКП}}/d\epsilon_f$ определяется выражением (23), причем энергия возбуждения составного ядра есть $E = \epsilon_i + B_i$, энергия возбуждения конечного ядра $U = E - B_f - \epsilon_f$, где ϵ_i, ϵ_f — кинетические энергии частиц во входном и выходном каналах соответственно, B_i, B_f — их энергии связи в составном ядре.

Статистическая теория многоступенчатых прямых процессов. Рассмотрим статистическую теорию многоступенчатых прямых процессов, разработанную в [8]. T -матрица реакции, обусловленная вкладами от многоступенчатых прямых процессов, дается уравнением

$$T^{\text{МПП}} = v + v(E^+ - H_{\text{опт}})^{-1}v, \quad (25)$$

где оператор взаимодействия v определяется соотношением

$$v = H_{\text{опт}} - \sum_{\nu} (H_{\text{опт}})_{\nu\nu}.$$

Из (25) следует

$$T_{fi}^{\text{МПП}} = \langle \varphi_f^{(-)} | v | \varphi_i^{(+)} \rangle + \langle \varphi_f^{(-)} | v (E^+ - H_{\text{опт}})^{-1} v | \varphi_i^{(+)} \rangle,$$

где первый член определяет вклад одноступенчатого прямого процесса в борновском приближении искаженных волн (БПИВ) $T_{fi}^{\text{МПП}}$, во время как второй член — вклады многоступенчатых прямых процессов (двухступенчатого $T_{fi}^{\text{МПП}}$, трехступенчатого $T_{fi}^{\text{МПП}}$ и т. д.).

В соответствии с рассматриваемой схемой многоступенчатого процесса $T_{fi}^{\text{МПП}}$ можно представить в виде

$$T_{fi}^{\text{МПП}} = \langle \varphi_f^{(-)} | v_{f,i} | \varphi_i^{(+)} \rangle + \sum_{\nu} T_{fi,\nu}^{\text{МПП}}, \quad (26)$$

где

$$T_{fi}^{\text{МПП}}(\nu) = \langle \varphi_f^{(-)} | v_{f,\nu} G_{\nu}^{(w)} v_{\nu, \nu-1} G_{\nu-1}^{(w)} \dots v_{2,1} G_1^{(w)} v_{1,i} | \varphi_i^{(+)} \rangle; \\ v_{f,\nu} = \hat{P}_\nu v \hat{P}_\nu; v_{1,i} = \hat{P}_1 v \hat{P}_1; v_{\nu, \nu-1} = \hat{P}_\nu v \hat{P}_{\nu-1}; \\ G_n^{(w)} = \hat{P}_n (E^+ - \hat{P}_n H_{\text{опт}} \hat{P}_n - v_{n, n+1} G_{n+1}^{(w)} v_{n+1, n})^{-1} \hat{P}_n$$

есть гриновский оператор, соответствующий ПС n -порядка (в P -пространстве).

Введем собственные состояния $\tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)}$ эффективного гамильтониана $[(H_{\text{опт}})_{nn} + v_{n,n+1}G_{n+1}^{(u)}v_{n+1,n}]$, связанного с гриновским оператором $G_n^{(u)}$,

$$\begin{aligned} [(H_{\text{опт}})_{nn} + v_{n,n+1}G_{n+1}^{(u)}v_{n+1,n}] \tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)} = \\ = [(\hbar^2 k_n^2/2m) + e_{n,\alpha} - i\eta] \tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)}$ в представлении плоских волн (\mathbf{k} -представление) на асимптотике есть произведение волновой функции конечного ядра в состоянии α с энергией $e_{n,\alpha}$ и конфигурацией возбужденного состояния, соответствующей пространству P_n , и искаженной волновой функции, описывающей частицу в непрерывном спектре с волновым числом k_n . В соответствии с (27) для $G_n^{(u)}$ имеем

$$G_n^{(u)} = \sum_{\alpha} \int \frac{d\mathbf{k}_n}{(2\pi)^3} \tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)*} [E - (\hbar^2 k_n^2/2m) - e_{n,\alpha} - i\eta]^{-1} \tilde{\varphi}_{n,\alpha}^{(-)}. \quad (28)$$

Причем в формуле (28) для простоты рассматриваются лишь открытые конфигурации с одной частицей в непрерывном спектре. При получении искомого выражения для $|T_{fi}^{\text{МПП}}|$ из (26), (28) делаются следующие приближения: 1) при суммировании и усреднении по квантовым числам $\{\alpha\}$ ПС и состояний конечного ядра используется гипотеза хаотичности фаз матричных элементов; 2) в предположении слабой энергетической зависимости матричных элементов вблизи сингулярностей гриновских операторов в случае $e_{n,\alpha}^* = e_{n,\alpha}$ интегралы типа

$$\int de_{n,\alpha} [E - (\hbar^2 k_n^2/2m) - e_{n,\alpha} - i\eta]^{-1} [E - (\hbar^2 k_n^2/2m) - e_{n,\alpha} + i\eta]^{-1}$$

аппроксимируются выражениями

$$2\pi^2 \delta [(\hbar^2 k_n^2/2m) - (\hbar^2 k_n^2/2m)];$$

3) интегралы по углам вычисляются при условии

$$\int d\Omega_n d\Omega'_n \rightarrow \int d\Omega_n d\Omega'_n \delta(\Omega_n - \Omega'_n).$$

В рамках этих приближений усредненное сечение, определяемое вкладами многоступенчатых прямых процессов, описывается выражением

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{fi}^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)}{d\varepsilon_f d\Omega_f} \sum_{\nu} \sum_{m=\nu-1}^{\nu+1} \int \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3} \dots \\ \dots \int \frac{d\mathbf{k}_{\nu}}{(2\pi)^3} \left[\frac{d^2 W_{m,\nu}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{\nu})}{d\varepsilon_f d\Omega_f} \right] \frac{d^2 W_{\nu,\nu-1}(\nu, \mathbf{k}_{\nu-1})}{d\varepsilon_{\nu} d\Omega_{\nu}} \dots \\ \dots \left[\frac{d^2 W_{2,1}(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)}{d\varepsilon_2 d\Omega_2} \right] \frac{d^2 \sigma_{1i}^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_i)}{d\varepsilon_1 d\Omega_1}, \end{aligned} \quad (29)$$

где

$$\frac{d^2 W_{n, n-1}(\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n-1})}{d\epsilon_n d\Omega_n} = 2\pi^2 \rho(\mathbf{k}_n) \rho_n^{(b)}(U_n) \langle |v_{n, n-1}(\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n-1})|^2 \rangle;$$

$$\frac{d^2 \sigma_{1i}^{1\text{СПП}}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_i)}{d\epsilon_1 d\Omega_1} = \frac{2\pi m}{\hbar^2 k_i} \rho(\mathbf{k}_1) \rho_1^{(b)}(U_1) \langle |v_{1, i}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_i)|^2 \rangle$$

есть сечение процесса первого столкновения, когда падающая частица с волновым числом \mathbf{k}_i переходит в состояние с \mathbf{k}_1 и U_1 ($U_1 = E - \epsilon_1$, ϵ_1 — кинетическая энергия частицы в непрерывном спектре), $\rho(\mathbf{k}_n)$ — плотность состояний частицы в непрерывном спектре с волновым числом \mathbf{k}_n , $\rho(\mathbf{k}_n) = mk_n / (2\pi)^3 \hbar^2$; $\rho_n^{(b)}(U_n)$ — плотность связанных состояний ядра-остатка в n -й стадии с энергией $U_n = E - \epsilon_n$, ϵ_n — кинетическая энергия частицы в непрерывном спектре для ПС n -го порядка. Одноступенчатая прямая реакция, определяемая $T_{fi}^{1\text{СПП}}$ -матрицей, описывается известным выражением в БПВ

$$\frac{d^2 \sigma_{fi}^{1\text{СПП}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)}{d\epsilon_f d\Omega_f} = \frac{2\pi m}{\hbar^2 k_i} \rho(\mathbf{k}_f) \rho_i^{(b)}(U) \langle |v_{f, i}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)|^2 \rangle.$$

Нетрудно видеть из структуры выражения (29), что угловые распределения вылетающих частиц имеют асимметрию, причем степень асимметрии растет с увеличением энергии вылетающих частиц. Следует отметить, что статистическая теория многоступенчатых процессов МКП и МПП, предложенная в [8], ограничивается лишь рассмотрением одноуклонных реакций. Практическая реализация такого формализма при описании реакций со сложными частицами сталкивается со значительными математическими трудностями разложения одного базисного набора по другому при необходимости учета в каждом из них состояний непрерывного спектра.

Применение статистической теории многоступенчатых процессов к описанию экспериментов. П р и м е р 1. Продемонстрируем схему вычислений по статистической теории многоступенчатых процессов при описании ядерной реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$ с энергией падающих протонов $\epsilon_p = 18$ МэВ [8]. Поскольку экспериментальные угловые распределения симметричны относительно угла $\vartheta_f = 90^\circ$, то описание эксперимента проводится в рамках статистической теории МКП в предположении, что вклады от МПП малы. Для простоты вычислений предполагается следующая схема описания реакции:

ядро — мишень +	падающий нуклон →
[спин 0, массовое число $A - 1$]	[полный угловой момент J , энергия ϵ_i]
конечное ядро +	вылетающий нуклон
[спин s , энергия возбуждения]	[орбитальный угловой момент]
[U]	[l , энергия ϵ_f]

В этой схеме описания реакции нуклоны считаются тождественными, бесспиновыми фермионами и спин ядра-мишени предполагается равным нулю.

В такой схеме формула для сечения СМКП (24) приобретает вид

$$\frac{d^2\sigma_{\text{СМКП}}}{de_f d\Omega_f} = \pi \lambda_i^2 \sum_J (2J+1) \left[\sum_{n=1}^{\bar{n}} \left\{ \sum_{\nu=n-1}^{n+1} \sum_{l,s,\lambda} C_{lsJ}^\lambda \times \right. \right. \\ \times P_\lambda(\cos \vartheta_f) \Gamma_{n,J}^{(\nu,l,s)}(U) \rho_f^{(\nu,s)}(U) \left. \left. \right\} \times \right. \\ \times \prod_{m=1}^{n-1} (\Gamma_{m,J}^+ / \Gamma_{m,J}) 2\pi \Gamma_{1,J}^{(i)} / D_{1,J} \left. \right],$$

где

$$C_{lsJ}^\lambda = (-1)^s \left(\frac{2\lambda+1}{4\pi} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} J & J & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} Z(lJlJ; s\lambda),$$

$\lambda_i = \hbar/(2m\varepsilon_i)^{1/2}$, m — масса нуклона. В предполагаемой схеме описания МКП ПС n -го порядка (связанные состояния пространства Q_n) классифицируются числом частиц $p_n = n + 1$ и числом дырок $h_n = n$ (суммарное число экситонов $N = p_n + h_n = 2n + 1$); соответственно состояния рассеяния пространства P_n классифицируются n -частично — n -дырочной связанной конфигурацией конечного ядра и нуклоном в непрерывном спектре.

Полная ширина для конфигураций в Q_n с угловым моментом J согласно (16) — (18) есть

$$\Gamma_{n,J} = \Gamma_{n,J}^+ + \sum_{\nu=n-1}^{n+1} \sum_{l,s} \int_0^{\varepsilon_p} \Gamma_{n,J}^{(\nu,l,s)}(U) \rho_f^{(\nu,s)}(U) dU,$$

где ширина развала $\Gamma_{n,J}^+$ на более сложные конфигурации (релаксационная ширина) в приближении $h_{n,n+1} \simeq H_{n,n+1}$ есть

$$\Gamma_{n,J}^+ = 2\pi \langle |H_{n,n+1}^J|^2 \rangle / D_{n+1,J}.$$

В микроскопическом подходе все искомые величины $\{\Gamma_{n,J}\}$ вычисляются с использованием лишь потенциала остаточного парного взаимодействия v . На рис. 1 приведены данные расчета $d^2\sigma_{\text{СМКП}}/$

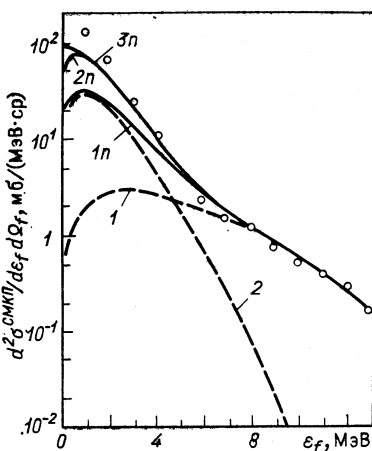


Рис. 1. Расчетное дифференциальное сечение реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$ при $\varepsilon_p = 18$ МэВ под углом $\vartheta_f = 120^\circ$ (точки — эксперимент). Показан вклад множественной эмиссии нейтронов:

1 — вклад СМКП; 2 — вклад стадии испарения (n -стадия)

$d\epsilon_f, d\Omega_f$ для реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$ при энергии $\epsilon_p = 18$ МэВ и $\vartheta_f = 120^\circ$ в сравнении с экспериментом. На рисунке показан суммарный вклад МПП (включая все стадии $n < \bar{n}$) и вклад от стадии испарения (\bar{n} -стадия). В мягкой части спектра учтена множественная эмиссия нейтронов на стадии испарения ($2n$ и $3n$).

Пример 2. Продемонстрируем схему расчета СМПП с существенной асимметрией угловых распределений на примере реакции $^{120}\text{Sn}(p, n)$ при $\epsilon_p = 45$ МэВ [9]. Согласно статистической теории

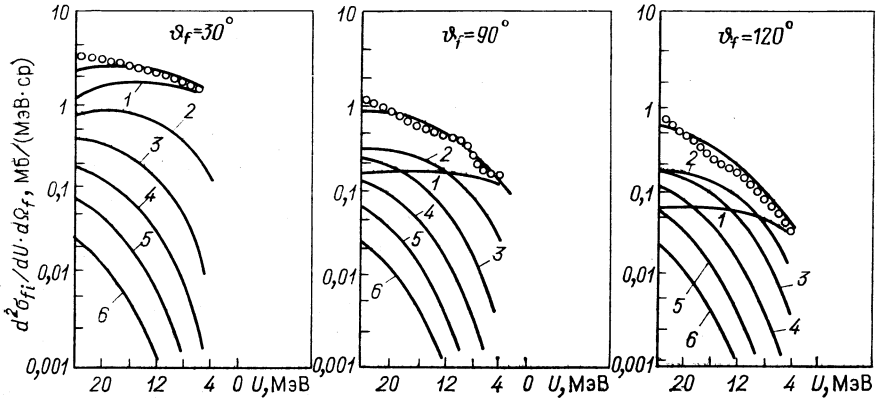


Рис. 2. Экспериментальные нейтронные спектры из реакции $^{120}\text{Sn}(p, n)$ при $\epsilon_p = 45$ МэВ (точки) под разными углами эмиссии в сравнении с вычисленными для СМПП вкладами разных стадий (номер стадии обозначен цифрами)

МПП сечение такой реакции определяется выражением (29). Из структуры формулы (29) видно, что первым шагом в исследовании СМПП является расчет одноступенчатого взаимодействия. В предположениях модели, сформулированной при рассмотрении примера 1, были выполнены расчеты $(d\sigma_{fi}/d\Omega_f)_L^{\text{БПВ}}$ по программе *DWUCK*. Расчеты показывают, что сечение реакции очень слабо зависит от микроскопических деталей, определяемых модельно-оболочечным описанием, и является главным образом функцией спина и энергии возбуждения конечного ядра. Тогда дифференциальное сечение для эмиссии нейтрона на первой стадии СМПП можно получить из соотношения

$$\frac{d^2\sigma_{fi}^{\text{СМПП}}}{d\epsilon_f d\Omega_f} = \sum_L \left\langle \left(\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega_f} \right)_L^{\text{БПВ}} \right\rangle \rho_1^{(b)}(U) R_1(L) (2L + 1),$$

$R_1(L)$ — спиновая функция распределения для конечного ядра.

Полученное таким способом соотношение для одноступенчатого процесса использовалось для вычисления вкладов СМПП. На рис. 2

приведены расчетные сечения $d^2\sigma_{fi}^{\text{СМПП}}/dU d\Omega_f$ с учетом вкладов ПП и СМПП для различных энергий возбуждения конечного ядра U (сплошные линии). На рис. 2 приведены расчеты сечения для различных углов эмиссии, на котором показаны парциальные вклады отдельных стадий ($n = 1 \div 6$). Из рисунка видно, что под разными углами главный вклад в дифференциальное сечение дают различные стадии процесса в разных областях энергии возбуждения конечного ядра U . С ростом угла ϑ_f уменьшается вклад первой стадии и соответственно растет вклад в сечение от последующих стадий.

2. КВАНТОВОПОЛЕВОЙ ФОРМАЛИЗМ ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ СО СЛОЖНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Применение метода квантовых функций Грина для описания ядерных реакций со сложными частицами. Успех, достигнутый в последние годы в ряде вопросов теории ядра, связан главным образом с применением к описанию нерелятивистской системы многих взаимодействующих частиц методов, заимствованных из квантовой теории поля. Главным направлением в решении задачи многих частиц полевым методом является применение причинных функций Грина. Используя метод квантовых функций Грина, можно получить не только разностороннюю статическую информацию о структуре ядра (спектр возбуждения, средние значения операторов физических величин и т. п.), но и разностороннюю динамическую информацию о механизме ядерных процессов. Рассмотрим квантовополевой формализм единой теории ядерных реакций со сложными частицами в области энергий до 100 МэВ и более с применением метода квантовых функций Грина и идей теории ферми-жидкости [10] для ядерной реакции вида $A + a \rightarrow B + b$, где A — ядро-мишень, a — сложная частица в начальном состоянии i , B — ядро-остаток, b — сложная частица в конечном состоянии f . Система сталкивающихся фрагментов описывается гамильтонианом с двухчастичными силами. Для простоты описания будем считать, что A — четно-четное ядро, и пренебрежем испусканием нескольких частиц в конечном состоянии. В представлении вторичного квантования оператор рождения ядерного фрагмента типа c (c также обозначает число нуклонов, входящих в состав ядерного фрагмента) определяется следующим образом [11]:

$$a_c^+(t) = S d^3x_{[c]} \exp(-iE_c t) \varphi_c(x_{[c]}) \tilde{\psi}^+(x_c, t) \dots \tilde{\psi}^+(x_1, t), \quad (30)$$

где $\tilde{\psi}^+(x, t)$ — оператор рождения нуклона в представлении Гейзенберга, $\varphi_c(x_{[c]})$ являются волновыми функциями c -частичного гамильтониана, $x_{[c]} = x_1, \dots, x_c$, E_c — полная энергия ядерного фрагмента, $x = (\mathbf{r}, s, \tau)$, s — спиновая переменная, τ — изотопическая переменная, $S d^3x = \sum_{s, \tau} \int d\mathbf{r}$.

Соответственно рассеянные состояния в системе двух взаимодействующих ядерных фрагментов a и A (при $t \rightarrow \pm \infty$) и S_{fi} -матрица для реакции $A + a \rightarrow B + b$ определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned} |a, A\rangle^{in(out)} &= \lim_{t \rightarrow \pm \infty} a_a^+(t) a_A^+(t) |0\rangle; \\ S_{fi} &= \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ t' \rightarrow -\infty}} \langle 0 | a_B(t) a_b(t) a_a^+(t') a_A^+(t') | 0 \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Из (31) после несложных преобразований в пренебрежении отдачи конечного ядра B легко получить, что S_{fi} -матрица реакции определяется через обобщенную функцию Грина

$$G_{ba}(x_{[b]}, t; x'_{[a]}, t') = \langle B | T \{ \tilde{\psi}(x_b, t) \dots \dots \tilde{\psi}(x_a, t) \tilde{\psi}^+(x'_a, t') \dots \tilde{\psi}^+(x'_a, t') | A \rangle$$

соотношением вида [12]

$$\left. \begin{aligned} S_{fi}(E_a) &= \lim_{\varepsilon, \eta \rightarrow 0} \varepsilon \eta S \int_0^\infty dt \int_{-\infty}^0 dt' \exp(iE_b t - \eta t) \times \\ &\times \exp(-iE_a t' + \varepsilon t') \varphi_b^*(x_{[b]}) G_{ba}(x_{[b]}, t; x_{[a]}, t') \varphi_a(x_{[a]}), \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

где $E_a = \varepsilon_a + B_a^0$, $E_b = \varepsilon_b + B_b^0$, ε_a и ε_b — кинетические энергии, B_a^0 и B_b^0 — энергии связи; φ_a и φ_b — волновые функции свободных сложных частиц a и b соответственно.

В рамках модели оболочек возбужденные состояния конечного ядра $\{\tilde{\varphi}_{B^*}(x_{[B^*]})\}$ классифицируются заданным числом экситонов $B^* = p_B + h_B$ (p_B — число квазичастиц, h_B — число квазидырок) и энергией возбуждения $U_B = E_B - E_A^0 - E_B^0$, E_A^0 , E_B^0 — энергии основного состояния ядер A и B соответственно. Квазичастицы и квазидырки определены по отношению энергии Ферми ядра-мишени A . При таком описании для S_{fi} -матрицы из (32) получим

$$\begin{aligned} S_{fi}(E_a) &= \lim_{\varepsilon, \eta \rightarrow 0} \varepsilon \eta \int_0^\infty dt \exp(iE_b t - \eta t) \int_{-\infty}^0 dt' \exp(iE_a t' + \varepsilon t') \times \\ &\times \lim_{\gamma \rightarrow 0} \gamma \int_{t_1}^\infty dt_2 \exp\{i(E_B - E_A^0) t_2 - \gamma t_2\} S \int d^3x_{[a+b+B^*]} \varphi_b^*(x_{[b]}) \tilde{\varphi}_{B^*}^*(x_{[B^*]}) \times \\ &\times G[b + B^*, a] \varphi_a(x_{[a]}) i^F, \end{aligned} \quad (33)$$

где $G[b + B^*, a]$ — причинная многочастичная функция Грина, определяемая в общем случае выражением

$$G[b + B^*, a] = -i^F \langle A | T \{ \tilde{\psi}(x_1, t_1) \dots \tilde{\psi}(x_F, t_F) \tilde{\psi}^+(x'_1, t'_1) \dots \dots \tilde{\psi}^+(x'_F, t'_F) | A \rangle,$$

где a и b — число нуклонов в начальной и конечной частицах a и b соответственно, усреднение производится по основному состоянию ядра мишени A , $F = (a + b + B^*)/2$.

Введем полные (приводимые) амплитуды взаимодействия $\tilde{\Gamma}_{N, N'}$, определяемые в квантовополовой формулировке задачи многих тел как симметризованная сумма всех графиков Фейнмана, которые начинаются и кончаются актом взаимодействия, с помощью соотношений ($N \neq N'$)

$$G[N, N'] = \tilde{G}[N, N] \tilde{\Gamma}_{N, N'} \tilde{G}[N', N'], \quad (34)$$

где $\tilde{G}[N, N]$ — функция Грина системы N взаимодействующих квазичастиц и квазидырок удовлетворяет уравнению

$$\tilde{G}[N, N] = G^0[N, N] + G^0[N, N] \tilde{I}_{N, N} \tilde{G}[N, N]. \quad (35)$$

Блоки $\tilde{I}_{N, N}$ определяются соотношениями

$$\tilde{I}_{N, N} = I_{N, N} + I_{N, N+2} \tilde{G}[N+2, N+2] I_{N+2, N}, \quad (36)$$

$I_{N, N'}$ — неприводимые симметризованные амплитуды взаимодействия (неприводимые вершинные части), которые соответствуют суммированию графиков Фейнмана, не содержащих блоков, соединенных ap ; $(a+1)p1h$; $(a+2)p2h$; ...; $(b+p_B)ph_Bh$ линиями, $G^0[N, N] = G(x_1, t_1; x'_1, t'_1) \dots G(x_N, t_N; x'_N, t'_N)$ — произведение N одночастичных функций Грина,

$$G^0[N, N] = \{G(x_1, t_1; x'_1, t'_1) \dots G(x_N, t_N; x'_N, t'_N)\}_{\text{symm}}$$

— симметризованное произведение одночастичных функций Грина, $\{G[1, 1] \equiv G(x, t; x', t')\}$. Подставляя (33) в (34) и пренебрегая эффектами связанных состояний промежуточной системы во входном и выходном каналах, после несложных преобразований и раскрытия $\{\text{lim}\}$ получаем для T_{fi} -матрицы реакции $A + a \rightarrow B + b$ следующее выражение:

$$T_{fi}(E_a) = S d^3 x_{[B^*+b+a]} \tilde{\varphi}_{b, B}^{(-)*}(x_{[b+B^*]}) \times \\ \times \tilde{\Gamma}_{B^*+b, a}(x_{[b]}; x_{[B^*]}; x_{[a]}; E_a) \tilde{\varphi}_a^{(+)}(x_{[a]}), \quad (37)$$

где волновые функции $\tilde{\varphi}_a^{(+)}(x_{[a]})$ и $\tilde{\varphi}_{b, B^*}^{(-)}(x_{[b+B^*]})$ для сложных частиц a и b во входном и выходном каналах удовлетворяют соответствующим уравнениям

$$\tilde{\varphi}_a^{(+)}(x_{[a]}) = \varphi_a(x_{[a]}) + S d^3 x'_{[a]} \tilde{G}^0[a, a] V^{(a)}(x'_{[a]}) \tilde{\varphi}_a^{(+)}(x'_{[a]}); \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{b, B^*}^{(-)}(x_{[b+B^*]}) &= \hat{A} \{ \Phi_b(x_{[b]}) \tilde{\Phi}_{B^*}(x_{[B^*]}) \} + S d^3 x'_{[b+B^*]} \tilde{G}^0[b, b] \tilde{G}[B^*, B^*] \times \\ &\times V^{(b)}(x'_{[b+B^*]}) \tilde{\Phi}_{b, B^*}^{(-)}(x'_{[b+B^*]}); \end{aligned} \quad (39)$$

$$V^{(a)} = \sum_{i=1}^a M_i + \tilde{I}_{a, a} - V_{a, a};$$

$$\begin{aligned} V^{(b)} &= \sum_{i=1}^b M_i \tilde{G}^{-1}[B^*, B^*] + \tilde{I}_{b+B^*, b+B^*} - V_{b, b} \tilde{G}^{-1}[B^*, B^*] - \\ &- \tilde{I}_{B^*, B^*} \tilde{G}^{0-1}[b, b]. \end{aligned}$$

Здесь M_i — массовый оператор нуклона; $V_{N, N}$ — оператор взаимодействия N нуклонов в пустоте; $\tilde{G}^0[N, N]$ — функция Грина свободного ядерного фрагмента из N нуклонов; $\tilde{\Phi}_{B^*}$ — собственная функция эффективного гамильтониана $H_0 + \tilde{I}_{B^*, B^*}$, при этом предполагается слабая зависимость \tilde{I}_{B^*, B^*} от энергии. Из системы уравнений (34) — (36) следует, что $\tilde{\Gamma}_{b+B^*, a}$ определяется следующим выражением (переходы с $\Delta N = +2$):

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{b+B^*, a} &= I_{b+B^*, a} \delta_{b+B^*, a+2} + |I_{b+B^*, \nu} \delta_{N+2, b+B^*} \tilde{G}[N, N] \times \\ &\times I_{N, N-2} \tilde{G}[N-2, |N-2|] \dots I_{a+4, a+2} \tilde{G}[a+2, a+2] I_{a+2, a}. \end{aligned} \quad (40)$$

Произведем перенормировку уравнения (40). Регулярные части функций Грина $\{\tilde{G}[N, N]\}$ в результате перенормировки [10] входят в уравнения, которые определяют эффективные амплитуды $\{I'_{N, N'}\}$ с $\Delta N \geq +2$ (вместо «затравочных» амплитуд $\{I_{N, N'}\}$ с $|\Delta N| = +2$). Поэтому в (40) для функций Грина $\tilde{G}[N, N]$ можно использовать их полюсные части, для которых можно записать разложение (спектральное разложение) по собственным функциям системы N экситонов

$$\begin{aligned} \tilde{G}[N, N] &= \sum_{\beta} \frac{\tilde{\Phi}_{N, \beta}(x_{[N]}) \tilde{\Phi}_{N, \beta}^*(x'_{[N]})}{E - e_{N, \beta}} + \sum_{c, \alpha} S d \varepsilon_{N, c, \alpha} d \alpha \rho_N(\varepsilon_{N, c, \alpha}; \alpha) \times \\ &\times \frac{\tilde{\Phi}_{N, c, \alpha}^{(+)}(x_{[N]}) \tilde{\Phi}_{N, c, \alpha}^{(+)*}(x'_{[N]})}{E - \varepsilon_{N, c, \alpha} + i \gamma_{N, c, \alpha} / 2} = \tilde{G}^{(b)}[N, N] + \tilde{G}^{(w)}[N, N], \end{aligned} \quad (41)$$

где $e_{N,\beta} = E_{N,\beta} - i\Gamma_{N,\beta}/2$; $\Gamma_{N,\beta} = \Gamma_{N,\beta}^{\downarrow} + \Gamma_{N,\beta}^{\uparrow}$; $\{\tilde{\Psi}_{N,\beta}(x_{[N]})\}$ описывают квазисвязанные состояния взаимодействующих экситонов, принадлежащие квазидискретному спектру гамильтониана $H_0 + \tilde{I}_{N,N}$; $\{\tilde{\Psi}_{N,c,\alpha}(x_{[N]})\}$ описывают несвязанные состояния N взаимодействующих экситонов (состояния рассеяния в канале c), принадлежащие непрерывному спектру. Здесь через α обозначена совокупность физических величин, имеющих определенные значения одновременно с энергией $e_{N,c,\alpha}$; $\rho_N(e_{N,c,\alpha}; \alpha)$ есть плотность состояний $\tilde{\Psi}_{N,c,\alpha}^{(+)}$ на единичный интервал энергии и единичный интервал α ; $\gamma_{N,c,\alpha}$ определяет затухание расплывающегося волнового пакета точных собственных состояний рассеяния в канале c . В общем случае энергия и затухание ПС N -го порядка определяются вещественной и мнимой частями простых полюсов функции Грина $\tilde{G}[N, N]$ в нижней полуплоскости комплексной переменной. Для простоты рассмотрения в дальнейшем ограничимся лишь базисом состояний $\tilde{\Psi}_{N,c,\alpha}^{(+)}$, описывающих на асимптотике ($r \rightarrow \infty$) одну квазичастицу типа c в сплошном спектре с волновым числом k_c и энергией $\hbar^2 k_c^2 / 2m_c$, а также ядро-остаток \tilde{C} с энергией $e_{N,c,\alpha} = U_{c,\alpha} - i\Gamma_{N,c,\alpha}/2$ и квантовыми числами α ($e_{N,c,\alpha} = e_{N,c,\alpha} + \hbar^2 k_c^2 / 2m_c$). При этом $\tilde{\Psi}_{N,c,\alpha}^{(+)}$ удовлетворяет уравнению типа (39).

Среди возбужденных состояний системы N взаимодействующих экситонов имеются такие состояния, которые полностью определяются заданием совокупности квантовых чисел $\beta = \{\lambda\}$, где λ характеризует одночастичное состояние. Такие конфигурации будем называть экситонными состояниями и классифицировать числом квазичастиц p_N и числом квазидырок h_N . Однако возможны и более сложные состояния, которые классифицируются и числом квазичастиц и квазидырок и числом коллективных возбуждений — фононов N_ϕ . В спектральное разложение в общем случае входят и слагаемые, описывающие всевозможные кластерные возбуждения ядра. В традиционной экситонной модели учитываются лишь квазичастично-квазидырочные конфигурации $\{|p_N p h_N h\rangle\}$, $N = p_N + h_N$. В последовательной модели предравновесных процессов необходимо учитывать конфигурации $\{| \text{фононы} \rangle; | p h + \text{фононы} \rangle\}$, и переходы с $\Delta N = \pm 2$, $\Delta N_\phi = \pm 1$, что соответствует квазичастично-фононной модели предравновесного распада. Такое расширение базиса ПС делает описание более корректным и более точно воспроизводящим экспериментальные данные (при использовании реалистических остаточных ядерных сил).

Изображение функций Грина с помощью графиков Фейнмана позволяет провести суммирование графиков, приводимых по внутренним линиям, содержащим хотя бы одну квазичастицу в сплошном спектре, и неприводимых по линиям связанных квазичастиц; в результате получим при $N > N'$ для полных амплитуд $\tilde{\Gamma}_{N,N'}$ (при

учете лишь переходов с $\Delta N = + 2$)

$$\left. \begin{aligned} & \tilde{\Gamma}_{N', N'}^{(u)} = I'_{N', N'} \delta_{N', N'+2} + I'_{N', N-2} \times \\ & \times \tilde{G}^{(u)} [N-2, N-2] I'_{N-2, N-4} \tilde{G}^{(u)} [N-4, N-4] \dots \\ & \dots I'_{N'+4, N'+2} \tilde{G}^{(u)} [N'+2, N'+2] I'_{N+2, N'}; \\ & \tilde{\Gamma}_{N, N'} = \tilde{\Gamma}_{N, N'}^{(u)} + \sum_{\{N_i\}} \tilde{\Gamma}_{N, N_1}^{(u)} G^{(b)} [N_1, N_1] \tilde{\Gamma}_{N_1, N_2}^{(u)} \dots \\ & \dots \tilde{G}^{(b)} [N_i, N_i] \tilde{\Gamma}_{N_i, N'}^{(u)}, \end{aligned} \right\} (42)$$

где сумма по $\{N_i\}$ берется при $N_1 > N_2, \dots, N_{i-1} > N_i > N'$. Из (37) и (42) следует

$$\begin{aligned} T_{fi}(E_a) &= T_{fi}^{\text{МПП}}(E_a) + T_{fi}^{\text{МКП}}(E_a), \\ T_{fi}^{\text{МПП}}(E_a) &= S d^3 x_{[b+B^*+a]} \tilde{\varphi}_{b, B^*}^{(-)*}(x_{[b+B^*]}) \times \\ & \times \tilde{\Gamma}_{b+B^*, a}^{(u)}(x_{[b]}; x_{[B^*]}; x_{[a]}; E_a) \tilde{\varphi}_a^{(+)}(x_{[a]}) \end{aligned} \quad (43)$$

описывает МПП;

$$\begin{aligned} T_{fi}^{\text{МКП}}(E_a) &= S d^3 x_{[b+B^*+a]} \tilde{\varphi}_{b, B^*}^{(-)*}(x_{[b+B^*]}) \times \\ & \times \left\{ \sum_{\{N_i\}} \tilde{\Gamma}_{b+B^*, N_1}^{(u)} \tilde{G}^{(b)} [N_1, N_1] \tilde{\Gamma}_{N_1, N_2}^{(u)} \dots \right. \\ & \left. \dots \tilde{G}^{(b)} [N_i, N_i] \tilde{\Gamma}_{N_i, a}^{(u)} \right\} \tilde{\varphi}_a^{(+)}(x_{[a]}) \end{aligned} \quad (44)$$

описывает комбинированные многоступенчатые процессы, когда система из ПС непрерывного спектра ($\tilde{G}^{(u)}$) на какой-либо стадии переходит в квазисвязанные ПС ($\tilde{G}^{(b)}$) и т. д. Специфика реакций со сложными частицами заключена в функциях $\tilde{\varphi}_{b, B^*}^{(-)*}$ и $\tilde{\varphi}_a^{(+)}$. Введя волновые функции $\chi_a^{(+)}$ и $\chi_b^{(-)}$ (искаженные волны), удовлетворяющие уравнениям оптической модели с $V_{\text{опт}}^{(a)}(\epsilon_a)$ и $V_{\text{опт}}^{(b)}(\epsilon_b)$ ($V_{\text{опт}}^{(a)}$ и $V_{\text{опт}}^{(b)}$ — феноменологические оптические потенциалы для частиц a и b соответственно), для $T_{fi}^{\text{МПП}}$ окончательно получим (аналогичное выражение имеет место и для $T_{fi}^{\text{МКП}}$):

$$\begin{aligned} T_{fi}^{\text{МПП}}(E_a) &= S d^3 x_{[b+B^*+a]} \chi_b^{(-)}(x_{[b]}) \times \\ & \times \tilde{\varphi}_{B^*}^{(-)}(x_{[B^*]}) \times \{ 1 + [V^{(b)} - V_{\text{опт}}^{(b)}(\epsilon_b)] \tilde{G}^{(u)} [b+B^*, b+B^*] \} \tilde{\Gamma}_{b+B^*, a}^{(u)} \times \\ & \times \{ 1 + \tilde{G}^{(u)} [a, a] [V^{(a)} - V_{\text{опт}}^{(a)}(\epsilon_a)] \} \chi_a^{(+)}(x_{[a]}). \end{aligned} \quad (45)$$

Для вывода расчетных формул усредненных сечений реакции $A + a \rightarrow B + b$ на основе выражений (43) — (45) сделаем прибли-

жения, аналогичные процедуре статистических вычислений, изложенных в разд. 1:

1) учитываются лишь полюсные части функций Грина $\tilde{G}[N, N]$ в ПС;

2) предполагается хаотичность фаз матричных элементов при операции статистического усреднения для МКП и МПП (в представлении плоских волн) по аналогии с процедурой усреднения, изложенной в разд. 1;

3) пренебрегается процессами перестройки во входном и выходном каналах

$$[V^{(a)} - V_{\text{опт}}^{(a)}] \simeq 0; [V^{(b)} - V_{\text{опт}}^{(b)}] \simeq 0.$$

В рамках этих приближений получим искомые выражения для статистического описания многоступенчатых ядерных реакций со сложными частицами [13, 14]:

1. Статистические многоступенчатые процессы через квазисвязанные ПС составного (компаунд) ядра (СМКП). Сечение СМКП определяется выражением типа (24) с расширением описания на реакции со сложными частицами.

2. Статистические многоступенчатые прямые процессы (СМПП).

1-й случай (ширины $\Gamma_{N,C} \rightarrow 0$ в ПС ядра-остатка C). Если предположить, что энергия $e_{N,C}$ ядра-остатка C в ПС, описываемого функцией $\varphi_{N,C,\alpha}^{(\pm)}$, действительна, то в этом случае процедура вычислений аналогична схеме, изложенной в разд. 1. Тогда получим для сечения СМПП выражение, совпадающее с (29) с расширением на реакции ($A + a \rightarrow B + b$) и дополнительным учетом всевозможных процессов с перестройкой в ПС: $c + C \rightarrow c' + C'$.

2-й случай (ширины $\Gamma_{N,C} \neq 0$ в ПС ядра-остатка C). В этом случае после статистического усреднения для $d^2\sigma^{\text{СМПП}}/d\varepsilon_b d\Omega_b$ получается выражение [14], близкое по структуре формулам гибридной модели с учетом направления частиц [15].

3. Комбинированные статистические многоступенчатые процессы (СМПП \rightarrow СМКП). Из (44) следует, что сечение комбинированного процесса (СМПП \rightarrow СМКП) определяется выражением [14]

$$\frac{d^2\sigma^{\text{СМПП} \rightarrow \text{СМКП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_a)}{d\varepsilon_b d\Omega_b} = \sum_c \int \frac{dk_c}{(2\pi)^3} \times \\ \times \frac{d^2W^{\text{СМКП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_c)}{d\varepsilon_b d\Omega_b} \frac{d^2\sigma^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_c, \mathbf{k}_a)}{d\varepsilon_c d\Omega_c}, \quad (46)$$

где $d^2\sigma^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_c, \mathbf{k}_a)/d\varepsilon_c d\Omega_c$ определяется формулой типа (29), описывающей первый этап ядерного процесса (СМПП), который заканчивается на стадии N_{ub} , когда промежуточная система из состояний непрерывного спектра переходит в квазисвязанные состояния составного ядра; $d^2W^{\text{СМКП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_c)/d\varepsilon_b d\Omega_b$ определяется формулой типа (24), описывающей второй этап (СМКП).

Следует отметить, что в работе [8] определены лишь два типа независимых механизмов ядерного процесса (СМКП и СМПП). В отличие от каскадно-экситонной модели [16], которая объединяет механизмы различных моделей (полуклассический каскад и традиционная экситонная модель), выражение (46) для СМПП и СМКП получено в рамках квантовополевого подхода во всей области энергий на основе единых замкнутых физических методов микроскопического описания. Итак, проведенный последовательный микроскопический анализ многоступенчатых процессов позволяет сформулировать комбинированную модель предравновесных ядерных реакций, протекающих по схеме СМПП \rightarrow СМКП. Анализ экспериментов [13, 17] с целью определения вкладов симметричной (СМКП) и асимметричной (СМПП) компонент в зависимости от развития иерархии процесса подтверждает справедливость указанной схемы комбинированного механизма протекания ядерных реакций.

Полученные выше выражения для СМКП, СМПП и СМПП \rightarrow \rightarrow СМКП со сложными частицами, учитывающие лишь переходы с $\Delta N = +2$, получены в пренебрежении процессами перестройки во входном и выходном каналах [14]. Если не делать этого приближения, необходимо разбить блоки взаимодействия $[V^{(a)} - V_{\text{опт}}^{(a)}]$ и $[V^{(b)} - V_{\text{опт}}^{(b)}]$ на два слагаемых [43]

$$[V^{(a)} - V_{\text{опт}}^{(a)}] = \Delta V_{a,a}^{\text{рег}} + \Delta V_{a,a}^{\text{фл}},$$

$$[V^{(b)} - V_{\text{опт}}^{(b)}] = \Delta V_{b+B^*, b+B^*}^{\text{рег}} + \Delta V_{b+B^*, b+B^*}^{\text{фл}},$$

где $\Delta V^{\text{рег}}$ — регулярная часть блока взаимодействия $[V - V_{\text{опт}}]$, которая слабо зависит от энергии, и $\Delta V^{\text{фл}}$ — флюктуационная часть взаимодействия, причем при статическом усреднении $\langle \Delta V^{\text{фл}} \rangle = 0$. При этом предполагается, что в $\Delta V^{\text{фл}}$ учтены лишь вклады, обусловленные эффектом поляризации ядерной среды — отличием взаимодействия между квазичастицами (в ядре) от взаимодействия свободных нуклонов. Учет блока $\Delta V^{\text{рег}}$ соответствует рассмотрению всевозможных процессов (срыв, развал, подхват, прямое выбивание, коалесценция) с $\Delta N = 0$ в рамках теории прямых реакций с использованием эффективных потенциалов взаимодействия.

Итак, для последовательного описания ядерных реакций со сложными частицами, когда $V^{(a)} \neq V_{\text{опт}}^{(a)}$, $V^{(b)} \neq V_{\text{опт}}^{(b)}$, необходимо учитывать специфику процесса формирования свободной сложной частицы в выходном канале и процесса развала падающей свободной сложной частицы во входном канале, т. е. переходы типа квазичастицы \rightleftharpoons свободная сложная частица. При пренебрежении эффектами поляризации ядра приходим к описанию многоступенчатого ядерного процесса в рамках борновского ряда, в промежуточных состояниях которого фигурируют свободные сложные частицы [18]. При этом следует иметь в виду, что теория многоступенчатых прямых реакций (ТМНР), развиваемая в [18], описывает лишь МПП в приближении хаотичности фаз матричных элементов в l -представлении для иска-

женных волн, что и обуславливает значительные трудности в вычислениях вкладов третьей, четвертой и т. д. стадий МПП. В рамках формализма СМПП + СМКП статистическое рассмотрение проводится в k -представлении, при этом при интегрировании по энергии факторы $(E - \varepsilon_{k,c} + i\eta)^{-1}$ заменяются $i\delta(E - \varepsilon_{k,c})$, в интеграл по $d\Omega'_c d\Omega''_c$ вводится фактор $\delta(\Omega'_c - \Omega''_c)$. Эти приближения в формализме СМПП + СМКП значительно упрощают расчеты парциальных вкладов отдельных стадий СМПП ($n = 1, 2, 3$ и т. д.). Несмотря на указанные выше различия, ТМНР и формализм СМПП + СМКП дают практически близкие результаты при описании первой и второй стадий СМПП [9, 18].

Аналогично подходу (ТМНР) [18] Игнатюк [19] использовал в *DWBA*-приближении микроскопические волновые функции с учетом одно- и двухфононных возбуждений для описания высокоэнергетической компоненты сечения, обусловленной одно- и двухступенчатыми прямыми процессами. В работе были рассчитаны угловые и энергетические распределения нейтронов в (p, n) -реакциях и получено хорошее согласие с экспериментом. Следует отметить, что формализм СМПП + СМКП [8, 13, 14, 18, 19] по существу является обобщением традиционных расчетов по методу связанных каналов в рамках оболочечной модели с учетом непрерывного спектра [20] на случай, когда велико число открытых каналов и промежуточных состояний, возбуждаемых в ядерных реакциях (статистические многоступенчатые процессы).

Исследование ядерных реакций со сложными частицами в микроскопической модели предравновесного распада. Как уже отмечалось, в предравновесных ядерных реакциях с нуклонами и со сложными частицами в рамках микроскопического подхода возможны следующие типы механизмов протекания ядерных реакций: прямой одноступенчатый (ПП) и статистические многоступенчатые прямые процессы (СМПП), определяющие асимметрию угловых распределений продуктов реакции, и статистические многоступенчатые процессы через составную (компаунд) систему (СМКП), включая и равновесную компоненту (РК), которые определяют симметричную часть угловых распределений. Для интерпретации предравновесных ядерных реакций необходимо определить входящие в их описание плотности состояний. Это — плотности состояний, определяемые для заданного числа экситонов $N = p_N + h_N$ при энергии возбуждения E , $\rho_N(E) \equiv \rho(p_N, h_N, E)$, $E = E_a$ либо U_B ; плотности допустимых состояний в промежуточной системе — $\rho_+(p_N, h_N, E_a)$; плотности допустимых состояний конечного ядра — $\rho_f(p_N, h_N, U_B)$. Очевидно, что для описания статистических МКП необходимы плотности $\rho^{(b)}(p_N, h_N, E)$, построенные на базе квазисвязанных конфигураций составной системы, причем одночастичные состояния должны соответствовать дискретному (квазидискретному) спектру модели оболочек. Обычно для вычисления таких плотностей используют эквидистантное приближение Струтинского — Эриксона. Таким об-

разом, плотности квазисвязанных возбужденных экситонных состояний для МКП будут определяться одночастичными состояниями квазичастиц в потенциальной яме ядра выше энергии Ферми ϵ_F до энергии S , равной сумме энергий связи B , центробежного барьера $U_{\text{ц}}$, а также кулоновского барьера для заряженных частиц $U_{\text{к}}$ ($S = B + U_{\text{ц}} + U_{\text{к}}$), и одночастичными состояниями квазидорок от дна ямы до ϵ_F . Для описания статистических МПП необходимы плотности несвязанных состояний $\rho^{(u)}(m, p_N - m, h_N, E)$, построенных на базе конфигураций промежуточной системы, в которых m частиц находятся в состоянии континуума

$$\rho^{(u)}(m, p_N - m, h_N, E) = \int_0^{E-S} dE_m \rho^{(b)}(p_N - m, h_N, E - E_m) \rho(m, E_m),$$

где $\rho(m, E_m)$ — плотность состояний m частиц с суммарной кинетической энергией E_m в континууме:

$$\rho(m, E_m) = \int_0^{E_m} \dots \int_0^{E_m} d\epsilon_1 \dots d\epsilon_m \rho(\epsilon_1) \dots \rho(\epsilon_m) \delta\left(E - \sum_{i=1}^m \epsilon_i\right),$$

$\rho(\epsilon_i)$ — плотность состояний i -й частицы с кинетической энергией ϵ_i в континууме, отсчитываемой от нуля потенциальной энергии.

В рамках формализма СМПП + СМКП матричные элементы внутриядерных переходов определяются свойствами волновых функций внутри конечной области радиуса R (R — расстояние, на котором ядерные силы можно полагать равными нулю). Используя метод факторизации одночастичных функций в потенциале, можно показать, что радиальная часть волновой функции для частицы в континууме при $r \ll R$ может быть представлена в виде [21]

$$\left\{ \frac{1}{\pi} \left[R + \frac{d\delta_{lj}}{dk} + \frac{1}{2k} \sin(2kR + \delta_{lj}) \right] \right\}^{1/2} u_{lj}(r), \quad (47)$$

где δ_{lj} — фазы рассеяния, $u_{lj}(r)$ — слабо зависящая от энергии функция с нормировкой $\int_0^R u_{lj}^2(r) dr = 1$. Таким образом, плотность одночастичных состояний континуума при $kR \gg 1$ можно записать в виде [22]

$$\rho(\epsilon) = \sum_{lj} \frac{(2j+1)}{\pi} \left[R \frac{dk}{d\epsilon} + \frac{d\delta_{lj}}{d\epsilon} \right]. \quad (48)$$

В области вне потенциальных резонансов можно не учитывать член $(d\delta_{lj}/d\epsilon)$, и для $\rho(\epsilon)$ получим [3]

$$\rho(\epsilon) = \left(\frac{4\pi}{3} R^3 \right) 4\pi (2m)^{3/2} \epsilon^{1/2} / (2\pi\hbar)^3. \quad (49)$$

Введение двух типов плотностей $\rho^{(u)}$ и $\rho^{(b)}$ соответствует двум типам механизма предравновесных реакций СМПП и СМКП. Полная плотность состояний с заданным числом экситонов определяется соотношением

$$\rho(p_N, h_N, E) = \rho^{(b)}(p_N, h_N, E) + \sum_m \rho^{(u)}(m, p_N - m, h_N, E).$$

Микроскопический подход к вычислению плотностей [23] связан с использованием реалистических одночастичных схем состояний в определенном потенциале, например, Сигера — Ховарда или

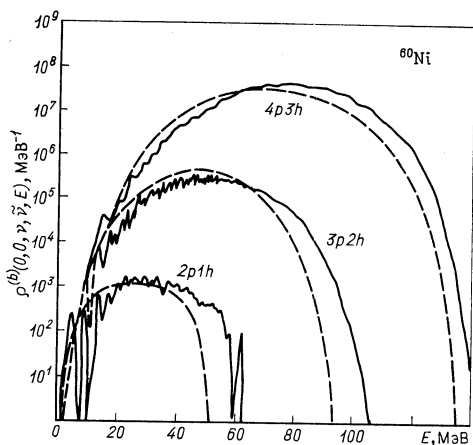


Рис. 3. Плотности квазисвязанных состояний $\rho^{(b)}(0, 0, \nu, \tilde{\nu}, E)$ ядра ^{60}Ni с разделением частиц и дырок на протоны и нейтроны:

сплошные линии — реалистические плотности; пунктир — плотности в эквидистантном приближении

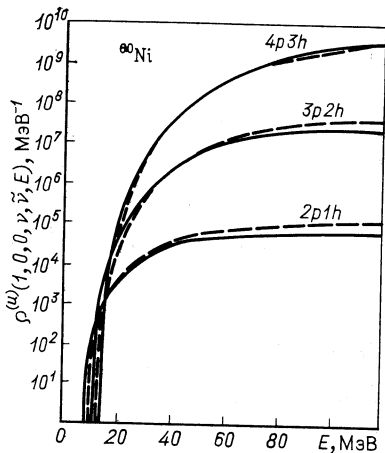


Рис. 4. Плотности несвязанных состояний $\rho^{(u)}(1, 0, 0, \nu, \tilde{\nu}, E)$ ядра ^{60}Ni с одной квазичастицей в непрерывном спектре в зависимости от энергии возбуждения E (нейтронная ветвь возбуждения, $\pi = \bar{\pi} = 0$). Обозначения на рис. 3

Вудса — Саксона. Оболочечная структура распределения одночастичных состояний в ядрах приводит к флуктуациям в плотностях возбужденных состояний [23], что и будет проявляться в спектрах вылетающих в реакции вторичных частиц. Такие флуктуации в реалистических (микроскопических) плотностях особенно заметно выражены при небольших энергиях возбуждения и малом числе экситонов. С ростом энергии возбуждения флуктуации затухают. Эти микрофлуктуации проявляются на энергетическом интервале порядка 1 МэВ. Расчеты показывают, что с ростом массового числа A флуктуации затухают. В принципе использование реалистических плотностей при расчетах предпочтительнее, чем эквидистантных. Для иллюстрации на рис. 3 показаны реалистические (микроскопические)

ческие) плотности квазисвязанных состояний $\rho^{(b)}$, вычисленные для ядра ^{60}Ni на базе реалистической схемы уровней в потенциале Вудса — Саксона, а также плотности квазисвязанных состояний в эквидистантном приближении в зависимости от энергии возбуждения составной системы E при $S = 8$ МэВ и $\varepsilon_F = 40$ МэВ. В вычисленных плотностях $\rho^{(b)}$ ($\pi, \tilde{\pi}, \nu, \tilde{\nu}, E$) учтено разделение частиц (π, ν) и дырок ($\tilde{\pi}, \tilde{\nu}$) на протоны и нейтроны соответственно. Видно также появление энергетической щели для различных конфигураций. Для примера представлены плотности вычислены для нейтронной ветви возбуждения ($\pi = \tilde{\pi} = 0$), когда число частиц (p_N) и дырок (h_N) определяется только нейтронами (в общем случае $p_N = \pi + \nu, h_N = \tilde{\pi} + \tilde{\nu}$). На рис. 4 показаны вычисленные реалистические плотности несвязанных состояний ядра ^{60}Ni в зависимости от энергии возбуждения, когда в непрерывном спектре находится одна квази-частица.

Ядерная реакция в области энергий $\varepsilon_a \lesssim 100$ МэВ вероятнее всего протекает в два этапа: первый — внутриядерный каскад (ПП + СМПП), затем система переходит в квазисвязанные конфигурации промежуточного ядра; второй — процесс релаксации до установления равновесия (СМКП). В рамках комбинированной модели предравновесных реакций (СМПП → СМКП) для анализа многоступенчатого процесса эмиссии требуется определить усредненные квадраты матричных элементов $\langle |I|^2 \rangle_{uu}, \langle |I|^2 \rangle_{ub}, \langle |I|^2 \rangle_{bb}, \langle |I|^2 \rangle_{bu}$, которые не зависят от числа экситонов. Все эти величины в микроскопической модели предравновесного распада определяются из расчетов, базирующихся на данных самосогласованного потенциала и остаточного взаимодействия. Необходимо также рассчитать соответствующие этим типам переходов плотности допустимых конечных состояний, в которых заключена явная зависимость от числа экситонов,

$$\rho_+^{(u)}(m_s, p_N - m_s, h_N, E_a), \rho_f^{(b)}(p_N, h_N, U_C), \\ \rho_+^{(b)}(p_N, h_N, E_a), \rho_f^{(b)}(p_N, h_N, U_B).$$

В рамках микроскопической модели предравновесного распада [30, 44] исследуем особенности вкладов в сечение различных механизмов протекания предравновесной ядерной реакции (ПП, СМПП, СМКП и СМПП → СМКП). При энергиях падающей частицы в несколько десятков мегаэлектрон-вольт ($k_a R \gg 1$) возможный диапазон изменения полного спина и орбитального момента достаточно велик. Произведя суммирование в формуле типа (24), описывающей СМКП, по всем возможным значениям l, l', J, J_B в предположении слабой спиновой зависимости усредненных матричных элементов (что подтверждают численные расчеты с остаточными силами) и соответствующего усреднения по спинам (такое усреднение приводит к изотопному угловому распределению вторичных частиц), для жест-

кой части спектра [$\varepsilon_b \sim 0,5 (E_a - B_b)$] получаем

$$\frac{d^2\sigma_{\text{СМКП}}}{d\varepsilon_b d\Omega_b} = \sum_{n=1}^{\bar{n}} \frac{\Gamma_{nb}^\dagger}{\Gamma_n} \left[\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^\dagger}{\Gamma_k} \right] \sigma_a(\varepsilon_a), \quad (50)$$

$$\Gamma_{nb}^\dagger = 2\pi \langle |I(\varepsilon_b)|^2 \rangle_{bu\rho}(\varepsilon_b, \Omega_b) \rho_f^{(b)}(a + 2n - b, U_B),$$

$$\Gamma_k^\dagger = 2\pi \langle |I(E_a)|^2 \rangle_{bb\rho}^{(b)}(k, E_a).$$

Используем приближения: 1) $\Gamma_k^\dagger \gg \Gamma_k^\dagger$, что справедливо для средних и тяжелых ядер [8]; 2) $\rho_f^{(b)}(k, E_a)$ слабо зависит от k ; $\langle |I(\varepsilon_b)|^2 \rangle_{bu}$ не зависит от ε_b [$\varepsilon_b \sim 0,5 (E_a - B_b)$, $k_b R \gg 1$], что связано со спецификой определения плотности $\rho(\varepsilon_b)$ [см. (47) — (49)], в которой заключена практически вся зависимость от ε_b . Тогда из (50) окончательно получаем

$$\frac{d^2\sigma_{\text{СМКП}}}{d\varepsilon_b d\Omega_b} = \sum_{n=1}^{\bar{n}} C_n^{\text{СМКП}}(\varepsilon_a, E_a) \varepsilon_b^{1/2} \exp[-\varepsilon_b/\kappa_n(\varepsilon_b)], \quad (51)$$

где $C_n^{\text{СМКП}}(\varepsilon_a, E_a)$ — функция, слабо зависящая от ε_b , $\kappa_n(\varepsilon_b)$ — ядерная квазitemпература, определенная во всей области изменения ε_b ($0 < \varepsilon_b \leq E_a - B_b$) с помощью точного соотношения

$$\begin{aligned} \ln \rho_f(a + 2n - b, E_a - B_b - \varepsilon_b) = \\ = S_0(E_a - B_b) - \varepsilon_b/\kappa_n(\varepsilon_b). \end{aligned} \quad (52)$$

Для плотностей ρ_f , рассчитанных в эквидистантном приближении, имеем

$$\rho_f(a + 2n - b, U_B) = g(gE_a) \left(\frac{U_B}{E_a} \right)^{a+2n-b-1}, \quad (53)$$

где g — одночастичная плотность. Из (52), (53) следует, что

$$\kappa_n(\varepsilon_b) = (E_a - B_b)/a_1(\varepsilon_b) [a + 2n - b - 1], \quad (54)$$

где фактор $a_1(\varepsilon_b)$ определяется соотношением

$$a_1(\varepsilon_b) = -\ln \left(1 - \frac{\varepsilon_b}{E_a - B_b} \right) / \left(\frac{\varepsilon_b}{E_a - B_b} \right). \quad (55)$$

Фактор $a_1(\varepsilon_b)$, рассчитанный по формуле (55), слабо зависит от ε_b в диапазоне значений (0,3 — 0,6) ($E_a - B_b$).

Аналогично изложенной выше схеме анализа СМКП при $\varepsilon_b \sim 0,5 (E_a - B_b)$ получим

$$\frac{d^2\sigma_{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_a)}{d\varepsilon_b d\Omega_b} = \sum_{n=1}^{N_{ub}} C_n^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_a, E_a) \varepsilon_b^{1/2} \exp[-\varepsilon_b/\kappa_n(\varepsilon_b)], \quad (56)$$

где $C_n^{\text{СМПП}}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_a, E_a)$ — функция, слабо зависящая от ε_b , определяет форму углового распределения вторичных частиц и опреде-

ляется выражением типа (29). Анализ структуры величин $C_n^{СМПП}$ (k_b, k_a, E_a) в рамках теории прямых реакций показывает, что под малыми углами основной вклад дает первая стадия процесса (κ_1), с ростом угла рассеяния ϑ_b вклад второй стадии возрастает, и для определенной области углов ϑ_b вклад второй стадии становится основным либо сравнимым с вкладом первой стадии и т. д.; с ростом угла ϑ_b растут вклады последующих стадий. Характер такого поведения величин $C_n^{СМПП}$ (k_b, k_a, E_a) для СМПП подтверждается и непосредственными расчетами СМПП для реакций с нуклонами [9, 18]. Так, анализ расчетных зависимостей $\ln [(d^2\sigma/d\varepsilon_b d\Omega_b) \varepsilon_b^{-1/2}]$ от ε_b под разными углами ϑ_b для отдельных стадий СМПП ($n = 1 \div 6$), выполненных по программе *DWUCK* для реакции $^{120}\text{Sn}(p, n)$ при $\varepsilon_p = 45$ МэВ [9] (см. рис. 2), подтверждает справедливость формулы (56) для СМПП в области $\varepsilon_p \sim \sim 0,5 (E_a - B_b)$. Полученные из указанных расчетов значения κ_n , МэВ, для $n = 1 \div 6$ равны: $\kappa_1 = 25,0$; $\kappa_2 = 8,5$; $\kappa_3 = 5,0$; $\kappa_4 = 3,9$; $\kappa_5 = 3,2$ и $\kappa_6 = 2,9$. Соответствующие оценки κ_i по формуле (54): $\kappa_1 = 25,2$; $\kappa_2 = 8,4$; $\kappa_3 = 5,1$; $\kappa_4 = 3,8$; $\kappa_5 = 3,3$ и $\kappa_6 = 2,9$. Как видно из рис. 2, с ростом ϑ_b растут вклады второй, третьей и последующих стадий. Поэтому установленная из обработки экспериментальных данных закономерность, показывающая, что «квazитемпература» $\kappa(\vartheta_b)$ зависит от угла рассеяния ϑ_b [24—26], является отражением такого характера поведения $C_n^{СМПП}$ — с ростом угла ϑ_b растут подавляющие вклады последующих стадий СМПП. Итак, микроскопическая теория предравновесных ядерных реакций позволяет, в принципе, из анализа линейных участков в зависимостях вида $\ln [(d^2\sigma/d\varepsilon_b d\Omega_b) \varepsilon_b^{-1/2}]$ от ε_b при заданном угле ϑ_b в области $\varepsilon_b \sim 0,5 (E_a - B_b)$, где $C_n^{СМПП}$, $C_n^{СМПП}$ и $\kappa_n(\varepsilon_b)$ слабо зависят от ε_b , определить тип механизма предравновесной ядерной реакции.

В общем случае наклон линейного участка определяется в жесткой части спектра эмиссии вкладами нескольких стадий (как правило, не более трех стадий СМПП). В этой ситуации возможно ввести обобщенную ядерную квазитемпературу $\kappa_{i,i+1}(\bar{\varepsilon}_b, \bar{\vartheta}_b)$ (вклад двух соседних стадий i и $i + 1$) и $\kappa_{i,i+1,i+2}(\bar{\varepsilon}_b, \bar{\vartheta}_b)$ (вклад соответственно трех соседних стадий) с помощью соотношения

$$\kappa_{i,i+1}^{-1}(\bar{\varepsilon}_b, \bar{\vartheta}_b) = [\kappa_i^{-1}(\bar{\varepsilon}_b) p_i + \kappa_{i+1}^{-1}(\bar{\varepsilon}_b) p_{i+1}] / (p_i + p_{i+1}). \quad (57)$$

Аналогичное соотношение имеет место для $\kappa_{i,i+1,i+2}^{-1}$. В (57) $p_i = = d^2\sigma_i(\varepsilon_b, \vartheta_b)/d\varepsilon_b d\Omega_b$ — парциальный вклад i -стадии в спектр эмиссии при $\varepsilon_b \approx 0,5 (E_a - B_b)$; точнее $\bar{\varepsilon}_b$ соответствует середине наблюдаемого линейного участка в жесткой части спектра эмиссии. Соотношение (57), как следует из расчетов, выполняется с удивительной точностью. Предложенный выше анализ линейных участков в зависимостях $\ln [(d^2\sigma/d\varepsilon_b d\Omega_b) \varepsilon_b^{-1/2}]$ от ε_b в рамках микроскопической теории предравновесных реакций отличен от форма-

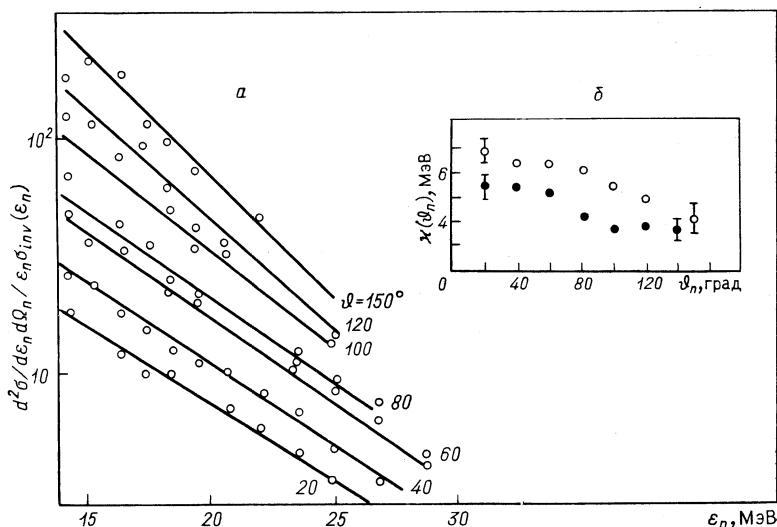


Рис. 5. Зависимости $(d^2\sigma/d\varepsilon_n d\Omega_n)/\varepsilon_n\sigma_{in\nu}$ от энергии нейтронов для различных углов регистрации (а) и ядерной температуры κ (б) от угла вылета нейтронов для реакций $^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, n)$ (черные точки) и $^{61}\text{Ni}(\alpha, n)$ (светлые точки) (б)

лизма локально нагретого ядра [27], применимого лишь при достаточно высоких энергиях ($\varepsilon_n > 100$ МэВ).

На основании формул (54), (56) и (57) проанализируем экспериментальные зависимости квазitemпературы κ (ϑ_b) от угла рассеяния ϑ_b .

Таблица расчета ядерной квазitemпературы, МэВ

Реакция	κ_1	κ_{12}	κ_2	κ_{23}	κ_3	$\kappa_{3\bar{n}}$	$T_{\text{равн}}$
$^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, n)$	10,5	7,9	6,3	5,3	4,5	3,4	2,4
$^{61}\text{Ni}(\alpha, n)$	8,5	6,8	5,7	4,8	4,3	3,4	2,5
$^{27}\text{Al}({}^3\text{He}, p)$	10,8	8,4	7,2	6,1	5,4	4,7	4,1
$^{59}\text{Co}({}^3\text{He}, p)$	9,9	7,9	6,6	5,5	5,0	3,6	2,8
$^{90}\text{Zr}({}^3\text{He}, p)$	11,5	9,1	7,5	6,4	5,6	3,7	2,2
$^{112}\text{Sn}({}^3\text{He}, p)$	12,0	9,1	7,3	6,2	5,2	3,5	1,9
$^{27}\text{Al}({}^3\text{He}, d)$	9,0	7,0	5,4	4,6	4,0	3,9	3,8
$^{59}\text{Co}({}^3\text{He}, d)$	7,0	5,1	4,2	3,4	3,0	2,8	2,6
$^{90}\text{Zr}({}^3\text{He}, d)$	11,2	8,6	6,9	6,3	5,8	3,9	2,1
$^{112}\text{Sn}({}^3\text{He}, d)$	10,8	8,7	7,3	6,0	5,1	3,4	1,8

Рис. 6. Экспериментальные зависимости $\kappa(\vartheta)$ при $\varepsilon(^3\text{He}) = 50,5$ МэВ:

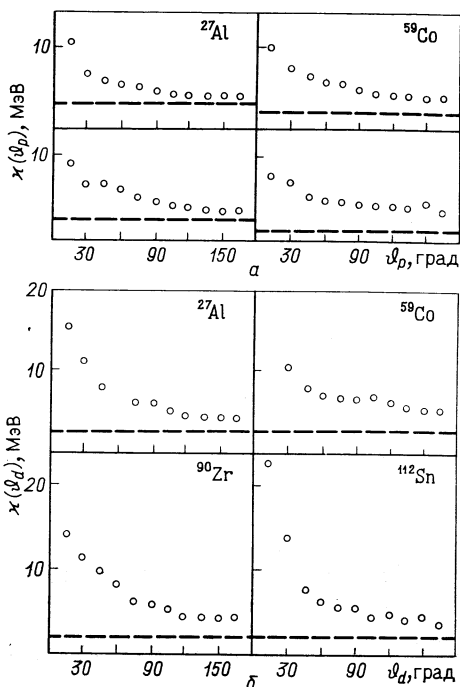
a — для реакций ($^3\text{He}, p$); *b* — для реакций ($^3\text{He}, d$). Пунктиром показаны оценки $T_{\text{равн}}$. Светлые точки — оценки κ с коррекцией вклада развала ^3He

Пример 1. Реакции $^{62}\text{Ni}(^3\text{He}, n)$, $\varepsilon(^3\text{He}) = (40,9 \pm 0,8)$ МэВ; $^{61}\text{Ni}(\alpha, p)$, $\varepsilon_\alpha = 52,6 \pm 0,8$ МэВ [24]. На рис. 5 приведены экспериментальная зависимость $(d^2\sigma/d\varepsilon_n d\Omega_n) \varepsilon_n^{-1} \sigma_{inv}^{-1}(\varepsilon_n)$ от энергии нейтронов ε_n для различных углов регистрации ϑ_n и зависимость ядерной квазitemпературы $\kappa(\vartheta_n)$ от ϑ_n для реакций $^{62}\text{Ni}(^3\text{He}, n)$ (черные точки) и $^{61}\text{Ni}(\alpha, p)$ (светлые точки).

Пример 2. Реакции ($^3\text{He}, p$) и ($^3\text{He}, d$) на ядрах ^{27}Al , ^{59}Co , ^{90}Zr и ^{112}Sn при $\varepsilon(^3\text{He}) = 50,5$ МэВ [28].

На рис. 6 показаны экспериментальные зависимости $\kappa(\vartheta)$ для этих реакций. Пунктиром на рис. 6 показаны оценки $T_{\text{равн}} = (E_a - B_b/a')^{1/2}$, $a' = \pi^2 g/6$. В таблице приведены оценки κ по формулам (54), (57) для рассмотренных выше реакций (примеры 1 и 2), которые получены в приближении равно-великих вкладов соседних стадий. Для нечетного ядра-мишени начальное число экситонов a следует заменить $(a + 1)$. При сравнении величины $\kappa(\vartheta_b)$ (см. рис. 5, 6) и κ_{ik} (см. таблицу) видно, что для рассматриваемых реакций наклоны линейных участков в зависимости от ϑ_b в области $\varepsilon_b \sim 0,5 (E_a - B_b)$ определяются вкладами первой — третьей стадий СМПП для $\vartheta_b \leq 150^\circ$; при $150^\circ < \vartheta_b < 180^\circ$ — вкладами третьей стадии СМПП и СМКП. Суммируя результаты проведенного выше анализа, можно сказать, что основную роль в формировании дифференциального сечения играют первая — третья стадии СМПП + СМКП, т. е. имеет место комбинированный механизм многоступенчатой эмиссии СМПП \rightarrow СМКП.

Квазичастично-фононная модель предравновесного распада. В изложенных микроскопических теориях предравновесных ядерных реакций предполагалось, что ПС в многоступенчатом процессе релаксации классифицируются лишь числом экситонов и рассматривались допустимые переходы с $\Delta N = 0, \pm 2$. Несмотря на успехи такого описания, необходимо расширение микроскопических подходов,



когда наряду с экситонами явно учитываются и коллективные степени свободы ядра (фононы). Теперь ПС будем классифицировать и числом экситонов N и фононов N_Φ , т. е. рассматривать конфигурации типа $|N, N_\Phi\rangle$. Соответственно определим и плотности ПС — $\rho(N, N_\Phi, E)$. Для описания многоступенчатого процесса релаксации вводятся два типа внутриядерных переходов с соответствующими вероятностями перехода λ_+ :

а) с изменением числа экситонов на $\Delta N = +2$

$$\lambda_+^{\text{э}}(N, N_\Phi, E) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |I|^2 \rangle_{\text{э}} \rho_f^{\text{э}}(N, N_\Phi, E);$$

б) с изменением числа фононов на $\Delta N_\Phi = +1$

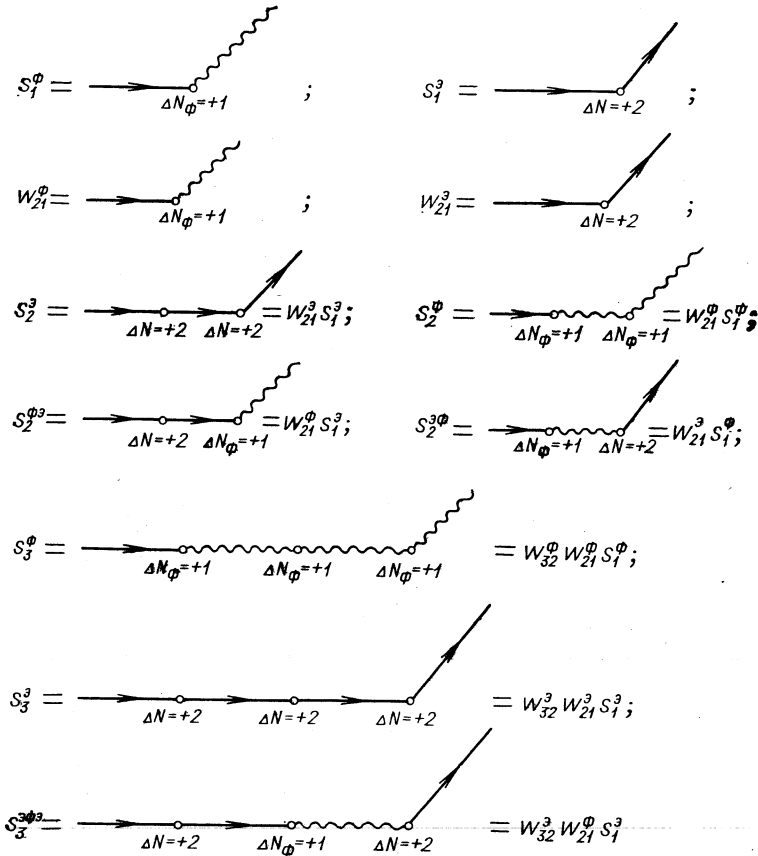
$$\lambda_+^{\Phi}(N, N_\Phi, E) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |I|^2 \rangle_{\Phi} \rho_f^{\Phi}(N, N_\Phi, E),$$

где $\langle |I|^2 \rangle_{\text{э}}$ и $\langle |I|^2 \rangle_{\Phi}$ — усредненные квадраты матричных элементов переходов с $\Delta N = +2$ и $\Delta N_\Phi = +1$ соответственно; $\rho_f^{\text{э}}(N, N_\Phi, E)$ и $\rho_f^{\Phi}(N, N_\Phi, E)$ — плотности допустимых конечных состояний при соответствующих переходах. Значения $\langle |I|^2 \rangle_{\text{э}}$ и $\langle |I|^2 \rangle_{\Phi}$ извлекаются из оценок соответствующих вероятностей перехода в рамках микроскопического подхода

$$\begin{aligned} \lambda_+(1, 0, E) &= \lambda_+^{\text{э}}(1, 0, E) + \lambda_+^{\Phi}(1, 0, E), \\ \lambda_+^{\text{э}}(1, 0, E) &= \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle \sum_{j_1, j_2, j_3} | \langle j | I | j_1, j_2, j_3 \rangle |^2 \times \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ \frac{1}{\pi} \frac{\Delta E/2}{[E - (e_{j_1} + e_{j_2} - e_{j_3})]^2 + (\Delta E/2)^2} \right\} \right\rangle, \\ \lambda_+^{\Phi}(1, 0, E) &= \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle \sum_{\lambda, j'} \frac{\beta_\lambda^2(E_\lambda)}{(2\lambda+1)(2j'+1)} | \langle j | T_\lambda | j' \rangle |^2 \times \right. \\ &\quad \left. \times \left\{ \frac{1}{\pi} \frac{\Delta E/2}{(E - (e_{j'} + E_\lambda))^2 + (\Delta E/2)^2} \right\} \right\rangle, \end{aligned}$$

где $T_{\lambda\mu} = R(\partial U/\partial r) Y_{\lambda\mu}$, $\beta_\lambda(E_\lambda)$ — параметр деформации для фонона мультипольности λ и энергия E_λ , извлекаемые из расчетов в рамках RPA; j — набор квантовых чисел, характеризующих одночастичное состояние с энергией e_j в среднем поле ядра U ; ΔE — интервал усреднения. Из численных расчетов λ_+ , $\lambda_+^{\text{э}}$, и λ_+^{Φ} на основе приведенных выше формул [29, 30] следует, что вклад прямого перехода с $\Delta N_\Phi = +1$ и возбуждением низколежащих коллективных мод (2_1^+ , $T=0$; 3_1^- , $T=0$, ГКР) составляет около 60% λ_+ ; соответственно вклад прямого перехода с возбуждением частицы и дырки ($\Delta N = +2$) и слабоколлективных фононов ($\Delta N_\Phi = +1$) $\sim 40\%$. Эту группу переходов в дальнейшем будем описывать единым образом как переходы с $\Delta N = +2$.

Основным механизмом протекания предравновесной реакции при энергиях падающей частицы до сотни мегаэлектрон-вольт является комбинированный многоступенчатый процесс первой — третьей стадий СМПП → СМКП (см. разд. 2). Жесткая часть спектра эмиссии определяется преимущественно вкладами первой — третьей стадий СМПП. При конкретизации двух типов перехода ($\Delta N = +2$ и $\Delta N_\phi = +1$) возможны следующие схемы протекания реакции (1—3-я стадии СМПП, т. е. 1СПП, 2СПП, 3СПП)



+ соответствующие диаграммы для S_3 с возможными чередованиями переходов с $\Delta N = +2$ и $\Delta N_\phi = +1$. В приведенных выше диаграммах введены следующие обозначения (см. разд. 1):

$$S_1 = \frac{d^2\sigma^{1\text{СПП}}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_i)}{d\varepsilon_1 d\Omega_1}, \quad W_{21} = \frac{d^2W_{21}(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)}{d\varepsilon_2 d\Omega_2}, \quad \Delta N = +2, \quad \Delta N_\phi = +1.$$

Для получения расчетных формул сделаем следующие приближения:

1) в предположении, что угловые распределения вторичных частиц определяются только направлением движения налетающей частицы, будем использовать факторизованное выражение для матричных элементов [15]

$$\langle |I_{m, m+1}(\mathbf{k}_m, \mathbf{k}_{m+1})|^2 \rangle = \langle |I(\varepsilon_m, \varepsilon_{m+1})|^2 \rangle W(\Omega_m \rightarrow \Omega_{m+1}),$$

где

$$W(\Omega_m \rightarrow \Omega_{m+1}) = \pi^{-1} \cos^2(\vartheta_{m+1} - \vartheta_m) \Theta \left[\frac{\pi}{2} - (\vartheta_{m+1} - \vartheta_m) \right]$$

и удовлетворяет условию нормировки

$$\int d\Omega_{m+1} W(\Omega_m \rightarrow \Omega_{m+1}) = 1;$$

2) при $k_{m+1}R \gg 1$ матричные элементы $\langle |I(\varepsilon_m, \varepsilon_{m+1})|^2 \rangle$ определяются лишь свойствами волновых функций для $r \ll R$, поэтому $\langle |I(\varepsilon_m, \varepsilon_{m+1})|^2 \rangle$ практически не зависят от ε_{m+1} , если определить плотность одночастичных состояний континуума $\rho(\varepsilon_{m+1})$ внутри сферы радиуса R согласно (47) — (49);

3) полная вероятность перехода $\lambda_+(1, 0, \varepsilon)$ определяется реальной средней длиной свободного пробега нуклона в ядре $\Lambda(\varepsilon)$, $\lambda_+(1, 0, \varepsilon) = v/\Lambda(\varepsilon)$;

4) плотности $\rho(N, N_\phi, E)$ рассчитываются на основе одночастичной схемы уровней и спектра фононов в ядре;

5) вероятности переходов с $\Delta N = +2$ и $\Delta N_\phi = +1$ определяются из соотношений [29, 30] $\lambda_\phi^2/\lambda_+ \simeq 0,6$; $\lambda_+^2/\lambda_+ \simeq 0,4$.

В рамках сформулированных выше приближений были проведены расчеты вкладов в суммарное сечение $d^2\sigma^{1\text{СПП}}/d\varepsilon_f d\Omega_f$, $d^2\sigma^{2\text{СПП}}/d\varepsilon_f d\Omega_f$, $d^2\sigma^{3\text{СПП}}/d\varepsilon_f d\Omega_f$, СМКП и ЗСПП \rightarrow СМКП для реакций $^{60}\text{Ni}(p, p')$ и $^{120}\text{Sn}(p, p')$ при $\varepsilon_p = 61,7$ МэВ с учетом возбуждения фононов 2_1^+ , 2_2^+ , 3_1^- , 4_1^- и гигантского квадрупольного резонанса (2^+). Результаты расчета [31] реакции $^{120}\text{Sn}(p, p')$ представлены на рис. 7.

Проведенный анализ реакции (p, p') в рамках квазичастично-фононной модели предравновесного распада в формализме СМПП + СМКП демонстрирует важность учета вкладов с возбуждением коллективных мод в полное сечение, что также позволяет объяснить и промежуточную структуру в жесткой части спектра, оценить парциальные вклады отдельных типов и стадий многоступенчатого механизма реакции (I — 3-я стадии СМПП, ЗСПП \rightarrow СМКП, СМКП). Такого же типа расчетные формулы в рамках формализма СМПП + СМКП справедливы для реакций с вылетом сложных частиц ($b \leq 4$) в предположении, что механизм формирования сложной частицы описывается моделью коалесценции [31]. В этом случае в формулах появляется дополнительный фактор γ_b , определяющий вероятность формирования в конечном состоянии f сложной частицы b из b возбужденных квазичастиц.

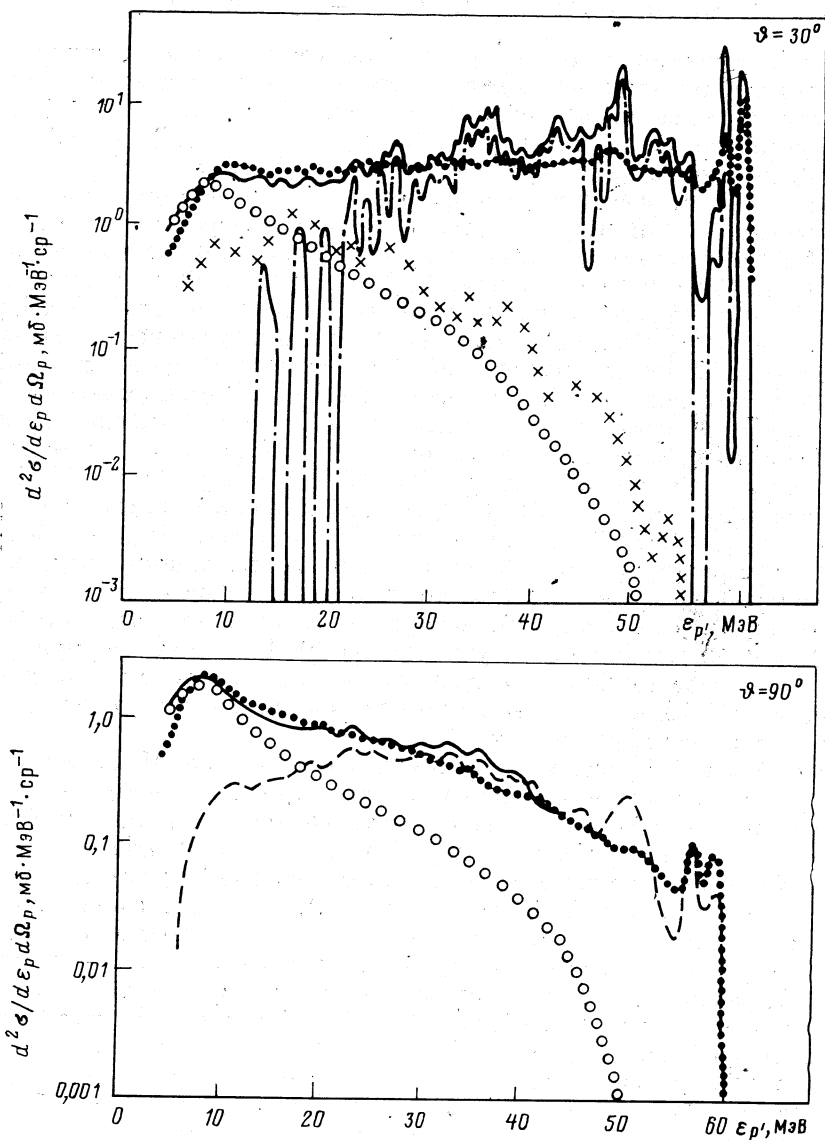


Рис. 7. Дважды дифференциальные сечения рассеяния протонов на ядре ^{120}Sn :

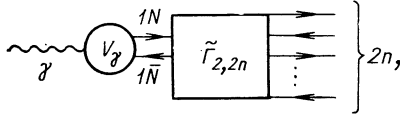
точки — эксперимент [45]; сплошная линия — расчетное суммарное сечение; штрихпунктир — вклад 1-ой стадии; кружки — вклад СМЖП; крестики — вклад ЗСПП → СМЖП; штриховая линия на втором рисунке — суммарный вклад трех стадий СМЖП.

3. ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ РАСПАДА МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Микроскопическая теория предравновесных ядерных реакций и возбуждение мультипольных гигантских резонансов. Экспериментальное обнаружение мультипольных гигантских резонансов (МГР) для широкого класса таких ядерных реакций, как (γ, N) , (e, e') , μ^- и π^- -захват и неупругое рассеяние частиц (N, d, t, h, α) , явилось большим шагом вперед в интерпретации спектров возбуждений ядер до энергии 40 МэВ. Первоочередной задачей в теоретическом описании МГР является корректный и полный учет сложных конфигураций ($2p2h$, $3p3h$ и более сложных). В последние годы предпринимались многочисленные попытки прямого учета лишь $2p2h$ -конфигураций [32—34]. Учет всевозможных $2p2h$ -конфигураций в пределах определенного числа оболочек обычно сводится к диагонализации матрицы большого порядка (с эффективным $1p1h$ -взаимодействием). Для средних и тяжелых ядер такой подход, явно учитывающий $2p2h$ -конфигурации, затруднен из-за большого числа таких состояний (например, для $E1$ -резонанса в ядре ^{208}Pb в интервале 5—20 МэВ необходим учет $(3,5 \div 5,5) \cdot 10^4$ $2p2h$ -конфигураций). Трудности еще более возрастают, если явно учитывать $3p3h$, $4p4h$ и более сложные конфигурации. Поэтому обычно выделяются наиболее «опасные» $2p2h$ -конфигурации (введением фононов — коллективизированных $1p1h$ -состояний), которые и определяют фрагментацию МГР (промежуточную структуру резонанса). В рамках сформулированной в работах [33, 35] квазичастично-фононной модели ядра в последнее время выполнены многочисленные расчеты по фрагментации гигантских резонансов.

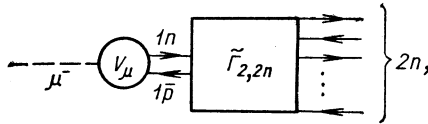
Несмотря на успехи в изучении фрагментации МГР, имеется большой малоизученный материал по структуре ядра — многоквazi-частичные и многофононные компоненты волновых функций возбужденных состояний сложных ядер. Более того, традиционные подходы, основанные на решении секулярных уравнений с учетом полного базиса состояний ($2p2h$, $3p3h$, $4p4h$ и т. п.), при исследовании высоковозбужденных состояний встречаются с непреодолимыми трудностями из-за большого числа сложных конфигураций. Поэтому целесообразны и интересны подходы, не использующие только формализм секулярных уравнений. В этой связи особенно интересна формулировка обобщенной модели распада гигантских резонансов, в которой учитывается прямой, предравновесный и равновесный механизмы испускания частиц [36—39]. В такой формулировке гигантский резонанс описывается в рамках модели оболочек. Входные волновые функции МГР $\psi_{\text{вх}}$ для ядер с замкнутыми или почти замкнутыми оболочками могут быть найдены с помощью диагонализации остаточного взаимодействия на $1p1h$ -базисе либо на расширенном базисе с учетом опасных $2p2h$ -конфигураций [32]. Волновые функции $\psi_{\text{вх}}$ (J , π , E) описывают первоначальный этап процесса рожде-

ния $1p1h$ -пары (в общем случае необходимо учесть фрагментацию по более сложным опасным конфигурациям). В дальнейшем для простоты рассмотрения будем полагать $\psi_{вх}$ ($J\pi, E$) коллективным $1p1h$ -состоянием. Процесс рождения коллективного состояния в результате реакции [МГР с $\psi_{вх}$ ($J\pi, E$)] и процесс эмиссии нуклонов (в общем случае и сложных частиц) описывается диаграммами вида:



где $\tilde{\Gamma}_{2,2n}$ — полная вершинная часть (полная амплитуда взаимодействия), переводящая взаимодействующую частицу-дырку (N, \bar{N}) в конечное $npnh$ -состояние ($2n$ экситонов); V_γ — вершина невзаимодействующих нуклонов по отношению к полю γ -квантов. В соответствии с правилами отбора для оператора V_γ возбуждаются преимущественно состояния (в длинноволновом приближении) $J\pi = 1^-, 2^+$ с $T_>$ и $T_<$;

б) для реакции μ^- -захвата



где V_μ — эффективный гамильтониан взаимодействия, приводящий к захвату μ^- -мезонов ядром с превращением протона в нейтрон ($n\bar{p}$) и испусканием нейтрино ($\tilde{\nu}$). В реакции возбуждаются изобарические аналоги изоспинового или спин-изоспинового резонансов конечного ядра. Аналогичные диаграммы имеют место для (e, e'), (π^-, γ) и неупругого рассеяния легких ионов ($a \leq 4$). В диаграммах полная вершина $\tilde{\Gamma}_{2,2n}$ — симметризованная сумма графиков Фейнмана, которые начинаются и кончаются актом взаимодействия, определяется системой уравнений, рассматриваемых в микроскопической теории предравновесных ядерных реакций [см. (40) и (42)]. Из (23) следует, что интегральный спектр эмиссии вторичных частиц, обусловленный СМКП в реакциях с возбуждением МГР, описывается выражением

$$\frac{d^2\sigma_{ba}^{СМКП}}{d\varepsilon_b} = \left\{ \sum_{n=2}^{\bar{n}} \frac{\Gamma_{nb}^\dagger(J\pi, E_a, \varepsilon_b)}{\Gamma_n(J\pi, E_a)} \left[\prod_{k=2}^{n-1} \frac{\Gamma_{bx}^\dagger(J\pi, E_a)}{\Gamma_{bx}(J\pi, E_a)} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\Gamma_k^\dagger(J\pi, E_a)}{\Gamma_k(J\pi, E_a)} \right] + \frac{\Gamma_{bx}^\dagger(J\pi, E_a, \varepsilon_b)}{\Gamma_{bx}(J\pi, E_a)} \left. \right\} \sigma_a^{МГР}(J\pi, E_a),$$

где $\sigma_a^{\text{МГР}}(J\pi, E_a)$ — сечение образования составного ядра в результате данной реакции во входном коллективном состоянии $\Psi_{\text{вх}}(J\pi, E_a)$, E_a — энергия возбуждения. Для реакций μ^- - и π^- -захвата $\sigma_a^{\text{МГР}}$ должна быть заменена соответственно на вероятность μ^- -захвата $\Lambda_{0 \rightarrow s}$ и на вероятность радиационного захвата π^- -мезона $\Lambda_\gamma(J_i \rightarrow J_f)$. Релаксационная ширина входного состояния $\Psi_{\text{вх}}$ определяется выражением

$$\Gamma_{\text{вх}}^\downarrow(J\pi, E_a) = 2\pi \langle | \langle \Psi_{\text{вх}}(J\pi, E_a) | I_{2,4} | \tilde{\Phi}_{2p2h} \times \\ \times (J\pi, E_a) \rangle|^2 \rangle \rho_+(2p2h, E_a).$$

Распадная ширина входного состояния $\Psi_{\text{вх}}$ в непрерывный спектр с эмиссией частицы типа b $\Gamma_{\text{вх}}^\downarrow(J\pi, E_a, \varepsilon_b)$ рассчитывается по обычным формулам R -матричной теории, $\Gamma_{nb}^\downarrow(J\pi, E_a, \varepsilon_b)$, $\Gamma_k^\downarrow(J\pi, E_a)$ и $\Gamma_h(J\pi, E_a)$ определяются обычными формулами микроскопической теории предравновесного распада. Итак, в обобщенной модели МГР, основанной на совместном использовании квазичастично-фононной модели ядра (расчет $\Psi_{\text{вх}}$ на ограниченном базисе «опасных» конфигураций), и микроскопической модели предравновесного распада (статистический учет более сложных конфигураций $2p2h$, $3p3h$ и т. д.), реализуется одна из возможностей учета полного пространства допустимых сложных состояний.

В обобщенной модели МГР всевозможные сложные конфигурации разделены на две группы [36]: группа опасных конфигураций и группа «статистических» конфигураций. Статистическая группа сложных конфигураций характеризуется следующими особенностями: 1) большая плотность состояний $\rho_N(E) \gg 1$; 2) сильное перекрытие между состояниями, т. е. $\Gamma_n \gg D_{n-1} > D_n$; 3) матричные элементы связи $\langle | I_{N, N'}|^2 \rangle$ эффективно малы; 4) $\rho_{N+2}(E) \gg \rho_N(E)$, $N < \sqrt{2gE_a}$. Эта группа сложных конфигураций и определяет необратимый характер многоступенчатого процесса релаксации (предравновесный распад входного состояния $\Psi_{\text{вх}}$). Опасные конфигурации не удовлетворяют условиям статистического подхода, и требуется специальное рассмотрение в рамках модели оболочек с учетом остаточного взаимодействия. Спектр состояний $\{\Psi_{\text{вх}}\}$ находится диагонализацией матрицы остаточного взаимодействия в конфигурационном пространстве «опасных» конфигураций (типа $1p1h$; $1p1h + \text{фонон}$; фонон + фонон и т. п.). Структура спектра входных состояний $\{\Psi_{\text{вх}}\}$ определяет промежуточную структуру МГР (фрагментация коллективного $1p1h$ -состояния по опасным сложным конфигурациям). Обобщенная модель МГР позволяет учесть специфику коллективных входных состояний во внутриядерных превращениях составной системы, при этом удается описать все наиболее важные стадии распада гигантских резонансов: прямой, предравновесный и равновесный механизмы эмиссии вторичных частиц в рамках единого подхода.

Конкретные примеры расчетов спектров эмиссии в рамках модели предравновесного распада. Фотоядерные реакции. а) В методе феноменологических кинетических мастер-уравнений с использованием формул эквидистантной модели для плотностей экситонных состояний в работе [40] проведены расчеты спектров фотонейтронов при энергии тормозного излучения $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 20$ МэВ и $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 14$ МэВ. Специфика фотоядерных реакций, связанная с коллективизацией ядерных уровней дипольного возбуждения, учитывалась введением модифицированной плотности $1p1h$ -состояний. Для всех рассматриваемых ядер и энергий в [40] вклад предравновесных процессов в спектре испущенных нейтронов достигает примерно 20%. При этом лишь учет когерентного характера реакции фотопоглощения позволяет количественно объяснить жесткую часть спектра фотонейтронов (структурные особенности).

б) В рамках комбинированного описания фотонуклонных спектров, основанного на совместном использовании модели оболочек и феноменологической экситонной модели предравновесного распада, проведена проверка предсказаний модели на примере ядра ^{40}Ca [37]. Волновая функция состояния гигантского дипольного резонанса выбиралась в виде

$$\psi_{\text{ГДР}} = \hat{D}\psi_0 (\langle \hat{D}\psi_0 | \hat{D}\psi_0 \rangle)^{-1/2},$$

где ψ_0 — оболочечная волновая функция основного состояния ядра, \hat{D} — оператор электрического дипольного момента. Процесс ядерной релаксации описывался с помощью феноменологических кинетических уравнений (уравнения баланса), плотности экситонных состояний рассчитывались по формулам, полученным в эквидистантной модели. Средний квадрат матричного элемента $\langle |I|^2 \rangle_{bb}$ извлекался из данных о ширинах ГДР. Согласие теории и эксперимента в целом удовлетворительное, что говорит о правильности комбинированной расчетной схемы модели предравновесного распада. Имеющиеся расхождения связаны в основном с использованием нереалистических плотностей и $\psi_{\text{ГДР}}$ без учета фрагментации. В приведенных выше примерах анализ предравновесной эмиссии выполнен в рамках экситонной модели, которая строго применима лишь для $\Delta E > W_{\text{опт}}$.

в) В работе [38] исследованы энергетические спектры фотонуклонов для двух ветвей гигантского резонанса ($T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, T_0 — изоспин основного состояния начального ядра) в рамках обобщенной модели МГР на основе микроскопической теории предравновесных реакций. Первая стадия реакции описывается волновой функцией $\psi_{\text{вх}}$, получаемой в результате диагонализации матрицы на базе $1p1h$ и опасных конфигураций ($1p1h + \text{фонон}$).

На рис. 8 представлены для примера результаты расчетов спектра фотопротонов в $1p1h$ -приближении и спектр предравновесной эмиссии фотопротонов с учетом $2p2h$ -конфигураций и стадии испарения (\bar{n}) для ядра ^{90}Zr .

Итак, конкретные численные расчеты, выполненные для дипольного гигантского резонанса $E1$ ($T_<$ и $T_>$), и сравнение их с экспериментом подтверждают обоснованность обобщенной модели МГР, позволяющей объяснить в едином микроскопическом подходе как промежуточную структуру $E1$ -резонанса, так и энергетические спектры эмиссии фотонуклонов.

Реакции μ^- - и π^- -захвата. Специфика этих реакций состоит в том, что переход преимущественно идет с образованием дочернего ядра не в основном, а в возбужденных состояниях, которые являются изоспиновыми аналогами гигантских резонансов ядра мишени. Проведенное конкретное исследование спектров эмиссии вторичных частиц для π^- -захвата [41] показывает важность учета многоступенчатого процесса эмиссии. Как следует из расчетов, основной вклад дает равновесный механизм испускания. Рассмотрение в рамках модели внутриядерного каскада эмиссии нуклонов для π^- -захвата улучшает описание спектра в области высоких энергий [42].

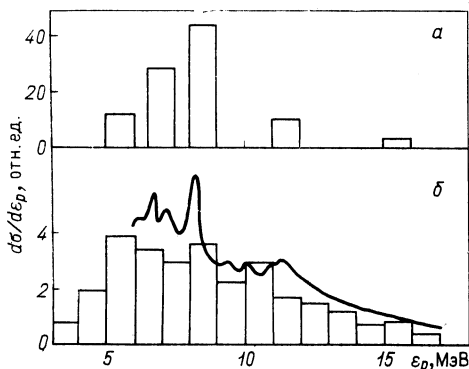


Рис. 8. Спектр фотопротонов из ^{90}Zr : а — $1p1h$ -приближение ($T_<$ и $T_>$); б — с учетом и $2p2h$ -состояний ($T_<$ и $T_>$) и стадий испарения (n). Сплошная кривая — эксперимент

В настоящее время применение модели предравновесного распада (различные модификации) к описанию широкого класса ядерных реакций типа (γ, N) , (e, e') , μ^- - и π^- -захвата указывает на важность неравновесного подхода, позволяющего получить интересную количественную информацию о структуре ПС и многоступенчатом механизме эмиссии вторичных частиц. При этом следует отметить, что последовательное и количественное описание промежуточной структуры и распада МГР возможно лишь в рамках единого микроскопического подхода, базирующегося на квантовой теории предравновесных ядерных реакций, что особенно важно при анализе экспериментальных данных с энергетическим разрешением $\Delta E < 100$ кэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в данном обзоре микроскопические модели предравновесных процессов на основе единой теории ядерных реакций (формализм СМПП + СМКП) позволяют описать различные механизмы реакции для широкого диапазона энергий, ядер и образующихся частиц, когда велико число открытых каналов и промежуточных

состояний. Практическая возможность вычислений при анализе статистических многоступенчатых процессов может служить критерием реальной применимости формализма СМПП + СМКП для конкретных расчетов, например, в рамках программы *DWUCK* с целью изучения отдельных аспектов физики предравновесных процессов. При этом особую привлекательность имеют те варианты единой теории ядерных реакций, в рамках которых удается найти удачные упрощения, дающие возможность количественного описания разностороннего экспериментального материала. Наиболее трудной и важной проблемой, возникающей при описании предравновесных процессов с участием сложных частиц — кластеров, является анализ механизмов формирования сложной частицы в промежуточных состояниях и в выходном канале, а также правильный выбор плотностей связанных и несвязанных состояний промежуточного и конечного ядра, среднего квадрата различного элемента взаимодействия, связывающего между собой различные квазичастично-фононные конфигурации, оптического потенциала, описывающего взаимное движение фрагментов, и т. п. В настоящее время ясна необходимость дальнейшего совершенствования расчетного формализма для более полного и последовательного описания механизма предравновесных ядерных реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Griffin J. J. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 478; Blann M. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 1357; Зайдель К. и др. — ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 13.
2. Зелигер и др. — ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 967.
3. Бунаков В. Е. — ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 1285.
4. Agassi D. e.a. — Phys. Rep. C, 1975, v. 22, p. 145.
5. Machner H. — Z. Phys. A, 1981, v. 302, p. 125.
6. Feshbach H. — Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 1.
7. Feshbach H. e.a. — Ann. Phys., 1967, v. 41, p. 230.
8. Feshbach H. e.a. — Ann. Phys., 1980, v. 125, p. 429.
9. Bonetti R. e.a. — Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 816; Bonetti R. e.a. — Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 71.
10. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
11. Ballot J. L., Becker F. — Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1285.
12. Живописцев Ф. А. — Ядерная физика, 1965, т. 1, с. 600; Живописцев Ф. А. — Вестн. МГУ. Физика, астрономия, 1975, т. 4, с. 408; Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 2160.
13. Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Нечаев Ю. И. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 2324; Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Сухаревский В. Г., Хаймин В. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 885.
14. Бояркина А. Н., Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, с. 1935.
15. Mantzoranis G. — Phys. Lett. B, 1976, v. 63, p. 25.
16. Gudima K. K., Mashnic S. G., Toneev V. D. — Nucl. Phys. A, v. 401, p. 329.
17. Chiang H. C., Hufner J. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 349, p. 466.
18. Tamura T. e.a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 71, p. 273; Tamura T. e.a. — Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 379.

19. Игнатюк В. А.— In: Proc. Second Intern. Symp., 25—29, June 1977 Smolenice, Phys. and Appl., 6 (VEDA), Bratislava, 1980, p. 245.
20. Роттер И., Барц Х. В., Вюнш Р.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 435.
21. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971.
22. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1963.
23. Живописцев Ф. А., Сухаревский В. Г., Шитикова К. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, с. 848; Williams F. S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 207, p. 619.
24. Бочкарев О. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 2192.
25. Nomura T. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 694.
26. Wall N. S. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 1079.
27. Weiner R., Wstrom M.— Nucl. Phys., 1977, v. A286, p. 282.
28. Буртебаев Н. Т. и др. Деп. в ВИНТИ, № 614-81.
29. Bortignon P. F., Broglia R. A.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 371, p. 405.
30. Живописцев Ф. А. и др.— Изв. АН Каз. ССР. Сер. физ.-мат., 1983, № 2, с. 56; Деб А. К. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 42, с. 160.
31. Деб А. К., Живописцев Ф. А., Сухаревский В. Г., Хаймин В. А. Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1983, с. 301; Деб А. К., Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Сухаревский В. Г. и др. Тезисы докладов XXXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: 1984, с. 302, 303, 304.
32. Zhivopistsev F.A.e.a.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 347; Zhivopistsev F. A. e.a.— Chech. J. Phys. B, 1972, v. 22, p. 883.
33. Soloviev V. G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 288, p. 376.
34. Dehesa J.S.e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 1858.
35. Соловьев В. Г.— В кн.: Структура ядра (Труды международной школы по структуре ядра, Алушта, 1980). Дубна: ОИЯИ, 1980, с. 57.
36. Живописцев Ф. А. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 557.
37. Живописцев Ф. А. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 754.
38. Zhivopistsev F. A., Shitikova K. V.— Chech. J. Phys. B, 1979, v. 29, p. 1200.
39. Ishkhanov B.S.e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 147, p. 593.
40. Лукьянов В. К. и др.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 992.
41. Kozlowski T., Sglinski A.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 305, p. 368.
42. Бутцев В. С. и др.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 900.
43. Деб А. К. и др.— Ядерная физика, 1983, т. 38, с. 887.
44. Deb A. K., Kabin E. J., Sukharevsky V. G., Zhivopistsev F. A.— Czech. J. Phys., 1984, v. B. 34, p. 191—198.
45. Bertrand F. E., Peelle R. W. ORNL-Reports, ORNL-4471, 1970.