

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Роль возбуждения дочерних ядер в структуре фотоядерных резонансов

Н. Г. Гончарова^a, Н. Э. Машутиков^b

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelевина. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^an.g.goncharova@gmail.com, ^bmashutikow@mail.ru

Статья поступила 15.02.2011, подписана в печать 06.04.2011

Показаны результаты микроскопических расчетов дипольных резонансов в ядрах ^{32}S и ^{34}S , полученные на базисе «частица-состояние конечного ядра» с использованием спектроскопических факторов реакций подхвата нуклона. Обсуждаются условия применимости этого подхода к получению реалистической картины сечений фотовозбуждения.

Ключевые слова: резонансы в сечениях возбуждения ядер.

УДК: 539.172. PACS: 21.60.-n.

Введение

Объяснение особенностей структуры мультипольных гигантских резонансов (МГР) в сечениях возбуждения атомных ядер остается актуальной задачей теории ядра, несмотря на многолетние усилия в этой области. Стремление понять причину сдвига вверх положений на энергетической оси изовекторных дипольных резонансов послужило толчком к созданию многочастичной модели оболочек (ММО), лежащей в основе всех современных методов микроскопического описания ядерных состояний. В рамках ММО было доказано, что возникновение МГР в сечениях ядерных реакций связано в первую очередь с возбуждением и коллективизацией так называемых входных состояний. Для ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками такими состояниями является система частично-дырочных пар. В процессе дальнейшего исследования фрагментации сил МГР была выявлена роль конфигурационного расщепления резонансов. Этот эффект, наряду с изоспиновым расщеплением, проявляется практически во всех экспериментальных сечениях реакций возбуждения МГР. Однако эти факторы не могут объяснить резких различий в структурах резонансов. Детально исследованные фотоядерные $E1$ -резонансы даже четно-четных самоспряженных ядер существенно различаются по количеству, положениям и интенсивностям пиков сечения.

1. Метод расчета вероятностей возбуждения резонансов

Одним из источников этих особенностей структуры МГР является различие в вероятностях возбуждения уровней дочерних ядер в процессе формирования резонанса. В работе [1] была показана возможность учета этого эффекта путем введения в расчет МГР характеристик генеалогической структуры основного и низших возбужденных состояний ядра-мишени, что эквивалентно учету распределения «дырочных» состояний по энергиям возбуждения конечных ядер. При

этом волновая функция резонансных состояний ядра с A нуклонами может быть представлена как произведение волновой функции ядра ($A - 1$) и волновой функции нуклона в следующей оболочке:

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_{J' T' E', f} |(J' T' E') \times (j_f) : J_f T_f\rangle. \quad (1)$$

В число состояний ($J' T' E'$) ядра ($A - 1$) должны быть включены все те состояния, которым соответствуют ненулевые генеалогические коэффициенты C в разложении волновой функции основного состояния ядра-мишени:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_{J' T' E', i} |(J' T' E') \times (j_i) : J_i T_i\rangle. \quad (2)$$

Для ядер $1p$ -оболочки эта версия оболочечной модели (ЧСКЯ — частица-состояние конечного ядра) позволила получить адекватное экспериментальным данным описание распределения сил МГР, однако расширение этого метода на ядра более высоких оболочек было затруднено отсутствием надежных волновых функций основных состояний. Эта трудность может быть преодолена путем использования спектроскопической информации о вероятностях возбуждения состояний дочерних ядер в реакциях подхвата нуклона, т. е. предположением, что приближенно

$$C_{J' T' E'} \approx \sqrt{\frac{S_{J' T' E'}}{\sum S}}, \quad (3)$$

где $S_{J' T' E'}$ — спектроскопический фактор.

Матричные элементы операторов возбуждения МГР в версии ЧСКЯ содержат как коэффициенты $\alpha_{J', f}$, полученные в результате диагонализации матрицы гамильтонiana с учетом взаимодействия входных состояний, так и коэффициенты (3).

Применение версии ЧСКЯ оболочечной модели с использованием спектроскопии прямых реакций подхвата дало удовлетворительные результаты в объяснении фрагментации мультипольных резонансов $1\hbar\omega$ для ряда ядер sd -оболочки (см., например, [2] и цит. лит.).

Было показано, что распределение «дырочных» состояний по энергиям возбуждения дочерних ядер является одним из источников наблюдаемой фрагментации МГР. Успех версии ЧСКЯ модели оболочек в объяснении особенностей структуры резонансов в ядрах с незамкнутыми оболочками, например ^{18}O и ^{24}Mg , делает особенно важным выяснение пределов применимости этого метода. Данная работа посвящена обсуждению преимуществ и недостатков версии ЧСКЯ на примере реакций фоторасщепления ядер ^{32}S и ^{34}S .

2. Структура сечения фоторасщепления ядра ^{32}S

Распределение спектроскопических факторов реакций подхвата нейтрона $^{32}\text{S}(p, d)^{31}\text{S}$ по данным [3] показано на рис. 1, а. Распределение спектроскопических факторов реакции подхвата протона очень близко к распределению, приведенному на рис. 1, а. Различия в величинах спектроскопических факторах для состояний «зеркальных» ядер ^{31}P – ^{31}S находятся пределах 15–20%. Этот разброс является одновременно оценкой точности расчета матричных элементов возбуждения МГР в методе ЧСКЯ. Следует отметить отличия экспериментального распределения нуклонов по подоболочкам от результатов предельной одночастичной модели, где ядро ^{32}S соответствует замкнутой конфигурации $(1d_{5/2})^2(2s)^4$ над кором — ядром ^{16}O . В реальности подоболочка $1d_{3/2}$ в этом ядре частично заполненная, причем числа заполнения для $2s$ - и $1d_{3/2}$ -подоболочек близки. Подхват нуклона из подоболочки $1d_{5/2}$ приводит к возбуждению, согласно [3], шести состояний $J^P = 5/2^+$ дочерних ядер с $A = 31$, причем четыре из них имеют вероятность возбуждения, сравнимую с вероятностями возбуждения уровней $3/2^+$ и $1/2^+$. Результат расчета сечения фотопоглощения, основанный на использовании спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона, показан на рис. 2 совместно

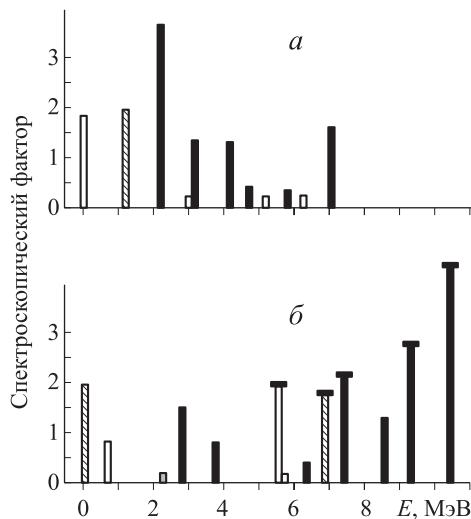


Рис. 1. Распределение спектроскопических факторов реакций подхвата нейтрона на ядрах: а — ^{32}S [3] и б — ^{34}S [4]. Полосатые столбики соответствуют дочерним ядрам с $J^P = 1/2^+$, сплошные — с $J^P = 3/2^+$, перекрестьем наверху обозначены состояния ядра ^{33}S с изоспином $T = 3/2$.

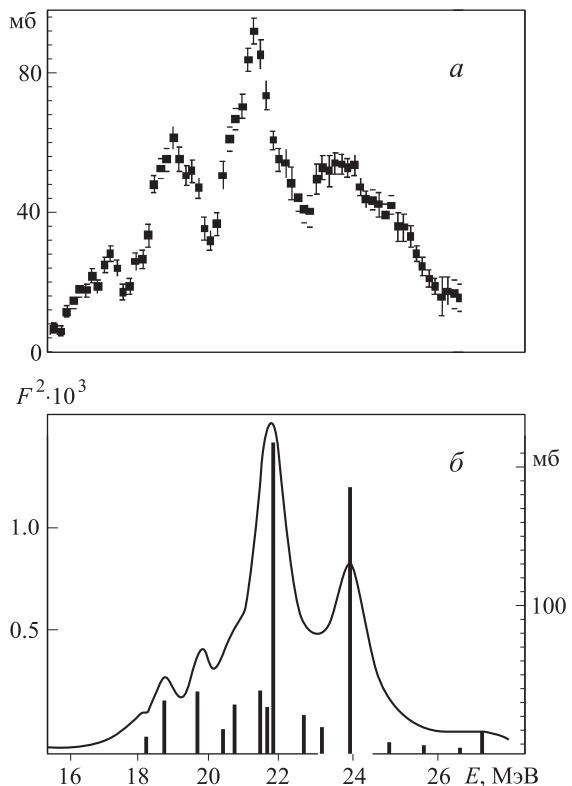


Рис. 2. Фоторасщепление ядра ^{32}S : а — эксперимент $^{32}\text{S}(\gamma, p)$ [5]; б — полное сечение фотопоглощения, рассчитанное с использованием спектроскопической информации [3]. Ось ординат справа — оценка полного сечения по величинам формфакторов и ширинам

с экспериментальными данными $^{32}\text{S}(\gamma, p)$ [5]. На рис. 2, б показано теоретическое распределение квадратов дипольных формфакторов F^2 (столбики) и распределение сечения фотопоглощения. Расчет «грубо» воспроизводит особенности фрагментации изовекторного $E1$ -резонанса при $E < 26$ МэВ, однако вклад в сечение при $E > 26$ МэВ в расчете ЧСКЯ отсутствует. Этот недостаток является следствием зависимости спектроскопической информации о вероятностях возбуждения уровней дочерних ($A-1$)-ядер от энергии взаимодействующего с ядром-мишенью адрона. Сильное взаимодействие в реакциях подхвата нуклона приводит к возбуждению ряда уровней ядра — продукта реакции, в том числе соответствующих удалению нуклона из глубоких подоболочек. Реакции подхвата, реализованные протонами или дейtronами с энергиями ниже 35 МэВ, не возбуждают в спектре уровней дочерних ядер с $A = 31$ состояний с $E^* > 8$ МэВ. Следствием этой особенности реакций подхвата является недооценка в расчете ЧСКЯ области выше главного пика дипольного резонанса, соответствующей возбуждению глубоких «дырочных» состояний. Но эти состояния возникают при взаимодействии с ядром как реальных, так и виртуальных фотонов с энергиями около 35 МэВ.

3. Структура сечения фоторасщепления ядра ^{34}S

Влияние на спектроскопическую информацию энергии налетающего протона особенно явственно проявляется на примере реакции $^{34}\text{S}(p, d)$ [4]. Показанный на рис. 3, б результат расчета дипольного фотопоглощения

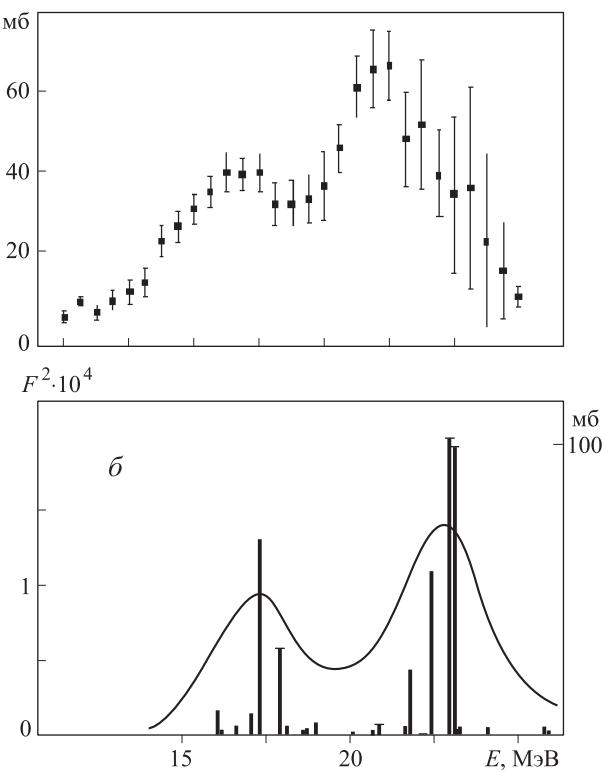


Рис. 3. Дипольное фотопоглощение ядром ^{34}S : *а* — эксперимент [7], *б* — расчет в рамках ЧСКЯ с использованием данных [4]. Столбики с перекрестьем — формфакторы состояний ^{34}S с изоспином $T = 2$, без перекрестьев — с $T = 1$. Ось ординат справа — оценка полного сечения по величинам формфакторов и ширинам

$^{34}\text{S}(\gamma, \text{abs})$ основан на использовании спектроскопии реакций подхвата [4], реализованной с помощью пучка протонов с энергиями 52 МэВ. В обзоре [4] приведены также данные о $^{34}\text{S}(p, d)$ реакции с энергиями протонов около 35 МэВ, в этом случае распределение, показанное на рис. 1, *б*, обрывается при энергиях возбуждения около 8 МэВ. Расчет в версии ЧСКЯ приближенно воспроизводит соотношение сечений в максимумах при энергиях около 17 и 25 МэВ [6, 7], причем главные вклады в формирование пиков при $E^* \approx 25$ МэВ вносят состояния ядра ^{33}S с квантовыми числами $J^P = 5/2^+$, $T = 3/2$ и энергиями возбуждения вы-

ше 8 МэВ, которые не выявляются прямой реакцией $^{34}\text{S}(p, d)$ с $E_p < 35$ МэВ. Таким образом, впервые полученное в настоящей работе близкое к эксперименту распределение сечений фотовозбуждения ядра ^{34}S основано на данных о вероятностях возбуждения состояний дочерних ядер в прямых реакциях подхвата нуклона с энергиями первичного пучка, примерно на 25–30 МэВ превышающими сумму энергий возбуждения дочернего ядра и энергии отделения нуклона. Однако возбуждение уровней дочерних ядер, играющих доминирующую роль в формировании фотоядерного сечения, возникает уже при энергиях фотонов ниже 30 МэВ. Необходимость использования в версии ЧСКЯ спектроскопической информации, полученной с энергиями налетающих адронов, на 10–15 МэВ превышающими энергию фотонов, является, на наш взгляд, интересным проявлением различий в механизмах электромагнитных и сильных взаимодействий.

Заключение

Результаты расчетов сечений фотовозбуждения ядер ^{32}S и ^{34}S , основные результаты которых показаны в настоящей работе, а также анализ спектроскопической информации о прямых реакциях подхвата приводят к следующим выводам:

- 1) распределение «дырочных» состояний по энергиям возбуждения дочерних ядер является одним из источников фрагментации резонансов;
- 2) использование спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона в расчете матричных элементов реакций фотовозбуждения ядер позволяет получить удовлетворительное описание особенностей структуры МГР.

Список литературы

1. Goncharova N.G., Yudin N.P. // Phys. Lett. B. 1969. **29**. P. 272.
2. Гончарова Н.Г. // Ядерная физика. 2009. **72**. С. 1803.
3. Vernotte J., Berrier-Rousin G., Fortier S. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. **655**. P. 415.
4. Endt P.M., Firestone R.B. // Nucl. Phys. A. 1998. **633**. P. 1.
5. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 1978. **28**. С. 590.
6. Assafiri Y.I., Thompson M.N. // Nucl. Phys. A. 1986. **460**. P. 455.
7. Варламов В.В., Степанов М.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. **67**. С. 656.

The role of daughter nuclei excitations in the structure of photonuclear resonances

N. G. Goncharova^a, N. E. Mashutikov^b

Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics; D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^an.g.goncharova@gmail.com, ^bmashutikow@mail.ru.

The results of shell model approach based on the «particle-state of the daughter nuclei» configurations to description of dipole resonances in ^{32}S and ^{34}S nuclei are shown. The conditions of applicability the spectroscopy of direct pick-up reaction to calculations of photoabsorption cross sections are discussed.

Keywords: resonances in nuclear excitations cross sections.

PACS: 21.60.-n.

Received 15 February 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2011).

Сведения об авторах

1. Гончарова Наталья Георгиевна — докт. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: n.g.goncharova@gmail.com.
2. Машутиков Никита Эдуардович — соискатель; e-mail: mashutikow@mail.ru.