

ПРЕДРАВНОВЕСНАЯ МОДЕЛЬ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ, БАЗИРУЮЩАЯСЯ НА ФЕРМИ-ГАЗОВЫХ ПЛОТНОСТЯХ

© 2008 г. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, Россия

Поступила в редакцию 20.04.2007 г.; после доработки 27.08.2007 г.

Для описания фотонуклонных реакций на тяжелых и средних ядрах, инициированных фотонами с энергией $7 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ, используется комбинация экситонной и испарительной моделей. Рассматриваются два механизма фотовозбуждения ядра: формирование гигантского дипольного резонанса при энергиях $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ и квазидейтронное фотопоглощение, доминирующее при энергиях $E_\gamma \gtrsim 40$ МэВ. Фигурирующие в экситонной модели плотности частично-дырочных состояний вычисляются в рамках модели ферми-газа, что позволяет учесть влияние на скорость эмиссионных и внутриядерных процессов энергетической зависимости одночастичных и однодырочных плотностей. Данная модель применяется для описания парциальных фотонуклонных сечений для ядер ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb .

PACS: 25.20.-x

1. ВВЕДЕНИЕ

Чтобы описать различные фотонуклонные реакции, возникающие при поглощении ядром фотона, необходимо: 1) знать сечение образования первоначального возбуждения ядра (сечение фотопоглощения) и 2) рассмотреть все возможные или хотя бы наиболее важные процессы эмиссии нуклонов, обусловленные этим возбуждением.

Взаимодействие электромагнитного поля с ядром осуществляется в основном через его $E1$ -компоненту. При малых энергиях поглощаемого фотона ($E_\gamma \lesssim 20$ МэВ), когда справедливо длинноволновое приближение, это приводит к возбуждению гигантского дипольного резонанса (ГДР), так как под влиянием внешнего $E1$ -поля возникают самоподдерживающиеся синхронные колебания всех нейтронов относительно всех протонов. С ростом энергии фотона длина его волны уменьшается, поэтому начинает доминировать (при $E_\gamma \gtrsim 40$ МэВ и вплоть до порога рождения пиона) другой, квазидейтронный (КД) механизм фотопоглощения, при котором дипольное возбуждение передается не всему ядру в целом, а, скорее, отдельным пространственно-коррелированным нейтрон-протонным парам [1–3]. Таким образом, полное сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{пог}}(E_\gamma)$ можно приблизительно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\sigma_{\text{пог}}(E_\gamma) = \sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{КД}}(E_\gamma), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)$ — сечение возбуждения ГДР и $\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)$ — сечение КД-фотопоглощения.

Сечение $\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)$ может быть рассчитано с помощью полумикроскопической модели ГДР, развитой в работах [4–6]. Эта модель позволяет удовлетворительно описать силовую функцию ГДР в широкой массовой области без использования каких-либо подгоночных параметров (единственный свободный параметр модели — квадрупольная деформация ядра — может быть определен из данных о статических квадрупольных моментах ядер [7]). Для КД-компоненты сечения фотопоглощения в работах [1, 2] получено феноменологическое выражение, параметры которого оценены в работе [3] в рамках модели ферми-газа.

Характер эмиссии фотонуклонов существенным образом зависит от природы первичного возбуждения ядра. ГДР-компонента фотонуклонных реакций, идущих на тяжелых и средних ядрах, определяется в основном эмиссией нуклонов из компаунд-состояния ядра, достигаемого в результате термализации энергии дипольных колебаний. (Причем в первом приближении можно ограничиться рассмотрением только равновесной эмиссии нейтронов, так как “испарение” протонов сильно подавляется кулоновским барьером.) Влияние же предравновесной эмиссии нуклонов при распаде ГДР сравнительно невелико и проявляется главным образом в области максимума гигантского резонанса ($E_\gamma \lesssim 20$ МэВ), где формируется когерентное одночастично-однодырочное ($1p1h$) входное состояние.

В то же время предравновесная эмиссия нуклонов оказывает значительное влияние на КД-компоненту фотонуклонных реакций, так как при ква-

зидейтронном фотопоглощении вся энергия жесткого фотона передается одной нейтрон-протонной паре. Это обстоятельство было продемонстрировано в работах [8] и [9], выполненных в рамках полуклассических предравновесных моделей (экситонной [10–13] и гибридной [14–16] соответственно), а также в более поздней работе [17], где для описания предравновесных процессов использовалась многошаговая квантовая модель, развитая Фешбахом, Керманом и Кьюнином [18].

В полуклассических предравновесных моделях, начало которым положила работа Гриффина [19], предполагается, что на любой стадии реакции состояние ядерной системы можно охарактеризовать энергией возбуждения E и числом возбужденных частиц p и дырок h . При этом считается, что все возможные ph -конфигурации с одним и тем же экситонным числом $m = p + h$ заселяются с равной вероятностью. Эволюция ядерной системы начинается с простого входного состояния с малым числом частиц и дырок $m_0 = p_0 + h_0$, которое либо испускает нуклон в непрерывный спектр, либо трансформируется в одно из $(m_0 + 2)$ -экситонных состояний из-за нуклон-ядерных столкновений, приводящих к рождению еще одной пары частица-дырка. Затем история повторяется. Образовавшееся $(m_0 + 2)$ -экситонное состояние либо испускает нуклон в непрерывный спектр, либо совершает внутриядерный переход $m_0 + 2 \rightarrow m_0 + 4$ и т.д. Каскад внутриядерных переходов $m_0 \rightarrow m_0 + 2 \rightarrow m_0 + 4 \rightarrow \dots$ сопровождается распределением энергии возбуждения ядра по все большему и большему числу частиц и дырок. Вместе с тем возможны и обратные переходы $\dots \rightarrow m_0 + 4 \rightarrow m_0 + 2 \rightarrow m_0$, обусловленные аннигиляцией одной из пар вследствие передачи ее энергии какой-нибудь частице или дырке. Эти переходы играют малую роль, пока общее количество частиц и дырок в системе невелико. Однако с увеличением их числа вероятность таких переходов постепенно возрастает и, в конце концов, становится равной вероятности прямых переходов. В этот момент система достигает состояния теплового равновесия. Однако предравновесная эмиссия нуклонов сходит на нет задолго до установления равновесия (еще на первых стадиях реакции), поэтому при описании внутриядерного каскада часто пренебрегают обратными переходами.

Вероятность распада в единицу времени m -экситонного состояния с испусканием нуклона в непрерывный спектр определяется в полуклассических предравновесных моделях на основе статистических соображений с использованием принципа детального равновесия, что приводит к некоторым потерям информации (особенно при описании угловых распределений продуктов

реакций). Поэтому в последние годы получили значительное развитие более сложные квантовомеханические модели предравновесного распада [18, 20–25], в которых скорость нуклонной эмиссии определяется через квантовомеханические амплитуды перехода. Недостатки полуклассических моделей, тем не менее, в значительной степени искупаются простотой их применения и большой предсказательной силой, вследствие чего они по-прежнему широко используются в конкретных расчетах [26, 27].

Наибольшее распространение получили две разновидности полуклассических предравновесных моделей: экситонная [10–13] и гибридная [14–16]. Основное различие между ними заключается в том, как описывается процесс внутриядерных переходов между различными промежуточными состояниями ядерной системы. Если в экситонной модели оценивается средняя скорость перехода из m -экситонной стадии в $(m + 2)$ -экситонную (что находится в полном соответствии с предположением о равной вероятности заселения всех ph -состояний, принадлежащих одному и тому же классу $\{E, m\}$), то в гибридной модели для каждой ph -конфигурации вычисляется своя скорость перехода, что делает необоснованным использование гипотезы о равновозаселенности ph -состояний на более поздних стадиях реакции. На это внутреннее противоречие гибридной модели было указано в работе [28], где оценивалась степень смешивания конфигураций, относящихся к одному и тому же экситонному классу, в экситонной и гибридной моделях. Через 10 лет после этого Блан устранил данное противоречие, предложив альтернативный подход [29, 30], названный им гибридной монте-карловской имитацией (ГМК). Этот подход концептуально последователен, но приводит к гораздо более сложным вычислениям, чем простые полуклассические модели. Поэтому и сегодня внутренне согласованная экситонная модель является хорошим выбором для проведения полуклассических расчетов предравновесных процессов¹⁾.

Существенной особенностью общепринятых предравновесных моделей является использование

¹⁾ Недавно экситонная модель была подвергнута критике в работе [31], авторы которой, сравнивая результаты описания нуклон-ядерных реакций, полученные с помощью имитационного метода Монте-Карло (подобного ГМК) и экситонной модели, пришли к выводу о несостоятельности гипотезы равновероятного заселения ph -состояний на каждой стадии реакции. Этот вывод, однако, не является достаточно обоснованным, так как в работе [31] при описании нуклон-ядерных реакций было некорректно выбрано входное состояние: $1p1h$ (в имитационном методе с дыркой на поверхности Ферми) вместо $2p1h$, что не могло не сказаться на результатах сравнения.

в них ph -плотностей [13, 32, 33], базирующихся на эквидистантном распределении одночастичных уровней энергии. Данное приближение позволяет значительно упростить вычисления, поскольку для эквидистантных плотностей получены аналитические выражения, но вместе с тем приводит к занижению доли высокоэнергичных частиц в промежуточных ph -состояниях, так как в действительности плотность одночастичных уровней ядра растет с увеличением энергии.

В настоящей работе формулируется вариант экситонной модели, в котором при описании предравновесных процессов используются ферми-газовые плотности ph -состояний. Такой выбор плотностей, с одной стороны, коррелирует со способом оценки параметров квазидейтронной модели фотопоглощения, предложенным Чадвиком [3], а с другой стороны, позволяет учесть влияние энергетической зависимости плотностей одночастичных и однодырочных состояний на динамику развития предравновесного каскада. Согласно модели ферми-газа плотность одночастичных состояний возрастает с ростом энергии возбуждения частицы, а плотность однодырочных состояний, наоборот, уменьшается до нуля, когда энергия дырки стремится к своему максимальному значению, равному энергии Ферми ≈ 35 МэВ. Поэтому переход от эквидистантных плотностей к более реалистичным ферми-газовым приводит к тому, что на каждой стадии предравновесного процесса увеличивается доля высокоэнергичных частиц, вследствие чего существенно возрастает относительная роль первичной предравновесной эмиссии. Как известно, в существующих моделях множественная предравновесная эмиссия сильнее всего влияет на описание парциальных фотонуклонных сечений: испускание второй быстрой частицы резко уменьшает производство последующих конечных ядер (с меньшим массовым числом A) [16, 34]. При использовании ферми-газовых плотностей этот эффект ослабляется, так как увеличивается энергия, уносимая первой испускаемой частицей. Принимая во внимание это обстоятельство, мы решили в настоящей работе ограничиться учетом только первичной предравновесной эмиссии. Детали предлагаемой модели обсуждаются в разд. 2. Она была применена для расчета парциальных сечений фотонуклонных реакций на ядрах ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb в энергетической области $7 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ, которые в разд. 3 сравниваются с экспериментальными данными [35], полученными для натуральных мишеней.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные соотношения

Согласно гипотезе Бора ядерную реакцию можно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на

продукты реакции. Следуя этой гипотезе, запишем сечения реакций (γ, kn) и $(\gamma, 1pln)$, идущих соответственно с испусканием k нейтронов и одного протона плюс l нейтронов, в виде

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, kn; E_\gamma) &= \\ &= \sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)(1 - F(E_\gamma))W(kn, E_\gamma) + \\ &+ \delta_{k1}\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)F(E_\gamma) + \sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)P(kn, E_\gamma), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\sigma(\gamma, 1pln; E_\gamma) = \sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)P(1pln, E_\gamma), \quad (3)$$

где E_γ — энергия поглощенного фотона (энергия возбуждения ядра-мишени); $\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)$ — сечение возбуждения ГДР; $\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)$ — сечение КД-фотопоглощения; $W(kn, E_\gamma)$ — вероятность испарения из компаунд-состояния ядра-мишени k нейтронов; $P(kn, E_\gamma)$ — вероятность распада КД-возбуждения с испусканием k нейтронов, один из которых может быть предравновесным ($k = 1, 2, \dots$); $P(1pln, E_\gamma)$ — вероятность распада такого состояния с испусканием одного предравновесного протона и l равновесных нейтронов ($l = 0, 1, \dots$); $F(E_\gamma)$ — полная вероятность предравновесного распада ГДР при энергии E_γ и δ_{k1} — символ Кронекера.

Первое и второе слагаемые в правой части соотношения (2) описывают соответственно равновесную и предравновесную эмиссию нейтронов из ГДР. При этом предполагается, что предравновесный распад ГДР обусловлен в основном испусканием одного предравновесного нейтрона. Испарение протонов не учитывается.

2.1.1. Вероятности $W(kn, E)$. Для вычисления вероятностей $W(kn, E)$ (где E — энергия возбуждения ядра и $k = 1, 2, \dots$) воспользуемся испарительной моделью Вайскопфа [36], учитывающей только сохранение энергии. Согласно этой модели энергетический спектр $I(\varepsilon)$ испаряемых из ядра нейтронов можно аппроксимировать распределением Максвелла:

$$I(\varepsilon) \approx \Theta^{-2} \varepsilon \exp \left[-\frac{\varepsilon}{\Theta} \right], \quad (4)$$

где ε — энергия испускаемого нейтрона,

$$\Theta = \left(\frac{d \ln w}{dE} \right)^{-1}_{E=\hat{U}} = \frac{\sqrt{\hat{U}/a}}{(1 - 2/\sqrt{a\hat{U}})} \quad (5)$$

— температура конечного ядра (в энергетических единицах) в состоянии с максимальной энергией возбуждения $\hat{U} = E - B_n$, B_n — энергия отделения одного нейтрона, $w(E) \propto E^{-2} e^{2\sqrt{aE}}$ — плотность ядерных уровней и a — параметр плотности уровней.

Распределение (4) удовлетворяет нормировке $\int_0^{\hat{U}} I(\varepsilon) d\varepsilon \approx 1$, если (как это имеет место в дальнейшем) выполняется неравенство $\hat{U} \gg \Theta$. Функцию вероятности $W(kn, E)$ можно представить в виде

$$W(kn, E) = Q(kn, E) - Q((k+1)n, E), \quad (6)$$

где вероятность испарения $\geq k$ нейтронов

$$\begin{aligned} Q(kn, E) \approx & \int_0^{E-B_{kn}} \varepsilon_1 \exp \left[-\frac{\varepsilon_1}{\Theta_1} \right] \Theta_2^{-2} \times \\ & \times \int_0^{E-B_{kn}-\varepsilon_1} \varepsilon_2 \exp \left[-\frac{\varepsilon_2}{\Theta_2} \right] \dots \Theta_{k-1}^{-2} \times \\ & \times \int_0^{E-B_{kn}-\varepsilon_1-\dots-\varepsilon_{k-2}} \varepsilon_{k-1} \exp \left[-\frac{\varepsilon_{k-1}}{\Theta_{k-1}} \right] \times \\ & \times d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_{k-1} \end{aligned} \quad (7)$$

при $E \geq B_{kn}$ и равна нулю при $E < B_{kn}$; B_{kn} — энергия отделения k нейтронов ($B_{1n} \equiv B_n$); $\Theta_i = \sqrt{\hat{U}_i/a} \left(1 - 2/\sqrt{a\hat{U}_i}\right)^{-1}$ — максимальная температура и $\hat{U}_i = E - B_{in} - \varepsilon_1 - \dots - \varepsilon_{i-1} \geq B_{kn} - B_{in}$ — максимальная энергия возбуждения i -го промежуточного конечного ядра ($i = 1, 2, \dots, k-1$).

Интеграл (7) нетрудно вычислить, если использовать приближение

$$\begin{aligned} \hat{U}_1 &= E - B_{1n}, \\ \hat{U}_2 &\approx \max(E - B_{2n} - \Theta_1, B_{kn} - B_{2n}), \dots, \\ \hat{U}_{k-1} &\approx \max(E - B_{kn} - \Theta_1 - \dots - \Theta_{k-2}, \\ &B_{kn} - B_{(k-1)n}), \end{aligned} \quad (8)$$

что предполагает аппроксимацию энергий $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_{i-1}$ в выражении для $\hat{U}_i$ (см. (7)) их значениями, при которых ожидается максимальный выход первичных, вторичных и т.д. нейтронов (заметим, что максимум распределения (4) достигается при энергии $\varepsilon = \Theta$).

2.1.2. Вероятности $P(kn, E)$, $P(1pln, E)$. При КД-фотопоглощении возбуждаются один нейтрон и один протон так, что образуется входное $2p2h$ -состояние (нуклонная конфигурация с $m = 4$ экситонами). Затем первичное возбуждение распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона, либо, что более вероятно, вследствие внутриядерного перехода к более сложной $3p3h$ -конфигурации ($m = 6$), вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. В результате внутриядерных ($m \rightarrow m+2$)-переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему и большему числу экситонов, пока, наконец, не будет достигнуто состояние теплового равновесия либо на некоторой m -экситонной стадии не произойдет вылет нуклона в непрерывный спектр, после чего процесс термализации завершается уже в остаточном ядре. По достижении компаунд-состояния (в исходном или остаточном ядре) начинается сравнительно долгий процесс испарения нейтронов. Такова упрощенная схема эволюции первичного КД-возбуждения, не учитывающая ни маловероятных обратных внутриядерных ($m \rightarrow m-2$)-переходов, обусловленных рекомбинацией частиц и дырок, ни более вероятных, при больших энергиях возбуждения, процессов множественной эмиссии предравновесных частиц.

Придерживаясь этой схемы, запишем интересующие нас вероятности в виде

$$P(kn, E) = \sum_{\substack{m=4 \\ \Delta m=2}}^{\bar{m}-2} \left[\frac{\int_0^{E-B_n} \lambda_n(m, \varepsilon, E) W_n((k-1)n, E - B_n - \varepsilon) d\varepsilon}{\Gamma^\uparrow(m, E)/\hbar + \Gamma^\downarrow(m, E)/\hbar} \right] D(m, E) + D(\bar{m}, E) W(kn, E), \quad (9)$$

$$P(1pln, E) = \sum_{\substack{m=4 \\ \Delta m=2}}^{\bar{m}-2} \left[\frac{\int_0^{E-B_p} \lambda_p(m, \varepsilon, E) W_p(ln, E - B_p - \varepsilon) d\varepsilon}{\Gamma^\uparrow(m, E)/\hbar + \Gamma^\downarrow(m, E)/\hbar} \right] D(m, E), \quad (10)$$

где $k = 1, 2, \dots$; $l = 0, 1, \dots$; E — энергия возбуждения ядра-мишени; $\bar{m}$ — среднее число экситонов в состоянии теплового равновесия; B_j — энергия отделения нуклона типа j : нейтрона ($j = n$) или

протона ($j = p$); $\lambda_j(m, \varepsilon, E) d\varepsilon$ — вероятность распада в единицу времени m -экситонного состояния с испусканием в непрерывный спектр нуклона типа j с кинетической энергией $\varepsilon \pm d\varepsilon/2$;

$W_j(ln, U)$ — вероятность испарения l нейтронов из компаунд-состояния остаточного ядра, $U = E - B_j - \varepsilon$ — энергия этого ядра (о вычислении величины $W_j(ln, U)$ см. в разд. 2.1.1; $W_j(0n, U) = 1$ при U меньше порога отделения нейтрона в остаточном ядре или 0 — в противном случае); $\Gamma^\uparrow(m, E)/\hbar$ — полная вероятность распада в единицу времени m -экситонного состояния из-за эмиссии нуклона ($\Gamma^\uparrow(m, E)$ — эмиссионная ширина этого состояния); $\Gamma^\downarrow(m, E)/\hbar$ — вероятность внутриядерного перехода $m \rightarrow m+2$ в единицу времени вследствие рождения еще одной пары ph ($\Gamma^\downarrow(m, E)$ — спредовая ширина m -экситонного состояния) и, наконец,

$$D(m, E) = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 4, \\ \prod_{\substack{n=4 \\ \Delta n=2}}^{m-2} \frac{\Gamma^\downarrow(n, E)}{\Gamma^\uparrow(n, E) + \Gamma^\downarrow(n, E)} & \text{при } m = 6, 8, \dots \end{cases} \quad (11)$$

— вероятность того, что цепочка внутриядерных переходов ядра-мишени продлится до m -экситонной стадии.

Из принципа детального равновесия следует, что (см. [10])

$$\lambda_j(m, \varepsilon, E) d\varepsilon = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(m-1, U)}{\omega(m, E)} d\varepsilon, \quad (12)$$

где s , μ и $\sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon)$ — спин, приведенная масса и сечение обратной реакции для испускаемого в континуум нуклона типа j с энергией ε ; $\omega(m, E)$ — плотность m -экситонных состояний с энергией возбуждения E ; величина U определена выше.

Интегрируя выражение (12) по энергии ε и суммируя по индексу j , найдем полную вероятность распада в единицу времени m -экситонного состояния из-за эмиссии нейтрона или протона в непрерывный спектр:

$$\Gamma^\uparrow(m, E)/\hbar = \sum_{j=n,p} \int_0^{E-B_j} \lambda_j(m, \varepsilon, E) d\varepsilon. \quad (13)$$

В моделях предравновесного распада при оценке скоростей внутриядерных переходов $\Gamma^\downarrow(m, E)/\hbar$ используется первый порядок теории возмущений, что дает [23–25]

$$\Gamma^\downarrow(m, E)/\hbar = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \omega_+(m, E), \quad (14)$$

где M^2 — средний квадрат двухчастичного матричного элемента перехода и $\omega_+(m, E)$ — средняя

плотность конечных состояний, доступных при переходе $m \rightarrow m+2$.

2.1.3. Вероятность предравновесного распада ГДР. Предравновесный распад ГДР может быть связан с эмиссией нуклона из коллективного входного $1p1h$ -состояния. Вероятность такого процесса равняется $F(E_{\text{ГДР}}) = \Gamma_{\text{ГДР}}^\uparrow / [\Gamma_{\text{ГДР}}^\uparrow + \Gamma_{\text{ГДР}}^\downarrow]$, где $E_{\text{ГДР}}$, $\Gamma_{\text{ГДР}}^\uparrow = \Gamma^\uparrow(2, E_{\text{ГДР}})$ и $\Gamma_{\text{ГДР}}^\downarrow = \Gamma^\downarrow(2, E_{\text{ГДР}})$ — резонансная энергия, эмиссионная и спредовая ширины ГДР. Величины $E_{\text{ГДР}}$ и $\Gamma_{\text{ГДР}}^\downarrow$ могут быть оценены с помощью полуэмпирических выражений, приведенных в [6, 37]. Эмиссионная ширина $\Gamma^\uparrow(2, E_{\text{ГДР}})$ может быть вычислена по формулам (12), (13).

Величина $F(E_{\text{ГДР}})$ характеризует вероятность предравновесного распада ГДР в районе его максимума. В области высоких энергий вклад первичного коллективного возбуждения в состояние, инициированное этим возбуждением, падает пропорционально отношению $\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)/\sigma_{\text{ГДР}}(E_{\text{ГДР}})$. Учитывая это обстоятельство, аппроксимируем вероятность предравновесного распада ГДР при произвольной энергии E_γ выражением

$$F(E_\gamma) = \left[\frac{\Gamma_{\text{ГДР}}^\uparrow}{\Gamma_{\text{ГДР}}^\uparrow + \Gamma_{\text{ГДР}}^\downarrow} \right] \frac{\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)}{\sigma_{\text{ГДР}}(E_{\text{ГДР}})}. \quad (15)$$

2.2. Вычисление ферми-газовых плотностей

В модели ферми-газа плотности одночастичных и однодырочных состояний зависят от энергии возбуждения ϵ , а также от типа ($j = n, p$) возбужденной частицы или дырки:

$$\begin{aligned} \omega_j(p = 1, h = 0, \epsilon) &= c_j \rho(1, 0, \epsilon), \\ \omega_j(p = 0, h = 1, \epsilon) &= c_j \rho(0, 1, \epsilon), \end{aligned} \quad (16)$$

где $c_j = 3N/(2\epsilon_F)$ при $j = n$ и $c_j = 3Z/(2\epsilon_F)$ при $j = p$, N и Z — количество нейтронов и протонов в ядре-мишени, $\epsilon_F \approx 35$ МэВ — энергия Ферми и

$$\begin{aligned} \rho(1, 0, \epsilon) &= \sqrt{\frac{\epsilon_F + \epsilon}{\epsilon_F}}, \\ \rho(0, 1, \epsilon) &= \sqrt{\frac{\epsilon_F - \epsilon}{\epsilon_F}} \end{aligned} \quad (17)$$

— приведенные плотности состояний частицы и дырки, не зависящие от типа возбуждаемого нуклона и выбора ядра-мишени.

Задача нахождения плотностей $\omega(m, E)$ ph -состояний сводится к вычислению сверток произведений плотностей (17) с дельта-функцией $\delta(E - \epsilon_1 - \epsilon_2 - \dots - \epsilon_m)$ с учетом того, что энергия дырки не может превышать энергии Ферми ϵ_F .

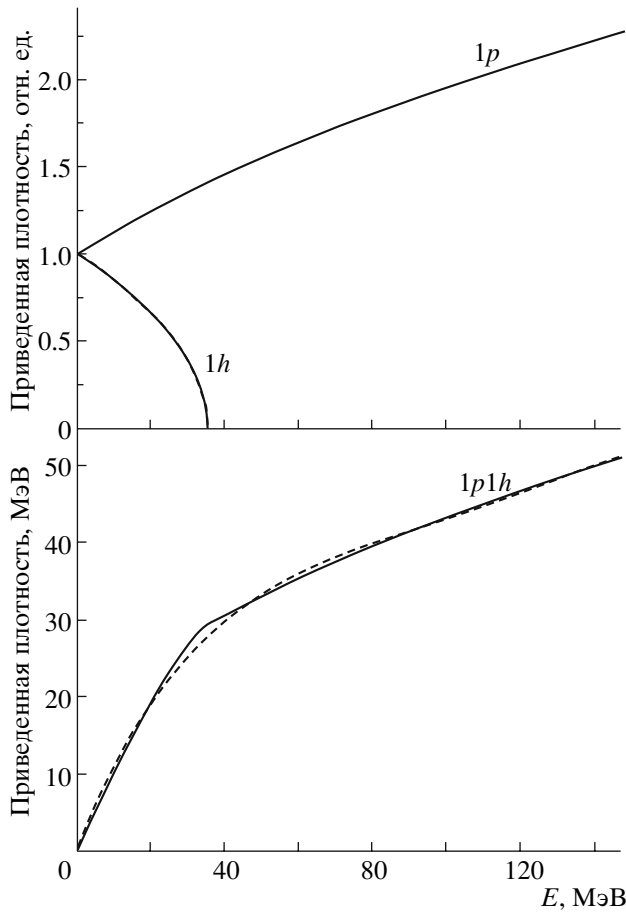


Рис. 1. Приведенные ферми-газовые плотности для $1p$, $1h$ и $1p1h$ -состояний. Сплошные кривые — расчет по формулам (17), (19); штриховые кривые — аппроксимация полиномами четвертой степени (для состояний $1p$, $1h$ они сливаются со сплошными кривыми). По оси абсцисс отложена энергия возбуждения ядра.

Однако на практике это приводит к трудно выполнимым численным расчетам многократных интегралов с переменными пределами. Что же касается аналитического решения поставленной задачи, то оно может быть найдено только для двухэситонных состояний. Так, для плотности одночастично-однодырочных состояний получается выражение

$$\omega_j(p=1, h=1, E) = c_j^2 \rho(1, 1, E), \quad (18)$$

где $j = n, p$; константы c_n , c_p были определены в (16) и

$$\begin{aligned} \rho(1, 1, E) = \\ = \int_0^{\min(\epsilon_F, E)} \rho(0, 1, \epsilon) \rho(1, 0, E - \epsilon) d\epsilon \end{aligned} \quad (19)$$

$$= \begin{cases} \frac{2\epsilon_F + E}{4\epsilon_F} \sqrt{\epsilon_F(\epsilon_F + E)} - \frac{2\epsilon_F - E}{4\epsilon_F} \sqrt{\epsilon_F(\epsilon_F - E)} - \\ - \frac{E^2}{4\epsilon_F} \ln \left[\frac{\sqrt{\epsilon_F} + \sqrt{\epsilon_F + E}}{\sqrt{\epsilon_F} + \sqrt{\epsilon_F - E}} \right] & \text{при } E \leq \epsilon_F, \\ \frac{2\epsilon_F + E}{4\epsilon_F} \sqrt{\epsilon_F(\epsilon_F + E)} - \frac{E^2}{4\epsilon_F} \ln \left[\frac{\sqrt{\epsilon_F} + \sqrt{\epsilon_F + E}}{\sqrt{E}} \right] & \text{при } E > \epsilon_F \end{cases}$$

— приведенная плотность состояний пары $1p1h$ при энергии возбуждения E .

Для описания предравновесного КД-каскада, рассмотренного в разд. 2.1.2, требуется найти плотности только таких промежуточных состояний, в которых число частиц либо равняется числу дырок, либо отличается от него на единицу. Их можно представить в виде

$$\omega(p, h, E) = C_m \rho(p, h, E), \quad (20)$$

$$\omega(p-1, h, E) = C_{m-1} \rho(p-1, h, E),$$

$$\omega(p, h-1, E) = C_{m-1} \rho(p, h-1, E),$$

где

$$\rho(p, h, E) = \int_0^E \int_0^E \dots \int_0^E \rho(1, 1, x_1) \times \quad (21)$$

$$\times \rho(1, 1, x_2 - x_1) \times \dots \times$$

$$\times \rho(1, 1, x_{m/2-1} - x_{m/2-2}) \times$$

$$\times \rho(1, 1, E - x_{m/2-1}) dx_1 dx_2 \dots dx_{m/2-1},$$

$$\rho(p-1, h, E) = \quad (22)$$

$$= \int_0^{\min(\epsilon_F, E)} \int_0^E \dots \int_0^E \rho(0, 1, x_1) \rho(1, 1, x_2 - x_1) \times$$

$$\times \dots \times \rho(1, 1, x_{m/2-1} - x_{m/2-2}) \times$$

$$\times \rho(1, 1, E - x_{m/2-1}) dx_1 dx_2 \dots dx_{m/2-1},$$

$$\rho(p, h-1, E) = \int_0^E \int_0^E \dots \int_0^E \rho(1, 0, x_1) \times \quad (23)$$

$$\times \rho(1, 1, x_2 - x_1) \times \dots \times$$

$$\times \rho(1, 1, x_{m/2-1} - x_{m/2-2}) \times$$

$$\times \rho(1, 1, E - x_{m/2-1}) dx_1 dx_2 \dots dx_{m/2-1}$$

— приведенные плотности интересующих нас состояний,

$$C_m = (1.5/\epsilon_F)^m \sum_{i=1}^{m/2-1} \frac{N^{2i} Z^{m-2i}}{(i!(m/2-i)!)^2}, \quad (24)$$

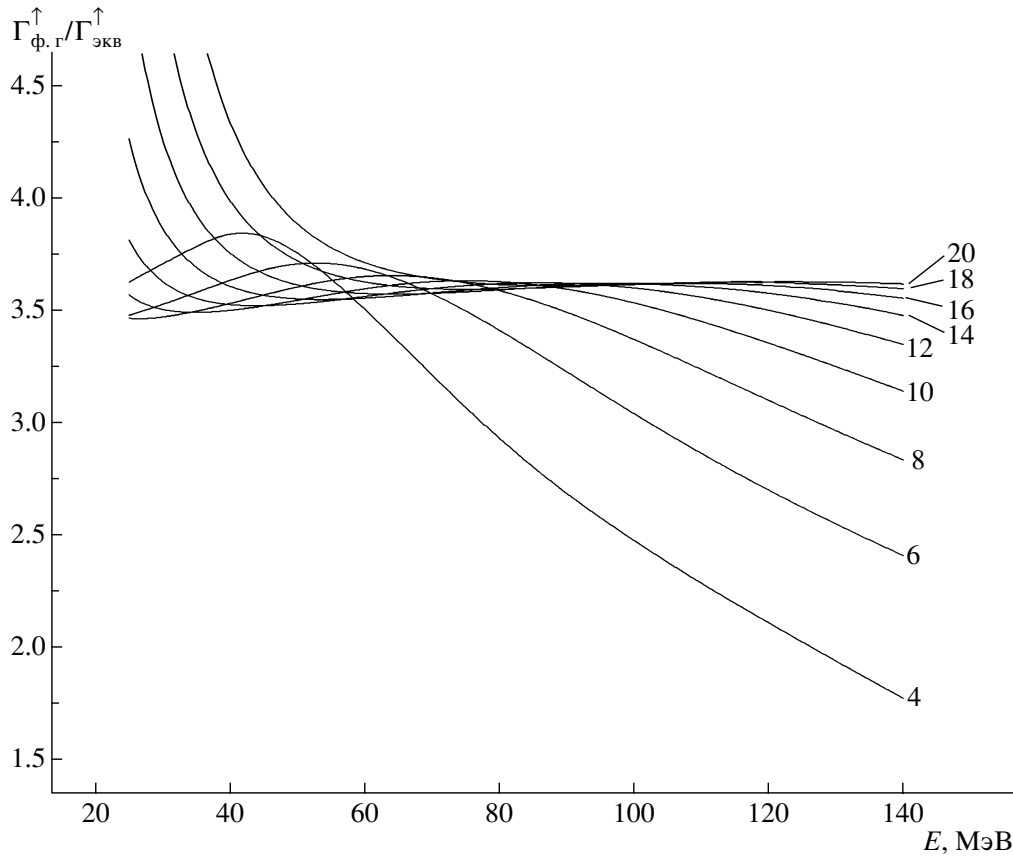


Рис. 2. Отношения ферми-газовых ($\Gamma_{\text{ф.г.}}^{\dagger}(m, E)$) и эквидистантных [13] ($\Gamma_{\text{экв.}}^{\dagger}(m, E)$) эмиссионных ширин для разных m -экситонных состояний ядра ^{181}Ta . Числа у кривых — экситонный номер состояния, для которого вычисляется данное отношение. По оси абсцисс отложена энергия возбуждения ядра.

$$C_{m-1} = (1.5/\epsilon_F)^{m-1} \times \sum_{i=1}^{m-2} \frac{N^i Z^{m-i-1}}{[\frac{i}{2}]!(i - [\frac{i}{2}])![\frac{m-i-1}{2}]!(m-i-1 - [\frac{m-i-1}{2}])!} \quad (25) \quad \text{выражением}$$

— нормирующие константы, учитывающие наличие у m -экситонных состояний нейтронной и протонной компонент, под $[x]$ понимается целая часть числа x ; $p = h = m/2$ и $m = 4, 6, 8, \dots$

Интегралы (21)–(23) нетрудно вычислить, если аппроксимировать приведенные плотности $\rho(1, 0, \epsilon)$, $\rho(0, 1, \epsilon)$ и $\rho(1, 1, \epsilon)$ полиномами. На рис. 1 приведены результаты приближения этих функций выражениями (17), (19) (сплошные кривые) и полиномами четвертой степени (штриховые кривые). Достиженная степень приближения представляется вполне достаточной, если учесть то обстоятельство, что сами ферми-газовые плотности являются только некоторым приближением реалистических плотностей ph -состояний.

Средняя плотность конечных состояний, доступных при переходе $m \rightarrow m + 2$, определяется

$$\omega_+(m, E) = \mathcal{N}_m \left[\int_0^E \rho(2, 1, \epsilon) \rho(1, 0, \epsilon) \times \right. \quad (26) \\ \left. \times \rho(p-1, h, E-\epsilon) d\epsilon + \int_0^{\min(\epsilon_F, E)} \rho(1, 2, \epsilon) \times \right. \\ \left. \times \rho(0, 1, \epsilon) \rho(p, h-1, E-\epsilon) d\epsilon \right] / \rho(p, h, E),$$

где

$$\mathcal{N}_m = \frac{m}{8} \left(\frac{3A}{2\epsilon_F} \right)^3 \left(1 - \frac{NZ}{A^2} \right) \quad (27)$$

— нормирующий коэффициент, учитывающий нейтронно-протонный состав распадающихся m -экситонных состояний, $p = h = m/2$ и $m = 2, 4, 6, \dots$

На рис. 2 приведены отношения $\Gamma_{\text{ф.г.}}^{\dagger}(m, E)/\Gamma_{\text{экв.}}^{\dagger}(m, E)$ эмиссионных ширин, вы-

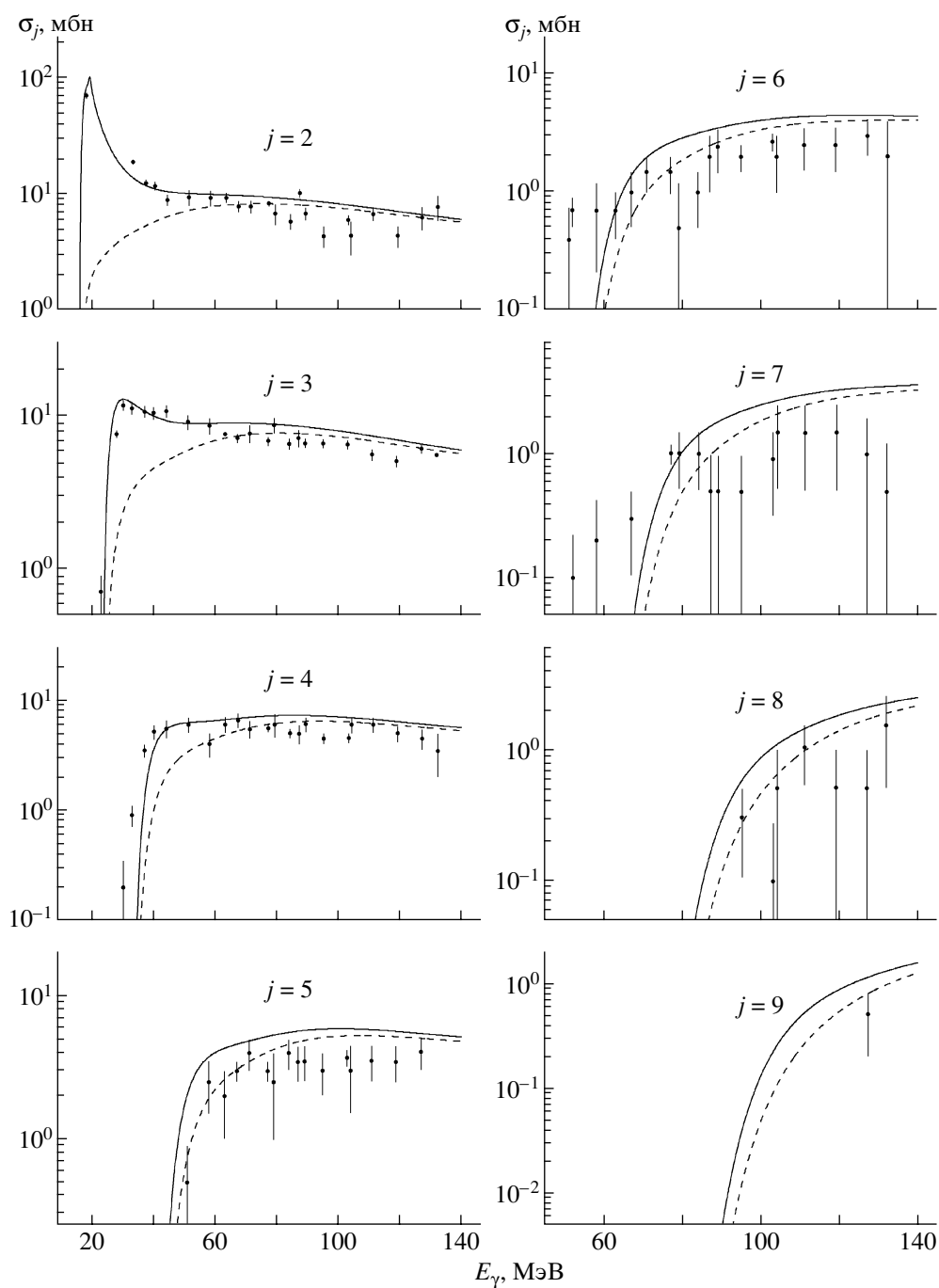


Рис. 3. Сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ фотонуклонных реакций для олова, идущих с испусканием $j, j+1, \dots$ нейтронов плюс произвольное количество заряженных частиц. Точки с ошибками — экспериментальные данные для мишени из натурального олова [35]. Сплошные кривые — вычисленные сечения для ядра ^{119}Sn , штриховые кривые — КД-компоненты теоретических сечений.

численных для разных m -эситонных состояний ядра ^{181}Ta с помощью ферми-газовых плотностей и с помощью включающих поправки на принцип Паули и конечную глубину потенциальной ямы эквидистантных плотностей [13]. Из этого рисунка видно, что переход к ферми-газовым плотностям

приводит к существенному возрастанию роли предравновесной эмиссии нуклонов. Как отмечалось во Введении, это происходит вследствие увеличения на каждой промежуточной стадии предравновесного каскада доли высокоэнергичных частиц.

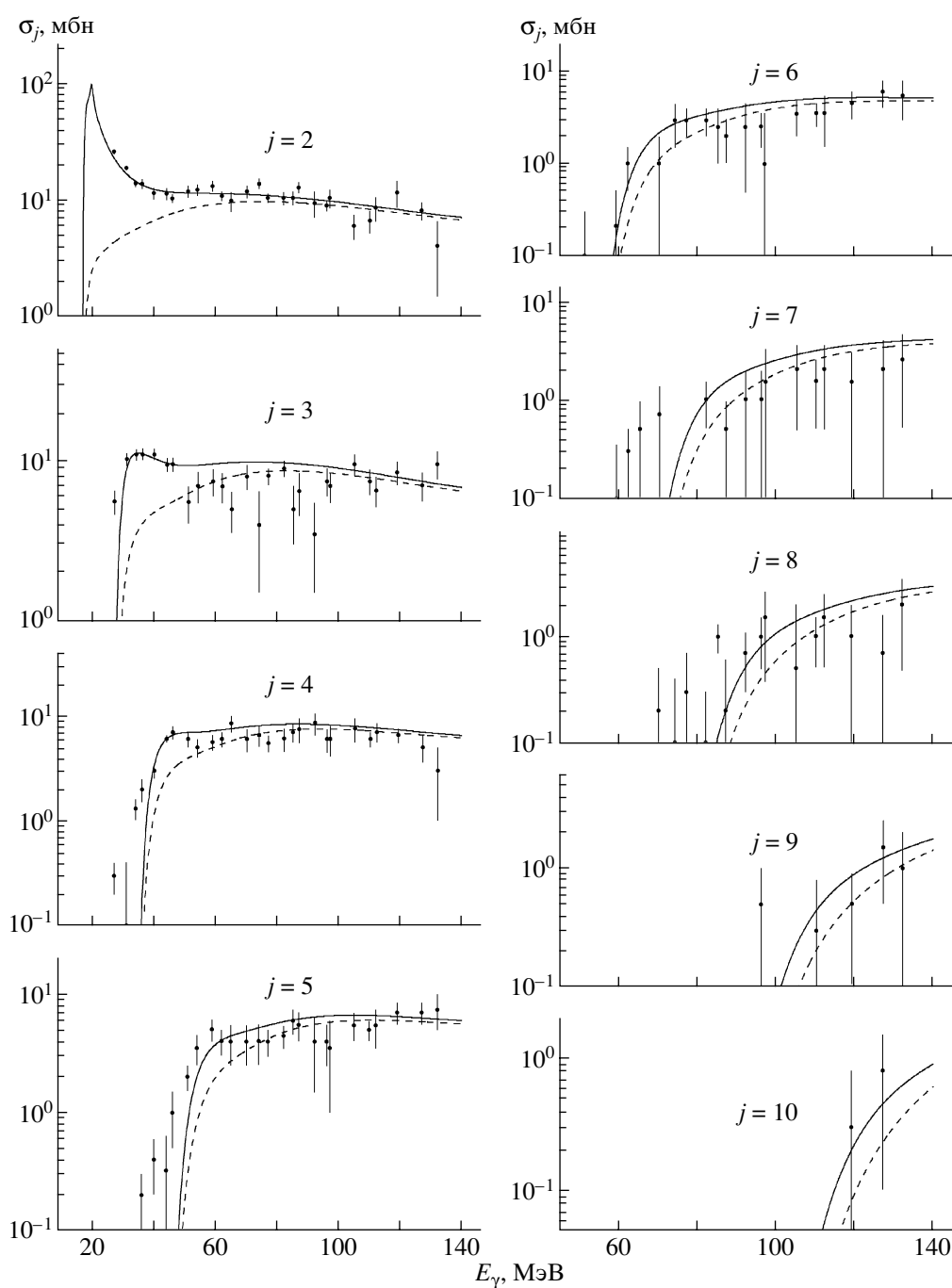


Рис. 4. Вычисленные (для ^{140}Ce) и экспериментальные [35] (для натурального церия) фотонуклонные сечения $\sigma_j(E_\gamma)$. Обозначения такие же, как на рис. 3.

3. ПРИМЕНЕНИЕ К ОПИСАНИЮ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb

3.1. Детали вычислительной процедуры

Для описания сечения возбуждения ГДР ($\sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma)$) использовалась полумикроскопическая модель [6]. Единственный свободный параметр

этой модели — параметр квадрупольной деформации ядра β — оценивался по данным о статических квадрупольных моментах ядер [7]. При этом были получены следующие значения: $\beta \approx 0.0, 0.02, 0.26$ и ≈ 0.0 для ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb соответственно. Квазицейтронная компонента сечения фотопоглощения ($\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma)$) рассчитывалась в рамках модели [1–3] с параметрами, взятыми из работы [3].

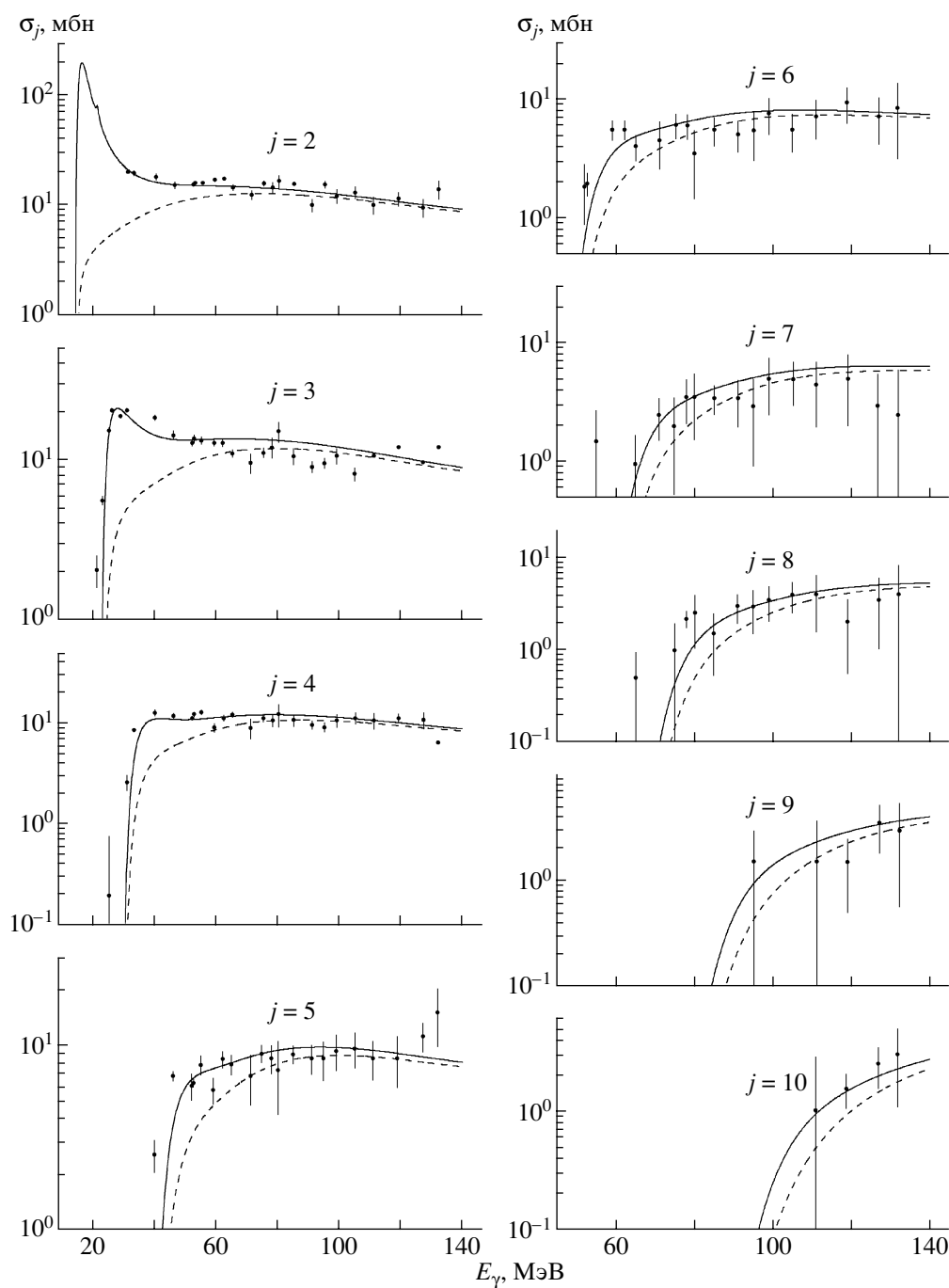


Рис. 5. Вычисленные (для ^{181}Ta) и экспериментальные [35] (для натурального тантала) фотонуклонные сечения $\sigma_j(E_\gamma)$. Обозначения такие же, как на рис. 3.

Сечения обратных реакций $\sigma_p^{\text{обр}}(\varepsilon)$ и $\sigma_n^{\text{обр}}(\varepsilon)$ (см. формулу (12)) вычислялись по приближенным выражениям, приведенным в монографии [38].

Собственными параметрами рассматриваемой модели являются параметр плотности уровней a , среднее число экситонов в состоянии теплового равновесия $\bar{m}$ и средний квадрат матричного элемента перехода M^2 . Мы использовали обычный

выбор параметра плотности уровней: $a = g\pi^2/6$, где $g \approx A/13$ — плотность одночастичных состояний в эквидистантной модели уровней. Параметр $\bar{m} = \bar{m}(E)$, входящий в формулы (9), (10), определялся из требования, чтобы в состоянии теплового равновесия средняя энергия, приходящаяся на один экситон, равнялась $3/2$ от температуры ядра

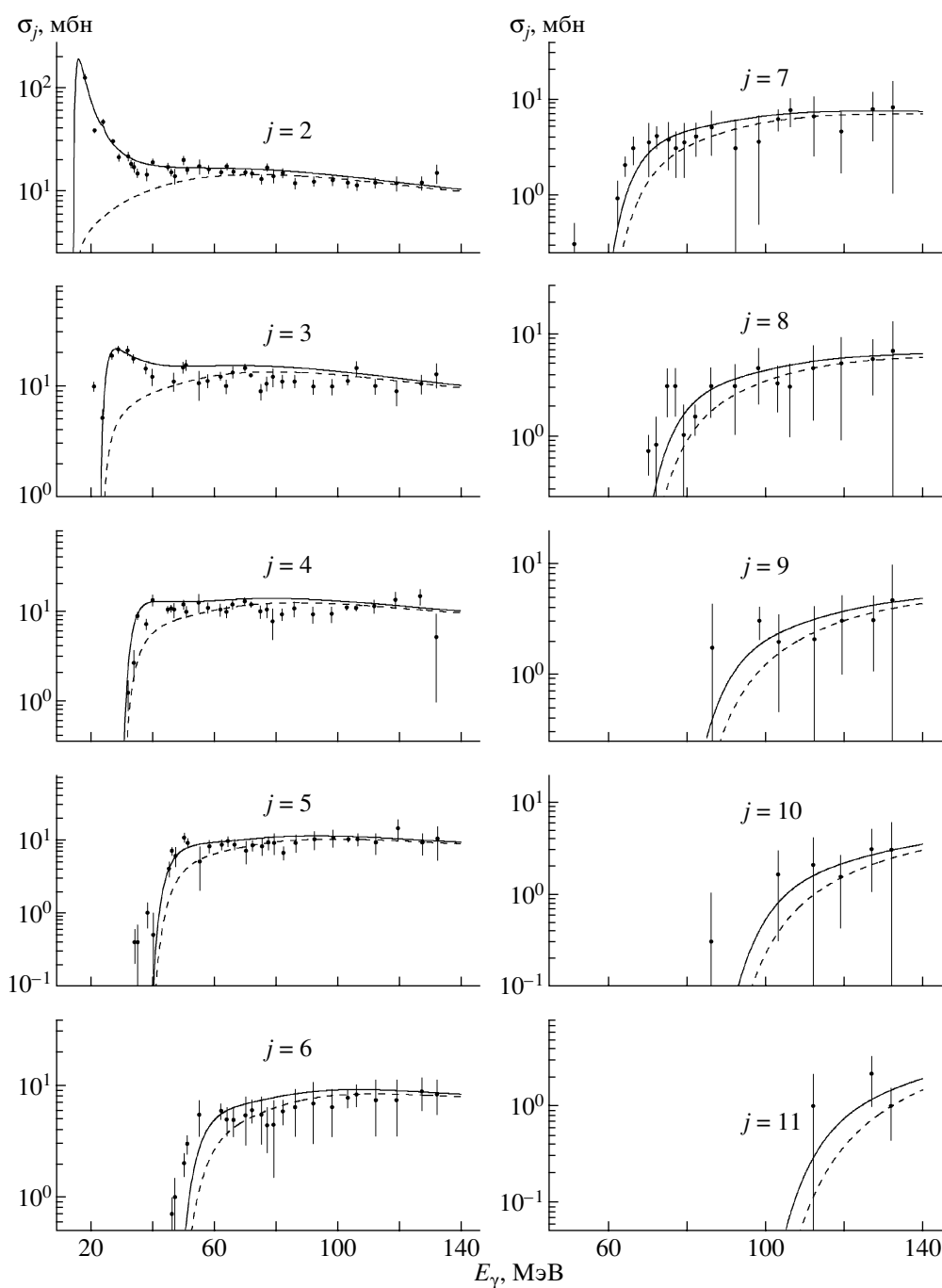


Рис. 6. Вычисленные (для ^{208}Pb) и экспериментальные [35] (для натурального свинца) фотонуклонные сечения $\sigma_j(E_\gamma)$. Обозначения такие же, как на рис. 3.

при данной энергии возбуждения:

$$\frac{E}{\bar{m}} = \frac{3}{2}\Theta = \frac{3\sqrt{E/a}}{2(1 - 2/\sqrt{aE})}. \quad (28)$$

Средний квадрат матричного элемента $M^2 = M^2(E)$ аппроксимировался выражением

$$M^2(E) = M^2(E_{\text{ГДР}}) \frac{E_{\text{ГДР}}}{E}, \quad (29)$$

где $E_{\text{ГДР}}$ — энергия ГДР и множитель E^{-1} учитывает эмпирическую зависимость квадрата матричного элемента от энергии [11].

Константа $M^2(E_{\text{ГДР}})$ находилась из соотношения (14), в которое подставлялась оценка средней ширины ГДР: $\Gamma_{\text{ГДР}}^\downarrow = \Gamma^\downarrow(2, E_{\text{ГДР}})$ из работы [6] (формулы (65), (53)).

Вычисления включали расчет сечений реакций

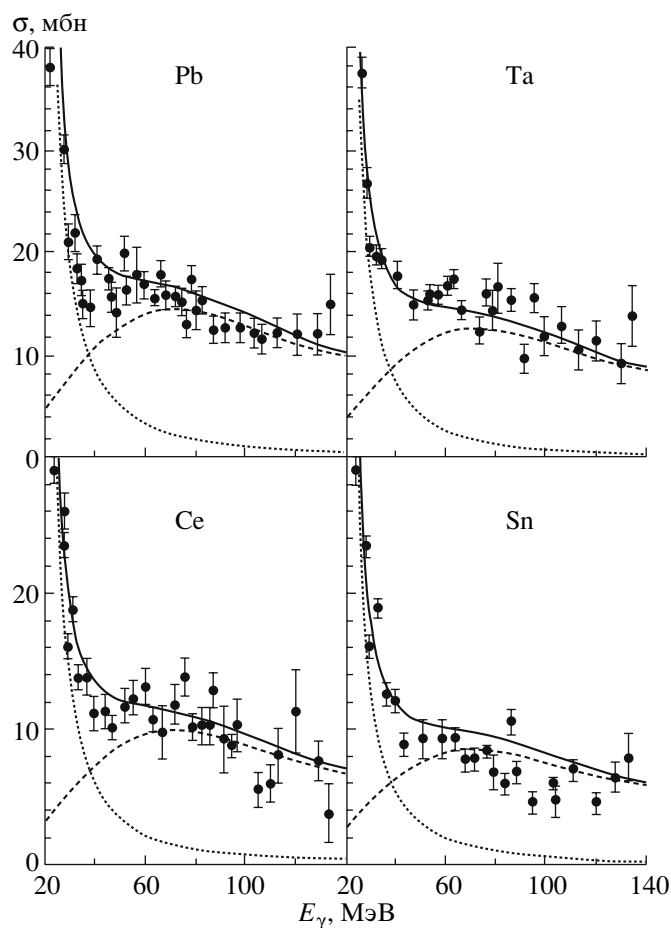


Рис. 7. Сечения фотопоглощения на ядрах Pb, Ta, Ce и Sn из работы [3]. Точки с ошибками — эксперимент [35]. Кривые: сплошные — полные теоретические сечения фотопоглощения, штриховые — вычисленные КД-компоненты фотопоглощения [3], точечные — вклад в теоретическое сечение хвостов ГДР [35].

(γ, kn) , $k = 1-12$, и $(\gamma, 1pln)$, $l = 0-12$, для ядер ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb в энергетической области $7 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ с шагом 0.1 МэВ.

3.2. Обсуждение полученных результатов

Основные результаты вычислений приведены на рис. 3–9. Как отмечалось ранее (см. Введение), адекватность предравновесных расчетов лучше всего проверять, сравнивая экспериментальные и теоретические данные о парциальных сечениях реакций, сопровождающихся вылетом в непрерывный спектр разного числа нуклонов. Обширный материал для такого анализа получен группой из Сакле, которая, проводя разделение нейтронных выходов различной множественности, измерила суммарные сечения $\sigma_j(E_\gamma)$, $2 \leq j \leq 11$, реакций, идущих с испусканием в континуум j или более нейтронов плюс любое число заряженных частиц, для природных смесей изотопов олова, церия, тантала и свинца в энергетическом интервале 25–132 МэВ [35]. В рассматриваемой модели такие

сечения могут быть выражены через введенные в разд. 2.1 сечения $\sigma(\gamma, kn; E_\gamma)$, $\sigma(\gamma, 1pln; E_\gamma)$ (см. формулы (2), (3)):

$$\sigma_j(E_\gamma) = \sum_{k=j}^{\infty} \left(\sigma(\gamma, kn; E_\gamma) + \sigma(\gamma, 1pkn; E_\gamma) \right). \quad (30)$$

На рис. 3–6 показаны теоретические сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ (сплошные кривые), вычисленные для ядер ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb , массовые числа которых наиболее близки к средним массовым числам натуральных мишеней из олова, церия, тантала и свинца. Они сравниваются с экспериментальными данными (точки с отложенными статистическими ошибками), полученными в работе [35]. Штриховые кривые отвечают КД-компонентам теоретических сечений. Как видно из рис. 3–6, расчет в целом хорошо согласуется с экспериментальными данными. Расхождение теоретических и экспериментальных результатов в припороговых областях обусловлено

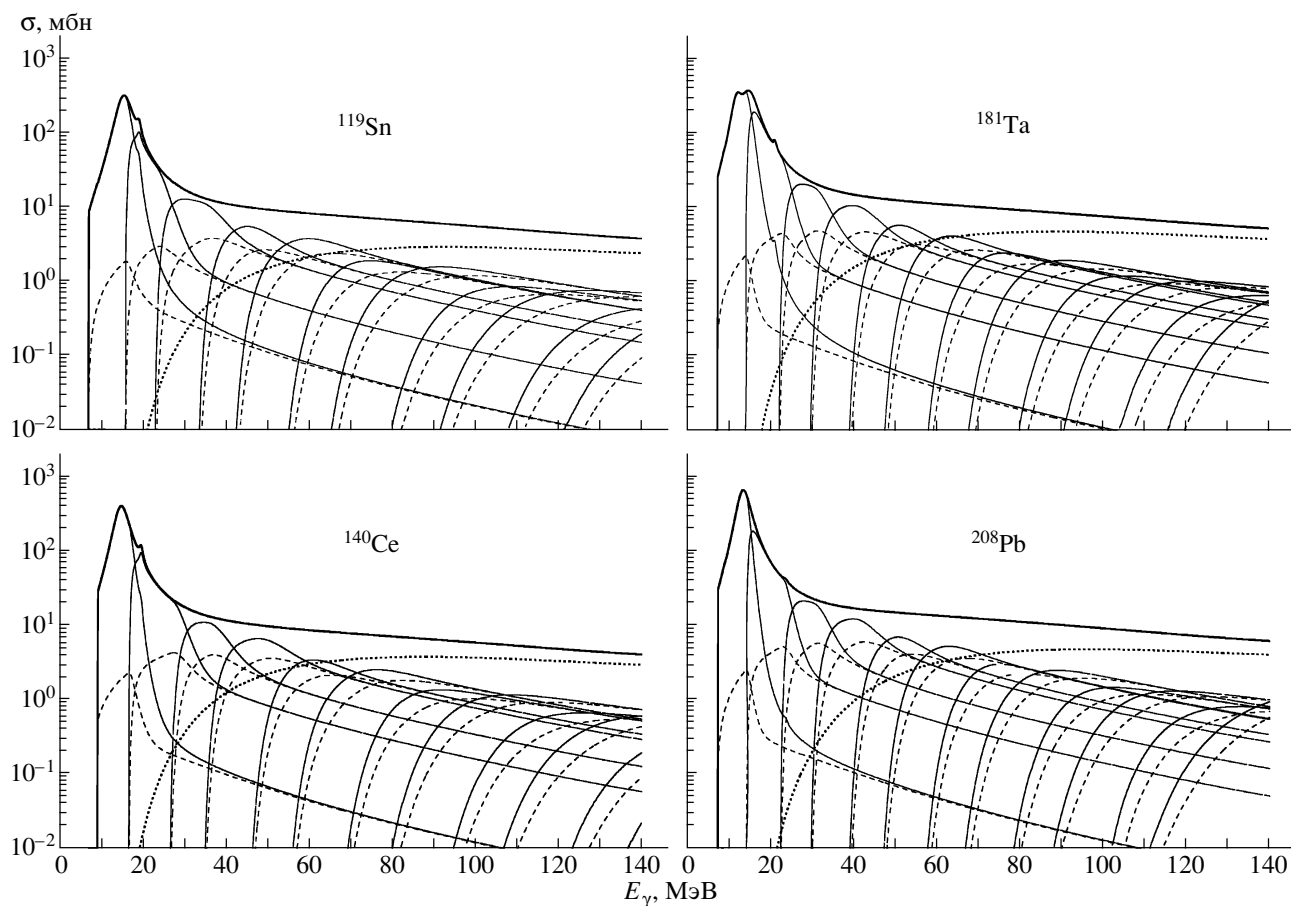


Рис. 8. Вычисленные фотонуклонные сечения для ядер ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta и ^{208}Pb . Кривые: тонкие сплошные — сечения реакций (γ, kn) , $k = 1, 2, \dots$; штриховые — вклад в эти сечения КД-компоненты; жирные сплошные — полное фотонейтронное сечение $\sum_{k=1}^{\infty} \sigma(\gamma, kn; E_\gamma)$; точечные — суммарное сечение процессов, идущих с вылетом протона, $\sum_{l=0}^{\infty} \sigma(\gamma, 1pln; E_\gamma)$.

в основном присутствием в натуральных мишенях изотопов с более низкими (по сравнению с использованными в расчете) энергиями отделения нейтронов, а также конечным энергетическим разрешением эксперимента.

Для олова наблюдается систематическое превышение всех вычисленных сечений $\sigma_j(E_\gamma)$ над экспериментальными в энергетической области $E_\gamma \gtrsim 70$ МэВ (см. рис. 3). Происхождение такого превышения поясняет рисунок 7, взятый из работы [3], на котором сравниваются теоретические и экспериментальные [35] сечения фотопоглощения на ядрах Pb, Ta, Ce и Sn в энергетической области $20 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ. Как видно из этого рисунка, если для ядер Pb, Ta и Ce согласие теории и эксперимента более или менее удовлетворительное, то для ядра Sn теоретическая кривая фотопоглощения идет значительно выше (главным образом за счет КД-компоненты) экспериментальных данных в энергетической области $70 \lesssim E_\gamma \lesssim 120$ МэВ. Таким образом, обнаруженное несогласие теории

и эксперимента обусловлено либо систематическими ошибками эксперимента, либо не вполне корректным описанием при больших энергиях E_γ фотопоглощения на среднетяжелых ядрах в рамках квазидейтронной модели [1–3].

Из рис. 3–6 видно, что ГДР-компонента фотонуклонных реакций доминирует при малых энергиях возбуждения ядра ($E \lesssim 30$ МэВ), а также играет заметную роль в области высоких энергий при описании сечений реакций, сопровождающихся испусканием большого числа нейтронов. Последнее обстоятельство объясняется резким уменьшением заселения остаточных ядер в нижней (по A) части КД-каскада из-за испускания предравновесного нуклона, уносящего из ядра значительную энергию.

Аналогичные выводы следуют из рис. 8, на котором приведены сечения реакций (γ, kn) , $k = 1, 2, \dots$ (тонкие сплошные кривые), их КД-компоненты (штриховые кривые), полное фотонейтронное сечение $\sum_{k=1}^{\infty} \sigma(\gamma, kn; E_\gamma)$ (жирные сплошные кривые) и суммарное сечение процессов,

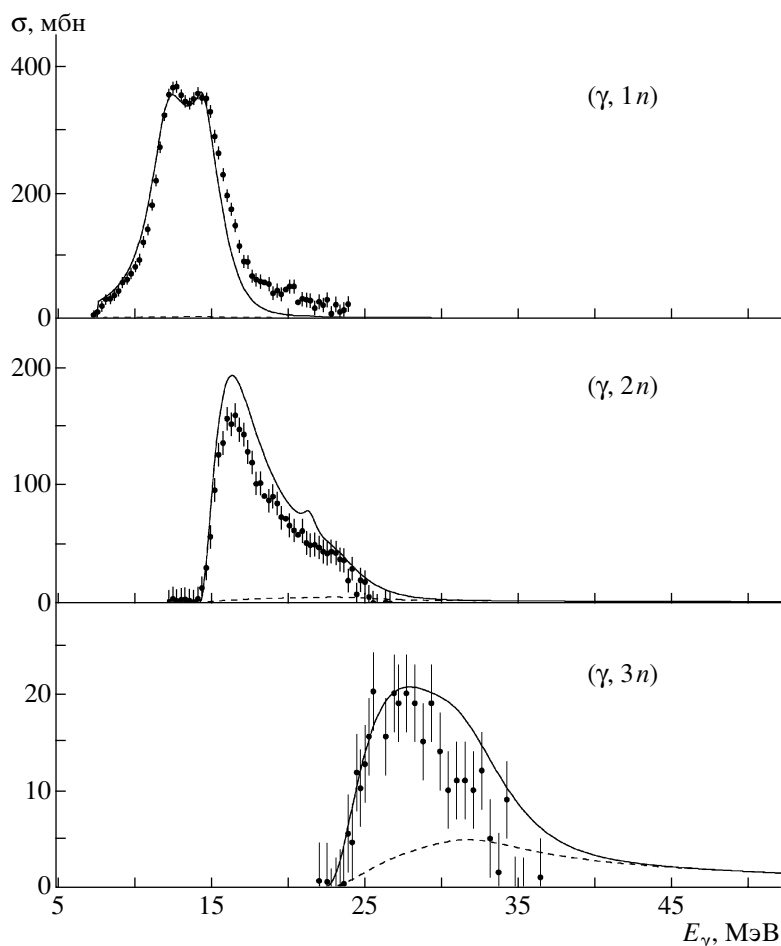


Рис. 9. Сравнение вычисленных и экспериментальных фотонейтронных сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{181}Ta . Точки с ошибками — экспериментальные данные [39, 40]. Сплошные кривые — вычисленные сечения, штриховые кривые — КД-компоненты теоретических сечений.

идущих с вылетом протона, $\sum_{l=0}^{\infty} \sigma(\gamma, 1p1n; E_{\gamma})$ (точечные кривые). Согласно полученным данным (см. рис. 8) отношение сечений процессов, идущих с вылетом и без вылета протона, возрастает от значения ~ 0.1 при $E_{\gamma} = 40$ МэВ до значения ~ 0.7 при $E_{\gamma} = 140$ МэВ.

На рис. 9 сравниваются вычисленные (сплошные кривые) и экспериментальные [39, 40] (точки с ошибками) сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{181}Ta . Штриховые кривые показывают вклад в теоретические сечения КД-компоненты. С учетом систематических ошибок измерений на квазимонохроматическом пучке γ -квантов полученное согласие теоретических и экспериментальных результатов можно считать вполне удовлетворительным. Как видно из рисунка, рассматриваемые сечения в основном определяются процессами, обусловленными распадом ГДР. КД-фотопоглощение играет заметную роль только при формировании сечения $\sigma(\gamma, 3n)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные вычисления показывают, что комбинация испарительной модели с экситонной моделью, базирующейся на ферми-газовых плотностях, позволяет получить вполне удовлетворительное описание парциальных фотонуклонных сечений для средних и тяжелых ядер в энергетической области ниже пионного порога.

Предлагаемая модель обладает высокой предсказательной способностью, так как входящие в нее параметры либо выбираются стандартным образом, либо определяются из полуэмпирических выражений (как это делается при нормировке среднего квадрата матричного элемента M^2).

Переход от эквидистантных плотностей к более реалистичным ферми-газовым позволяет учесть влияние на скорость эмиссионных и внутриядерных процессов энергетической зависимости одночастичных и однодырочных плотностей. Это обстоятельство имеет важное значение при описании

фотонуклонных реакций в высокоэнергичной области, где доминирует квазидейтронный механизм фотопоглощения. Главное следствие использования ферми-газовых плотностей состоит в том, что резко возрастает роль первичной предравновесной эмиссии частиц, которая вместе с испарительными процессами играет определяющую роль в формировании квазидейтронной компоненты фотонуклонных реакций.

Авторы выражают глубокую признательность за помощь в оформлении статьи С.С. Бельшеву.

Работа выполнена при поддержке гранта № НШ-1619.2003.2 Президента РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).
2. J. S. Levinger, Phys. Lett. B **82**, 181 (1979).
3. M. B. Chadwick *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 814 (1991).
4. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **66**, 1269 (2003).
5. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **67**, 614 (2004).
6. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007).
7. N. Stone, *Table of New Nuclear Moments*, Preprint, 1997 (a revision of the *Table of Nuclear Moments* by P. Raghavan, At. Data Nucl. Tables **42**, 189 (1989)); <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone-moments>
8. J. R. Wu and C. C. Chang, Phys. Rev. C **16**, 1812 (1977).
9. M. Blann *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 2286 (1983).
10. C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A **172**, 225 (1971).
11. C. K. Cline, Nucl. Phys. A **210**, 590 (1973).
12. E. Gadioli, E. Gadioli Erba, and P. G. Sona, Nucl. Phys. A **217**, 589 (1973).
13. J. Dobes and E. Beták, Nucl. Phys. A **272**, 353 (1976).
14. M. Blann, Phys. Rev. Lett. **27**, 337 (1971).
15. M. Blann, Phys. Rev. Lett. **28**, 757 (1972).
16. M. Blann and H. K. Vonach, Phys. Rev. C **28**, 1475 (1983).
17. M. B. Chadwick and P. G. Young, Acta Phys. Slov. **45**, 633 (1995).
18. H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin, Ann. Phys. (N. Y.) **125**, 429 (1980).
19. J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17**, 478 (1966).
20. T. Tamura, T. Udagawa, and H. Lenske, Phys. Rev. C **26**, 379 (1982).
21. H. Nishioka *et al.*, Ann. Phys. (N.Y.) **172**, 67 (1986).
22. H. Nishioka, H. A. Weidenmüller, and S. Yoshida, Ann. Phys. (N. Y.) **183**, 166 (1988).
23. J. M. Akkermans and A. J. Koning, Phys. Lett. B **234**, 417 (1990).
24. A. J. Koning and J. M. Akkermans, Ann. Phys. (N.Y.) **208**, 216 (1991).
25. A. J. Koning and M. B. Chadwick, Phys. Rev. C **56**, 970 (1997).
26. C. Kalbach, J. Phys. G **21**, 1519 (1995).
27. A. J. Koning and M. C. Duijvestijn, Nucl. Phys. A **744**, 15 (2004).
28. J. Bisplinghoff, Phys. Rev. C **33**, 1569 (1986).
29. M. Blann, Phys. Rev. C **54**, 1341 (1996).
30. M. Blann and M. B. Chadwick, Phys. Rev. C **57**, 233 (1998).
31. C. A. Soares Pompeia and B. V. Carlson, Phys. Rev. C **74**, 054609 (2006).
32. T. E. O. Ericson, Adv. Phys. **9**, 425 (1960).
33. F. C. Williams, Nucl. Phys. A **166**, 231 (1971).
34. H. Vonach *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 1952 (1994).
35. A. Lepretre *et al.*, Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981).
36. Д. Ж. Блатт, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика* (ИЛ, Москва, 1954).
37. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **66**, 688 (2003).
38. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами* (Атомиздат, Москва, 1972).
39. R. Bergere, H. Beil, and V. Veyssiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
40. R. L. Bramblett *et al.*, Phys. Rev. **133**, B869 (1964).

A PRE-EQUILIBRIUM MODEL OF PHOTONUCLEAR REACTIONS BASED ON THE FERMI-GAS DENSITIES

B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin

Combining of the exciton and evaporation models is used to describe photonuclear reactions on heavy and medium nuclei generated by photons of energy $7 \leq E_\gamma \leq 140$ MeV. Two mechanisms of the nucleus photo-excitation are considered: the formation of the giant dipole resonance at energies $E_\gamma \lesssim 20$ MeV and quasideuteron photo-absorption dominating at energies $E_\gamma \gtrsim 40$ MeV. The particle-hole-state densities used in the exciton model are calculated in a framework of the Fermi-gas model. This allows to take into account the influence of the energy dependence of the one-particle and one-hole densities on the rate of emission and itranuclear processes. The model is applied to describe the partial photonuclear cross sections for ^{119}Sn , ^{140}Ce , ^{181}Ta , and ^{208}Pb nuclei.