

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-143

P4-95-143

С.Н.Беляев¹, О.В.Васильев¹, В.В.Воронов, А.А.Нечкин¹,
В.Ю.Пономарев, В.А.Семенов¹

СТРУКТУРА (γ, n) -СЕЧЕНИЯ НА ^{141}Pr

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

¹НИИМФ Саратовского государственного университета

1995

1. Введение

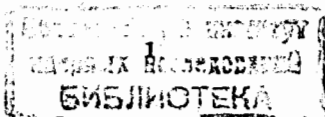
Целью настоящей работы является получение информации о фотовозбуждении и распаде атомных ядер при изучении (γ, n) -реакции на ^{141}Pr . Экспериментальные данные о сечении $\sigma(\gamma, Tn)$ в сопоставлении с теоретическими расчетами позволяют уточнить механизм возбуждения и структуру состояний в области энергий локализации гигантского дипольного резонанса (ГДР) и изовекторного гигантского квадрупольного резонанса (ИВГКР).

2. Методика и техника измерений, полученные результаты

Измерения выходов фотонейтронов проведены на пучке тормозного излучения бетатрона Саратовского государственного университета в режиме сканирования по граничным энергиям $E_{\gamma_{\text{max}}}$ от порога реакции до 25 МэВ. Технические параметры измерительно-вычислительного комплекса и методика эксперимента подробно рассмотрены в [1,2]. В данной работе шаг по энергиям изменялся от ~ 40 кэВ на нижнем уровне до ~ 120 кэВ на верхнем уровне. Для такой шкалы энергий измерения проводились в двухстах каналах, и за время порядка одного месяца достигнута относительная погрешность значений выхода фотонейтронов на верхнем уровне $\sim 0,05\%$. Порядок сканирования варьировался, что позволило увеличить точность измерений в тех областях энергий, где малы выход фотонейтронов и крутизна кривой выхода.

Выбор указанных условий эксперимента определялся как по тестовых измерений на ^{16}O , так и в процессе моделирования при подборе оптимального соотношения шага и точности измерений для выявления структурных особенностей в (γ, n) -сечении с ширинами ≥ 200 кэВ.

Решение интегрального уравнения Фредгольма при расчете сечения по данным о выходах фотонейтронов осуществлялось методом статистической регуляризации. Предварительно вносилась поправка на дозу γ -излучения и вычитался нейтронный фон. В полученное экспериментальное сечение вносилась поправка на множественность с использованием экспериментальных данных о сечении $\sigma(\gamma, 2n)$ -реакции, взятых из [3]. Для вычитания по эксперимен-



тального сечения вклада от ^{16}O (мишень - Pt_2O_3) использовалось (γ, n) -сечение ^{16}O , полученное на этом же измерительном комплексе в аналогичных условиях. Нормировка к абсолютным величинам проведена привязкой к сечению на ^{141}Pt , взятому из [4].

3. Анализ и оценка экспериментальных данных. Сравнение с другими работами

Полученное в настоящей работе $\sigma(\gamma, Tn)$ на ^{141}Pt представлено на рис. 1 в сравнении с данными из работы [3]. Видно, что в кривой сечения имеются особенности, наиболее отчетливо проявляющиеся при энергиях до 13 МэВ и выше 17 МэВ, причем в обеих областях наблюдаются хорошо разрешенные структуры. В области максимума ГДР сечение достаточно гладкое и как-либо признаки его расщепления, активно обсуждавшиеся в ряде работ [5-8], визуально не обнаруживаются.

В сделанных ранее экспериментальных и теоретических работах рассматривалось, как правило, поведение сечения на восходящей ветви ГДР и в области его максимума, указывающее на ряд особенностей в форме кривой и определяющее ее глобальные характеристики. Уточнение абсолютных величин сечений сделано авторами работ [9-10] в измерениях с использованием квазимонохроматического пучка γ -квантов в интервале энергий 12-16 МэВ. Эти данные (см. рис. 2) позволяют определить макропараметры сечения, но из-за большого шага измерений трудно судить о наличии или отсутствии расщепления максимума. В настоящей работе представляется возможным рассмотреть поведение сечения также и в области энергий 17-25 МэВ, где, помимо высокоэнергетичного "хвоста" ГДР, может оказаться значимым вклад ИВГКР.

4. Оценка достоверности экспериментальных данных

Необходимость проверки достоверности полученных результатов определяется величиной самого эффекта - структурных особенностей в сечении. Они имеют небольшие амплитуды по сравнению с состояниями в области максимума ГДР, а их ширины - порядка 2 МэВ и меньше - для области энергий выше 17 МэВ пока не находят корректного объяснения.

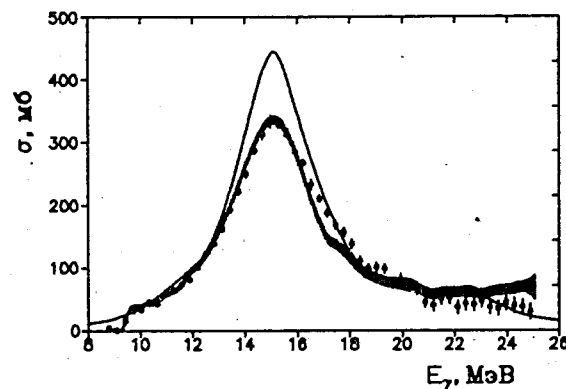


Рис. 1. Экспериментальные $\sigma(\gamma, Tn)$ на ^{141}Pt (штрихи с центральными точками - данные настоящей работы; квадраты - результаты работы [3]) и рассчитанные сечения фотопоглощения (сплошная кривая)

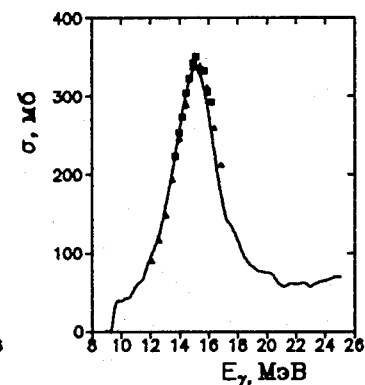


Рис. 2. Экспериментальные $\sigma(\gamma, Tn)$ на ^{141}Pt : сплошная линия - данные настоящей работы; квадраты и треугольники - данные работ [9,10]

Поскольку поправочные кривые, нормирующие значения выхода фотонейтронов на дозу γ -излучения и исправляющие экспериментальное сечение на множественность, являются гладкими, то ложные структуры в сечении могут быть следствием или недостаточной статистики, или систематических искажений периодического характера в кривой выхода, или неверно вычтенным вкладом от сечения ^{16}O . Последняя причина значима лишь на энергии ~ 22 МэВ, где доля $\sigma(\gamma, n)^{16}\text{O}$ составляет около 12% от экспериментального, но, как оказалось, далеко не исчерпывает присутствующую в этой области особенность в сечении ^{141}Pt .

Устойчивость восстановления сечения при данном уровне статистики проверялась внесением в измеренные данные случайного шума, привязанного к величине стандартного отклонения (равномерно распределенного в пределах $\pm\delta, \pm 2\delta$; нормально распределенного с дисперсией δ^2). В полученных решениях различия находились в пределах полосы ошибок восстановления, а имеющиеся в экспериментальном сечении структуры устойчиво воспроизводились.

Влияние систематических погрешностей изучалось в ходе компьютерного моделирования. Модельный выход искажался изменением его отдельных значений на величины их нескольких стандартных отклонений или путем добавления к нему периодической кривой с амплитудой, зависящей от уровня выхода. В первом случае в сечении появляется структура с шириной в несколько каналов при изменении значения выхода на величину порядка 6σ . Во втором случае, уже начиная с амплитуд $0,1\%$, в восстановленном сечении наблюдается волна, амплитуда и период которой пропорциональны вносимым искажениям. И если "выбросы" отдельных точек в выходе фотонейтронов легко заметить, то искажения периодического типа обнаружить и устранить значительно труднее. Именно такого типа погрешности (во всем диапазоне энергий или в отдельной области) способны привести к искажениям экспериментального выхода и ложным структурам в сечении при достижении определенного уровня точности измерений. А это, в свою очередь, может значительно затруднить интерпретацию результатов, если в сечении имеются реальные структурные особенности, сопоставимые с ложными по ширинам и амплитудам.

5. Обсуждение результатов

Изучение структуры (γ, n) -сечений на нечетном сферическом ядре ^{141}Pr важно с точки зрения понимания взаимодействия одночастичных и коллективных мод возбуждения, определения роли различных компонент волновых функций и их поведения [11]. В работах [7,8] указывалось, что расчеты дипольного спектра в рамках динамической коллективной модели не позволяют воспроизвести форму экспериментальных сечений, структура которой оказалась значительно сложнее. В определенной степени наши данные эти выводы подтверждают, хотя и более близки для области максимума к результатам работы [12]. Известны попытки обработки сечения из [7] представлением его в качестве выходов фотонейтронов с последующим решением интегрального уравнения методом редукции [13]. Полученное таким образом сечение содержит структурные особенности столь значимые, что нечто подобное оказалось лишь в результатах работ [5,6], где использовались методики измерений по наведенной активности и с использованием тормозного пучка γ -квантов.

Полученное в настоящей работе (γ, n) -сечение имеет особенности при энергиях 9,77; 10,29; 11,18; 11,95; 18,0; 19,2; 20,5; 22 и, возможно, 23,6 МэВ.

Из рис. 1 видно, что имеется неплохое соответствие с данными из [3] в ряде интервалов, в том числе и при указанных выше энергиях. Несмотря на различный ход сечений примерно с 16,5 МэВ, также можно отметить практическое совпадение интегральных сечений: $1936 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$ на интервале $8,9 \div 25,0 \text{ МэВ}$ в данной работе и $1912 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$ на интервале $8,8 \div 25,2 \text{ МэВ}$ в [3].

Очевидно, что интерес представляет не только само существование структур в сечении (особенно в области энергий $18 \div 25 \text{ МэВ}$), но и их происхождение. Если воспользоваться оценками [14] для величины осциллирующего расщепления, то для положения компоненты дипольного резонанса T_2 получим значение $\sim 20,4 \text{ МэВ}$, что совпадает с положением одной из структур сечения. Другое возможное объяснение наличия структурных особенностей в этой области энергий – вклад ИВГКР в (γ, n) -сечение.

Для того чтобы понять происхождение этих подструктур, в рамках квази-частично-фононной модели [11] были выполнены расчеты сечений фотопоглощения. Мы использовали тот же набор параметров гамильтониана, что и в работе [15] для ^{142}Nd . Силовые функции $E1$ - и $E2$ -возбуждений могут быть легко пересчитаны в соответствующие сечения фотопоглощения [1,15]. В данной работе помимо определяющего вклада ГДР также учитывались вклады от ИВГКР и дипольного резонанса T_2 . Формулы для расчета вероятностей $E1$ -переходов для последнего приведены в [16]. Как видно из рис. 1, рассчитанные сечения примерно на 25% превосходят экспериментальные в максимуме, что связано с необходимостью обрезания числа конфигураций в реалистическом расчете [1].

Вклады от различных резонансов показаны на рис. 3. Согласно нашим расчетам центры энергий дипольного резонанса T_2 и ИВГКР находятся при энергиях 21,3 МэВ и 23,1 МэВ соответственно. Они довольно сильно расфрагментированы, и при существующей точности расчетов трудно однозначно сопоставлять их с экспериментальными подструктурами. Однако можно с уверенностью сказать, что в высокоэнергетической части полного сечения их вклад сравним с вкладом ГДР. Поэтому наблюдаемые подструктуры могут быть проинтерпретированы как следствие одновременного возбуждения резонансов, упомянутых выше, хотя в фотонейтронном канале вклад от резонанса T_2 должен быть существенно подавлен. Последнее утверждение справедливо и для других сферических ядер, изученных экспериментально [1].

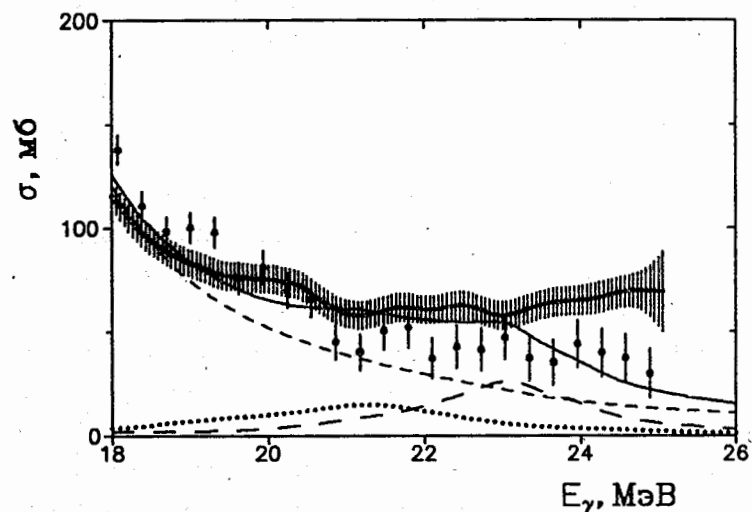


Рис. 3. Рассчитанные вклады различных резонансов в высокоэнергетическую часть сечения фотопоглощения ^{141}Pr (длинные штрихи – вклад от ИВГКР; короткие штрихи – вклад от ГДР; точечная кривая – вклад от дипольного резонанса T_{1-}) и экспериментальные сечения $\sigma(\gamma, Tn)$ на ^{141}Pr (смотри подписи к рис. 1)

6. Заключение

В рамках исследования процессов фотовозбуждения проведены измерения выходов фотонейтронов, получено сечение $\sigma(\gamma, Tn)$ на сферическом ядре ^{141}Pr в области энергий от порога реакции до 25 МэВ. Форма кривой сечения содержит ряд структурных особенностей резонансного типа, причем наибольший интерес вызывают структуры в области энергий выше 17 МэВ, ранее не изучавшиеся ввиду больших неопределенностей в экспериментальных данных. Эти подструктуры могут быть проинтерпретированы как результат одновременного возбуждения ГДР, ИВГКР и дипольного резонанса T_{1-} , хотя вклад от последнего должен быть существенно подавлен.

Настоящая работа была частично поддержана Международным научным фондом и правительством России (гранты № N6N000, N6N300), Российским фондом фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Беляев С.Н. и др. // ЭЧАЯ. 1992. Т.23. С.1537.
- [2] Беляев С.Н. и др. // ПТЭ. 1994. №6. С.58.
- [3] Bramblett R.L. et al. // Phys. Rev. 1966. v.148. p.1198.
- [4] Беляев С.Н., Семенов В.А. Анализ промежуточной структуры в (γ, n) -сечениях на ядрах с $N=82$. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. №5. с.953.
- [5] Cook B.C. et al. // Nucl. Phys. 1966. v. A143. p.730.
- [6] Cannington P.H. et al. // Nucl. Phys. 1968. v. A109. p.385.
- [7] Beil H. et al. // Nucl. Phys. 1971. v. A172. p.426.
- [8] Deague T.K., Stewart R.J.J. // Nucl. Phys. 1972. v. A191. p.305.
- [9] Berman V.L. et al. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1986. v.31. p.855.
- [10] Berman V.L. et al. // Phys. Rev. C. 1987. v.36. p.1286.
- [11] Соловьев В.Г. // Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат. 1989.
- [12] Sund R.E. et al. // Phys. Rev. 1970. v.C2. p.1129.
- [13] Varlamov V.V. et al. // MSU INP Preprint-89-66/143. Moscow. 1989.
- [14] Akyüz R.Ö., Fallieros S. // Phys. Rev. Lett. 1971. v.27. p.1016.
- [15] Беляев С.Н. и др. // Изв. РАН. сер. физ. 1993. Т.57(5). С.862.
- [16] Кузьмин В.А., Соловьев В.Г. // ЯФ. 1982. Т.35(3). С.620.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1995 года.