

КОМБИНИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ

© 2011 г. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, Россия*

Поступила в редакцию 01.07.2010 г.

Для описания фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах, вызванных фотонами с энергией ниже порога рождения мезона, используется комбинация полумикроскопической, экситонной и испарительной моделей. Рассматриваются два механизма фотовозбуждения ядра: формирование гигантского дипольного резонанса (ГДР) при энергиях $E_\gamma \lesssim 30$ 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. Модель учитывает множественное испускание предравновесных частиц. Рассмотрено влияние сохранения изоспина и коллективных эффектов на ГДР-эмиссию фотонуклонов. Данная модель была использована для описания сечений фотонуклонных реакций на ядрах $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{139}La , ^{142}Nd и ^{181}Ta , а также разностных тормозных фотонейтронных спектров для ядер ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{235}U с $E_{\gamma\text{макс}} = 85$ и 55 МэВ и тормозных фотопротонных спектров для ядра ^{90}Zr с $E_{\gamma\text{макс}} = 22, 25$ и 34 МэВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно предположению Бора [1], ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Таким образом, чтобы описать различные фотонуклонные реакции, возникающие при поглощении ядром фотона с энергией E_γ , необходимо: 1) вычислить сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{пог}}(E_\gamma)$ и 2) рассмотреть все возможные или хотя бы наиболее важные процессы эмиссии нуклонов при данной энергии возбуждения ядра-мишени.

Вплоть до порога рождения пиона фотопоглощение на ядре определяется взаимодействием γ -кванта только с однонуклонными и двухнуклонными ядерными токами [2, 3]. Первый из этих процессов предполагает, что при поглощении γ -кванта возбуждается всего один нуклон. Данный процесс является основным в области низких энергий ($E_\gamma \lesssim 30$ МэВ), где в результате взаимодействия ядра с электромагнитным излучением формируется электрический гигантский дипольный резонанс (ГДР), представляющий собою когерентную смесь одночастично-однодырочных ($1p1h$) $E1$ -возбуждений. Выше гигантского резонанса, в энергетической области $E_\gamma \gtrsim 40$ МэВ, начинает доминировать квазидейтронный (КД) механизм фотопоглощения, при котором возбужденный нуклон обменивается виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергия и импульс

поглощаемого γ -кванта передаются не одному нуклону, а коррелированной протон-нейтронной паре.

Для средних и тяжелых ядер основные особенности структуры ГДР могут быть надежно рассчитаны с помощью полумикроскопической модели [4–7]. В основе этой модели лежит представление о том, что коллективные колебания системы нуклонов, движущихся в среднем одночастичном потенциале, возникают из-за их взаимодействия друг с другом через одночастичное вибрационное поле, образующееся при генерации входных $1p1h$ -возбуждений, что может быть учтено путем введения сепарабельных двухчастичных сил соответствующей мультипольности. В рамках данной модели, используя деформированный одночастичный потенциал, можно учесть главные эффекты, влияющие на формирование gross-структуры сечения $E1$ -фотопоглощения в средних и тяжелых ядрах, — деформационное [8, 9] и изоспиновое [10, 11] расщепление ГДР. Для получения сечения дипольного фотопоглощения необходимо еще оценить ширины коллективных дипольных состояний. Это может быть сделано либо с помощью феноменологических соотношений, получаемых из анализа экспериментальных данных, либо в рамках предравновесных моделей распада возбужденных состояний ядра [12–25].

КД-компонента сечения фотопоглощения может быть найдена с помощью усовершенствованной [3, 26] квазидейтронной модели Левинжера [27, 28].

*E-mail: orlinvn@yandex.ru

При описании следующей за фотопоглощением эмиссии нуклонов обычно используется комбинация испарительной и предравновесной моделей фотонуклонных реакций. Существует большое количество разных формулировок предравновесного подхода. Однако на практике применяются только полуклассические предравновесные модели (экситонная [12–15] и гибридная [16–18]) и квантовые многошаговые предравновесные модели [19–25]. Квантовые модели, в которых вероятность нуклонной эмиссии определяется через квантовомеханические амплитуды перехода, лучше, чем полуклассические модели, описывают угловое распределение продуктов реакции. Однако этот недостаток полуклассических моделей в значительной степени искупается простотой их применения и большой предсказательной силой при описании нуклонных спектров и полных сечений реакций, вследствие чего они по-прежнему широко используются в конкретных расчетах [29, 30].

В настоящей работе формулируется комбинированная модель фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах. В ней для описания процессов фотопоглощения используются полумикроскопическая модель ГДР [4, 7] и усовершенствованная квазидейтронная модель [26]. Эмиссия фотонуклонов описывается в рамках экситонной модели с ферми-газовыми плотностями ph -состояний [31] и испарительной модели, базирующейся на формулах для плотностей ядерных уровней, предложенных Гильбертом и Камероном [32]. В экситонную модель [31] внесен ряд поправок, позволяющих учесть специфику ГДР-канала реакции: коллективную природу входного $1p1h$ -состояния [33] и влияние изоспиновых эффектов [34]. И то и другое оказывает существенное влияние на фотонуклонные реакции в области ГДР; так, коллективизация входного $1p1h$ -состояния увеличивает время его жизни и тем самым способствует вылету более энергичных первичных фотонуклонов, а сохранение изоспина приводит к тому, что T_z -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу.

Комбинированная модель была применена для расчета фотонейтронных и фотопротонных сечений различной множественности на ядрах $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{139}La , ^{142}Nd в энергетической области $E_\gamma \lesssim 40$ МэВ, фотонейтронных сечений на ядре ^{181}Ta при $7 \lesssim E_\gamma \lesssim 140$ МэВ, а также при расчете полных тормозных фотопротонных спектров с $E_{\gamma\text{макс}} = 22, 25$ и 34 МэВ для ядра ^{90}Zr и разностных тормозных нейтронных спектров для ядер ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi и ^{235}U с максимальной энергией тормозного излучения 55 и 85 МэВ. В расчете использовался единственный свободный параметр — деформация ядра-мишени в

основном состоянии, который оценивался по спектроскопическим данным, остальные параметры были взяты (после соответствующей нормировки экситонных состояний) из кода GNASH (Лос-Аламос) [35]. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

2. СЕЧЕНИЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

2.1. Полумикроскопическая модель ГДР

Электрические дипольные колебания возникают как отклик нуклонной системы на действие переменного электрического поля, которое приводит к возникновению у ядра индуцированного дипольного момента (вибрационного дипольного поля)

$$F_0 = \sum_{i=1}^A (2t_z x)_i,$$

где x — проекция радиуса-вектора нуклона на направление колебаний и $t_z = \pm 1/2 - z$ -компонента изоспина нуклона.

Оператор F_0 можно рассматривать как одну из компонент полного изовекторного дипольного поля:

$$\begin{aligned} F_\mu &= \sum_{i=1}^A (2t_\mu x)_i = \\ &= \sum_{\alpha > \beta} (\langle \alpha | 2t_\mu x | \beta \rangle a_\alpha^+ a_\beta + \\ &+ (-1)^\mu \langle \alpha | 2t_{-\mu} x | \beta \rangle a_\beta^+ a_\alpha), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$t_\mu = \begin{cases} -(t_x + it_y)/\sqrt{2} & \text{при } \mu = +1, \\ t_z & \text{при } \mu = 0, \\ +(t_x - it_y)/\sqrt{2} & \text{при } \mu = -1 \end{cases} \quad (2)$$

— сферические компоненты изоспина нуклона; a_α^+ , a_α — операторы рождения и поглощения нуклона в одночастичных состояниях $|\alpha\rangle$ с энергией ε_α ; символ $\sum_{\alpha > \beta}$ означает суммирование по одночастичным состояниям $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$, удовлетворяющим условию $\varepsilon_\alpha > \varepsilon_\beta$.

Вибрационное поле (1) может генерировать кванты возбуждений, характеризующиеся изоспином $\tau = 1$ и z -проекцией изоспина $\mu = 0, \pm 1$. Эти кванты описывают нормальные моды изовекторных колебаний нуклонной системы в случае, когда не учитывается их взаимодействие друг с другом и с изоспином $T_0 = \left| \frac{N-Z}{2} \right|$ нейтронного избытка ядра. Колебания с $\mu = 0$ отвечают обычному фоторезонансу. Они обусловлены дипольными переходами с $\Delta T_z = 0$. Моды $\mu = \pm 1$ отвечают зарядово-обменным колебаниям нуклонной системы, при

которых один протон превращается в нейтрон или наоборот ($\Delta T_z = \pm 1$).

Основная часть интенсивности одночастичных дипольных переходов, вызываемых оператором F_μ , концентрируется в узком энергетическом интервале вблизи значения

$$\varepsilon_\mu = \hbar\omega_x + \mu \left(V_1 \frac{N-Z}{2A} - E_{\text{кул}} \right), \quad (3)$$

где ω_x — средняя частота колебаний нуклона в трехмерном осцилляторном потенциале вдоль оси x ; $V_1 \approx 100$ МэВ — потенциал симметрии ядра и $E_{\text{кул}}$ — средняя кулоновская энергия одного протона [4].

Если пренебречь энергетическим разбросом одночастичных дипольных переходов, то оператор F_μ можно переписать в виде

$$F_\mu = f_\mu c_\mu^+ + (-1)^\mu f_{-\mu} c_{-\mu}, \quad (4)$$

где

$$c_\mu^+ = f_\mu^{-1} \sum_{\alpha > \beta} \langle \alpha | 2t_\mu x | \beta \rangle a_\alpha^+ a_\beta \quad (5)$$

— квазибозонные операторы рождения начальных колебаний $c_\mu^+ |T_0 T_0\rangle$, $\mu = 0, \pm 1$ ($|T_0 T_0\rangle$ — основное состояние ядра-мишени), вероятность возбуждения которых определяется выражением

$$f_\mu^2 = \sum_{\alpha > \beta}' \langle \alpha | 2t_\mu x | \beta \rangle^2, \quad (6)$$

где суммирование производится по всем возможным индуцированным одночастичным дипольным переходам.

Колебания $c_\mu^+ |T_0 T_0\rangle$ взаимодействуют друг с другом через вибрационное поле F_μ , что может быть описано с помощью гамильтониана

$$H = \sum_\mu \varepsilon_\mu c_\mu^+ c_\mu + \frac{1}{2} \kappa \sum_\mu F_\mu^+ F_\mu, \quad (7)$$

где κ — константа диполь-дипольных сил.

Диагонализация гамильтониана (7) может быть выполнена с помощью линейного канонического преобразования

$$\hat{c}_\mu^+ = X_\mu c_\mu^+ - Y_\mu c_{-\mu}, \quad (8)$$

где коэффициенты разложения X_μ и Y_μ удовлетворяют условиям ортогональности

$$\begin{aligned} X_\mu^2 - Y_\mu^2 &= 1, \\ X_\mu Y_{-\mu} - Y_\mu X_{-\mu} &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

В результате такого преобразования операторы H и F_μ приводятся к виду

$$H = \sum_\mu \hat{\varepsilon}_\mu \hat{c}_\mu^+ \hat{c}_\mu + E_0, \quad (10)$$

$$F_\mu = \hat{f}_\mu \hat{c}_\mu^+ + (-1)^\mu \hat{f}_{-\mu} \hat{c}_{-\mu}, \quad (11)$$

где (см. [4])

$$\hat{\varepsilon}_\mu = K + 0.5 [(\varepsilon_\mu - \varepsilon_{-\mu}) + \kappa(f_\mu^2 - f_{-\mu}^2)] \quad (12)$$

— энергия кванта нормальных колебаний, рождаемого квазибозонным оператором $\hat{c}_\mu^+$,

$$\begin{aligned} \hat{f}_\mu^2 &= 0.5(f_\mu^2 - f_{-\mu}^2) + \\ &+ K^{-1} [\varepsilon_0 f_0^2 + \kappa(f_0^4 - f_\mu^2 f_{-\mu}^2)] \end{aligned} \quad (13)$$

— вероятность возбуждения такого кванта,

$$K \equiv [(\varepsilon_0 + \kappa f_0^2)^2 - \kappa^2 f_\mu^2 f_{-\mu}^2]^{1/2} \quad (14)$$

и E_0 — энергия основного состояния ядра (несущественная для дальнейшего рассмотрения константа).

Полный изоспин ядра T приближенно является интегралом движения. Поэтому в ядрах с нейтронным избытком ($T_0 \neq 0$) поглощение кванта изовекторного поля F_μ , имеющего изоспин $\tau = 1$, должно приводить к возникновению состояний с изоспином $T = T_0 + 1, T_0$ и $T_0 - 1$. Состояния $|\Phi_\mu\rangle \equiv \hat{c}_\mu^+ |T_0 T_0\rangle$, вообще говоря, не удовлетворяют этому требованию, так как являются собственными функциями гамильтониана (7), не коммутирующего с оператором изоспина $\mathbf{T}$. Эти состояния описывают дипольные колебания с определенной z -проекцией изоспина: $T_z = T_0 + \mu$, но, за исключением колебаний с $\mu = +1$ (характеризуемых квантовыми числами $T_z = T_0 + 1, T = T_0 + 1$), не являются собственными функциями полного изоспина. Это означает, что состояния $|\Phi_\mu\rangle$ с $\mu = 0$ и -1 содержат компоненты с различными значениями изоспина T . В частности, состояние $|\Phi_0\rangle$, отвечающее фоторезонансу, содержит компоненты с изоспинами $T_- \equiv T_0$ и $T_+ \equiv T_0 + 1$:

$$\begin{aligned} |\Phi_0\rangle &= g_0(T_0) |\Psi_0(T_0 T_0)\rangle + \\ &+ g_0(T_0 + 1) |\Psi_0(T_0 + 1 T_0)\rangle, \end{aligned} \quad (15)$$

где $|\Psi_0(T_0 T_0)\rangle$ и $|\Psi_0(T_0 + 1 T_0)\rangle$ — нормированные волновые функции, описывающие состояния с $T = T_0, T_z = T_0$ и $T = T_0 + 1, T_z = T_0$ соответственно.

Мы будем считать, что состояния $|\Psi_0(T_0 T_0)\rangle$ и $|\Psi_0(T_0 + 1 T_0)\rangle$ характеризуют T_- - и T_+ -пики, на которые расщепляется фоторезонанс $|\Phi_0\rangle$. Из (15) следует, что вероятности возбуждения этих состояний определяются величинами $g_0^2(T_0)$ и $g_0^2(T_0 + 1)$, связанными друг с другом соотношением

$$g_0^2(T_0) + g_0^2(T_0 + 1) = 1. \quad (16)$$

Используя обычную технику поворотов в изоспиновом пространстве с помощью взаимно сопряженных операторов $T_{\pm} = T_x \pm iT_y$, меняющих z -проекцию изоспина состояния на ± 1 , найдем

$$T_+|\Phi_0\rangle = \sqrt{2(T_0+1)}g_0(T_0+1) \times \times |\Psi_0(T_0+1T_0+1)\rangle. \quad (17)$$

Откуда следует, что

$$\begin{aligned} g_0^2(T_0+1) &= \\ &= \frac{1}{2(T_0+1)}\langle T_0T_0|[\hat{c}_0, T_-][T_+, \hat{c}_0^+]|T_0T_0\rangle \approx \\ &\approx \frac{1}{2(T_0+1)}\langle T_0T_0|[[\hat{c}_0, T_-], [T_+, \hat{c}_0^+]]|T_0T_0\rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

где используются обычные обозначения для коммутаторов операторов и учитывается то обстоятельство, что

$$[\hat{c}_0, T_-]|T_0T_0\rangle \approx \sqrt{2}\frac{\hat{f}_{+1}}{\hat{f}_0}\hat{c}_{+1}|T_0T_0\rangle = 0 \quad (19)$$

(при действии на низколежащие состояния ядра $f_{\mu}c_{\mu}^+ \approx \hat{f}_{\mu}\hat{c}_{\mu}^+ \approx F_{\mu}$ (см. (4), (11)), поэтому для таких операторов можно приближенно использовать правила коммутации изовектора с оператором изоспина $\mathbf{T}$).

Подставляя в выражение (18) разложение (8) и используя условия нормировки (9), получим следующую оценку вероятности возбуждения $T_{>-}$ компоненты фоторезонанса $|\Phi_0\rangle$:

$$g_0^2(T_0+1) \approx \frac{1}{T_0+1} \frac{f_{+1}^2}{f_0^2}. \quad (20)$$

Состояние

$$\begin{aligned} |\Psi_0(T_0+1T_0+1)\rangle &= \\ &= \frac{1}{g_0(T_0+1)\sqrt{2(T_0+1)}}[T_+, \hat{c}_0^+]|T_0T_0\rangle \approx \\ &\approx \frac{\hat{f}_{+1}\hat{f}_0^{-1}}{g_0(T_0+1)\sqrt{T_0+1}}\hat{c}_{+1}^+|T_0T_0\rangle \end{aligned} \quad (21)$$

(см. (17)) получается из состояния $|\Psi_0(T_0+1T_0)\rangle$ поворотом в изоспиновом пространстве. Его энергия ($\approx \hat{\varepsilon}_{+1}$) отличается от энергии последнего только из-за изменения кулоновской энергии ядра при превращении протона в нейтрон. В гамильтониане H это изменение кулоновской энергии обеспечивает слагаемое $-E_{\text{кул}}$, входящее в выражение для энергии одночастичного перехода ε_{+1} (см. (3)). Учитывая это обстоятельство, получим следующее выражение для энергии возбуждения $T_{>-}$ компоненты фоторезонанса $|\Phi_0\rangle$:

$$E_0(T_0+1) \approx \hat{\varepsilon}_{+1} + E_{\text{кул}}. \quad (22)$$

Средние энергии возбуждения фоторезонанса $|\Phi_0\rangle$ и его $T_{<-}$, $T_{>-}$ компонент связаны соотношением (см. (15))

$$\mathcal{E}_0 = g_0^2(T_0)E_0(T_0) + g_0^2(T_0+1)E_0(T_0+1). \quad (23)$$

Приравняем среднюю энергию нерасщепленного фоторезонанса к энергии $\hat{\varepsilon}_0$. Тогда получим следующее приближенное выражение для оценки энергии возбуждения $T_{<-}$ компоненты фоторезонанса:

$$E_0(T_0) \approx \frac{\hat{\varepsilon}_0 - g_0^2(T_0+1)E_0(T_0+1)}{g_0^2(T_0)}. \quad (24)$$

Осцилляторная сила электрических дипольных колебаний для выбранного направления x равна:

$$\mathcal{S}_0 = \hat{\varepsilon}_0 \hat{f}_0^2 = \varepsilon_0 f_0^2 \approx \frac{\hbar^2}{2M_{\text{пр}}}A, \quad (25)$$

где было использовано классическое правило сумм ($M_{\text{пр}}$ — приведенная масса нуклона; A — массовое число ядра-мишени).

Силы $T_{<-}$ и $T_{>-}$ пиков естественно определить как

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_0(T_0) &= g_0^2(T_0)\mathcal{S}_0, \\ \mathcal{S}_0(T_0+1) &= g_0^2(T_0+1)\mathcal{S}_0. \end{aligned} \quad (26)$$

При этом сохраняется как общая сила дипольных колебаний, так и положение их центра тяжести:

$$\mathcal{S}_0 = \mathcal{S}_0(T_0) + \mathcal{S}_0(T_0+1), \quad (27)$$

$$\mathcal{E}_0 = \frac{1}{\mathcal{S}_0} \sum_{T=T_0}^{T_0+1} E_0(T)\mathcal{S}_0(T).$$

Полная осцилляторная сила дипольных колебаний в 3 раза больше, чем величина $\mathcal{S}_0$, даваемая формулой (25), так как имеются три независимых направления для пространственных колебаний. В сферических ядрах различные направления колебаний энергетически вырождены. В деформированных ядрах это вырождение снимается. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением кроме сферических только аксиально-симметричных ядер, для которых следует различать колебания вдоль оси симметрии ядра 3 и перпендикулярно к ней (вдоль осей 1 и 2).

2.2. Параметры полумикроскопической модели

Параметрами модели являются одночастичные энергии ε_{α} состояний $|\alpha\rangle$ и константы $\varkappa_3$ и $\varkappa_1 = \varkappa_2$ диполь-дипольных сил, отвечающие колебаниям вдоль и перпендикулярно к оси симметрии ядра.

Для расчета одночастичных состояний использовался деформированный потенциал Нильссона [36]. Единственный варьируемый параметр этого потенциала — параметр деформации δ' — может

быть связан с параметром квадрупольной деформации ядра δ (определение см. в работе [4]) соотношением

$$\delta' \approx \delta / \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right). \quad (28)$$

Константы диполь-дипольных сил $\varkappa_s$ для продольных ($s = 3$) и поперечных ($s = 1$ или 2) колебаний неодинаковы, что следует, например, из теоретической оценки [4]:

$$\varkappa_s = \frac{V_1}{4A\langle x_s^2 \rangle}, \quad (29)$$

где

$$\langle x_s^2 \rangle = \langle r^2 \rangle \left[1 - \frac{2}{3}\delta(1 - 3\delta_{s3}) \right] \quad (30)$$

— среднее значение квадрата x_s -координаты нуклона в основном состоянии ядра ($\langle r^2 \rangle = \langle x_3^2 \rangle + 2\langle x_1^2 \rangle$ — средний квадрат радиуса-вектора нуклона).

Константы $\varkappa_3$ и $\varkappa_1$ варьировались таким образом, чтобы расчет: 1) давал согласующееся с введенным параметром квадрупольной деформации δ отношение энергий продольных и поперечных дипольных колебаний $\mathcal{E}_{01}/\mathcal{E}_{03}$ (см. [8, 9]):

$$\frac{\mathcal{E}_{01}}{\mathcal{E}_{03}} \approx 0.911 \frac{\sqrt{\langle x_3^2 \rangle}}{\sqrt{\langle x_1^2 \rangle}} + 0.089, \quad (31)$$

и 2) правильно воспроизводил положение центра тяжести ГДР:

$$E_{\text{дип}} = \sum_{s=1,3} (1 + \delta_{s1}) \mathcal{E}_{0s} \mathcal{S}_{0s} / (\mathcal{S}_{03} + 2\mathcal{S}_{01}). \quad (32)$$

Для энергии $E_{\text{дип}}$ в работе [37] получена полуэмпирическая формула, учитывающая влияние на положение ГДР размытости ядерной поверхности:

$$E_{\text{дип}} \approx 86A^{-1/3}\theta^{-1}(a/R_0) [\text{МэВ}], \quad (33)$$

где $R_0 \approx 1.07A^{1/3}$ [Фм] — расстояние, отсчитанное от центра ядра, на котором плотность ядра уменьшается вдвое; $a \approx 0.55$ Фм — параметр диффузности ядерной поверхности и функция $\theta(\xi)$ определяется соотношением

$$\theta(\xi) = \left[\frac{1 + \frac{10}{3}\pi^2\xi^2 + \frac{7}{3}\pi^4\xi^4}{1 + \pi^2\xi^2} \right]^{1/2}. \quad (34)$$

Соотношения (30)–(34) позволяют однозначно фиксировать константы взаимодействия $\varkappa_3$, $\varkappa_1 = \varkappa_2$. Таким образом, в рассматриваемой модели остается только один свободный параметр — параметр деформации δ , который обычно может быть оценен из данных об электрических статических квадрупольных моментах [38] либо вычислен теоретически [39].

2.3. Дипольное сечение фотопоглощения

Сечение образования ГДР аппроксимировалось суммой лоренцевых кривых, отвечающих различным модам sT -колебаний:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma) &= \\ &= \sum_{s=1,3} \sum_{T=T_0}^{T_0+1} (1 + \delta_{s1}) \sigma_{\text{ГДР}}^{(sT)}(E_\gamma) \approx \\ &\approx (1 + \alpha) \frac{8\pi e^2}{3\hbar c} \frac{NZ}{A^2} \sum_{s=1,3} \sum_{T=T_0}^{T_0+1} (1 + \delta_{s1}) \times \\ &\times \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{0s}(T) S_{0s}(T)}{(E_\gamma^2 - E_{0s}^2(T))^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{0s}^2(T)}, \end{aligned} \quad (35)$$

где $E_{0s}(T)$, $S_{0s}(T)$ — энергия и осцилляторная сила дипольных колебаний вдоль направлений x_s , $s = 1, 3$, с изоспином $T = T_0, T_0 + 1$ (см. разд. 2.1), а $\Gamma_{0s}(T)$ — ширина соответствующего резонанса (для сферического ядра эти величины не зависят от квантового числа s).

Нормирующий множитель в (35) выбран так, что интегральное сечение фотопоглощения удовлетворяет соотношению

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \sigma_{\text{ГДР}}(E_\gamma) dE_\gamma &\approx \\ &\approx (1 + \alpha) 60 \frac{NZ}{A} [\text{МэВ мбн}], \end{aligned} \quad (36)$$

где $\alpha \approx 0.3$ — безразмерный параметр, учитывающий влияние обменных токов на силу дипольных переходов.

Полная ширина резонанса складывается из спредовой ширины $\Gamma^\downarrow$, обусловленной распадом входного дипольного состояния на $2p2h$ -конфигурации, и эмиссионной ширины $\Gamma^\uparrow$, возникающей из-за вылета возбужденного нуклона наружу. Для оценки спредовой ширины $T_<$ -резонансов можно использовать полуэмпирическую формулу [37]

$$\Gamma_{0s}^\downarrow(T_0) \approx GI(a_0/R_0)E_{0s}^2(T_0), \quad (37)$$

где

$I(\xi) = [1 - 3\xi(1 + \pi^2\xi^2/3)/(1 + \pi^2\xi^2)]/(1 + \pi^2\xi^2)$ — безразмерный множитель, определяющий зависимость спредовой ширины от размытости ядерной поверхности; $R_0 = 1.07A^{1/3}$ [Фм] и $a_0 = 1.00$ Фм, $G = 0.00437$ — подгоночные параметры, полученные из анализа экспериментальных ширин ГДР (уточненные в настоящей работе).

Сложнее оценить спредовые ширины $T_>$ -резонансов, так как для таких резонансов имеется

мало достоверных экспериментальных данных. Для оценки этих ширин можно воспользоваться статистическими соотношениями экситонной модели. Согласно этой модели спредовая ширина входного $1p1h$ -состояния определяется соотношением

$$\Gamma_{1p1h}^{\downarrow}(E) = 2\pi M^2(E)\omega_+(2p2h, E), \quad (38)$$

где $M^2(E)$ — средний квадрат двухчастичного матричного элемента перехода и $\omega_+(2p2h, E)$ — средняя плотность конечных состояний, доступных при переходе $1p1h \rightarrow 2p2h$ (см. разд. 3.1).

При оценке ширин $\Gamma_{0s}^{\downarrow}(T_0 + 1)$ в формулу (38) необходимо ввести две поправки, учитывающие коллективную природу дипольного резонанса. А именно, надо учесть, что когерентные дипольные состояния распадаются в основном на коллективные $2p2h$ -состояния типа “дипольный фонон + + поверхностный квадрупольный фонон”, в результате чего в таких внутриядерных переходах максимальная энергия рассеиваемой частицы или дырки уменьшается на величину коллективного дипольного сдвига. Кроме того, подобные конечные состояния не располагаются равномерно в окрестности дипольного резонанса, а образуют некоторую структуру, что приводит к вибрационному уширению дипольного резонанса. Введя эти коррекции, получим следующую оценку для спредовых ширин $T_>$ -резонансов:

$$\begin{aligned} \Gamma_{0s}^{\downarrow}(T_0 + 1) = & \quad (39) \\ = 2\pi M^2(E_{0s}(T_0 + 1))\omega_+(2p2h, E_{0s}(T_0 + 1) - \\ & - \hat{\varepsilon}_{s,+1} + \varepsilon_{s,+1}) + g_{0s}^2(T_0 + 1)\beta_2 E_{0s}(T_0 + 1), \end{aligned}$$

где β_2 — амплитуда нулевых квадрупольных колебаний поверхности ядра (для среднетяжелых ядер $\beta_2 \sim 0.1$).

Эмиссионные ширины дипольных состояний $\Gamma^{\uparrow}$ могут быть оценены в рамках R -матричной теории реакций (см. разд. 3.6).

2.4. Сечение квазидейтронного фотопоглощения

Первоначальная квазидейтронная модель Левинжера [27] была усовершенствована Лаже [3], который предложил вместо полного сечения фоторасщепления дейтрона использовать только его мезон-обменную часть, и в работе [26], где вместо этого в рамках модели ферми-газа было учтено влияние блокинг-эффекта Паули на возбуждение коррелированной протон-нейтронной пары внутри ядра. Оба альтернативных подхода привели к хорошему согласию с экспериментальными данными [40] в энергетической области от 20 до 140 МэВ (порог рождения пиона).

В настоящей работе используется аппроксимация [26]:

$$\sigma_{\text{КД}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_{\text{Д}}(E_\gamma) f(E_\gamma), \quad (40)$$

где $L = 6.5$ — параметр Левинжера,

$$\sigma_{\text{Д}}(E_\gamma) = 61.2 \frac{(E_\gamma - 2.224)^{3/2}}{E_\gamma^3} \quad (41)$$

— параметризованное экспериментальное сечение фоторасщепления дейтрона и

$$\begin{aligned} f(E_\gamma) = & 8.3714 \times 10^{-2} - \\ & - 9.8343 \times 10^{-3} E_\gamma + 4.1222 \times 10^{-4} E_\gamma^2 - \\ & - 3.4762 \times 10^{-6} E_\gamma^3 + 9.3537 \times 10^{-9} E_\gamma^4 \end{aligned} \quad (42)$$

— безразмерный множитель (с E_γ в МэВ), учитывающий влияние блокинг-эффекта Паули в энергетическом интервале $20 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ. При $E_\gamma < 20$ МэВ $f(E_\gamma) = \exp(-73.3/E_\gamma)$ и при $E_\gamma > 140$ МэВ $f(E_\gamma) = \exp(24.2/E_\gamma)$.

3. ПРЕДРАВНОВЕСНЫЙ И РАВНОВЕСНЫЙ РАСПАДЫ В ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЯХ

Вначале мы будем пренебрегать изоспиновыми и коллективными эффектами, влияющими на распадные характеристики дипольных мод возбуждения ядра. Это позволит описать распад любой моды фотовозбуждения (в том числе и квазидейтронной) в рамках единого формализма. В конце раздела мы укажем, как следует трансформировать этот формализм, чтобы учесть упомянутые выше эффекты, а также конкуренцию мягких протонов с фотонами.

3.1. Экситонная модель

В экситонной модели предполагается, что после поглощения γ -кванта образуется входное состояние с $m = 2$ для дипольного $1p1h$ -возбуждения или с $m = 4$ для квазидейтронного $2p2h$ -возбуждения экситона. Это первичное возбуждение распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход $m \rightarrow m - 1$), либо, что более вероятно, вследствие перехода $m \rightarrow m + 2$ к более сложной частично-дырочной конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. Затем история повторяется. Образовавшееся $m = m + 2$ или $m = m - 1$ экситонное состояние либо испускает нуклон в непрерывный спектр ($m \neq 1$), либо совершает внутриядерный переход $m \rightarrow m + 2$ и т.д. В результате внутриядерных ($m \rightarrow m + 2$)-переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему

и большему числу экситонов. Вместе с тем возможны и обратные переходы $m \rightarrow m - 2$, обусловленные аннигиляцией одной из частично-дырочных 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 либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер, после чего начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов, который может быть описан в рамках испарительной модели. Предравновесная эмиссия нуклонов сходит на нет задолго до установления равновесия (еще на первых стадиях

реакции), поэтому в дальнейшем мы будем пренебрегать обратными переходами.

Вследствие эмиссии нуклонов экситонные состояния образуются в различных ядрах. Введем числа dp , dn , указывающие, сколько предравновесных протонов и нейтронов вылетело из ядра-мишени $\{Z, N\}$ до того, как возникло m -экситонное состояние с некоторой энергией возбуждения U . Через $P(U; dp, dn, m)$ обозначим плотность вероятности образования такого состояния $|U; dp, dn, m\rangle$.

Можно написать рекуррентное соотношение, которое связывает плотность вероятности образования состояния $|U; dp, dn, m\rangle$ с плотностями вероятностей образования состояний, распадающихся на него:

$$P(U; dp, dn, m) = \hbar \sum_{\substack{m'=m_0 \\ \Delta m'=2}}^m \sum_{j=p,n} D(U; dp, dn, m', m) \times \int_{U+B_j(dp_j, dn_j)}^{U_{\max}+B_j(dp_j, dn_j)} \frac{P(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1) \lambda_j(\varepsilon_j, U_j; dp_j, dn_j, m' + 1) dU_j}{\Gamma^\uparrow(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1) + \Gamma^\downarrow(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1)}, \quad (43)$$

где $m = m_0, m_0 + 2, \dots, \bar{m}$; $m_0 = \max(2, 2(dp + dn))$ или $\max(4, 2(dp + dn))$ соответственно для ГДР- или для КД-каналов реакции — минимальное число экситонов, возникающих в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$; $\bar{m} = \bar{m}(U)$ — среднее число экситонов в состоянии теплового равновесия этого ядра; $U_{\max} = E_\gamma - [dp m_p + dn m_n + M(Z - dp, N - dn) - M(Z, N)]c^2$ — максимальная энергия возбуждения ядра $\{Z - dp, N - dn\}$; $B_j(dp_j, dn_j)$ — энергия отделения нуклона типа j (протона или нейтрона) от ядра $\{Z - dp_j, N - dn_j\}$, $dp_j \equiv dp - \delta_{jp}$, $dn_j \equiv dn - \delta_{jn}$; U_j — энергия возбуждения этого ядра; $\lambda_j(\varepsilon_j, U_j; dp_j, dn_j, m' + 1)$ — плотность вероятности распада в единицу времени экситонного состояния $|U_j; dp_j, dn_j, m' + 1\rangle$ с испусканием в непрерывный спектр нуклона типа j с кинетической энергией $\varepsilon_j = U_j - U - B_j(dp_j, dn_j)$; $\Gamma^\uparrow(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1)$ — полная эмиссионная ширина этого состояния; $\Gamma^\downarrow(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1)$ — его спредовая ширина, обусловленная внутриядерными $(m' + 1 \rightarrow m' + 3)$ -переходами; $P(U_j; dp_j, dn_j, m' + 1)$ — плотность вероятности образования этого состояния;

$$D(U; dp, dn, m', m) = \quad (44)$$

$$= \begin{cases} 1 & \text{при } m' = m, \\ \prod_{\substack{n=m' \\ \Delta n=2}}^{m-2} \frac{\Gamma^\downarrow(U; dp, dn, n)}{\Gamma^\uparrow(U; dp, dn, n) + \Gamma^\downarrow(U; dp, dn, n)} & \\ \text{при } m' \leq m - 2 \end{cases}$$

— вероятность того, что цепочка внутриядерных переходов нуклонной системы, начавшаяся с m' -экситонного состояния, продлится до m -экситонной стадии.

Выражение для эмиссионной скорости распада $\lambda_j(\varepsilon, E; dp, dn, m)$ было получено Клайном и Бланом [12] с использованием принципа детального равновесия:

$$\lambda_j(\varepsilon, E; dp, dn, m) = \quad (45)$$

$$= \frac{2s + 1}{\pi^2 \hbar^3} M_{\text{пр}} \varepsilon \sigma_j^{\text{обп}}(\varepsilon; dp, dn) \times \frac{\omega(U; dp^{(j)}, dn^{(j)}, m - 1)}{\omega(E; dp, dn, m)},$$

где s , $M_{\text{пр}}$ и $\sigma_j^{\text{обп}}(\varepsilon; dp, dn)$ — спин, приведенная масса и сечение обратной реакции для испускаемого в континуум нуклона типа j с энергией

ε ; $U = E - B_j(dp, dn) - \varepsilon$ — энергия возбуждения остаточного ядра $\{Z - dp^{(j)}, N - dn^{(j)}\}$; $dp^{(j)} \equiv dp + \delta_{jp}$; $dn^{(j)} \equiv dn + \delta_{jn}$; $\omega(E; dp, dn, m)$ и $\omega(U; dp^{(j)}, dn^{(j)}, m - 1)$ — плотности m - и $(m - 1)$ -экситонных состояний, между которыми совершается переход $m \rightarrow m - 1$.

Интегрируя это выражение по энергии ε и суммируя по индексу j , найдем полную вероятность распада в единицу времени экситонного состояния $|E; dp, dn, m\rangle$ из-за эмиссии нейтрона или протона в непрерывный спектр:

$$\Gamma^\uparrow(E; dp, dn, m)/\hbar = \sum_{j=n,p} \int_0^{E-B_j(dp, dn)} \lambda_j(\varepsilon, E; dp, dn, m) d\varepsilon. \quad (46)$$

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

$$\Gamma^\downarrow(E; dp, dn, m) = 2\pi M^2 \omega_+(E; dp, dn, m), \quad (47)$$

где M^2 — средний квадрат двухчастичного матричного элемента перехода и $\omega_+(E; dp, dn, m)$ — средняя плотность конечных состояний, доступных при переходе $m \rightarrow m + 2$.

Фигурирующие в выражениях (45), (47) плотности $\omega(E; dp, dn, m)$, $\omega_+(E; dp, dn, m)$ могут быть вычислены в рамках модели ферми-газа. Такой выбор плотностей, с одной стороны, коррелирует со способом оценки параметров квазидейтронной модели фотопоглощения, предложенной в работе [26], а с другой стороны, позволяет учесть влияние энергетической зависимости плотностей одночастичных и однодырочных состояний (в том числе обращение в нуль плотности однодырочных состояний при энергиях, больших энергии Ферми $\varepsilon_F \approx 35$ МэВ) на динамику развития предравновесного каскада. Процедура расчета ферми-газовых плотностей частично-дырочных состояний приведена в работе [31] (см. также сноску в работе [34]). Сечения обратных реакций $\sigma_p^{\text{обp}}(\varepsilon; dp, dn)$ и $\sigma_n^{\text{обp}}(\varepsilon; dp, dn)$ (см. (45)) оценивались с помощью оптической модели [41].

Средний квадрат матричного элемента $M^2 = M^2(E)$ внутриядерных переходов $m \rightarrow m + 2$ выбирался на основе данных работы [35]:

$$M^2 = C \frac{k}{A^3 e} \times \quad (48)$$

$$\times \begin{cases} \sqrt{\frac{e}{7 \text{ МэВ}}} \sqrt{\frac{e}{2 \text{ МэВ}}} & \text{при } e < 2 \text{ МэВ}, \\ \sqrt{\frac{e}{7 \text{ МэВ}}} & \text{при } 2 < e < 7 \text{ МэВ}, \\ 1 & \text{при } 7 < e < 15 \text{ МэВ}, \\ \sqrt{\frac{15 \text{ МэВ}}{e}} & \text{при } e > 15 \text{ МэВ}, \end{cases}$$

где $e \equiv E/m$; $k \approx 130\text{--}160$ МэВ³ (в настоящей работе используется значение 160 МэВ³) и C — константа, нормирующая ферми-газовые плотности $\omega_+(E; dp, dn, m)$ к подобным плотностям эквидистантной модели при $m = 4$ и $E = 40$ МэВ.

Величина $\bar{m} = \bar{m}(U)$ определялась из требования, чтобы в состоянии теплового равновесия средняя энергия, приходящаяся на один экситон, равнялась $3/2$ от температуры ядра при данной энергии возбуждения:

$$\frac{U}{\bar{m}} = \frac{3}{2} \left[\frac{d(\ln w(U))}{dU} \right]^{-1}, \quad (49)$$

где $w(U)$ — плотность состояний рассматриваемого ядра при энергии возбуждения U (о выборе этой величины см. следующий раздел).

На начальном этапе реакции $dp = dn = 0$, $U = E_\gamma$ и $P(U; 0, 0, m) = \delta(E_\gamma - U)D(U; 0, 0, m_0, m)$, где $m = m_0, m_0 + 2, \dots, \bar{m}$ ($m_0 = 2$ или 4 для ГДР-или КД-каналов реакции соответственно). Рекурсия (43) позволяет шаг за шагом найти все необходимые плотности вероятности $P(U; dp, dn, m)$.

3.2. Испарительная модель

Как отмечалось выше, развитие предравновесного каскада завершается образованием равновесного состояния либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер, после чего начинается процесс испарения фотонуклонов. Обозначим через $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ плотность вероятности достижения равновесного состояния в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$. Для ядра-мишени $\mathcal{P}(U; 0, 0) = P(U; 0, 0, \bar{m}) = \delta(E_\gamma - U)D(U; 0, 0, m_0, \bar{m})$. Остальные величины $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ могут быть найдены с помощью рекуррентного соотношения

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(U; dp, dn) = & P(U; dp, dn, \bar{m}) + \\ & + \sum_{j=p,n} \int_{U+B_j(dp_j, dn_j)}^{U_{\text{макс}}+B_j(dp_j, dn_j)} \mathcal{P}(U_j; dp_j, dn_j) \times \\ & \times \varepsilon_j \sigma_j^{\text{обp}}(\varepsilon_j; dp_j, dn_j) w(U; dp, dn) \times \end{aligned} \quad (50)$$

$$\times \left[\sum_{k=p,n} \int_0^{U_j - B_k(dp_j, dn_j)} \varepsilon_k \sigma_k^{\text{обп}}(\varepsilon_k; dp_j, dn_j) \times \right. \\ \left. \times w(U_{jk}; dp_j + \delta_{kp}, dn_j + \delta_{kn}) d\varepsilon_k \right]^{-1} dU_j,$$

где $U_{jk} = U_j - B_k(dp_j, dn_j) - \varepsilon_k$; $w(U; dp, dn)$ — полная плотность уровней в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$ при энергии возбуждения U ; остальные обозначения такие же, как в формуле (43).

При вычислении полных плотностей уровней $w(U; dp, dn)$ использовалась композиционная формула Гильберта и Камерона [32], состоящая из формулы для постоянной ядерной температуры, применяемой при малых энергиях возбуждения ядра, и ферми-газовой функции $w \propto \exp(2\sqrt{aU})$, применяемой при больших энергиях возбуждения. Параметр плотности уровней a в первом приближении прямо пропорционален массовому числу ядра A [42], но испытывает сильные отклонения от такой зависимости в районе магических ядер. Это обстоятельство можно учесть, вводя оболочечные поправки $S = S(Z) + S(N)$, что обеспечивает линейную зависимость между отношением a/A и данными поправками [32]:

$$\frac{a}{A} = \begin{cases} 0.00917S + 0.142 & \text{для сферических ядер,} \\ 0.00917S + 0.120 & \text{для деформированных ядер.} \end{cases} \quad (51)$$

Оболочечные поправки $S(Z)$, $S(N)$ приведены в работах [43, 32].

3.3. Полные фотонуклонные сечения

Из смысла величин $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ следует, что вероятность распада фотовозбуждения с испусканием l протонов и k нейтронов определяется выражением

$$W(lpkn; E_\gamma) = \int_0^{\min(B_p(l,k), B_n(l,k))} \mathcal{P}(U; l, k) dU, \quad (52)$$

где $l + k = 1, 2, 3 \dots$

Поэтому полное сечение фотонуклонной реакции, идущей с испусканием l протонов и k нейтронов, может быть представлено в виде

$$\sigma(\gamma, lpkn; E_\gamma) = \sigma_{\text{пог}}(E_\gamma) W(lpkn; E_\gamma). \quad (53)$$

3.4. Проинтегрированные по углам (γ, xp) и (γ, xn) спектры

Плотность вероятности испускания предравновесного нуклона типа j ($j = p, n$) с энергией ε после того, как было испущено уже $i = 0, 1, 2, \dots$ нуклонов, определяется выражением

$$V_j(\varepsilon, E_\gamma; i) = \hbar \sum_{dp=0}^i \int_{B_j(dp, dn)}^{U_{\text{макс}}} \sum_{\substack{m'=m_0 \\ \Delta m'=2}}^{\bar{m}-2} \frac{P(U; dp, dn, m') \lambda_j(\varepsilon, U; dp, dn, m') dU}{\Gamma^\uparrow(U; dp, dn, m') + \Gamma^\downarrow(U; dp, dn, m')}, \quad (54)$$

где $dn \equiv i - dp$.

Откуда следует, что проинтегрированный по углам энергетический спектр предравновесных нуклонов может быть вычислен по формуле

$$\frac{d\sigma_j^{\text{пред}}(\varepsilon, E_\gamma)}{d\varepsilon} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{d\sigma_j^{\text{пред}}(\varepsilon, E_\gamma; i)}{d\varepsilon}, \quad (55)$$

где индекс $j = p, n$ определяет тип испускаемого нуклона и

$$\frac{d\sigma_j^{\text{пред}}(\varepsilon, E_\gamma; i)}{d\varepsilon} = \sigma_{\text{пог}}(E_\gamma) V_j(\varepsilon, E_\gamma; i) \quad (56)$$

— компонента предравновесного спектра, отвечающая вылету первичного ($i = 0$), вторичного ($i = 1$) и т.д. нуклона.

Плотность вероятности испускания равновесного нуклона типа j из ядра $\{Z - dp, N - dn\}$ может быть выражена через плотности вероятности $\mathcal{P}(U; dp, dn)$ (см. разд. 3.2):

$$\mathcal{V}_j(\varepsilon, E_\gamma; dp, dn) = \quad (57) \\ = \int_{B_j(dp, dn)}^{U_{\text{макс}}} \mathcal{P}(U; dp, dn) \varepsilon \sigma_j^{\text{обп}}(\varepsilon; dp, dn) \times \\ \times w(U - B_j(dp, dn) - \varepsilon; dp^{(j)}, dn^{(j)}) \times$$

$$\times \left[\sum_{k=p,n} \int_0^{U-B_k(dp,dn)} \varepsilon_k \sigma_k^{\text{обп}}(\varepsilon_k; dp, dn) \times \right. \\ \left. \times w(U - B_k(dp, dn) - \varepsilon_k; dp^{(k)}, dn^{(k)}) d\varepsilon_k \right]^{-1} dU,$$

где $j = p, n$; остальные обозначения даны в разд. 3.1.

Умножая $\mathcal{V}_j(\varepsilon, E_\gamma; dp, dn)$ на сечение фотопоглощения и выполняя затем суммирование по величинам dp, dn , получим расчетную формулу для проинтегрированного по углам энергетического спектра испаряемых фотонуклонов:

$$\frac{d\sigma_j^{\text{пав}}(\varepsilon, E_\gamma)}{d\varepsilon} = \quad (58) \\ = \sum_{dp, dn} \sigma_{\text{пог}}(E_\gamma) \mathcal{V}_j(\varepsilon, E_\gamma; dp, dn),$$

где $j = p, n$.

Полные протонные (γ, xp) и нейтронные (γ, xn) спектры можно получить, суммируя выражения (55) и (58).

3.5. Учет изоспиновых эффектов

Как отмечалось ранее (см. Введение), при рассмотрении ГДР-канала фотонуклонных реакций необходимо учитывать влияние изоспиновых эффектов. Это связано с тем, что $T_>$ -компоненты ГДР распадаются в основном с испусканием протонов, так как для нейтронного канала распада из-за сохранения изоспина доступны только высокоэнергичные уровни конечного ядра с изоспином $T' = T'_0 + 1$ (T'_0 — изоспин основного состояния конечного ядра).

В рамках рассматриваемой модели изоспиновые эффекты могут быть учтены [34] путем модификации для нейтронного $T_>$ -канала реакции плотностей экситонных ($\omega(U; dp, dn, m)$) и полных ($w(U; dp, dn)$) состояний конечного ядра, входящих в соотношения (45), (50) и (57), с помощью замены $U \rightarrow U - \Delta(Z - dp, N - dn)$, где $\Delta(Z - dp, N - dn)$ — энергия возбуждения первого уровня с изоспином, на единицу большим, чем изоспин основного состояния в ядре $\{Z - dp, N - dn\}$ (при этом считается, что плотности обращаются в нуль, когда результирующая энергия становится меньше нуля). Данные замены позволяют учесть уменьшение плотностей $T_>$ -состояний по сравнению с полными плотностями за счет их энергетического сдвига вверх на величину $\sim \Delta(Z - dp, N - dn)$. Заметим, что в формуле (45) надо изменить только плотность $\omega(U; dp, dn + 1, m - 1)$, так

как для нейтронного $T_>$ -канала реакции плотности $\omega(E; dp, dn, m)$ и сечение $\sigma_n^{\text{обп}}(\varepsilon; dp, dn)$ уменьшаются в одинаковой мере по сравнению с их полными значениями.

3.6. Учет коллективных свойств входных дипольных состояний

Входное дипольное возбуждение представляет когерентную смесь $1p1h$ -состояний. Это оказывает существенное влияние на его распадные характеристики.

Для средних и тяжелых ядер коэффициенты разложения входного дипольного состояния по $1p1h$ -конфигурациям в первом приближении определяются матричными элементами дипольного оператора:

$$C_{\alpha\beta}(sT) \approx \langle \alpha | 2t_\mu x_s | \beta \rangle / \left[\sum_{\alpha' > \beta'} \langle \alpha' | 2t_\mu x_s | \beta' \rangle^2 \right]^{1/2},$$

где значение $\mu = 0$ отвечает (приблизительно) $T_<$ -состоянию и $\mu = +1$ — $T_>$ -состоянию.

Эмиссионная скорость распада дипольного sT -состояния может быть оценена с помощью R -матричной теории ядерных реакций [44]:

$$\lambda_j(\varepsilon, E; 0, 0, 2) \approx \sum_{\alpha > \beta} C_{\alpha\beta}^2(sT) \times \quad (59) \\ \times \frac{\hbar^2 k P_\alpha(k)}{M_{\text{пр}}} \frac{\varphi_\alpha^2(\mathcal{R}) \mathcal{R}^2}{\int_0^{\mathcal{R}} \varphi_\alpha^2(r) r^2 dr} w_\beta(U),$$

где $j = p, n$ — тип испускаемого нуклона; E — энергия возбуждения ядра; $k = \sqrt{2M_{\text{пр}}\varepsilon}$ — импульс вылетающего нуклона; ε — его кинетическая энергия; $U = E - B_j(0, 0) - \varepsilon$ — энергия возбуждения остаточного ядра; $P_\alpha(k)$ — проникаемость барьера для частицы $|\alpha\rangle$; $\mathcal{R} = 1.55$ Фм — радиус нуклонного канала реакции; $\varphi_\alpha(r)$ — радиальная функция частицы $|\alpha\rangle$,

$$w_\beta(U) = \frac{2}{\pi} \frac{gU^2}{[U^2 - (\varepsilon_\beta^{-1})^2]^2 + g^2 U^2} \quad (60)$$

— функция плотности “размазывания” дырочного состояния $|\beta^{-1}\rangle$ остаточного ядра с энергией ε_β^{-1} из-за взаимодействия его с другими степенями свободы (g — ширина этого “размазывания”, определяемая из оптической модели).

Как отмечалось ранее (см. разд. 2.3), при распаде когерентного дипольного состояния на $2p2h$ -конфигурации наблюдается тенденция сохранения

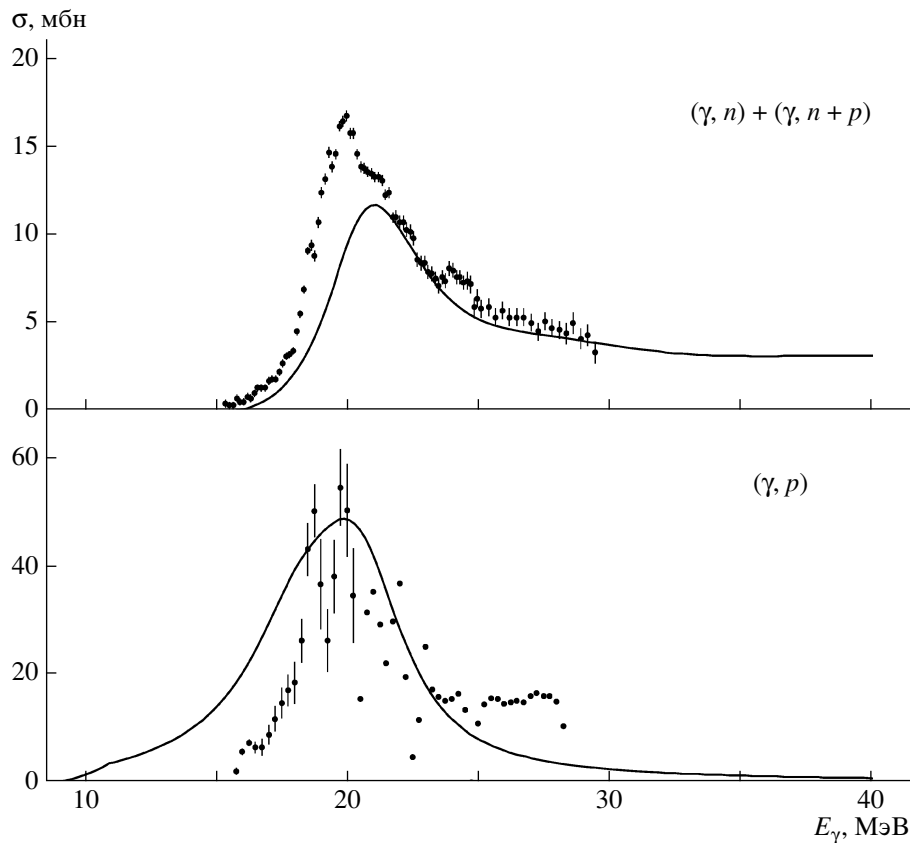


Рис. 1. Сечения фотонуклонных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ и (γ, p) для ядра ^{40}Ca в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [46] (для $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$) и [47] (для (γ, p)). Кривые — полное вычисленное сечение.

энергии коллективизации, что приводит к уменьшению максимальной энергии рассеивающейся частицы или дырки на величину коллективного дипольного сдвига $\Delta E_{sT} \approx \hat{\varepsilon}_{s\mu} - \varepsilon_{s\mu}$ (где $\mu = 0$ отвечает (приблизительно) $T = T_0$, а $\mu = +1 - T = T_0 + 1$) и как следствие к уменьшению спредовой ширины дипольного состояния (см. формулу (39)). Надо, однако, еще учесть то обстоятельство, что степень коллективизации дипольного состояния, которую можно характеризовать отношением $R_{sT}(E) \equiv \sigma_{\text{ГДР}}^{(sT)}(E) / \sigma_{\text{ГДР}}^{(sT)}(E_{0s}(T))$, постепенно падает по мере удаления от максимума ($E_{0s}(T)$) резонанса. Поэтому при произвольной энергии возбуждения E для спредовой ширины дипольного sT -состояния получаем оценку

$$\begin{aligned} \Gamma^{\downarrow}(E; 0, 0, 2) &= \\ &= 2\pi M^2 \omega_+(E - R_{sT}(E) \Delta E_{sT}; 0, 0, 2). \end{aligned} \quad (61)$$

Вследствие уменьшения спредовой ширины входного состояния увеличивается вероятность вылета нуклона (уносящего большую энергию) на первой стадии предравновесного каскада, что приводит к уменьшению выхода вторичных, третичных и т.д. нуклонов. Данный эффект необходимо

учитывать при описании фотонуклонных реакций на ядрах с избытком нейтронов или протонов, иначе будут получены завышенные значения сечений реакций с множественным выходом фотонуклонов, так как в этом случае порог отделения нескольких нуклонов может располагаться вблизи пика дипольного резонанса, где происходит максимальная коллективизация входных состояний.

3.7. Учет конкуренции мягких протонов с γ -квантами

Если $B_n(0, 0) > B_p(0, 0)$, то в энергетической области $B_p(0, 0) < E_\gamma < B_n(0, 0)$ возникает сильная конкуренция между протонным и фотонным каналами распада возбужденных состояний ядра-мишени.

В одночастичном приближении Вайскопфа [45] вероятность испускания в 1 с электрического EJ -излучения определяется формулой

$$P(EJ) = \epsilon_j^2 \frac{18e^2(J+1)k^{2J+1}}{\hbar J[(2J+1)!!]^2} \frac{R^{2J}}{(J+3)^2}, \quad (62)$$

где ϵ_j — эффективный заряд протона (≈ 1 при $J \geq 2$); $k = \omega_\gamma/c$ — волновой вектор испускаемого фотона и $R \approx 1.2A^{1/3}$ Фм — радиус ядра.

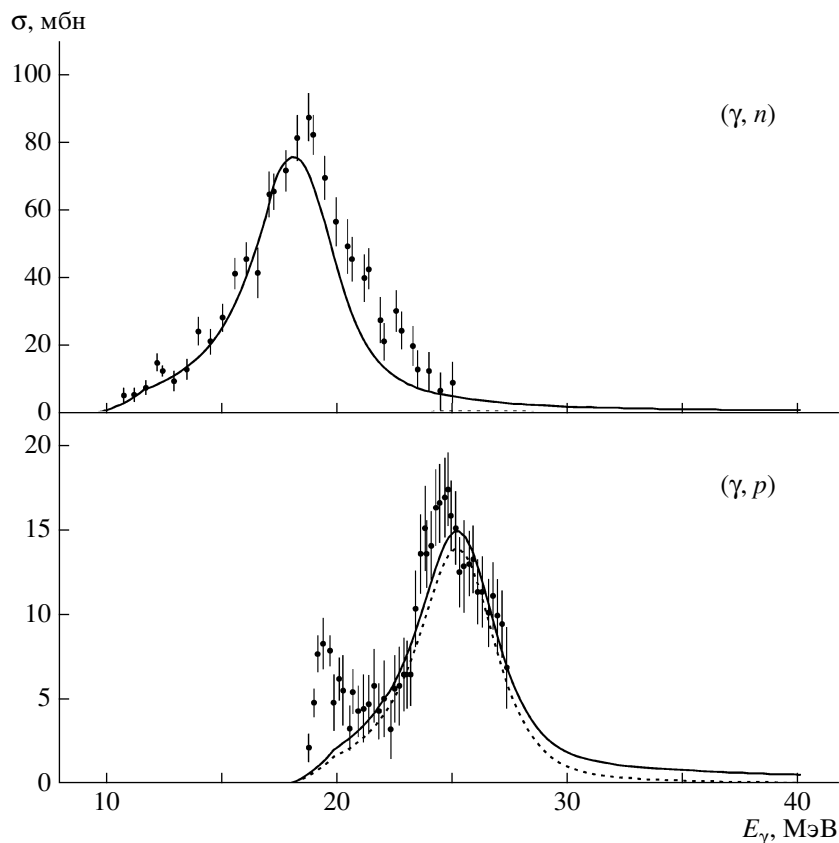


Рис. 2. Сечения фотонуклонных реакций (γ, n) и (γ, p) для ядра ^{48}Ca в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [48]. Кривыми представлены результаты вычислений: сплошная — полное сечение, точечная — вклад $T_>$ -компоненты реакции.

В рассматриваемой энергетической области электромагнитная разрядка возбуждений ядра происходит главным образом за счет многочисленных $E2$ -переходов (с примесью $M1$ -излучения) с энергией $\hbar\omega_\gamma \sim$ нескольких МэВ. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только таких переходов.

Скорость эмиссии мягких протонов может быть оценена с помощью формулы, аналогичной (45), в которую вместо плотностей экситонных состояний войдут полные плотности ядерных состояний.

Основная масса мягких протонов испускается путем испарения из исходного и остаточных ядер. Эти процессы описываются с помощью уравнений (50) и (57). Чтобы грубо учесть влияние фотонного канала, достаточно занулить в этих уравнениях протонные спектры $\varepsilon_p \sigma_p^{\text{обп}}(\dots)w(\dots)$, когда скорость эмиссии протона становится меньше некоторой критической величины $P_{\text{кр}}(E2)$, и модифицировать в соответствии с этим порог $B_p(l, k)$ в формуле (52). Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что наилучшее согласие теории и эксперимента получается при $P_{\text{кр}}(E2) \approx 1.5 \times$

$\times 10^{-10} A^{4/3}$, что отвечает $E2$ -излучению с энергией $\hbar\omega_\gamma \approx 5$ МэВ.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Распадные характеристики вычислялись отдельно для каждой компоненты (см. разд. 2.3, 2.4) полного сечения фотопоглощения. Затем полученные результаты суммировались и производилось сравнение с экспериментом.

Параметр деформации ядра, используемый при вычислении структуры ГДР, оценивался по данным о статических квадрупольных моментах ядер [38].

4.1. Сечения фотонуклонных реакций

$^{40,48}\text{Ca}$. Для этих изотопов кальция измерены фотонейтронные и фотопротонные сечения в энергетической области $E_\gamma \lesssim 30$ МэВ.

На рис. 1 сравниваются измеренные [46, 47] и вычисленные полные сечения реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ и (γ, p) для ядра ^{40}Ca . Как видно из рисунка, расчет в целом правильно воспроизводит экспериментальное отношение выходов протонов и

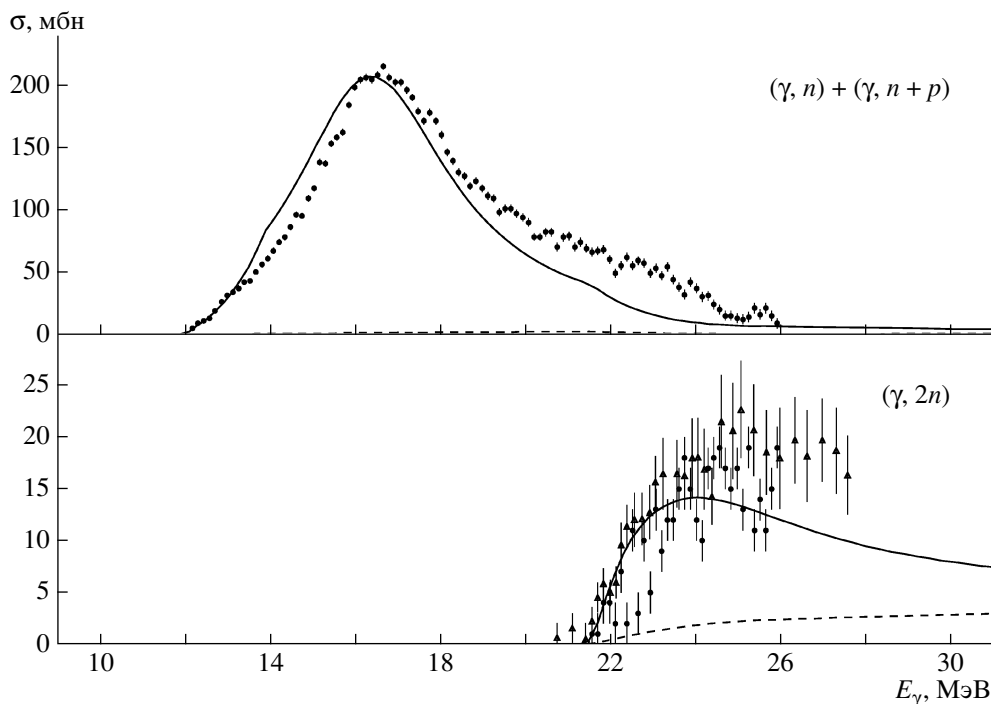


Рис. 3. Сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{90}Zr в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [49] (●) и [50] (▲). Кривыми представлены результаты вычислений: сплошная — полное сечение, штриховая — вклад КД-компоненты реакции.

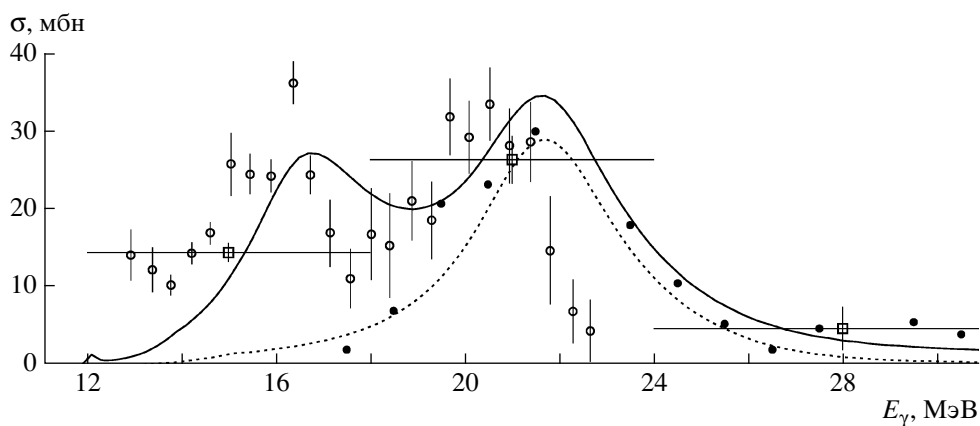


Рис. 4. Сечение реакции (γ, p) для ядра ^{90}Zr в области ГДР. Точки — экспериментальные данные из работ [51] (○, с ошибками), [52] (●) и [53] (□, с вертикальными и горизонтальными ошибками). Обозначения кривых такие же, как на рис. 2.

нейтронов при распаде ГДР в ^{40}Ca . Значительное превышение выхода протонов над выходом нейтронов объясняется тем, что в этом ядре энергия отделения протона почти в 2 раза меньше энергии отделения нейтрона.

На рис. 2 приводятся данные для сечений реакций $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$. Экспериментальные данные взяты из работы [48]. ГДР в ^{48}Ca в отличие от ГДР в ^{40}Ca имеет две изоспиновые компоненты.

Как показывает расчет, $T_{>}$ -компонента ГДР ^{48}Ca распадается в основном по протонному каналу (соответствующая составляющая фотопротонного сечения показана на рисунке точечной кривой). Это приводит к сдвигу максимума сечения реакции (γ, p) на несколько МэВ вверх по энергии по отношению к максимуму сечения реакции (γ, n) . Наблюдается некоторое несогласие теории и эксперимента при $E_{\gamma} \sim 20$ МэВ: в экспериментальных

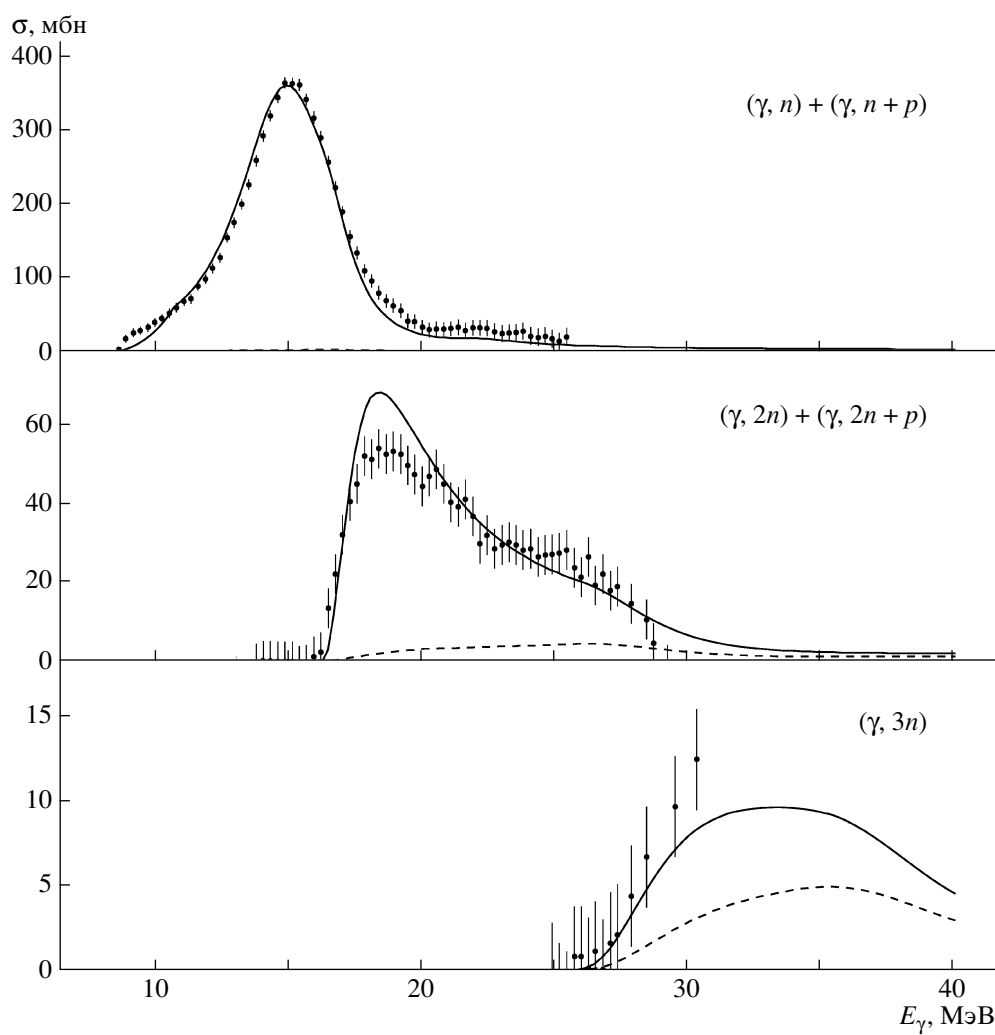


Рис. 5. Сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{139}La в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [54]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3.

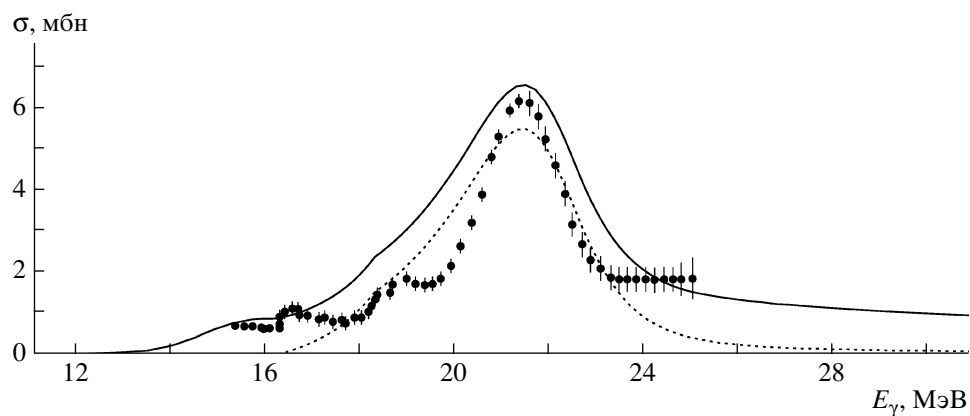


Рис. 6. Сечение реакции (γ, p) для ядра ^{139}La в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [55]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 2.

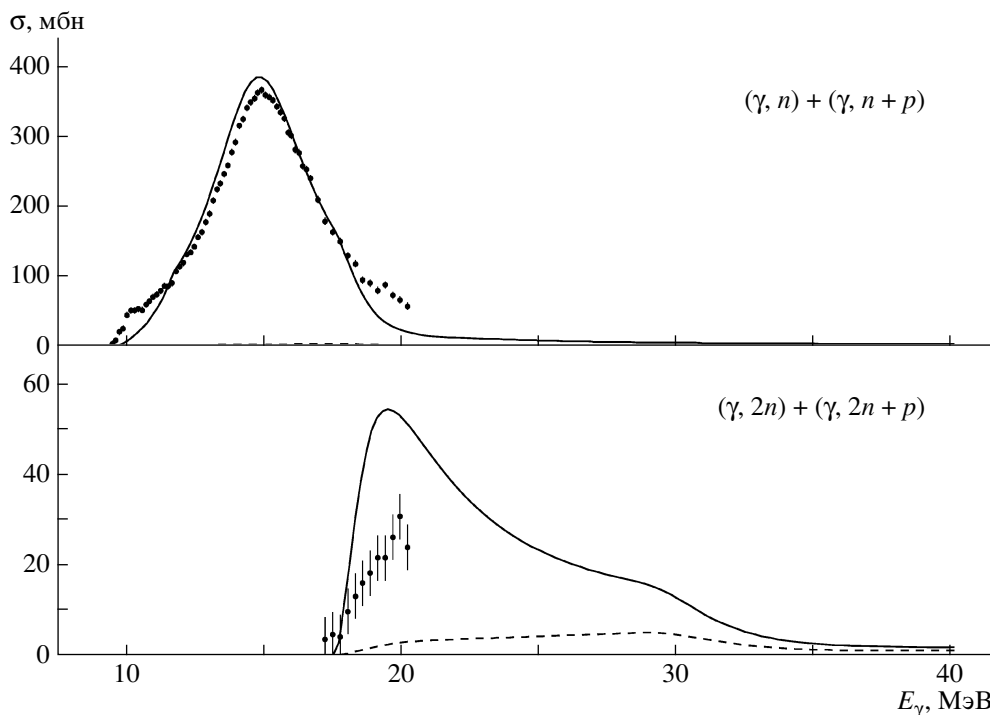


Рис. 7. Сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ и $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ для ядра ^{142}Nd в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [56]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3.

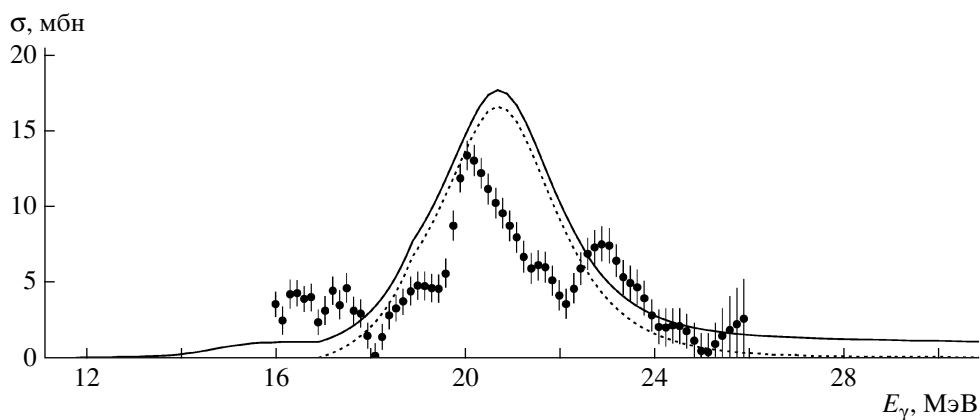


Рис. 8. Сечение реакции (γ, p) для ядра ^{142}Nd в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [57]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 2.

данных есть небольшой пик в сечении $\sigma(\gamma, p)$, отвечающий T_- -ветви ГДР. Одной из причин такого несогласия могут быть ошибки, допущенные в эксперименте при разделении выходов реакций (γ, n) и (γ, p) из суммарной активационной кривой, измеренной на тормозном пучке γ -квантов. Заметим еще, что обратное по сравнению с ^{40}Ca отношение порогов отделения протонов и нейтронов приводит к резкому уменьшению амплитуды сечения реакции $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$.

^{90}Zr . На рис. 3 сравниваются эксперимен-

тальные и вычисленные сечения реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{90}Zr . Экспериментальные данные (точки с ошибками) взяты из работ [49] и [50]. Штриховая кривая показывает вклад в теоретические сечения КД-компоненты реакции. Как видно из рисунка, экспериментальное сечение реакции $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$ значительно превышает теоретическое при $E_\gamma > 20$ МэВ. Возможно, это обусловлено вкладом в сечение фотопоглощения в данной энергетической области других, не $E1$, мультипольных резонансов. Это могло бы так-

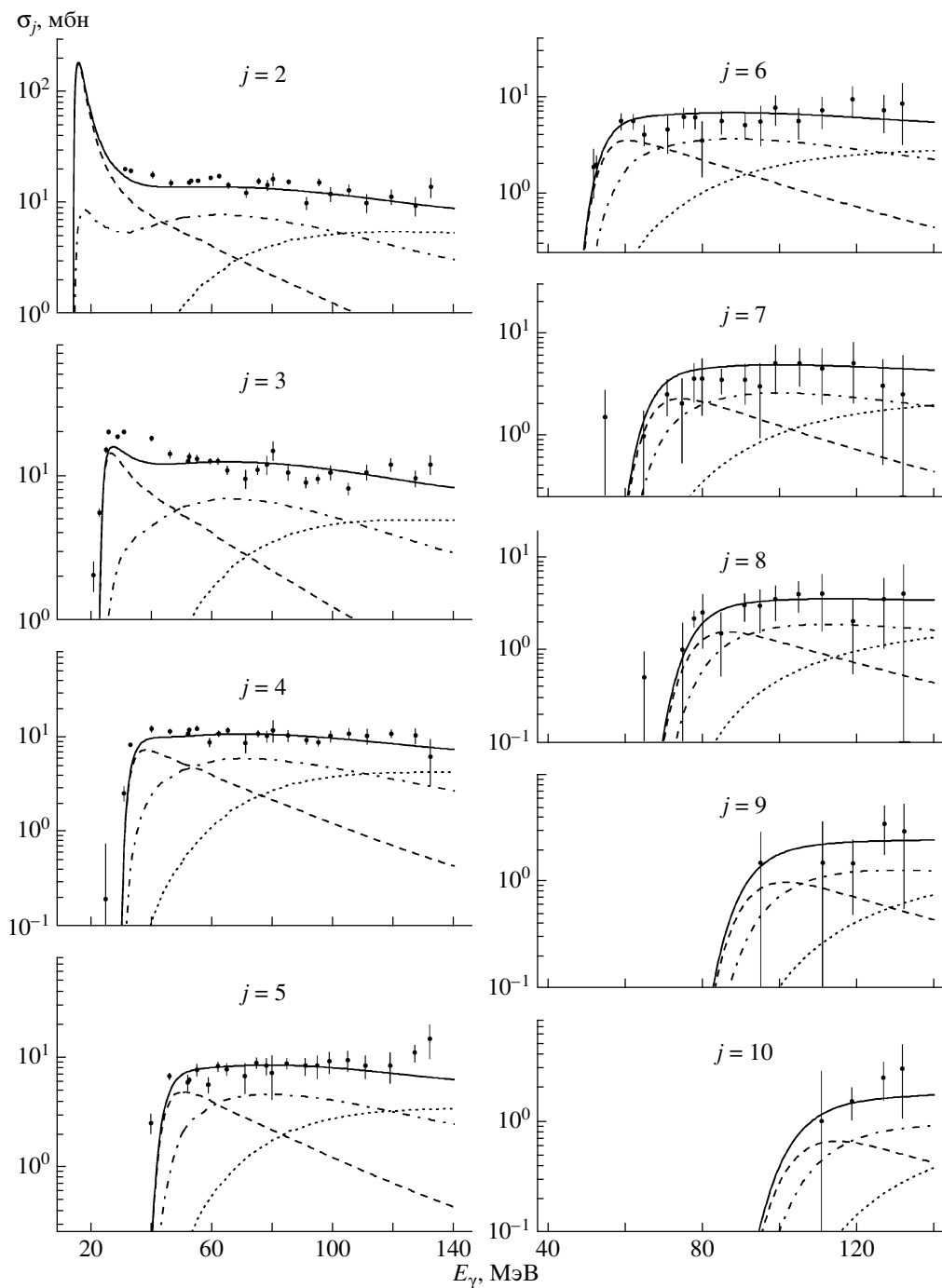


Рис. 9. Сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ фотонуклонных реакций для ^{181}Ta , идущих с испусканием $j, j+1, \dots$ нейтронов плюс произвольное количество заряженных частиц, при $15 \lesssim E_\gamma \lesssim 140$ МэВ. Точки с ошибками — экспериментальные данные для мишени из натурального тантала [40]. Кривыми представлены результаты вычислений: сплошная — полное сечение, штриховая — чисто испарительная компонента этого сечения, штрихпунктирная — компонента с испусканием одной предравновесной частицы, точечная — компонента с испусканием двух предравновесных частиц.

же объяснить, почему экспериментальные данные идут несколько выше теоретических в сечении $\sigma(\gamma, 2n)$ при $E_\gamma > 24$ МэВ.

На рис. 4 экспериментальные данные для сечения реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, p)$, полученные в работах [51—

53] сравниваются с вычисленным сечением этой реакции. Расчет удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные как в области T_- -ГДР, так и в области T_+ -ГДР. Резонанс сечения $\sigma(\gamma, p)$ при $E_\gamma \sim 21\text{--}23$ МэВ почти полностью обусловлен

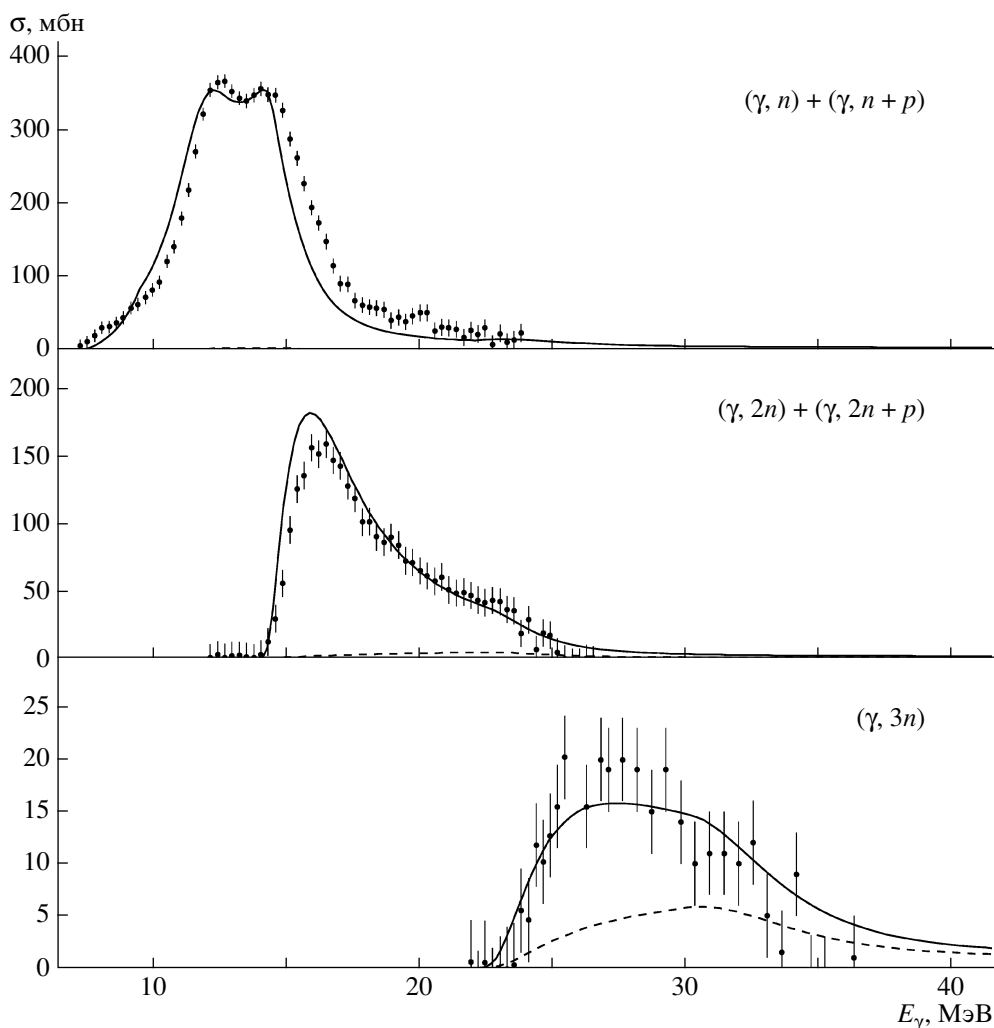


Рис. 10. Сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ и $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{181}Ta в области ГДР. Точки с ошибками — экспериментальные данные [54]. Обозначения кривых такие же, как на рис. 3.

$T_>$ -компонентой реакции (точечная кривая на рисунке).

^{139}La . Для этого ядра при $E_\gamma \lesssim 30$ МэВ измерены сечения реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ и $(\gamma, 3n)$ [54], приведенные на рис. 5, а также сечение реакции (γ, p) [55], приведенное на рис. 6.

Как видно из рис. 5, расчет более или менее согласуется с фотонейтронными экспериментальными данными. Из рис. 6 следует, что основной вклад в сечение $\sigma(\gamma, p)$ дает $T_>$ -компонента реакции (точечная кривая на рисунке). Площадь под теоретической кривой $\sigma(\gamma, p)$ получается несколько большей, чем под экспериментальной.

^{142}Nd . На рис. 7 сравниваются экспериментальные [56] и теоретические сечения реакций $^{142}\text{Nd}((\gamma, n) + (\gamma, n + p))$ и $^{142}\text{Nd}((\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p))$. Имеются вопросы по поводу точности раз-

деления выходов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в районе энергий $E_\gamma \sim 19\text{--}20$ МэВ (как к эксперименту, в первую очередь, так и к вычислениям).

На рис. 8 приведено сечение $\sigma(\gamma, p)$ для ядра ^{142}Nd , извлеченное из экспериментальных данных по реакции $^{142}\text{Nd}(e, e'p)$ в работе [57]. Расчет подтверждает заключение работы [57], что данное сечение обусловлено в основном распадом $T_>$ -компоненты ГДР (см. точечную кривую на рис. 8).

^{181}Ta . Группа из Сакле, проводя разделение нейтронных выходов различной множественности, измерила сечения $\sigma_j(E_\gamma)$, $2 \leq j \lesssim 10$, реакций, идущих с испусканием в континуум j или более нейтронов плюс любое число заряженных частиц, для природных смесей изотопов ряда ядер в энергетическом интервале 25–132 МэВ [40]. В рассматриваемой модели такие сечения могут быть выражены

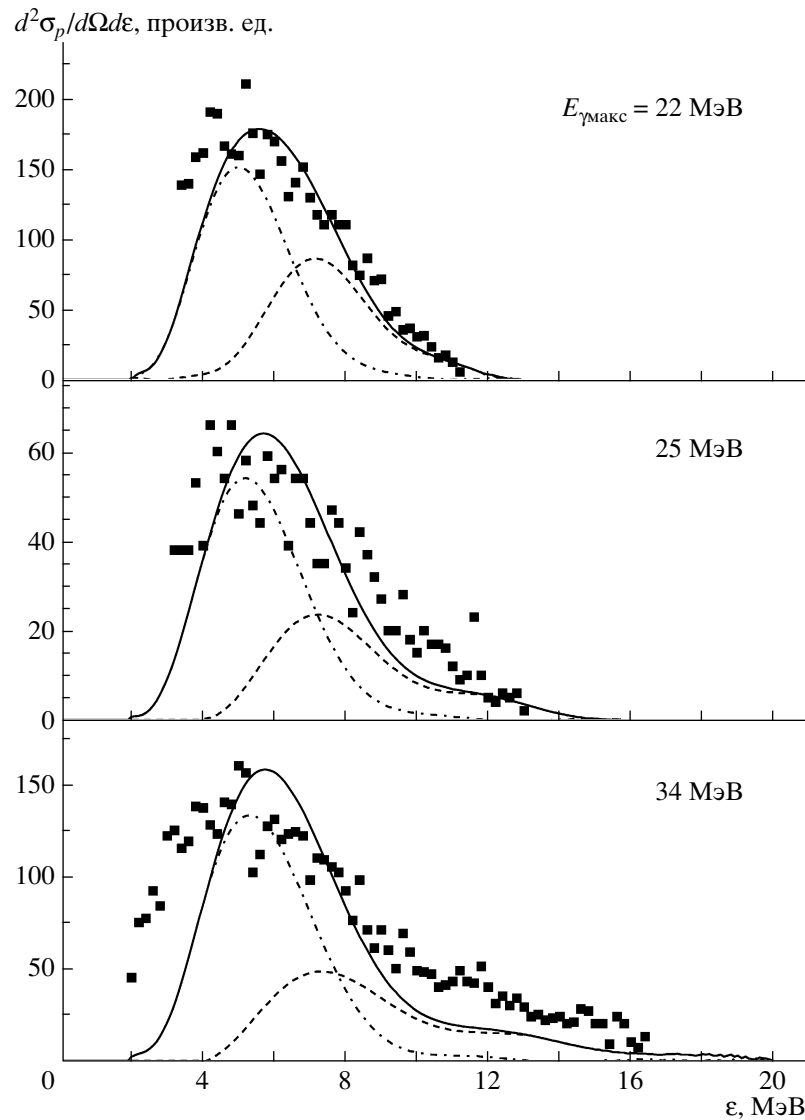


Рис. 11. Измеренные на тормозном пучке под углом 90° экспериментальные фотопротонные спектры [58] (■) и проинтегрированные по тормозному спектру теоретические фотопротонные спектры (кривые) для ядра ^{90}Zr , отвечающие $E_{\gamma\text{макс}} = 22, 25$ и 34 МэВ. Сплошная кривая — полный спектр, штрихпунктирная — испарительная часть спектра, штриховая кривая — предравновесная часть спектра. ε — энергия испускаемого протона.

через сечения реакций $(\gamma, lpkn)$:

$$\sigma_j(E_\gamma) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=j}^{\infty} \sigma(\gamma, lpkn; E_\gamma). \quad (63)$$

На рис. 9 теоретические сечения $\sigma_j(E_\gamma)$ (сплошные кривые), вычисленные для ядра ^{181}Ta , массовое число которого наиболее близко к среднему массовому числу натуральной мишени из тантала, сравниваются с экспериментальными данными, полученными в работе [40]. Это сравнение позволяет сделать вывод о возможности успешного использования модели при больших энергиях E_γ . Рисунок также дает представление о вкладе в вычисленные сечения процессов, идущих

без испускания (штриховые кривые) и с испусканием одного (штрихпунктирные кривые) и двух (точечные кривые) предравновесных нуклонов.

На рис. 10 сравниваются экспериментальные [54] и теоретические сечения реакций $(\gamma, n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n + p)$ и $(\gamma, 3n)$ на ядре ^{181}Ta в области ГДР. Получено в общем неплохое согласие теории и эксперимента, хотя теоретический максимум ГДР несколько сдвинут влево, чем, возможно, объясняется некоторое занижение теоретических сечений $\sigma_j(E_\gamma)$ (по сравнению с экспериментальными) при $E_\gamma \sim 20\text{--}40$ МэВ на рис. 9.

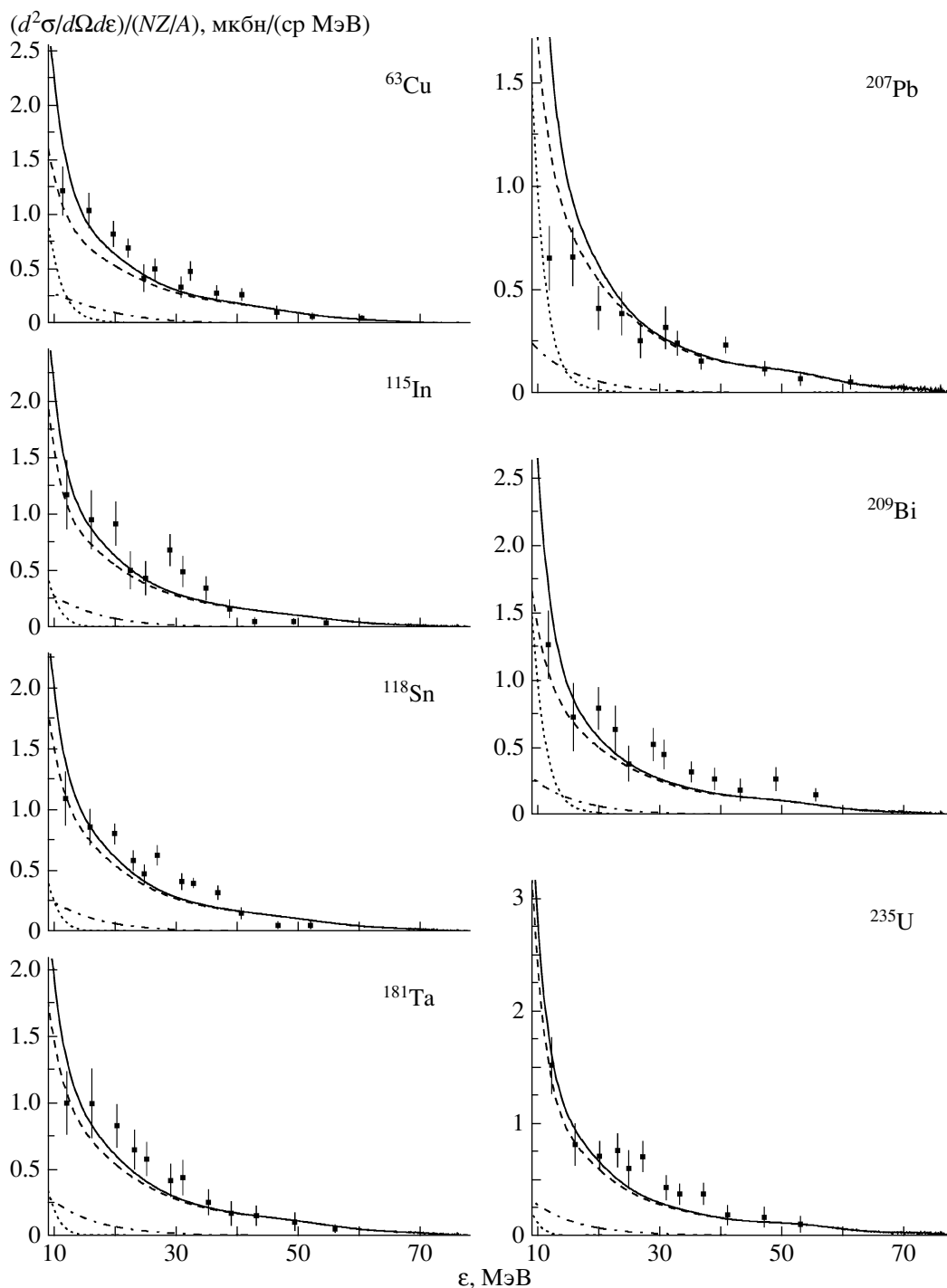


Рис. 12. Разностные фотонейтронные спектры [59], измеренные на тормозном пучке под углом 67.5° с $E_{\gamma\text{макс}} = 85$ и 55 МэВ (точки с ошибками), и разностные теоретические спектры (кривые) для ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi и ^{235}U . Сплошная кривая — полный спектр, штриховая — вклад в него первой предравновесной частицы, штрихпунктирная — вклад второй предравновесной частицы, точечная кривая — испарительная часть спектра. ε — энергия испускаемого нейтрона.

4.2. Фотонуклонные спектры

В литературе имеется ограниченный набор экспериментальных данных по фотонуклонным энергетическим спектрам для средних и тяжелых ядер.

Особенно это касается фотопротонных спектров. Тем не менее кое-какое сравнение теории и эксперимента все же можно провести.

На рис. 11 приведены протонные спектры

$d^2\sigma_p(\varepsilon, E_{\gamma\text{макс}})/d\Omega d\varepsilon$, измеренные под углом 90° на тормозном пучке с максимальной энергией γ -квантов $E_{\gamma\text{макс}} = 22, 25$ и 34 МэВ [58]. Они сравниваются (после подбора подходящего масштабного множителя) с вычисленными тормозными протонными спектрами

$$[d\sigma_p(\varepsilon, E_{\gamma\text{макс}})/d\varepsilon]_{\text{тор}} = \int_0^{E_{\gamma\text{макс}}} [d\sigma_p(\varepsilon, E_\gamma)/d\varepsilon] K(E_\gamma, E_{\gamma\text{макс}}) dE_\gamma, \quad (64)$$

где $K(E_\gamma, E_{\gamma\text{макс}})$ — найденная методом Монте-Карло функция, аппроксимирующая спектр использованного тормозного излучения. Вычисления показывают, что полученные протонные спектры могут быть разделены на низкоэнергичную, испарительную (штрихпунктирная кривая), и высокоэнергичную, предравновесную (штриховая кривая), части. Согласие теории и эксперимента ухудшается по мере роста верхней границы тормозного спектра. Это может быть приписано отмеченному ранее дефициту теоретического сечения фотопоглощения на ядре ^{90}Zr в энергетической области $E_\gamma > 20$ МэВ.

В работе [59] для ряда средних и тяжелых ядер (Cu, In, Sn, Ta, Pb, Bi и U) были измерены под углом 67.5° разностные энергетические фотонейтронные спектры для тормозного излучения с максимальной энергией $E_{\gamma\text{макс}} = 85$ и 55 МэВ:

$$[d^2\sigma_n(\varepsilon)/d\Omega d\varepsilon]_{\text{разн}} = \frac{[d^2\sigma_n(\varepsilon, 85)/d\Omega d\varepsilon]_{\text{тор}} - [d^2\sigma_n(\varepsilon, 55)/d\Omega d\varepsilon]_{\text{тор}}}{\int_{E_{\text{нор}}}^{85} [K(E_\gamma, 85) - K(E_\gamma, 55)] dE_\gamma}, \quad (65)$$

где $K(E_\gamma, E_{\gamma\text{макс}})$ — тормозной спектр для тонкой танталовой мишени (практически совпадающий со спектром Шиффа [60]) и $E_{\text{нор}} = 18$ МэВ — энергия, в которой оба спектра нормируются к одинаковому числу фотонов.

На рис. 12 эти спектры сравниваются с вычисленными разностными энергетическими спектрами

$$[d\sigma_n(\varepsilon)/d\varepsilon]_{\text{разн}} = \frac{[d\sigma_n(\varepsilon, 85)/d\varepsilon]_{\text{тор}} - [d\sigma_n(\varepsilon, 55)/d\varepsilon]_{\text{тор}}}{\int_{E_{\text{нор}}}^{85} [K(E_\gamma, 85) - K(E_\gamma, 55)] dE_\gamma}, \quad (66)$$

деленными на 10 (при этом получается несколько лучшее согласие теоретических и экспериментальных данных, чем при делении на 4π). Кроме полного вычисленного спектра (сплошная кривая) на рисунке указаны также его компоненты, отвечающие испарению нейтронов (точечная кривая) и процессам, идущим с испусканием первой (штриховая кривая) и второй (штрихпунктирная кривая) предравновесных частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные вычисления показывают, что комбинированная модель, в которой рассматриваются все основные стадии фотонуклонных реакций, позволяет получить для средних и тяжелых ядер удовлетворительное описание полных сечений фотонуклонных реакций различной множественности и проинтегрированных по углам (γ, xp) и (γ, xn) энергетических спектров как в области ГДР, так и при высоких энергиях E_γ (вплоть до порога рождения пиона).

Важно отметить, что все расчеты были выполнены со стандартным набором параметров, и никакой индивидуальной подгонки для отдельных ядер не проводилось. Это свидетельствует о высокой предсказательной способности модели.

Существенно также, что в рамках одной модели описывались одновременно как фотонейтронные, так и фотопротонные каналы реакции, что предъявляет высокие требования к реалистичности положений, на которых базируется модель.

Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о сильном влиянии на фотонуклонные реакции (в частности, на конкуренцию протонов и нейтронов и на множественность их выхода) изоспиновых и коллективных эффектов в области ГДР.

Авторы выражают глубокую признательность за помощь в оформлении статьи С.Ю. Трошиеву. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госконтракт № 02.740.11.0242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Bohr, *Nature* **137**, 344 (1936).
2. J. M. Laget, *Nucl. Phys. A* **312**, 265 (1978).
3. J. M. Laget, in *Lecture Notes in Physics*, Vol. 137, Ed. by H. Arenhovel and A. M. Saruis (Springer-Verlag, Berlin, 1981), p. 148.
4. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2, с. 437.
5. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **66**, 1269 (2003).
6. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **67**, 614 (2004).
7. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЭЧАЯ* **38**, 460 (2007).
8. M. Danos, *Nucl. Phys.* **5**, 23 (1958).
9. K. Okamoto, *Prog. Theor. Phys.* **15**, 75 (1956).
10. S. Fallieros and B. Goulard, *Nucl. Phys. A* **147**, 593 (1970).
11. R. Ö. Akyüz and S. Fallieros, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1016 (1971).
12. C. K. Cline and M. Blann, *Nucl. Phys. A* **172**, 225 (1971).
13. C. K. Cline, *Nucl. Phys. A* **210**, 590 (1973).
14. E. Gadioli, E. Gadioli Erba, and P. G. Sona, *Nucl. Phys. A* **217**, 589 (1973).
15. J. Dobes and E. Beták, *Nucl. Phys. A* **272**, 353 (1976).
16. M. Blann, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 337 (1971).

17. M. Blann, Phys. Rev. Lett. **28**, 757 (1972).
18. M. Blann and H. K. Vonach, Phys. Rev. C **28**, 1475 (1983).
19. H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin, Ann. Phys. (N.Y.) **125**, 429 (1980).
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. M. B. Chadwick *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 814 (1991).
27. J. S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).
28. J. S. Levinger, Phys. Lett. B **82**, 181 (1979).
29. C. Kalbach, J. Phys. G **21**, 1519 (1995).
30. A. J. Koning and M. C. Duijvestijn, Nucl. Phys. A **744**, 15 (2004).
31. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008).
32. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
33. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **72**, 2074 (2009).
34. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **72**, 444 (2009).
35. P. G. Young, E. D. Arthur, and M. B. Chadwick, Technical Report No. LA-12343-MS (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, 1992).
36. С. Нильссон, *Деформация атомных ядер* (ИИЛ, Москва, 1958), с. 232.
37. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **66**, 688 (2003).
38. 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>
39. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **68**, 1407 (2005).
40. A. Lepretre *et al.*, Nucl. Phys. A **367**, 237 (1981).
41. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
42. H. A. Bethe, Phys. Rev. **50**, 332 (1936).
43. J. L. Cook *et al.*, Austral. J. Phys. **20**, 477 (1967).
44. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Гос. Изд. физ.-мат. лит-ры, Москва, 1958).
45. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **83**, 1073 (1951).
46. A. Veyssiere *et al.*, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
47. Б. И. Горячев и др., ЯФ **7**, 944 (1968).
48. G. J. O'Keefe *et al.*, Nucl. Phys. A **469**, 239 (1987).
49. A. Lepretre *et al.*, Nucl. Phys. A **175**, 609 (1971).
50. B. L. Berman *et al.*, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
51. D. Brajnik *et al.*, Phys. Rev. C **13**, 1852 (1976).
52. И. И. Душков и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, 213 (1965).
53. W. R. Dodge *et al.*, Phys. Rev. C **32**, 781 (1985).
54. R. Bergere *et al.*, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
55. K. Shoda, Phys. Rept. **53**, 341 (1979).
56. P. Carlos *et al.*, Nucl. Phys. A **172**, 437 (1971).
57. T. Saito *et al.*, Phys. Rev. C **16**, 958 (1977).
58. I. I. Dushkov *et al.*, Phys. Lett. **10**, 310 (1964).
59. N. N. Kaushal *et al.*, Phys. Rev. **175**, 1330 (1968).
60. L. I. Schiff, Phys. Rev. **83**, 252 (1951).

A COMBINED MODEL OF PHOTONUCLEAR REACTIONS

B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin

Combining of the semimicroscopic, exciton, and evaporation models is used to describe photonuclear reactions on medium and heavy nuclei generated by photons of energy below the meson production threshold. Two mechanisms of nucleus photoexcitation are considered: the formation of the giant dipole resonance (GDR) at energies $E_\gamma \lesssim 30$ MeV and quasideuteron photoabsorption 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. The model allows for multiparticle preequilibrium emission. The influence of the isospin conservation and the collective effects on GDR emission of photonucleons is considered. The model is applied to describe the photonucleon cross sections for $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{139}La , ^{142}Nd , and ^{181}Ta nuclei as well as the difference 85–55-MeV bremsstrahlung photoneutron spectra from elements ^{63}Cu , ^{115}In , ^{118}Sn , ^{181}Ta , ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{235}U and the bremsstrahlung photoproton spectra from ^{90}Zr nuclei with $E_{\gamma\text{max}} = 22$, 25, and 34 MeV.