

НАБЛЮДЕНИЕ ГИГАНТСКОГО ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКОГО РЕЗОНАНСА В СОСТАВНОМ ЯДРЕ ^{118}Sb

Б.Я.Гужовский, Б.М.Дзюба, В.Н.Протопопов

На примере реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ проведена экспериментальная проверка нового подхода к изучению гамов-теллеровских резонансов, основанного на их наблюдении в составных ядрах. В функции возбуждения $\sigma_{pn}(E_p)$ обнаружен резонанс, параметры которого ($E_R = 7,17$ МэВ, $\Gamma = 0,99$ МэВ, $\Gamma_p = 50$ кэВ) близки к ожидаемым для ГТР 1^+ в составном ядре ^{118}Sb .

1. Поиск изобарических коллективных 1^+ -состояний, близких по структуре к аналогичным 0^+ -состояниям, привел к обнаружению гамов-теллеровских резонансов (ГТР) в спектрах состояний конечных ядер, образующихся в прямых реакциях перезарядки при $E_p = 25 - 200$ МэВ¹. С увеличением энергии протонов и уменьшением угла вылета нейтронов вклад ГТР в спектр возбужденных коллективных состояний возрастает. Широкий пик ГТР ($\Gamma \approx 2 - 4$ МэВ) расположен по энергии возбуждения выше узкого аналогового резонанса (АР), причем щель между ними уменьшается с ростом A и $N - Z$.

Возможности изучения ГТР в прямых pn -реакциях при больших значениях E_p существенно ограничены из-за сложности измерения парциальных ширин и ухудшения энергетического разрешения, которое составляет $\Delta E \approx 1,3$ МэВ при 200 МэВ.

В настоящем сообщении обсуждается альтернативный способ изучения ГТР, основанный на наблюдении ГТР в функции возбуждения pn -реакции, т. е. в качестве резонанса *составного* ядра, расположенного выше АР по энергии протонов на величину щели. Измерение функции возбуждения на электростатическом ускорителе-тандеме с разрешением $\Delta E_p \leq \leq 10$ кэВ позволяет изучить структуру фрагментированных ГТР и выделить вклады узких АР на фоне широкого ГТР. В предлагаемом подходе простым способом определяются не только полные, но и парциальные ширины нейтронного и протонного распада ГТР, сведения о которых отсутствуют.

Согласно оценке ² протонные ширины ГТР и АР близки по порядку величины, однако полная ширина ГТР приблизительно в 60 раз больше ширины АР. Поэтому сечение в максимуме σ_{res} ГТР 1^+ ожидается приблизительно в 20 раз меньше, чем для АР 0^+ при той же энергии протонов. Отношение σ_{res} ГТР 1^+ к нерезонансному сечению pn -реакции σ_{pn} оценивается на уровне $\sim 0,05$ для ядер с $A \approx 120$.

2. Поиск ГТР 1^+ проведен нами в функции возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$, выбор которой обусловлен следующими обстоятельствами. В составном ядре ^{118}Sb первый АР 0^+ расположен сравнительно низко – при $E_p = 4,491$ МэВ. Согласно систематике ³ щель между АР и ГТР составляет в ^{118}Sb 2,479 МэВ. Ожидаемое положение $E_{ГТР} = = 6,99 \pm 0,25$ МэВ, что позволяет провести исследование ГТР в достаточно широкой области энергии, доступной по условиям работы ускорителя ЭПП-10. Заселение ГТР 1^+ в ^{118}Sb из основного состояния ядра-мишени $^{117}\text{Sn}(1/2^+)$ может происходить в одноступенчатом процессе только протонами с $l = 0$, для которых коэффициенты прилипания $T_{pl}(E_{ГТР})$ достаточно велики.

Измерения интегрального выхода нейтронов из тонкой ($d = 0,27$ мг/см²) самоподдерживающейся мишени с содержанием ^{117}Sn 89,3% выполнены от 4 до 11 МэВ с помощью высокоэффективного 4π -детектора, состоящего из цилиндрического парафинового блока (Φ 530 мм, $h = 425$ мм) с 40 отверстиями, в которых размещены пропорциональные счетчики с ^3He . Мишень располагалась на оси в центре детектора внутри ионопровода. Мониторинг осуществлялся по заряду Q в цилиндре Фарадея, который измеряли интегратором тока. Для контроля постоянства эффективной толщины мишени использовали два полупроводниковых счетчика, которые измеряли поток кулоновски рассеянных протонов под двумя углами $\pm 20^\circ$ относительно оси пучка. Статистическая точность измерений выхода нейтронов N_n/Q и потока протонов N_p/Q была лучше 1%. При обработке функций возбуждения был учтен вклад от примеси других изотопов Sn в мишени, а также нейтронный фон от протонов, рассеянных на стенки ионопровода. Сравнение полученных данных по $\sigma_{pn}(E_p)$ с опубликованными ⁴ указывает на хорошее согласие в области $E_p \leq 6,3$ МэВ.

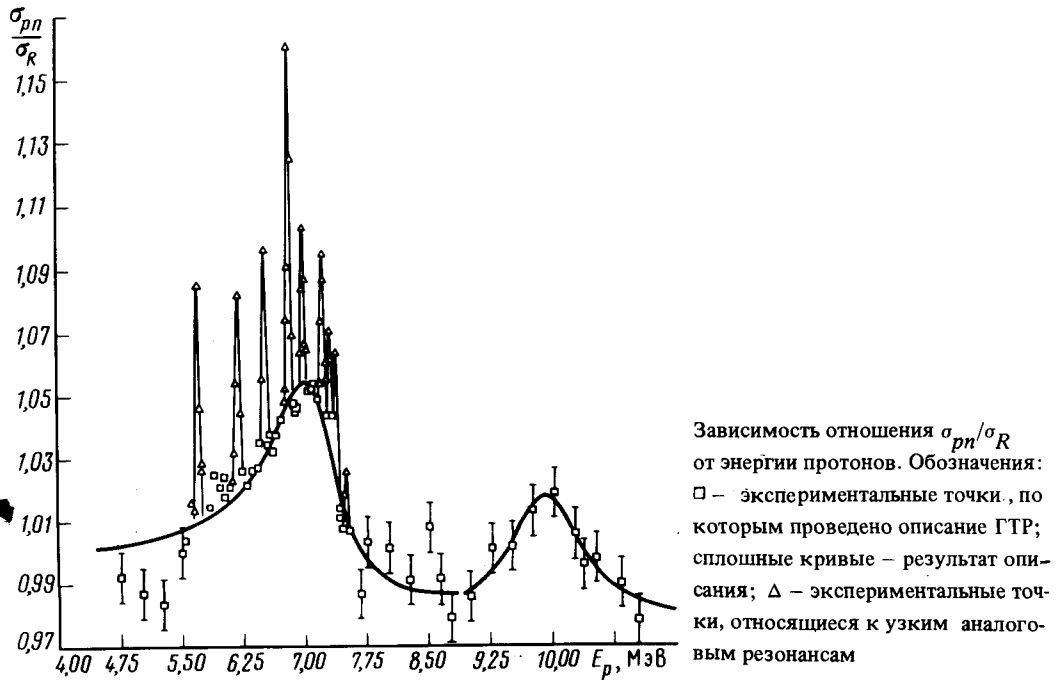
3. Сечение $\sigma_{pn}(E_p)$ реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ быстро растет с увеличением энергии из-за фактора проницаемости кулоновского и центробежного барьеров. Чтобы исключить эту тривиальную зависимость, достаточно сделать переход к отношению $\sigma_{pn}(E_p)/\sigma_R(E_p)$, которое представлено на рисунке. Для нормировки использованы значения σ_R , вычисленные с оптическим потенциалом, параметры которого получены ранее при описании данных на изотопах олова ⁵.

На рисунке, кроме группы узких резонансов, аналогов возбужденных уровней ^{118}Sn ($E_x = 1,23 - 3,06$ МэВ, $I^\pi = 0^+, 1^+, 2^+$), видны два широких резонанса при $E_p \approx 7$ и 10 МэВ. Положение первого из них хорошо согласуется с ожидаемым по систематике ³ для ГТР 1^+ в ^{118}Sb . Описание его выполнено по МНК с двумя вариантами аппроксимирующей функции: по формуле Брейта – Вигнера и по формуле, применяемой для описания асимметричного резонанса ⁶. В последнем случае получено лучшее (по $\min \chi^2$) описание со следующими значениями параметров резонанса: $E_R = 7,173 \pm 0,057$ МэВ, $\Gamma = 0,99 \pm 0,12$ МэВ, $\Gamma_p = 50$ кэВ $\pm 15\%$, параметр асимметрии $\Delta = 170$ кэВ $\pm 26\%$, па-

раметр симметрии $\epsilon = 687 \text{ кэВ} \pm 12\%$, фаза смешивания $\phi_c^R = 16^\circ \pm 4^\circ$. Для второго резонанса лучшее описание получено по формуле Брейта – Вигнера с параметрами:

$$E_R = 9,927 \pm 0,064 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 1,09 \pm 0,42 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_p = 125 \pm 64 \text{ кэВ}.$$

Полные ширины обоих резонансов одинаковы, но приблизительно в 3,5 раза меньше, чем ширины ГТР в ядрах $^{116}, ^{120}\text{Sb}$, полученные в эксперименте с $\Delta E_n = 0,6 \text{ МэВ}$ ⁷. Протонные ширины обоих резонансов, вычисленные для $I^\pi = 1^+$, оказались близкими к соответствующим ширинам $\Gamma_p = 41$ и 115 кэВ для $\text{AP } 0^+$, которые получены пересчетом известного значения $\Gamma_p = 1,8 \text{ кэВ}$ при $E_R = 4,491 \text{ МэВ}$ ⁸ к $E_R = 7,173$ и $9,927 \text{ МэВ}$, соответственно, по функции кулоновской проницаемости для $l = 0$. Фаза смешивания для первого резонанса имеет такой же знак, но в 2 – 3 раза больше по модулю, чем фаза для AP при той же энергии⁶.



Теоретические расчеты для ГТР 1^+ в ^{118}Sb дают $E_R = 6,4 \text{ МэВ}$, $\Gamma = 0,84 \text{ МэВ}$ и $\Gamma_p = 22,1 \text{ кэВ}$ ². Пересчет к $E_R = 7,173 \text{ МэВ}$ приводит к $\Gamma_p = 38 \text{ кэВ}$. Таким образом, эксперимент и расчет дают близкие значения полной и протонной ширин ГТР.

Второй резонанс подобен первому по полной и протонной приведенной ширинам, но смещен вверх на $2,75 \text{ МэВ}$. Можно предположить, что это второй фрагмент ГТР, соответствующий, в отличие от первого, двухступенчатому процессу возбуждения ГТР через входной неупругий протонный канал. На первой ступени происходит переход из основного состояния $s_{1/2}^{-1}$ в возбужденное $d_{3/2}^{-1}$ состояние ядра-мишени, а на второй ступени происходит захват протона возбужденным ядром ^{117}Sn с образованием ГТР в составном ядре ^{118}Sb . Оценка протонной неупругой ширины по² дает для $E_R = 9,93 \text{ МэВ}$ значение $\Gamma_p(d_{3/2}^{-1}) = 107 \text{ кэВ}$, сравнимое с экспериментальным. Большие полные ширины ГТР в ядрах $^{116}, ^{120}\text{Sb}$ ⁷, видимо, связаны с иным, чем у ядра ^{118}Sb , распределением силы гамма-теллеровского перехода. Из полученных данных можно сделать вывод, что релаксационная ширина отдельных фрагментов ГТР в ^{118}Sb составляет примерно 1 МэВ . Наблюдение больших ширин в экспериментах с плохим разрешением ($\Delta E \sim 1 \text{ МэВ}$) можно объяснить сливанием нескольких фрагментов в общий широкий "резонанс" с $\Gamma = 2 - 4 \text{ МэВ}$ за счет собственной ширины фрагментов и ΔE .

Наблюдение ГТР в составном ядре открывает новые возможности для изучения парциальных ширин распада и распределения силы фрагментированных ГТР, поэтому целесообразно развивать предлагаемый подход в экспериментах на электростатических ускорителях.

Литература

1. *Doering R.R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1691.
2. *Урин М.Г.* ЭЧАЯ, 1984, 15, 245.
3. *Nakayama K. et al.* Phys. Lett., 1982, 114B, 217.
4. *Johnson C.H. et al.* Phys. Rev. C, 1977, 15, 196.
5. *Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М.* ЯФ, 1981, 34, 706.
6. *Гужовский Б.Я. и др.* ЯФ, 1975, 21, 930.
7. *Sterrenburg W.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1839.
8. *Гужовский Б.Я.* Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 408.

Поступила в редакцию

19 октября 1984 г.
