

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДУКТОВ ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

*Д. Зелигер, С. Сасонов*

Технический университет, Дрезден

Ядерные реакции при низких и средних энергиях, как правило, сопровождаются испусканием частиц в широкой энергетической области. Обычные статистические модели не в состоянии описать высокоэнергетическую часть этих спектров. В обзоре сделана попытка систематизировать и сравнить разнообразные теоретические подходы и модели, созданные для описания экспериментальных угловых распределений в предравновесной части спектра.

In most of the nuclear reactions at low and intermediate incident energy an excess of emitted particles with high energy is evident, which in principal cannot be explained with the equilibrium statistical theories of nuclear reactions. The aim of the present paper is a systematic review and comparison between the existing approaches and theories, which are applied to the description of angular distributions in the pre-equilibrium part of the spectra.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время экспериментально доказано, что значительный вклад в высокоэнергетическую часть спектров вносят частицы, вышедшие в начальной фазе ядерной реакции из высоковозбужденных состояний составной системы.

Представления об образовании долгоживущего состояния статистического равновесия (компаунд-ядра), как известно, приводят к определенным расхождениям с вышеупомянутыми экспериментальными фактами. Чтобы описать механизм этих процессов, необходимо учесть более быстрые процессы протекания реакции, так называемые предравновесные процессы. (Под этим понятием здесь понимаются все процессы, протекающие до установления статистического равновесия, в том числе и хорошо известные прямые реакции.) Учет предравновесных процессов в дополнение к механизмам распада компаунд-ядра приводит к хорошему согласию с экспериментом.

Для теоретического описания этих процессов в последнее время были разработаны совершенно разные формализмы. Большую распространенность получили модификации экситонной модели [1—4].

Они позволили успешно описать сечения ядерных реакций с нуклонами и  $\alpha$ -частицами, функции возбуждения, а также спектры испускания частиц, проинтегрированные по углам, при начальных энергиях порядка 10 МэВ и выше. На основе этих простых моделей были получены интересные физические выводы о механизме реакций, например о структуре начальных конфигураций, о временах жизни промежуточных состояний, вероятностей столкновения возбужденных частиц в ядерной материи и др. Основное преимущество такого подхода состояло в том, что с помощью экситонной модели методом решения мастер-уравнений для вероятностей заселения  $n$ -экситонных состояний удалось описать предравновесные и равновесные процессы в рамках одной замкнутой физической модели, чего не удавалось ни в одном из других теоретических подходов.

Один из существенных недостатков экситонной модели состоит в том, что в ее начальной формулировке учитывалось лишь сохранение энергии, но не учитывалось сохранение углового момента. Поэтому с ее помощью нельзя описать угловые распределения испущенных частиц. В последнее время появился ряд работ [5—8], в которых сделана попытка включить угловые распределения в формализм экситонной модели и тем самым расширить ее применимость.

Параллельно развивались модели на основе хорошо разработанных методов теории прямых ядерных реакций. В работах [9—13] усреднением по одночастичным возбуждениям в определенных интервалах энергии и учетом многократных столкновений удалось описать угловые распределения и тем самым решить поставленную задачу. И наконец, для описания угловых распределений использовалась возможность каскадной модели в совокупности с уравнениями неравновесной статистики и классической термодинамики [14—17].

Очевидный интерес к предравновесным процессам и, как следствие его — многообразие подходов, обусловлен фундаментальностью проблемы выяснения механизма ядерных реакций в этой области энергий и ее прикладным значением, связанным с расчетом различных ядернофизических процессов. Следовательно, сейчас и возникла необходимость систематического анализа и практической оценки отдельных теоретических моделей. Данная работа представляет собой первый шаг в этом направлении.

## 1. ПОДХОДЫ НА ОСНОВЕ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ

**Обобщенные мастер-уравнения.** Манцуранис, Вайденмюллер и Агасси разработали метод для расчета энергетических спектров и угловых распределений предравновесной эмиссии нуклонов на базе обобщенных мастер-уравнений экситонной модели [5].

Одно из основных предположений этого метода заключается в том, что угловое распределение предравновесного испускания определяется только направлением движения «лидирующей», т. е. налетающей частицы. Авторы рассматривают процесс двухчастичного остаточного взаимодействия между этой частицей и нуклонами ядра, при котором частица наряду со своей энергией постепенно теряет также информацию о своем начальном направлении движения. Промежуточные состояния системы в отличие от исходной экситонной модели определяются в этом случае не только числом экситонов  $n$  и энергией возбуждения  $E$ , но и направлением движения  $\Omega$  «лидирующей» частицы. Таким образом, вероятности  $P(n, t, \Omega)$  заселения  $n$ -экситонных состояний зависят также от угла. Это следует из того, что при столкновении «лидирующей» частицы с нуклонами ядра, изменение ее направления движения однозначно связано с переданной энергией, затраченной на образование пары частицы и дырки. Дальше авторы предполагают, что вероятности переходов  $\lambda_{\pm}(n, E, \Omega \rightarrow \Omega')$  можно представить в виде произведения двух множителей:

$$\lambda_{\pm}(n, E, \Omega \rightarrow \Omega') = \lambda_{\pm}(n, E) g(\Omega \rightarrow \Omega'). \quad (1)$$

Первый множитель не зависит от угла и имеет известную форму, следующую из экситонной модели [4, 18]. Угловая зависимость заключена лишь во втором множителе, пропорциональном дифференциальному сечению свободного рассеяния нуклонов, которое в лабораторной системе имеет максимальное значение при  $0^\circ$ . Таким образом, анизотропия предравновесной эмиссии сводится к асимметрии рассеяния «лидирующей» частицы с нуклонами ядра в первых актах взаимодействия. Основываясь на этом, авторы рассчитывают вероятности  $P(n, t, \Omega)$  заселения  $n$ -экситонных состояний на базе обобщенных мастер-уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(n, t, \Omega)}{\partial t} = & \int d\Omega' \{ \lambda_+(n-2, E, \Omega \rightarrow \Omega') P(n-2, t, \Omega) + \\ & + \lambda_-(n+2, E, \Omega \rightarrow \Omega') P(n+2, t, \Omega') \} - \\ & - \int d\Omega' P(n, t, \Omega) \{ \lambda_+(n, E, \Omega \rightarrow \Omega') + \lambda_-(n, E, \Omega \rightarrow \Omega') \}. \quad (2) \end{aligned}$$

Отсюда можно получить выражение для дважды дифференциального сечения предравновесного испускания частиц типа  $x$ :

$$\frac{d^2 \sigma_{0x}^{PE}(\varepsilon_0 \cdot \varepsilon, \theta)}{d\varepsilon d\Omega} = \alpha \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n = +2}}^{\bar{n}} W_x(n, \varepsilon) \int_0^{t_{eq}} P(n, t, \Omega) dt. \quad (3)$$

Здесь  $W_x(n, \varepsilon)$  — вероятность испускания частиц вида  $x$  с энергией  $\varepsilon$  из состояний с  $n$ -экситонами в единицу времени;  $t_{eq}$  — время

релаксации, необходимое до установления равновесного состояния;  $\alpha$  — постоянная нормировки;  $\epsilon_0, \epsilon$  — соответственно кинетические энергии налетающей и испущенной  $x$ -частицы.

Дифференциальное сечение реакции  $^{115}\text{In}(p, n)$  и  $^{181}\text{Ta}(p, n)$  при начальной энергии 18 МэВ, рассчитанное в рамках описанного выше формализма, приведено на рис. 1. Из рисунка видно удовлетворительное согласие с экспериментом. Такое же согласие получено и в некоторых других случаях [5].

**Гибридная модель с учетом направления частиц.** Описанный выше формализм «лидирующей» частицы очень похож на гибридную

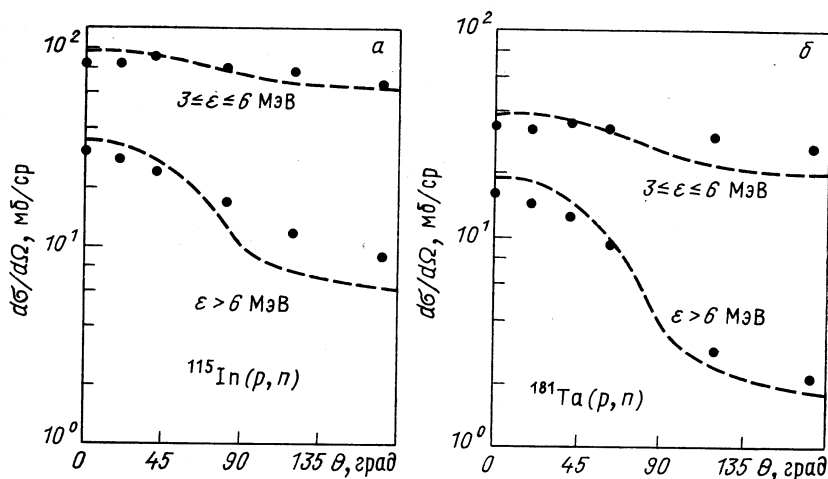


Рис. 1. Сравнение рассчитанного по методу обобщенных мастер-уравнений [5] дифференциального сечения при начальной энергии  $\epsilon_0 = 18$  МэВ с экспериментом для двух областей энергии испущенных нейтронов:

$a$  — реакция  $^{115}\text{In}(p, n)$ ;  $b$  — реакция  $^{181}\text{Ta}(p, n)$

модель, которая всю вероятность предравновесного испускания относит только к одной частице в непрерывном спектре [3]. С другой стороны, для экситонной модели было показано [4], что при определенных условиях, например при  $\lambda_+ \gg \lambda_0 \gg \lambda_-$ , которые хорошо выполняются в существенной для предравновесного распада начальной фазе ядерной реакции, решение мастер-уравнений для вероятности предравновесного испускания можно получить в простом аналитическом виде. Исходя из обобщенных мастер-уравнений (2) и опираясь на аналитическую форму экситонной модели, Манцуранис разработал формализм для описания угловых распределений — гибридную модель [6]. Как и в работе [5], состояния системы классифицируются по  $n, \epsilon$  и  $\Omega$ . Пренебрегая переходами типа  $\lambda_0$  и  $\lambda_-$ , выражения для вероятности заселения

$P(n, \Omega)$  можно найти в аналитическом виде:

$$P(n, \Omega) = \int d\Omega_\mu W(\Omega_\mu \rightarrow \Omega) \int d\Omega_1 W(\Omega_1 \rightarrow \Omega_2) P(n_0, \Omega_1), \quad (4)$$

где  $\mu = (n - n_0)/2$  — число двухчастичных переходов  $\Delta n = +2$ , ведущих к заселению  $n$ -экситонных состояний;  $W(\Omega \rightarrow \Omega')$  — вероятность переходов типа  $n \rightarrow n' = n + 2$  с изменением направления  $\Omega \rightarrow \Omega'$  «лидирующей частицы»;  $P(n_0, \Omega_1)$  — вероятность заселения начального состояния. Функции  $P(n, \Omega)$  в (4) можно

сравнить с интегралами  $\int_0^{t_{eq}} P(n, t^* \Omega) dt^*$  для зависящих от времени вероятностей заселения в мастер-уравнении (2). Из (4) следует, что с увеличением числа экситонов угловая зависимость быстро ослабевает, т. е. уже через несколько двухчастичных взаимодействий система «забывает» начальное направление движения налетающей частицы. Лишь испускание частицы после первого или второго столкновения дает заметный вклад в асимметрию углового распределения.

С помощью полученных из уравнения (4) вероятностей заселения  $n$ -экситонных состояний автор работы, опираясь на гибридную модель, получает простую аналитическую формулу для дважды дифференциального сечения предравновесных процессов с эмиссией нуклонов [6]:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{0x}^{PE}(\epsilon_0, \epsilon, \theta)}{\partial \epsilon \partial \Omega} = \sigma_0^{abs}(\epsilon_0) g \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} D_n \frac{W(p-1, h, U)}{W(p, h, E)} n f_x P(n, \Omega) \frac{\lambda_x^c(\epsilon)}{\lambda_x^c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)}. \quad (5)$$

В этой формуле приняты следующие обозначения:  $\sigma_0^{abs}$  — сечение поглощения налетающей частицы 0;  $D_n$  — фактор ослабления, учитывающий убывание потока вероятности перехода к более сложным состояниям вследствие предравновесного испускания из предыдущих состояний;  $n f_x$  — относительный вклад нуклонов вида  $x$  в  $n$ -экситонном состоянии;  $\lambda_x^c(\epsilon)$  — вероятность испускания частицы  $x$  в континуум в единицу времени;  $\lambda_+(\epsilon)$  — вероятность столкновения лидирующей частицы  $x$ , в результате которого происходит переход в более сложное состояние. Нормированный интеграл  $\int P(n, \Omega) d\Omega$  должен быть равен единице. Из этого следует, что проинтегрированное по углам сечение (5) идентично сечению  $d\sigma_{0x}^{PE}(\epsilon_0; \epsilon)/d\epsilon$ , полученному в рамках гибридной модели. Это и позволяет применять данный подход к расчетам абсолютных значений сечений.

В качестве примера применения этого метода на рис. 2 показано рассчитанное в работе [6] угловое распределение протонов в реакции  $^{59}\text{Co}(\alpha, p)$  при начальной энергии 54,8 МэВ и сравнение с экспериментом. К сожалению, широкое применение аналитического варианта гибридной модели в конкретных расчетах пока отсутствует. Лишь в самое последнее время появилась работа [19], в которой успешно анализируется угловое распределение нейтронных спектров, испущенных при рассеянии 14 МэВ нейтронов на некоторых ядрах [20]. Известно, что гибридная модель уже получила применение во многих программах расчета ядерных данных [4], поэтому ее сравнительно простой аналитический вариант представляется особенно подходящим для использования и обобщения существующих вычислительных программ с включением расчета угловых распределений продуктов реакций. Для этого требуется дальнейшее детальное исследование применимости этого подхода.

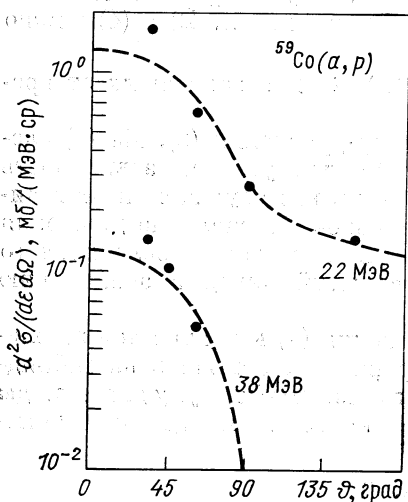


Рис. 2. Сравнение экспериментальных угловых распределений для  $^{59}\text{Co}(\alpha, p)$ -реакции при  $\epsilon_0 = 54,8$  МэВ для энергий испущенных нейтронов  $\epsilon = 22$  и  $38$  МэВ с расчетами на основе гибридной модели [6]

числами  $n$  и  $E$  и, кроме того, полным импульсом  $\mathbf{p}$  системы. Важнейшим шагом этого метода является определение плотностей  $n$ -экситонных состояний с определенным импульсом. Для этого здесь используется статистический подход, в котором исходная статистическая сумма содержит дополнительный член, который зависит от средней скорости  $\mathbf{v}$  экситонов и от их импульсов  $\mathbf{p}_k$ :

$$Z_{ph}(\beta, \mathbf{v}) = \sum_k \exp(-\beta \epsilon_k + \mathbf{v} \mathbf{p}_k), \quad (6)$$

Из статистической суммы обычными методами статистики определяют характеристические средние значения физических величин, а также и плотность состояний  $n$ -экситонной системы  $\omega(p, h, \epsilon, \mathbf{p})$  с определенным импульсом. Целесообразно представить эту плот-

ность как функцию параллельной компоненты импульса  $p_{\parallel}$  и перпендикулярной  $p_{\perp}$  к направлению налетающей частицы. (Это следует из того, что до испускания хотя бы одной частицы из составной системы  $p = 0$ ).

Рассчитанные таким образом функции плотности состояний составной системы  $\omega(p, h, \varepsilon, p_{\parallel}, 0)$  и остаточного ядра  $\omega(p - 1,$

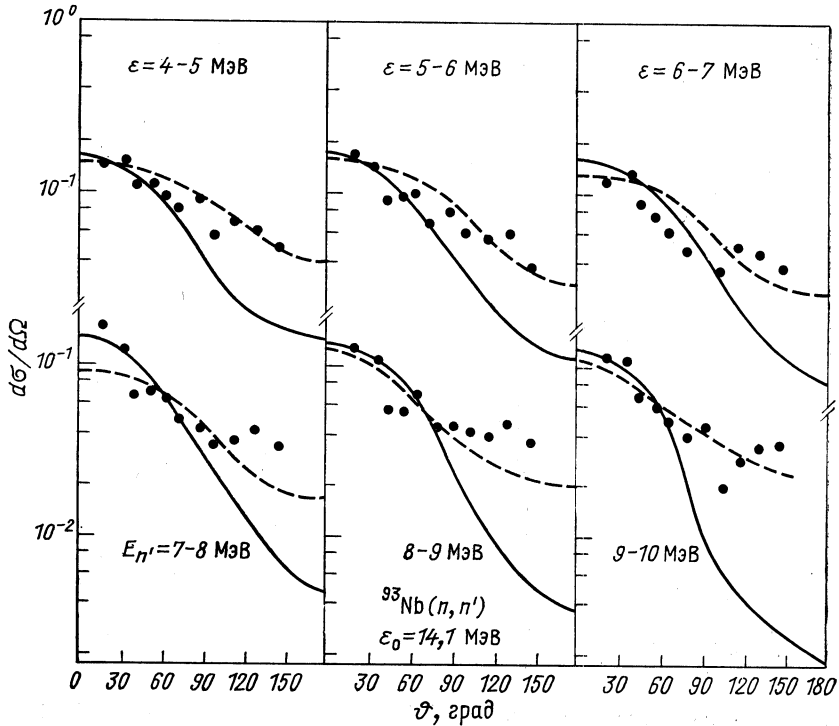


Рис. 3. Сравнение экспериментальных угловых распределений из  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ -реакции при  $\varepsilon_0 = 14$  МэВ для шести интервалов энергии испущенных нейтронов с расчетами на основе экситонной модели с учетом импульса как квантовое число [7] (сплошные кривые); штриховые кривые — расчеты работы [11]

$h, U, p_{\parallel}, p_{\perp}$ ) однозначно определяют передачу импульса ядру и направление движения испущенной частицы. С помощью полученных функций плотности состояния, которые зависят от импульса, в рамках простой аналитической экситонной модели авторы рассчитывают дважды дифференциальное сечение предравновесного испускания нуклонов. Возможности этого метода иллюстрируются рис. 3 и 4. Для реакции  $^{93}\text{Nb}(n, n')$  при начальной энергии 14 МэВ для больших углов описание не удовлетворительное.

Причина — недостаточное число частично-дырочных состояний в остаточном ядре в этом интервале энергии и импульса. С увеличением энергии возбуждения число состояний возрастает и получается существенно лучшее согласие с экспериментом, что иллюстрирует рис. 4, для реакции  $^{27}\text{Al}(p, p')$ ,  $\varepsilon_0 = 62$  МэВ. Для сравнения показаны также результаты работы [11], которые в обоих случаях дают удовлетворительное согласие. Дальше необходимо

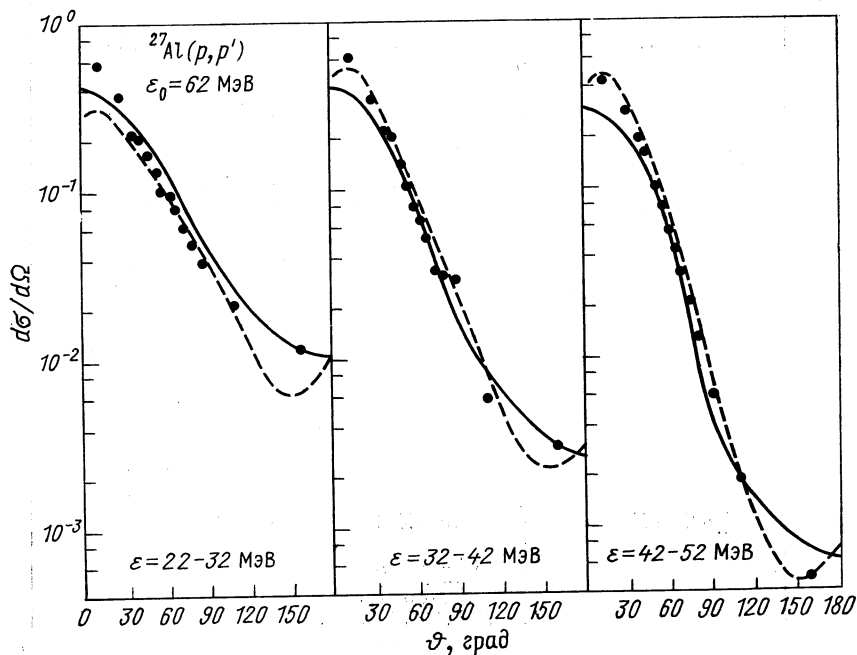


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 3 для  $^{27}\text{Al}(p, p')$ -реакции при  $\varepsilon_0 = 62$  МэВ

отметить, что применение импульсной зависимости плотности состояний не обязательно должно ограничиться только аналитической формой экситонной модели. Перспективным кажется также ее применение в рамках формализма мастер-уравнений. До сих пор это не реализовано и, по-видимому, в этом направлении требуется дальнейшая работа.

**Учет спиновой зависимости в предравновесных процессах.** В работе В. А. Плюйко [8] экситонные состояния классифицируются числом экситонов  $n$ , энергией возбуждения  $E$  и спином  $I$ . При этом предполагается, что состояния с одинаковым числом экситонов и одинаковым спином, но с различным орбитальным моментом и полным спином не интерферируют. Кроме того, пренебре-

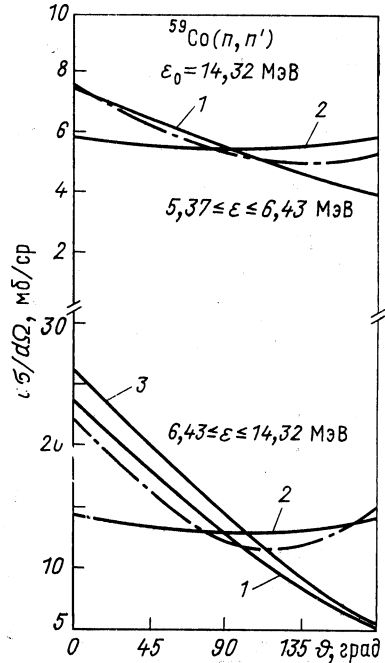


гается также корреляцией между состояниями с разным числом экситонов и полным моментом. Таким образом, невольно предполагается, что  $n$ -экситонные состояния являются относительно долгоживущими квазистационарными квантовыми состояниями, наподобие состояний составного ядра в статистической теории ядерных реакций. Результат соответствует ожиданию. Рассчитанное таким образом угловое распределение симметрично относительно  $90^\circ$ , что следует из введения связи между спинами отдельных состояний. Эти результаты, однако, находятся в противоречии с экспериментом. Очевидно, что описание промежуточных экситонных состояний как квазистационарных состояний не оправдано из-за их очень коротких времен жизни, порядка  $10^{-21}$ – $10^{-22}$  с (см., например, [4]).

Асимметрия углового распределения получается при учете

Рис. 5. Дифференциальное сечение  $^{59}\text{Co}(n, n')$ -реакции при  $\epsilon_0 = 14$  МэВ для двух областей энергии испущенных нейтронов, рассчитанное в рамках экситонной модели с учетом спиновой зависимости:

1 — расчеты предравновесной эмиссии из состояния  $n_0 = 3$  с учетом смещения состояний с различными  $l$  и  $I$ ; 2 — то же самое, но без смещения состояний; 3 — предравновесное испускание из состояний  $n_0 = 5$ ; штрихпунктирная линия — эксперимент



интерференции между парциальными волнами с разными орбитальными моментами в начальной стадии реакции с  $n = n_0$  экситоном. Результаты расчетов для реакции  $^{59}\text{Co}(n, n')$  при начальной энергии 14 МэВ показаны на рис. 5. Степень асимметрии растет с увеличением энергии испущенных частиц. Форма углового распределения сильно зависит также от начального числа экситонов  $n_0$ .

Расчеты, проводимые в рамках этого подхода, носят пока методический характер и имеют неоспоримое эвристическое значение, поскольку они убедительно показывают, что  $n$ -экситонные состояния в рамках экситонной модели не могут быть квазистационарными состояниями промежуточной системы, а скорее, короткоживущими состояниями «рассеяния» в ядерной материи.

## 2. РАСЧЕТЫ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Феноменологические подходы в борновском приближении с плоскими волнами (PWBA). А. А. Лукьянов и др. [9] разработали схему параметризации дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов на основе экспериментальных спектров при начальных энергиях 14,4 и 9,1 МэВ. Характерные отклонения экспериментальных спектров от результатов статистической модели авторы интерпретируют вкладом прямого неупругого взаимодействия налетающей частицы, связанного с возбуждением одночастичных переходов в ядре. Расчетные спектры складываются из изотропного или симметричного спектра максвелловского испарения и вклада прямых процессов, усредненного по одночастичным переходам в пределах экспериментального энергетического разрешения ( $\Delta\varepsilon \approx 1$  МэВ).

Угловая зависимость вклада предравновесных процессов в спектрах рассчитывается методом теории прямых ядерных реакций в приближении PWBA. Соответствующие значения переданных орбитальных моментов определяются в рамках простой одночастичной оболочечной модели в соответствующем интервале усреднения  $\Delta U$  энергии возбуждения ядра. Энергетическая зависимость определяется эмпирической функцией  $(\varepsilon/\varepsilon_0)^{1/2}U$ , полученной из сравнения с экспериментальными спектрами. Таким образом, выбором этой функции найдены вклады «прямых» спектров, в большой степени похожие на спектры, полученные в рамках экситонной модели для испускания частиц из начального состояния  $n = n_0$  (в последнем случае форма спектров определяется функцией  $\varepsilon U$ ).

Расчитанные по такой схеме дважды дифференциальные сечения, усредненные по интервалу энергии  $\Delta U$ , имеют следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma(\varepsilon_0; \varepsilon, \theta)}{d\varepsilon d\Omega} = \frac{d^2\sigma^{DI}(\varepsilon_0; \varepsilon, \theta)}{d\varepsilon d\Omega} \Big|_{\text{PWBA}} + \alpha(\varepsilon_0; \varepsilon, \theta) \varepsilon \exp(-\varepsilon/T), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma^{DI}(\varepsilon_0; \varepsilon, \theta)}{d\varepsilon d\Omega} \Big|_{\text{PWBA}} \sim \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} U \times \\ & \times \sum \beta_{fi} \frac{n_i(2j_f+1-n_f)}{(2j_i+1)(2j_f+1)} \left[ \frac{\sqrt{B_i} + \sqrt{B_f}}{(q/k)\sqrt{\varepsilon_0}} \operatorname{arctg} \frac{(q/k)\sqrt{\varepsilon_0}}{\sqrt{B_i} + \sqrt{B_f}} \right]^2 \times \\ & \times \sum_i Z^2 (l_{fi} j_i l_{ji} / 1/2L) j_i^2 (qRf_i). \end{aligned} \quad (8)$$

В (7) и (8) применены следующие обозначения:  $\alpha(\varepsilon_0; \varepsilon, \theta) = \alpha(\varepsilon_0; \varepsilon, \pi - \theta)$  — функция, слабо зависящая от энергии и угла;  $T(\varepsilon_0)$  — ядерная температура;  $n_i, n_f$  — вероятность заселения оболочек  $i$  и  $f$ ;  $l_i, j_i; l_f, j_f$  — орбитальный момент и полный спин

нуклонов в соответствующих оболочках;  $Z$  — коэффициенты Блатта — Биденхарна;  $q$  — переданный импульс;  $\beta_{fi}$ ,  $R_{fi}$  — свободные параметры, полученные из сравнения с экспериментом;  $j_L(qR)$  — функции Бесселя;  $B_i$ ,  $B_f$  — энергия одночастичных уровней в интервале

$$(U - \Delta U/2) < (B_i - B_f) < (U + \Delta U/2),$$

где  $U = \varepsilon_0 - \varepsilon$ .

Таким образом, авторы работы [9] рассчитали для целого ряда случаев дважды дифференциальное и проинтегрированное по углам

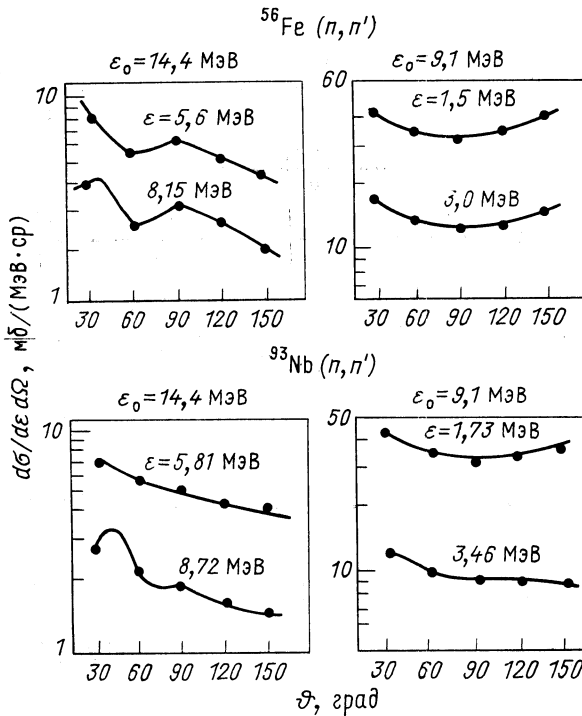


Рис. 6. Угловые распределения нейтронов в  $^{56}\text{Fe}(n, n')$ - и  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ -реакциях при начальных энергиях 9,1 и 14,4 МэВ при сравнении с расчетами работы [9]

сечение неупругого рассеяния нейтронов. Учет вклада определенных, сравнительно малых по числу (1—3) одночастичных переходов, приводит к появлению структуры в угловых распределениях. На рис. 6 показано сравнение с экспериментом угловых распределений нейтронов в реакциях  $^{56}\text{Fe}(n, n')$  и  $^{93}\text{Nb}(n, n')$  при начальных энергиях 14,4 и 9,1 МэВ [21, 22].

Представленный выше метод имеет, по существу, феноменологический характер, поскольку авторы в определенной степени исходят из особенностей экспериментальных энергетических спектров и угловых распределений. Преимущество этого метода состоит в его простоте и широкой возможности применения для интерпретации экспериментальных данных. В работе делается предположение, что в максвелловском выражении спектра наряду со статистическими равновесными процессами содержатся также вклады испускания частиц из более сложных предравновесных состояний. Таким образом, предравновесный спектр разделяется на прямой и более сложный, но не равновесный вклады.

Подобным методом, но еще более последовательно разделяя спектры на три компоненты, поступают авторы работы [10]. Дважды дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов здесь представляется в виде суммы компонент:

$$\frac{\partial^2 \sigma(\varepsilon_0; \varepsilon, \vartheta)}{\partial \varepsilon \partial \Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma^{CN}}{d\varepsilon}(\varepsilon_0; \varepsilon) + \frac{1}{4\pi} \left. \frac{d\sigma^{PE}}{d\varepsilon}(\varepsilon_0; \varepsilon) \right|_{n \geq 5} + \left. \frac{\partial^2 \sigma^{DI}}{\partial \varepsilon \partial \Omega}(\varepsilon_0; \varepsilon, \vartheta) \right|_{PWBA}, \quad (9)$$

где  $d\sigma^{CN}/d\varepsilon$  — вклад равновесной реакции, т. е. испускания из компаунд-ядра;  $d\sigma^{PE}/d\varepsilon$  — предравновесное испускание из состояний более высокой сложности ( $n \geq 5$ ), рассчитанное в рамках гибридной модели;  $\partial^2 \sigma^{DI}/\partial \varepsilon \partial \Omega$  — вклад прямых процессов, который по физическому смыслу соответствует предравновесному испусканию из начального состояния с  $n = n_0 = 3$  и рассчитан в приближении PWBA.

В этой работе, как и в [9], принимается, что анизотропия углового распределения полностью определяется первой, прямой фазой реакции. Выражение для описания прямого вклада реакции в [10] отличается от (8)  $n$  формой энергетической зависимости:

$$\frac{\partial^2 \sigma^{DI}(\varepsilon_0; \varepsilon, \vartheta)}{\partial \varepsilon \partial \Omega} \sim \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} (2l_x + 1) \sum_L (l_0 l_x 00 | L0) j_L^2(qR), \quad (10)$$

где  $(l_0 l_x 00 | L0)$  — коэффициенты Клебша — Гордана.

В качестве конкретного примера этот подход был применен к экспериментальным данным реакции  $^{56}\text{Fe}(n, n')$  при энергии налетающих нейтронов 14 МэВ [20]. В данном специальном случае в сумме (10) учитывался только член с  $L = 2$ , поскольку он доминирует по сравнению с другими значениями переданного углового момента. Таким образом, найденное угловое распределение имеет типичную форму прямой реакции с  $L = 2$ . На рис. 7 даны результаты, которые показывают, что в этом специальном случае получено хорошее согласие с экспериментом.

Своего рода «гибрид» экситонной модели и PWBA-теории для описания энергетических спектров и угловых распределений был представлен в работе [11]. В рамках экситонной модели вводятся скорости испускания  $\lambda_{lx}^c(\epsilon)$ , зависящие от углового момента. Таким образом, получаются предравновесные спектры испускания для каждого орбитального момента  $l_x$  испущенной частицы. Угловая зависимость получается из расчетов сечений в рамках теории прямых ядерных реакций в приближении PWBA для соответствующих значений переданного орбитального момента  $L$ . В этом

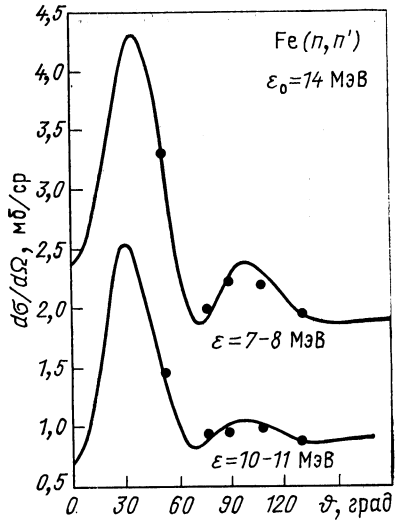


Рис. 7. Угловое распределение нейтронов из  $^{56}\text{Fe}(n, n')$ -реакции при  $\epsilon_0 = 14$  МэВ для двух интервалов энергии испускания и сравнение эксперимента [20] с расчетами работы [10]

формализме авторы [11] получают следующее выражение для дважды дифференциального сечения предравновесного испускания:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\text{ex}}^{PE}(\epsilon_0, \epsilon, \theta)}{\partial \epsilon \partial \Omega} = \sum_{l_x} \sigma_0^{abs}(\epsilon_0) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}} \sum_{J_c=|I+I_0+s|_{\text{мин}}}^{I_R=01/2} H \times \times \frac{\lambda_{lx}^c(\epsilon)}{\lambda_{lx}^c(\epsilon) + \lambda_+(n, \epsilon)} \frac{\omega(p-1, h, U, I_R)}{\omega(p, h, \epsilon, J_c)} \frac{\partial^2 \sigma^{DI}(\epsilon_0; \epsilon, \theta)}{\partial \epsilon \partial \Omega} \Big|_{\text{PWBA}}, \quad (11)$$

где из теории PWBA принимается лишь относительная форма углового распределения

$$\frac{\partial^2 \sigma^{DI}(\epsilon_0; \epsilon, \theta)}{\partial \epsilon \partial \Omega} \Big|_{\text{PWBA}} \sim (2l_x + 1) \sum_L (l_0 l_x 00 | L0) j_L^2(qR). \quad (12)$$

Абсолютная величина сечения определяется нормировкой свободного параметра  $H$  в [11].

В работе [11] предлагается также и несколько иное выражение, полученное на основе модификации экситонной модели. С помощью этого формализма авторы получают хорошее описание углового распределения нейтронов в  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ -реакции при начальной

энергии 14 МэВ (рис. 8), а также и для  $\alpha$ -частиц в  $(p, \alpha)$ -реакции (рис. 9).

Естественно, данный формализм нужно скорее рассматривать как метод параметризации угловых распределений, а не замкнутую физическую модель.

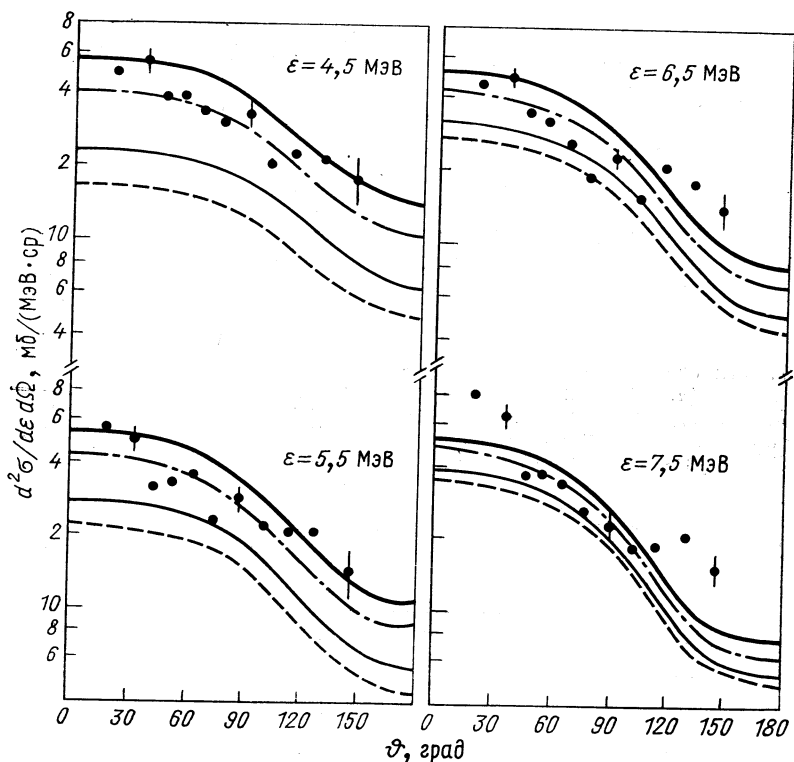


Рис. 8. Сравнение углового распределения  $^{98}\text{Nb}$  ( $n, n'$ )-реакции при  $\epsilon_0 = 14$  МэВ для четырех энергий испущенных нейтронов с результатами работы [41].

На рисунке сравниваются общие результаты расчетов на базе двух вариантов данного формализма (толстые сплошные и штрихпунктирные кривые), а также соответствующие вклады из состояний с  $n_0 = 3$  (тонкие сплошные и штриховые кривые)

**Микроскопическое описание в приближении DWBA.** Исходя из микроскопических волновых функций основного и возбужденных состояний, Райф [12] получил в приближении с искаженными волнами DWBA дифференциальные сечения испускания частиц в непрерывной части спектра. В рамках этого подхода из полных волновых функций  $|IM\pi U\rangle$  проецируются  $1p1h$ -компоненты, так как только они могут возбудиться одночастично-дырочным

остаточным взаимодействием  $\sum_{i=1}^A v_{i0}$  гауссова типа:

$$|IM\pi U\rangle \sum_{p,h} C_p^I, h^\pi(U) |(1p1h)IM\pi\rangle + |C\rangle. \quad (13)$$

Остальная часть волновой функции  $|C\rangle$  не дает никакого вклада в матричные элементы  $T_{fi}^{DWBA}$  прямого взаимодействия. Эти матричные элементы имеют форму:

$$T_{fi}^{DWBA} = \sum_{p,h} C_{ph}^{I,\pi}(U) (\chi_f^{(-)} | \langle (1p1h)IM\pi | \sum_{i=0}^A v_{i0} | 0\rangle \chi_i^{(+)}), \quad (14)$$

где функции  $\chi_i^{(+)}$  и  $\chi_f^{(-)}$ , как обычно, обозначают искаженные волны соответственно во входном и выходном канале и получаются из анализа упругого рассеяния в рамках оптической модели. Матричные элементы (14) усредняются по энергетическому интервалу  $\Delta U$ , обусловленному экспериментальным разрешением. В результате автор получает дифференциальные сечения в каждом из выделенных энергетических интервалов:

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{\partial^2 \sigma(I\pi U)}{\partial U \partial \Omega} \right\rangle_{DWBA} \Delta U = \\ & = \sum_{p,h} \langle |C_{ph}^{I,\pi}(U)|^2 \rangle \Delta U \frac{d\sigma^{ph}(I,\pi)}{d\Omega}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{ph}(I,\pi)}{d\Omega} &= \left(\frac{m}{2\pi\hbar}\right) \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{1}{2s+1} \times \\ & \times \sum_{\text{Проекция}} \left| \left( \chi_f^{(-)} | \langle (1p1h)IM\pi | \times \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \times \sum_{i=1}^A v_{i0} | 0\rangle | \chi_i^{(+)} \right) \right|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Рассчитанные дифференциальные сечения для отдельных энергетических интервалов  $\Delta U$  остаточного ядра находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Это видно из рис. 10 и 11 для реакций  $^{40}\text{Ca}(n, n')$  при  $\epsilon_0 = 14$  МэВ из [20] и  $^{118,119}\text{Sn}(p, p')$  при  $\epsilon_0 = 17$  МэВ.

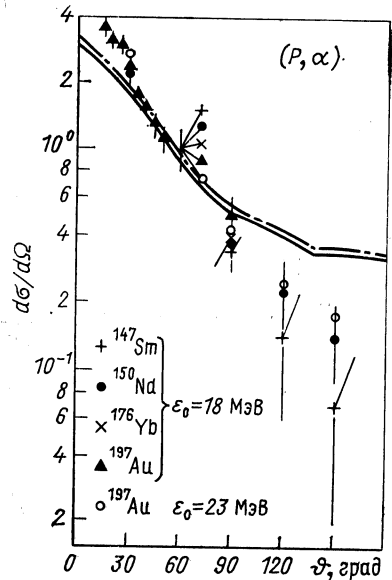


Рис. 9. Сравнение углового распределения  $(p, \alpha)$ -реакции с расчетами работы [11].

Обозначение кривых то же, что и на рис. 8

Надо отметить, что описанный формализм не применим для энергий возбуждения остаточного ядра выше нескольких мегаэлектронвольт, где ожидается рост влияния многократных соударений, а также испускания частиц из квазисвязанных состояний. Применение теории одноступенчатых прямых реакций для описания реакции с энергией возбуждения остаточного ядра в несколько мегаэлектронвольт приводит к недооценке абсолютного вклада этих процессов и к превышению их угловой анизотропии по сравнению с экспериментом. Кроме то-

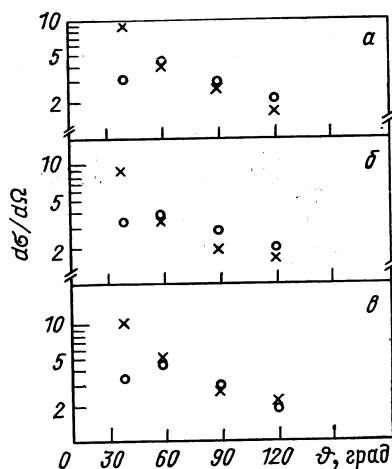


Рис. 10. Сравнение экспериментальных ( $\times$ ) и рассчитанных в работе [12] ( $\circ$ ) угловых распределений  $^{40}\text{Ca}(n, n')$ -реакции при  $\epsilon_0 = 14$  МэВ для интервалов энергии испущенных нейтронов соответственно 9—10 (а); 8—9 (б) и 7—8 МэВ (в)

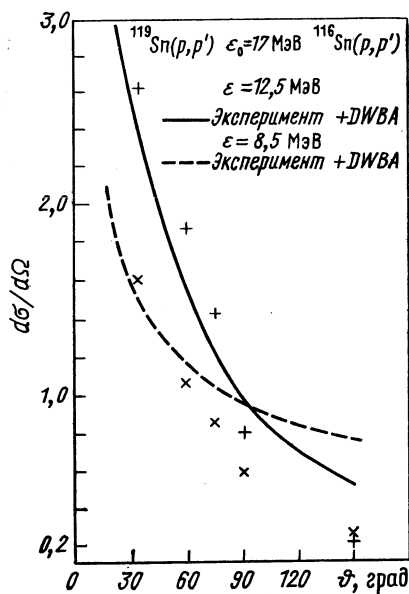


Рис. 11. Сравнение экспериментального углового распределения протонов из  $^{119}\text{Sn}(p, p')$ -реакции при начальной энергии  $\epsilon_0 = 17$  МэВ и  $\epsilon = 12,5$  МэВ (сплошная кривая) и  $\epsilon = 8,5$  МэВ (штриховая кривая) с микроскопическими расчетами в приближении DWBA

го, этот метод требует сравнительно большого математического аппарата в связи с расчетом волновых функций ядра в высоковозбужденных состояниях.

**Применение многоступенчатой теории прямых реакций.** Дальнейшее рассмотрение применения теории прямых ядерных реакций проведено Тамура и др. [13]. Также в приближении DWBA, но на основе одно- и двухступенчатых возбуждений прямого типа вычислены спектры и угловые распределения предравновесного испускания. Авторы исследуют возбуждения  $1p1h$ - и  $2p2h$ -состояний остаточного ядра, что позволяет охватить экспериментально



найденное поведение и при более высоких энергиях возбуждения остаточного ядра (по сравнению с подходами, в которых рассматриваются только одноступенчатые возбуждения).

Формулировка модели и расчеты сечений выполнены для  $(p, p')$ -реакции, однако они применимы также для других процессов. Результаты расчетов для  $^{27}\text{Al}(p, p')$ - и  $^{209}\text{Bi}(p, p')$ -реакций при

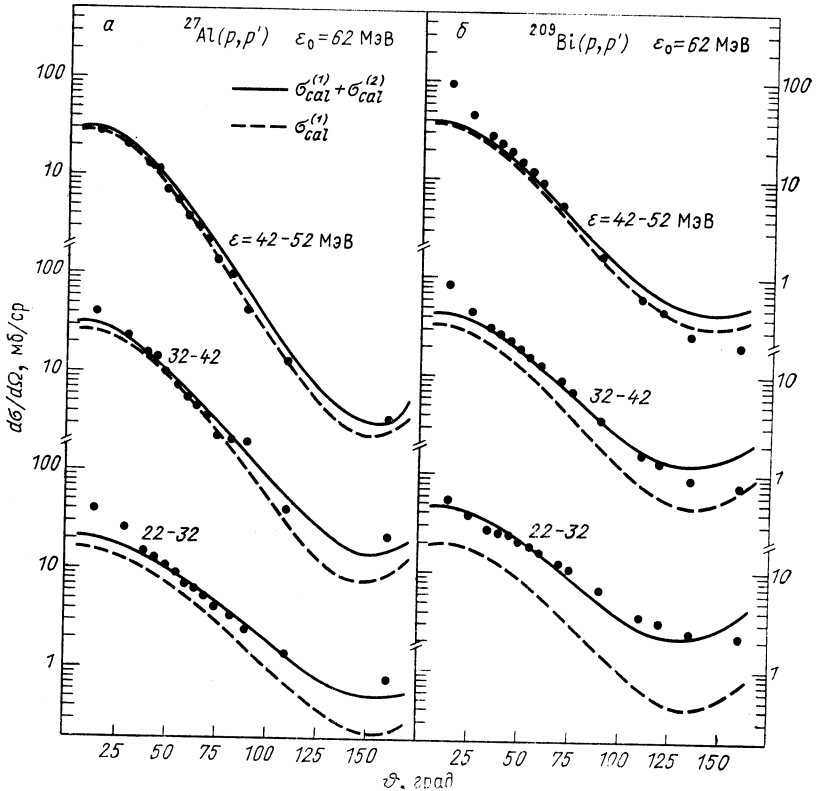


Рис. 12. Сравнение экспериментальных угловых распределений  $^{27}\text{Al}(p, p')$ - и  $^{209}\text{Bi}(p, p')$ -реакций при  $\epsilon_0 = 62$  МэВ с расчетами по методу многоступенчатой теории прямых реакций [13]:

штриховые кривые — вклад  $1p1h$ -процессов; сплошные — вклады в реакции с учетом процессов из  $1p1h$ - и  $2p2h$ -состояний

начальной энергии протонов 62 МэВ приведена на рис. 12 [23]. Кроме экспериментальных угловых распределений в интервалах энергии возбуждения шириной 10 МэВ, на рисунке изображены рассчитанные кривые для вкладов возбуждения  $1p1h$ - и суммы  $1p1h$ - и  $2p2h$ -состояний. Из рисунка видно, что вклад двухступенчатых процессов растет с увеличением энергии возбуждения оста-

точного ядра, т. е. с уменьшением энергии испущенных частиц. Таким образом, работа [13] представляет дальнейший шаг в применении теорий прямых ядерных реакций.

Недавно опубликована работа А. В. Игнатьюка и др. [24], в которой применяются микроскопические волновые функции фононного типа в приближении DWBA с учетом одно- и двухфононных возбуждений. Получено этими авторами очень хорошее согласие, например с экспериментами [20—22] по нейтронным спектрам.

Общим недостатком всех предложенных методов в рамках теории прямых реакций (помимо математических трудностей, связанных с микроскопическим описанием) является необходимость их стыковки с расчетами по другой, коренным образом отличающейся теории (в простейшем случае, — статистической модели). Только так удастся получить удовлетворительное описание спектров и угловых распределений при всех энергиях испускания.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ТРАЕКТОРИИ ЧАСТИЦ

Для интерпретации ядерных процессов при высоких энергиях применяя популярную каскадную модель ядерных реакций, которая исходит из описания движения налетающей частицы в ядре по полуклассической траектории и ее последующих столкновений с нуклонами ядра. Модель дает таким образом информацию об энергетических спектрах и угловых распределений испущенных частиц. Успех применения этой модели при высоких энергиях привел к исследованию применимости такого формализма для описания начальной фазы взаимодействия при более низких начальных энергиях. С этой целью К. К. Гудима и В. Д. Тонеев [14] разработали каскадно-экситонную модель, объединяющую полуклассические представления из каскадной и экситонной моделей с полной статистической теорией ядерных реакций.

С помощью формализма каскадной модели описываются соударения налетающей частицы с нуклонами ядра, приводящие к образованию возбужденных частиц и дырок в начальной фазе ядерного процесса. Угловое распределение вторичных частиц в этом временном интервале по порядку величины  $10^{-21}$  с определяет анизотропию предравновесного испускания.

Начиная с начального числа экситонов  $n_0 = p + h$ , которое находится в ядре после окончания этой первой фазы, дальнейшее развитие составной системы описывается в рамках мастер-уравнений экситонной модели до установления равновесия с  $n = \bar{n} = (2gE)^{1/2}$ . Предравновесная эмиссия во второй фазе считается изотропной. После достижения статистического равновесия даль-

нейшая судьба ядерной системы описывается в рамках полной статистической теории ядерных реакций. Таким образом, схема разделения спектра испущенных частиц в данном методе напоминает способ, применяемый другими авторами.

Для определения длины свободного пробега частиц в ядре в каскадной фазе используется мнимая часть оптического потенциала, которая оптимизируется из сравнения с экспериментом.

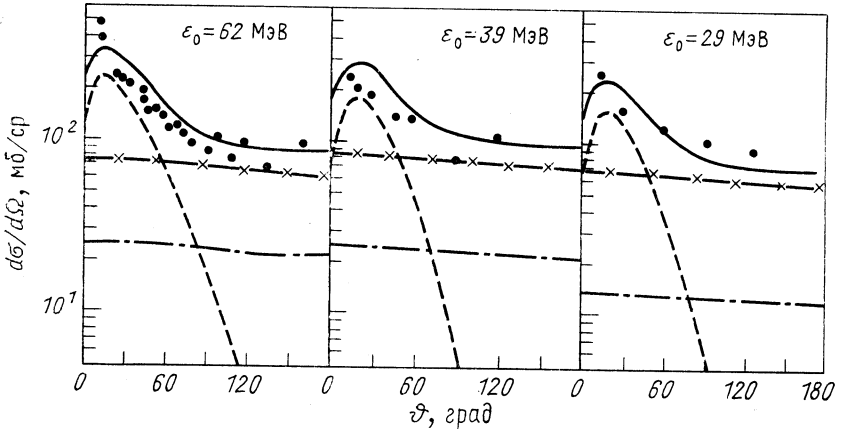


Рис. 13. Применение каскадно-экситонной модели [14] для расчета  $^{54}\text{Fe}$  ( $p, p'$ )-реакции при начальных энергиях 29, 39, и 62 МэВ:

— — — вклад равновесных процессов; — · — · — вклад предравновесных процессов, рассчитанных на основе экситонной модели; — × — × — расчет в рамках каскадной модели; — — — — сумма всех процессов

Все остальные параметры фиксированы. Полученные дифференциальные сечения  $^{54}\text{Fe}$  ( $p, p'$ )-реакции при начальных энергиях 29, 39 и 62 МэВ и вклады отдельных процессов показаны на рис. 13. Здесь, а также в некоторых других случаях авторы получили хорошее согласие с экспериментом.

Наряду с преимуществами этого формализма надо отметить также два существенных недостатка: формализм применим лишь в области начальных энергий нуклонов выше 30 МэВ. Для описания одного эксперимента здесь необходима стыковка трех полностью различных теорий.

#### 4. МЕТОДЫ, БАЗИРУЮЩИЕСЯ НА НЕРАВНОВЕСНОЙ СТАТИСТИКЕ И ТЕРМОДИНАМИКЕ

**Описание в рамках неравновесной статистики.** В работе [15] описаны энергетические спектры и угловые распределения на базе неравновесной статистики в связи с формализмом экситонной

модели. По аналогии с аналитическим приближением экситонной модели дифференциальное сечение предравновесной эмиссии

$$\frac{\partial^2 \sigma_{0x}^{pE}(\varepsilon_0; \varepsilon, \vartheta)}{\partial \varepsilon \partial \Omega} = \sigma_0^{abs}(\varepsilon_0) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} W_x(n, \varepsilon) t_n F(n, \vartheta), \quad (17)$$

где  $W_x(n, \varepsilon)$  — вероятность испускания частиц вида  $x$  из  $n$ -экситонного состояния;  $t_n$  — среднее время жизни этого состояния.

Функция  $F(n, \vartheta)$  содержит полную информацию об угловом распределении, она рассчитывается в работе [16] на основе теории неравновесной статистики. Для этой цели при описании временной зависимости релаксационного процесса в составной системе последняя разделяется на энергетические подсистемы, которые описываются соответствующими зависящими от времени, термодинамическими параметрами. Таким образом, авторы получают функцию  $F(n, \vartheta)$  в виде

$$F(n, \vartheta) = f(n) \exp [f(n) \cos \vartheta] / (4 \operatorname{sh} [f(n)]) \quad (18)$$

с нормировкой

$$\int_{4\pi} F(n, \vartheta) d\Omega = 1 \quad (19)$$

и

$$f(n) \approx \frac{2(n-1)}{p} \left(1 + \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon}\right)^{1/2} \int_0^1 \left(x + \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon}\right)^{1/2} (1-x)^{n-2} dx. \quad (20)$$

С помощью формул (17) — (20) авторы вычисляют энергетические спектры и угловые распределения нейтронов в  $^{93}\text{Nb}(n, n')$ - и  $^{115}\text{In}(n, n')$ -реакциях при начальной энергии 14 МэВ и сравнивают их с экспериментом [20] (рис. 14). Результаты показывают, что высокоэнергетическая часть спектров определяется существенно эмиссией из состояний с  $n = 3$ , тогда как в низкоэнергетической области спектров, и особенно при больших углах испускания, значительный вклад имеет распад из состояний с  $n \geq 5$ . Асимметрия угловых распределений в первую очередь — результат учета сохранения импульса при получении уравнений (18) и (20).

В противоположность описанию  $n$ -экситонных состояний как квазистационарных равновесных промежуточных состояний [8] этот формализм, основанный на неравновесной статистике, не приводит к заключению, что эмиссия из состояний с определенным значением  $n$  должна быть симметрична относительно угла  $90^\circ$ . Следовательно, в рамках чисто статистического подхода к вопросу угловых распределений предравновесной эмиссии можно получить результаты, аналогичные подходу на основе теории прямых

ядерных реакций. Нужно, однако, указать на то, что последние в результате более точного учета связи угловых моментов в них, а также и включения эффектов искажения волн в принципе передают более точные и тонкие структуры в угловых распределениях продуктов реакций.

**Формализм локально нагретого ядра.** Вейнер и Вестрэм [17] разработали метод для описания предравновесного распада составной системы на основе классических термодинамических представлений. В начальной фазе реакции ядро принимается локально

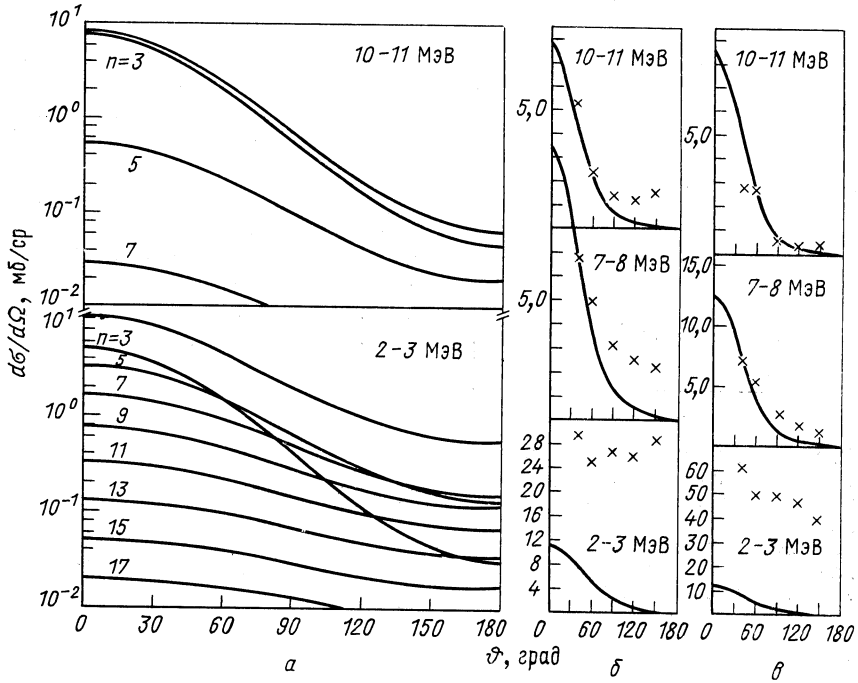


Рис. 14. Сравнение экспериментальных угловых распределений с расчетами работы [15]:

*a* —  $^{115}\text{In}$  ( $n, n'$ )-реакции при  $\epsilon_0 = 14,5$  МэВ; отдельные кривые соответствуют вкладам  $n$ -экситонных состояний в угловое распределение предравновесно испущенных нейтронов; сплошные жирные кривые — сумма всех вкладов; *б* — угловое распределение  $^{115}\text{In}$  ( $n, n'$ )-реакции при  $\epsilon_0 = 14,5$  МэВ; *в* — то же самое для  $^{93}\text{Nb}$  ( $n, n'$ )-реакции

нагретым. Путем механизма диффузии локализованное ядерное возбуждение распространяется за конечный временной интервал по всему ядру до установления термодинамического равновесия. Энергетический спектр и угловое распределение частиц, испущенных из «нагретого» ядра, определяются локальной, зависящей от времени ядерной температурой. Она же находится решением

уравнения диффузии с соответствующими начальными и краевыми условиями. Время релаксации определяется постоянной переноса энергии в ядерной материи.

Не останавливаясь подробнее на математической формулировке этого формализма, приводим часть полученных результатов

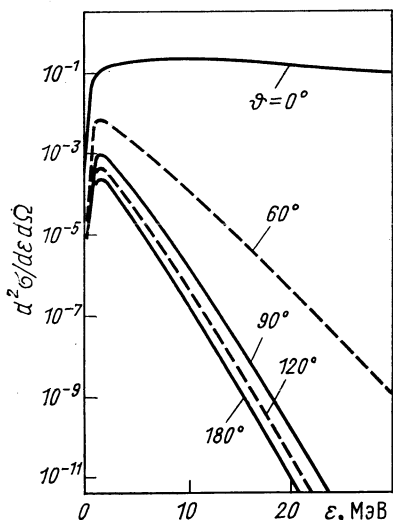


Рис. 15. Спектры нейтронов, испущенных под разными углами из предравновесных состояний ядер. Результаты расчетов по модели локального нагревания [17] для ядра с массовым числом  $A \approx 100$  и начальной энергией 60 МэВ

возникших за последние годы механизмов и подходов для описания угловых распределений спектров предравновесного испускания частиц указывает на особую актуальность подобного вопроса, а также и на значительный интерес к нему со стороны многих групп. Это связано, с одной стороны, с желанием более полно понять и описать механизм ядерных реакций при низких и средних энергиях, а с другой стороны, с необходимостью расчета ядерных данных для прикладных целей.

Окончательная оценка и сравнение всех методов, как и рекомендация одного определенного из них в качестве наилучшего универсального метода, представляется в данное время невозможным хотя бы вследствие разной степени разработки этих методов и выбора авторами различных условий их применения. Более того,

Данный метод позволяет лишь качественно описать предравновесные процессы, поэтому детальное сравнение с экспериментом пока отсутствует. Нужно отметить, что такой метод также, как и каскадно-экситонная модель [14], применимы лишь при достаточно высоких энергиях ( $\epsilon_0 > 100$  МэВ), при которых оправдано полуклассическое рассмотрение локально ограниченного нагрева ядра. Новым существенным физическим аспектом здесь является связь предравновесных эффектов с процессами переноса энергии в ядерной материи, которые имеют большое значение в физике тяжелых ионов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная в данном обзоре проблематика интенсивно обсуждается на соответствующих научных совещаниях уже в течение ряда лет (см., например, [25]). Это, а также разнообразие

по чисто физическим соображениям, по-видимому, и в будущем будет оправдана интерпретация предравновесного испускания на базе совершенно разных теоретических методов и моделей. Таким образом, дальнейшее развитие как экситонной модели [5—8], так и теорий прямых ядерных реакций [9—13] или методов неравновесной термодинамики и статистики [15—17] вполне оправданы и необходимы. При этом особую привлекательность имеют подходы и модели, основывающиеся на единых замкнутых физических методах описания, как, например, в работах [5, 6, 7, 12, 13, 17]. Составленные из сочетания разных моделей «гибриды» [10, 11, 14, 15] в этом отношении уступают.

К другому выводу можно прийти, исходя из вопроса реальной применимости моделей для широких практических расчетов ядерных данных. В этом случае на переднем плане стоят другие критерии, а именно относительная простота. Поэтому особенно перспективны подходы, представленные в работах [9—11], а также в работе [14] для высоких начальных энергий. Подобное значение могут приобрести подходы в рамках расширения экситонной модели [6, 7], если в будущем удастся их усовершенствовать и включить в существующие программы для расчета спектров и функций возбуждения различных ядерных реакций на основе экситонной модели, которые дают хорошее описание широкого экспериментального материала. Для дальнейшего исследования и сравнения отдельных подходов представляется важным их использование в одних и тех же экспериментальных условиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Griffin J. J.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 478.
2. Cline C. K., Blann M.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 172, p. 225.
3. Blann M., Mignerey A.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 186, p. 245.
4. Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р., Тонеев В. Д.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 2, с. 13.
5. Mantzouranis G., Agassi D., Weidenmüller H. A.— Phys. Lett. B, 1975, v. 57, p. 220; Z. Phys., 1976, Bd 276, S. 145.
6. Mantzouranis G.— Phys. Lett. B, 1976, v. 63, p. 25.
7. Mädler P., Reif R. In: Proc. of VII International Symposium of the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei Gaussig, 1977. ZfK-376. Dec. 1978, p. 11.
8. Плюйко В. А.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1175.
9. Лукьянов А. А., Сальников О. А., Сапрыкин Е. М.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 67.
10. Jahn H. In: Nucl. Theory. Trieste, Dec. 1975. IAEA-190, v. 11, p. 315.
11. Irie Y. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 9.
12. Reif R.— Kernenergie, 1977, Bd 2L, S. 177.
13. Tamura T. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 109.
14. Gudima K. K., Toneev V. D.— Preprint JINR, E4-9489, 1976.
15. Mädler P., Reif R., Toneev V. D.— Preprint TUD 05-25-78, 1978.
16. Mädler P. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 427.
17. Weiner R., Weström M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 286, p. 282.
18. Williams jr. F. C.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 184.

19. Akkermans J. M., Gruppelaar H. ECN-60, Petten, may 1979.
20. Hermsdorf e.a. ZfK-277 (U), 1975; Kernenergie, 1972, Bd 15, S. 384; 1976, Bd 19, S. 241.
21. Сальников О. А. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники Сер. Ядерные константы. Вып. 1. М., Атомиздат, 1970, с. 102; 1971, с. 134.
22. Бирюков Н. С. и др.—Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 1201.
23. Bertrand F. E., Peele R. W.—Phys. Rev. C, 1973, v. B, p. 1045.
24. Игнатюк А. В. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 1 (32). М., Атомиздат, 1979, с. 3.
25. Зелигер Д. и др. В кн.: Материалы Первой Всесоюз. конференции по нейтронной физике. Ч. I. Киев, 1971, с. 243.