

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПРЯМЫМ ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ КЛАСТЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ γ -КВАНТОВ

Л.Я.Глозман ¹⁾, В.Г.Неудачин

Показано на примере реакции ${}^6\text{O}(\gamma, dd){}^{12}\text{C}$, что "квазиальфачастичное" фоторасщепление легких ядер связано с высоковозбужденными виртуальными кластерами, откуда следует, что импульсные распределения ядер отдачи для переходов на разные уровни конечного ядра должны иметь один и тот же вид $|\psi_{0s}(q)|^2$.

В свое время было отмечено ¹, что в реакциях квазиупругого выбивания кластеров существенную роль играет девозбуждение виртуальных кластеров в процессе их выбивания из ядра. В данной статье, используя предварительный опыт ², мы обобщаем указанную идею на процесс кластерного фоторасщепления ядра, когда соответствующие фрагменты b_1 и b_2 испускаются из ядра, забирая почти всю энергию $E = E_\gamma - E_{\text{дисс}}$, и регистрируются схемой совпадений.

Мы рассматриваем средние энергии $E_\gamma \simeq 80$ МэВ, и исходим из того, что поглощающий γ -квант нуклон входит в виртуальный кластер B в ядре A , который может находиться в одном из многих возможных возбужденных состояний по внутреннему движению. В результате отдачи на другие нуклоны рассматриваемого кластера B осуществляется его развал $B \rightarrow b_1 + b_2$. Таким образом, амплитуда процесса, в принципе, является интерферирующей суммой многих членов.

Ограничимся простейшим гамильтонианом взаимодействия γ -квантов с однонуклонными токами $H = \Sigma H_j$,

$$H_j = -\frac{e}{M} \sqrt{\frac{2\pi n}{\omega}} [e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{p}_j)] \frac{1}{2} (1 + t_{3j}) + \frac{i}{8} ([\mathbf{u}, \mathbf{q}] \cdot \vec{\sigma}_j) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \{ (g_p + g_n) + (g_p - g_n) t_{3j} \}, \quad (1)$$

где n – число фотонов в единице объема, остальные обозначения очевидны. Используя мультикластерное представление ³ волновой функции ядра в трансляционно-инвариантной модели оболочек ¹, можем записать выражение для амплитуды прямого процесса (γ, b_1, b_2)

¹⁾ Алма-Атинский энергетический институт.

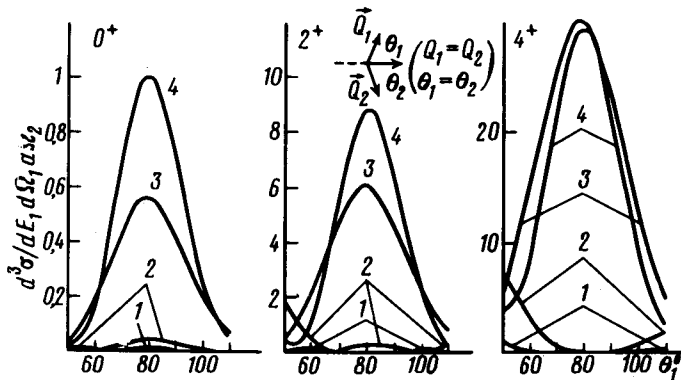
в виде

$$\begin{aligned}
 T_{fi} &= \begin{pmatrix} A \\ b_1 + b_2 \end{pmatrix}^{1/2} \begin{pmatrix} b_2 + b_2 \\ b_1 \end{pmatrix}^{-1/2} (b_1 + b_2) \Sigma \langle A | A - B, b_1, b_2; \nu \lambda(x) n \Lambda(y) \rangle \times \\
 &\times \text{ККГ} \left\{ \begin{pmatrix} b_1 + b_2 - 1 \\ b_1 - 1 \end{pmatrix} \langle e^{iQR} \psi_{Q_x, Q_y}^{(-)}(x, y) b_1^* | H_1 | \psi_{\nu \lambda M_\Lambda}(x) \psi_{n \Lambda M_\Lambda}(y) \rangle \times \right. \\
 &\times b_1 \rangle \delta(|b_2 \rangle, |b_2^* \rangle) + \begin{pmatrix} b_1 + b_2 - 1 \\ b_2 - 1 \end{pmatrix} \langle e^{iQR} \psi_{Q_x, Q_y}^{(-)}(x, y) b_2^* | H_1 | \psi_{\nu \lambda M_\Lambda}(x) \times \\
 &\left. \times \psi_{n \Lambda M_\Lambda}(y) b_2 \rangle \delta(|b_1 \rangle, |b_1^* \rangle) \right\}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где \mathbf{R} и \mathbf{Q} — координата и импульс центра масс всей системы в конечном состоянии, x — расстояние между b_1 и b_2 , y — расстояние между остатком $A - B$ и центром масс $b_1 + b_2$, $\langle A | A - B, b_1 \dots \rangle$ — мультикластерный генеалогический коэффициент³, $\psi^{(-)}$ — искаженная волна, описывающая взаимное движение вылетевших из ядра кластеров и ядра-остатка. В формуле (2) символ ККГ означает произведение коэффициентов Клебша — Гордана с очевидным введением промежуточных моментов.

В нашем примере реакции $^{16}\text{O}(\gamma, dd)^{12}\text{C}$ (такой процесс наблюдался в эксперименте⁴), объединенный виртуальный кластер $B = b_1 + b_2 = {}^4\text{He}^*$ из четырех p -нуклонов со схемой Юнга $\{f\} = \{4\}$ имеет $\tilde{N} = N_1 + N_2 + \nu$ квантов внутреннего возбуждения, где N_1 и N_2 квантов приходится на внутренние координаты виртуальных дейтронов и ν на их относительное движение. Считая, что углы вылета θ_1 и θ_2 симметричны относительно пучка, импульсы p_1 и p_2 равны и лежат в одной плоскости, мы будем иметь область совсем малых импульсов отдачи q при углах $\theta_1 = \theta_2 \simeq 81 - 82^\circ$, причем здесь импульс взаимного движения двух конечных дейтронов Q_x будет большим по сравнению с обратным радиусом ядра, $Q_x \simeq 1,5 \text{ Ф}^{-1}$, а амплитуда $|\psi_{\nu\lambda}(Q_x)|$ в этой области быстро растет с ростом ν . Таким образом, фотон "ловит" наиболее высокоимпульсную компоненту по взаимному движению x освобождаемых фрагментов ($\nu = \tilde{N} = \text{max} = 4$). Это преобладание амплитуд с $\nu = \tilde{N} = 4$ над амплитудами с $\nu = 0$ усиливается и достигает двух порядков в сечении, если учтено взаимодействие в конечном состоянии⁵ в каждой паре $d - {}^{12}\text{C}$, поскольку при этом в объеме ядра локальный импульс Q'_x взаимного движения $d - d$ будет существенно больше асимптотического значения Q_x . Однако, возрастания сечения по сравнению со свободной α -частицей практически не происходит, поскольку импульс Q'_x уже соответствует далекой периферии волновой функции $|\psi_{\nu\lambda}(Q_x)|^2 \ll |\psi_{\nu\lambda}(Q'_x)|^2$. Главное же наблюдаемое следствие заключается в ожидаемой однотипности импульсных распределений ядер отдачи. Именно, во всех трех переходах на уровни 0^+ , 2^+ и 4^+ ядра ${}^{12}\text{C}$ мы будем иметь в силу сказанного практически одну и ту же низшую возможную волновую функцию $\psi_{n\Lambda}(q)$ с $n = \Lambda = 0$. И поэтому все три "импульсных распределения" на рисунке, где представлен расчет с искаженными волнами, описываются, по сути, одной и той же фурье-амплитудой $|\psi_{n\Lambda}(q)|^2$ (на базисе искаженных волн) с $n = 0$ и $\Lambda = 0$. Так должно быть для разных пар кластеров и разных ядер. Различие в абсолютных сечениях на рисунке связано с фактором заселенности $\sim (2L + 1)^{-1}$ и с величиной матричных элементов операторов перехода.

При "квазиальфа-механизме" ($\tilde{N} = 0$) три кривые на рисунке буквально соответствовали бы импульсным распределениям α -частиц в ядре ${}^{16}\text{O}$ и были бы все различны между собой (как в процессе $(p, 2p)$ при $L = 0, 2$ и 4). В частности, при переходе на состояние 0^+ ядра ${}^{12}\text{C}$ ширина импульсного распределения $|\psi_{n\Lambda}(q)|^2$ ($n = 4, \Lambda = 0$) составляла бы $13,5^\circ$, а не 24° , как на рисунке.



Сечения для возбуждения трех низших уровней ядра ^{12}C с учетом взаимодействий $d-^{12}\text{C}$ в конечном состоянии: кривая 1 – учет только невозбужденных кластеров ^4He ($\tilde{N} = 0$), 2 – двукратно возбужденных ($\tilde{N} = 2$), 3 – четырехкратно возбужденных ($\tilde{N} = 4$), 4 – интерференция всех амплитуд. Единица соответствует $\sim 10^{-33} \text{ см}^2/\text{МэВ}\cdot\text{ср}^2$

Отметим, как некий контраст, что в процессах квазиупругого выбивания α -кластеров роль возбуждений $\tilde{N} = 2$ и 4 является существенной, но совсем не такой большой ¹.

В эксперименте можно использовать фотопоглощение любой мультипольности – характер процесса определяется лишь величиной E_γ . Но "практичнее" $E1$ -поглощение (γ, pt)- (γ, dt)-, ($\gamma, t^3\text{He}$)-сечение будет на один – два порядка больше, чем на рисунке ⁴.

Литература

1. Neudat chin V.G., Smirnov Yu.F., Golovanova N.F. Adv. in Nucl. Phys. (E. Vogt and J. Negele, Eds) 1979, vol. 11, p. 1. Academic Press, N. Y.; Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В.Г. ЯФ, 1983, 37, 883.
2. Голованова Н.Ф., Глоzman Л.Я., Неудачин В.Г. Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", 1982, с. 387; Глоzman Л.Я. Изв. АН Каз. ССР сер. физ.-мат., 1984, №2, с. 32; Golovanova N.F., Zelenskaya N.S. El Nagar N. Nucl. Phys., 1968, 113, 1.
3. Glozman L. Ya., Tchuvil'sky Yu.M. J. Phys. G., 1983, 9, 1033; Голованова Н.Ф., Ильин И.М., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М. ЯФ, 1976, 23, 64; Голованова Н.Ф. Кандидатская диссертация, НИИЯФ, МГУ, 1971.
4. Таран Г.Г. ЯФ, 1968, 7, 473.
5. James R.T., McCarthy I.E. Phys. Rev., 1974, C10, 1041.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
25 апреля 1984 г.