

УДК 532.172

**ПРЯМЫЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР
АДРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ (ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА)**

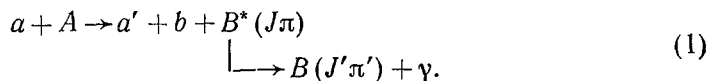
В. В. Балашов, В. К. Долинов, В. Л. Коротких, Д. Е. Ланской

Эксперименты на совпадение играют все более важную роль в изучении механизма расщепления ядер частицами промежуточной энергии. В частности, к настоящему времени получена достаточно большая информация о возможностях такого варианта совпадений, когда рассеянная частица регистрируется одновременно с выбитым из ядра нуклоном или легким фрагментом. Как подчеркивалось еще в ранних работах [1—3], такой метод является наиболее информативным при решении вопроса о соотношении прямого (квазиупругого) механизма расщепления ядра и другого механизма, состоящего в возбуждении и распаде резонансных (в том числе коллективных) состояний ядер. К работам последнего времени в этом направлении относятся: в области эксперимента — исследования реакции $(e, e'p)$, $(e, e'\alpha)$, выполненные в Новосибирске на накопительных кольцах [4], в области теории — недавние расчеты теоретиков из Болоньи [5].

При всех своих принципиальных достоинствах метод совпадений рассеянной и выбитой частиц как метод изучения структуры непрерывного спектра ядер в области гигантских резонансов характеризуется рядом трудных моментов с технической точки зрения. По-видимому, главный из них заключается в трудностях регистрации выбитой частицы при энергиях, соответствующих области гигантских резонансов. В этой связи представляется актуальным поиск других вариантов корреляционных экспериментов. В работе [6], например, было показано, что эксперименты на совпадение рассеянной частицы с γ -квантом, возникающим от девозбуждения ядра-продукта, могут служить дополнительным средством решения обсуждаемой проблемы.

В данной работе мы разбираем другие возможности такого типа экспериментов, связанные с измерением доплеровской линии γ -излучения возбужденного дочернего ядра, регистрируемого на совпадение с рассеянной частицей. Отметим, что подобная методика уже находила применение, например при исследовании пионного захвата [7] и возбуждения дискретных уровней ядер [8].

Пусть ядро-мишень A расщепляется под действием частицы a по каналу $b + B^*(J\pi)$. При этом дочернее ядро B образуется в возбужденном состоянии с квантовыми числами $J\pi$ и затем переходит, испуская γ -квант, в состояние $J'\pi'$:



Допустим, что использование монохроматических пучков налетающих частиц и хорошее разрешение по энергии пролетающей частицы позволяют фиксировать энергию возбуждения E^* ядра-мишени. При данном направлении вылета рассеянной частицы $\mathbf{k}_{a'} = \mathbf{k}_a / |\mathbf{k}_{a'}|$ это дает фиксированное значение переданного ядру-мишени импульса $\mathbf{q} = \mathbf{k}_a - \mathbf{k}_{a'}$. Если задать еще направление вылета $\hat{\mathbf{k}}_b$ выбитой частицы b , то пять значений $E^*, \hat{\mathbf{k}}_{a'}, \hat{\mathbf{k}}_b$ однозначно определяют все кине-

матические характеристики процесса расщепления, в том числе и импульс \mathbf{k}_{B^*} дочернего ядра B^* .

Основная идея настоящей работы заключается в том, что если время жизни состояния B^* мало по сравнению с временем торможения ядра в веществе мишени, все изменения в распределениях выбитых частиц (точнее — в форме угловой корреляции рассеянной и выбитой частиц) непосредственно проявляются в соответствующих изменениях формы доплеровской линии, соответствующей γ -переходу $B^*(J\pi) \rightarrow \gamma + B(J'\pi')$ в дочернем ядре. Это относится и к наиболее интересным изменениям формы угловой корреляции, связанным с появлением на фоне прямых переходов гигантских резонансов различной мультипольности. Связь между характеристиками выбитых частиц и формой доплеровской линии просматривается особенно просто в Ц-системе возбужденного ядра A^* , где импульсы его фрагментов — B^* и b — равны по величине и противоположны по направлению. Мы будем далее пользоваться именно этой системой, имея в виду, что, зная E^* и \mathbf{k}_b , легко перевести все интересующие нас величины из Л-системы в рассматриваемую Ц-систему.

В корреляционном эксперименте типа $(a, a'\gamma)$, когда вместе с рассеянной частицей a' регистрируется лишь γ -квант, а выбитая частица b не регистрируется, вклад в совпадения дают все направления вылета дочернего ядра B^* . Интегрируя по этим направлениям, мы, вообще говоря, должны учесть, что испускание γ -кванта возбужденным ядром B^* происходит анизотропно. Угловое распределение γ -квантов относительно импульса \mathbf{k}_{B^*} определяется выстроенностью углового момента этого ядра, а она, в свою очередь, зависит от динамики процесса расщепления $a + A \rightarrow a' + b + B^*$ и в частности от соотношения прямого (квазиупругого) и резонансного механизмов расщепления.

Поляризационное состояние возбужденных ядер B^* вместе с их угловым распределением можно характеризовать при заданных значениях E^* и \mathbf{k}_b статистическими тензорами $\rho_{kk}(\mathbf{k}_{B^*})$. Угловое распределение γ -квантов, соответствующее импульсу дочернего ядра \mathbf{k}_{B^*} , выражается соотношением

$$\omega(\mathbf{k}_{B^*}, \mathbf{n}_\gamma) = \sum_{kk} A_k(J\pi, J'\pi') \rho_{kk}(\mathbf{k}_{B^*}) Y_{kk}(\mathbf{n}_\gamma), \quad (2)$$

где коэффициенты $A_k(J\pi, J'\pi')$ вычисляются по известным формулам (см., например, [9, 10]). Форма доплеровской линии в эксперименте типа $(a, a'\gamma)$, когда импульс рассеянной частицы $\mathbf{k}_{a'}$ и направление вылета γ -кванта \mathbf{n}_γ фиксируются, вычисляется как интеграл по всем направлениям вылета дочернего ядра:

$$F(\Delta E, \mathbf{n}_\gamma) = \int \omega(\mathbf{k}_{B^*}, \mathbf{n}_\gamma) \delta\left(E - E_0 \left(1 + \frac{\mathbf{k}_{B^*} \mathbf{n}_\gamma}{M_B c}\right)\right) d^3\mathbf{k}_{B^*}, \quad (3)$$

где $\Delta E = E - E_0$; E — энергия γ -кванта, E_0 — энергия перехода, M_B — масса дочернего ядра B .

Рассмотрим свойства симметрии доплеровской линии $F(\Delta E, \mathbf{n}_\gamma)$. Из условия сохранения четности в электромагнитных переходах следует

$$F(-\Delta E, -\mathbf{n}_\gamma) = F(\Delta E, \mathbf{n}_\gamma). \quad (4)$$

Если зафиксировано направление $\hat{\mathbf{k}}_{a'}$, то определено положение плоскости реакции, которая в отсутствие поляризации сталкивающихся

са. Здесь хорошо проявляются те динамические свойства симметрии, которые обсуждались выше. Отметим, что кривые имеют характерный для данной реакции двугорбый вид, что определяется свойствами углового распределения остаточных ядер.

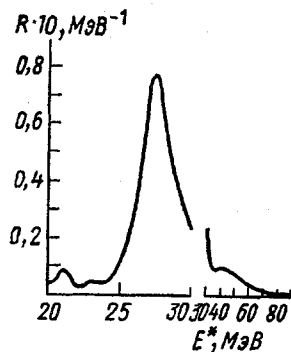


Рис. 1. Функция отклика $R(E^*, q)$ для реакции (8) при $q=1,0$ Фм $^{-1}$

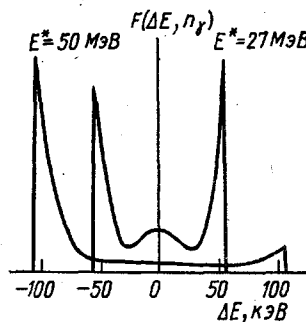


Рис. 2. Доплеровские линии для двух энергий возбуждения ядра при $\theta_\pi=5,6^\circ$, $\varphi_\pi=180^\circ$, $\theta_\gamma=80^\circ$, $\varphi_\gamma=0$

Для характеристики степени асимметрии доплеровской линии относительно точки $\Delta E=0$ введем параметр

$$\alpha(n_\gamma) = \left(\int_{-\infty}^0 F(\Delta E, n_\gamma) d\Delta E - \int_0^{\infty} F(\Delta E, n_\gamma) d\Delta E \right) / \int_{-\infty}^{\infty} F(\Delta E, n_\gamma) d\Delta E. \quad (9)$$

На рис. 3 показана зависимость параметра α от энергии возбуждения E^* . Видно, что α проходит через нуль вблизи максимумов резонансов 2^+ (27 МэВ), 3^- (21 МэВ) и 1^- (23 МэВ). При увеличении E^* до значений, при которых доминирующим становится вклад квазиупругого выбивания, параметр асимметрии приближается к единице.

В нашем рассмотрении доплеровская линия полностью определяется угловым распределением ядер-излучателей. Введем параметр асимметрии

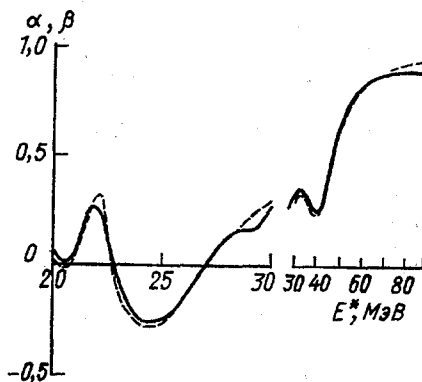


Рис. 3. Зависимость параметра асимметрии доплеровской линии α (сплошная линия) и углового распределения ядер-излучателей β (пунктир) от E^* . Кинематические переменные те же, что на рис. 2

углового распределения $f(\theta)$ ядер-излучателей в системе покоя промежуточного ядра ^{16}O с полярной осью вдоль q в виде

$$\beta = \left(\int_{\pi/2}^{\pi} f(\theta) \sin \theta d\theta - \int_0^{\pi/2} f(\theta) \sin \theta d\theta \right) / \int_0^{\pi} f(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (10)$$

Расчеты показывают, что зависимость β от E^* близка к соответствующей зависимости α , а в рассматриваемых кинематических условиях

значения α и β (см. пунктир на рис. 3) почти совпадают. Это говорит о том, что исследование формы доплеровской линии может стать чувствительным способом изучения углового распределения продуктов расщепления ядра.

Таким образом, доплеровские линии могут служить для решения вопроса о соотношении прямых и резонансных процессов расщепления ядер.

Авторы благодарны Р. Вюншу, Е. Ф. Кислякову, И. В. Кирпичникову, А. С. Старостину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Balashov V. V., Kabachnik N. M., Markov V. A. Nucl. Phys., 1969, A129, p. 369. [2] Балашов В. В. В кн.: IV Междунар. конф. по физ. высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1972, с. 167. [3] Balashov V. V. et al. Nucl. Phys., 1980, A345, p. 367. [4] Войцеховский Б. Б. и др. Препринт Института ядерной физики СО АН СССР № 84—58. Новосибирск, 1984. [5] Cavinato M. et al. Preprint ENEA: TIB/FICS/INTNEUT(85)1. Bologna, Italy, 1985. [6] Kirpichnikov I. V. et al. Nucl. Phys., 1983, A392, p. 352. [7] Долинов В. К. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, 19, № 6, с. 88. [8] Кирпичников И. В. и др. Препринт ИТЭФ № 96. М., 1984. [9] Фергюсон Д. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. М.: Атомиздат, 1969. [10] Теоретический практикум по ядерной и атомной физике. Под ред. В. В. Балашова. М.: Энергоатомиздат, 1984. [11] Bohr A. Nucl. Phys., 1959, 10, p. 486.

Поступила в редакцию
17.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.1

СУЩЕСТВОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ С НУЛЕВОЙ ЭНЕРГИЕЙ СВЯЗИ. НЕЙТРОННЫЕ КЛАСТЕРЫ

В. В. Комаров, А. М. Попова

1. Систему N квантовых частиц зададим оператором Шрёдингера H_N вида

$$H_N = H_{N_0} + bV, V = \sum_{\alpha} V_{\alpha}, \quad \alpha = \{i, j\}; \quad i < j; \quad i, j \in \{1, \dots, N\}. \quad (1)$$

Здесь H_{N_0} — оператор кинетической энергии частиц в \mathcal{R}^{3N-3} , V_{α} — оператор взаимодействия двух частиц $\{i, j\}$, образующих пару (α) . Предположим, что все V_{α} отрицательны и убывают быстрее, чем $(x_{\alpha})^{-2}$, где x_{α} — расстояние между частицами в паре (α) , $b \geq 0$ — константа связи. Для анализа дискретного спектра оператора H_N нами был развит новый метод [1, 2], с помощью которого показано, что число собственных значений H_N равно числу собственных значений оператора $A_N(x, b)$ на луче $[1, \infty)$, где A_N — симметризованное ядро уравнений теории рассеяния, а энергетический параметр x равен значению, открывающему непрерывный спектр H_N . Как следствие этого утверждения в работах [1, 2] получены ограничения на число собственных значений оператора $H_N: n(H_N) \leq \text{Tr} A_N(x, b)$, и соотношение $\|A_N(x, b(N))\| = 1$, определяющее величину константы связи $b(N)$, при которой в системе N тел ($N \geq 3$) появляется первое связанное состояние с нулевой энергией или локализованное состояние, волновая функция которого нормирована и является собственной для оператора H_N .

В настоящей работе мы рассмотрим еще одну возможность N -частичной квантовой системы локализоваться, т. е. иметь нормируемый волновой вектор при относительной энергии, равной нулю, при условии, что константа связи $b < b(N)$. Для изучения этого свойства многочастичной системы рассмотрим три тождественные частицы и далее проведем обобщение на большее число тел. Как следует из работы [2], оператор A_3 есть симметризованное ядро системы трех зацепляющихся уравнений Фаддеева [3].