

УЧЕТ ОБМЕНА НУКЛОНАМИ МЕЖДУ КЛАСТЕРАМИ ПРИ ДИФРАКЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ.

БУТИНЧИНОВ Ж. Т., ИСМАТОВ Е. И., САРСЕНБАЕВ Б. О.

При рассмотрении различных дифракционных процессов с участием легких ядер нами пренебрегалось эффектами, связанными с обменом нуклонами между кластерами. Выясним, как влияет учет этих эффектов на интегральные сечения и угловое распределение упругого рассеяния [1-4].

Полная волновая функция ядра с учетом тождественности нуклонов представляется в виде антисимметризованного произведения пространственной и спин - изоспиновой волновых функций ψ и χ .

$$\Psi_0 = \hat{A}\{\psi_0\chi\} \quad (1)$$

Здесь оператор \hat{A} обозначает антисимметризацию по всем нуклонам ядра. Согласно кластерной модели полная антисимметризованная пространственная волновая функция ядра 6Li имеет вид [1-2].

$$\Psi = \hat{A}\{\psi_0(\alpha)\psi(d)\Phi(R)\chi(S, T)\}, \quad (2)$$

где
$$\psi_0(\alpha) = \exp\left[-\frac{1}{2}\alpha\sum_{i=1}^4\rho_i\right], \quad \psi_0(d) = \exp\left[-\frac{1}{2}\gamma\sum_{j=5}^6\rho_j^2\right].$$

$\psi_0(\alpha)$ и $\psi_0(d)$ описывают внутренние движения α - кластера и дейтрона. Функция относительного движения кластеров для основного состояния ядра выбирается в виде

$$\Phi(R) = R^2 \exp[-\lambda R^2] Y_{lm}(R).$$

Спин-изоспиновая функция ядра 6Li приведена в [1-2].

Такой выбор функций $\psi_0(\alpha)$, $\psi_0(d)$ и $\Phi(R)$ обусловлен тем, что при определенном соотношении между параметрами $\alpha = \gamma = \frac{3}{2}\lambda$ кластерная волновая функция ядра переходит в волновую функцию оболочечной модели с осцилляторным потенциалом. Параметры кластерной волновой функции α, γ , и λ находятся с помощью вариационного принципа по энергии связи ядра 6Li [2-3].

Пренебрегая кулоновским взаимодействием, амплитуда упругого рассеяния слабосвязанного ядра, состоящего из двух кластеров, можно записать в виде

$$f_1(\theta) = \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{\rho} e^{-i\vec{z}\vec{\rho}} I_{\psi\phi\phi}(\rho), \quad \chi = 2k \sin \frac{\theta}{2}, \quad (3)$$

$$I_{\psi\phi\phi}(\rho) = \frac{\langle \Psi_0 | \omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2 | \Psi_0 \rangle}{\langle \Psi_0 | \Psi_0 \rangle}. \quad (4)$$

Вычисление (4) значительно упрощается, если воспользоваться следующим соотношением для оператора \hat{O} симметричного по координатам нуклонов ядра [1 - 2]:

$$\langle \Psi_0 | \hat{O} | \Psi_0 \rangle = \langle \hat{A}\{\psi\chi\} | \hat{O} | \hat{A}\{\psi_0\chi\} \rangle = N! \langle \hat{A}\{\psi_0\chi\} | \hat{O} | \psi_0\chi \rangle = N! \langle \psi_0\chi | \hat{O} | \hat{A}\{\psi_0\chi_2\} \rangle. \quad (5)$$

В нашем случае оператор $\hat{O} \equiv \{\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2\}$ не является симметричным по координатам всех нуклонов падающего ядра, он симметричен лишь по координатам нуклонов в каждом кластере. Используя эти частичную симметрию среднее значение $\langle \Psi_0 | \hat{O} | \Psi_0 \rangle$ в этом случае можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle \Psi_0 | \hat{O} | \Psi_0 \rangle &= \langle \Psi_0 | \frac{N_1! N_2!}{N!} \sum_p \hat{O} | \Psi_0 \rangle = \langle \hat{A} \{ \psi_0 \chi \} | N_1! N_2! \sum_p \hat{O} \psi_0 \chi \rangle = \\ &= \psi_0 \chi | N_1! N_2! \sum_p \hat{O} | \hat{A} \{ \psi_0 \chi \} \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где N_1 и N_2 - число нуклонов соответственно в первом и втором кластерах ($N_1 + N_2 = N$), а суммирование производится по всем перестановкам нуклонов, входящих в разные кластеры. Однако использование формулы (6) приводит к громоздким выражениям и в то же время вносит незначительную поправку к результату, который получится, если наш оператор $(\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2)$ подставить в формулу (5). Чтобы воспользоваться формулой (5) для оператора $(\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2)$, мы должны были бы рассматривать дифракцию каждого нуклона налетающего ядра и тогда соответствующий дифракционный оператор был бы строго симметричным по координатам всех нуклонов. Но благодаря тому, что нуклоны группируются в кластеры не будет большой ошибкой погрешности, если формулу (5) применить для дифракционного оператора $\{\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2\}$ где множители ω_1 и ω_2 относятся кластерам.

Заметим, что дифракционный оператор $(\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2)$ не зависит от спиновых и изоспиновых координат, и считая этот оператор симметричным относительно координат отдельных нуклонов, числитель выражения (4) можно представить в виде

$$\langle \Psi_0 | \omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2 | \Psi \rangle = 6! \int (\psi_0 - 2\psi_1 + \psi_2)^* \{\omega_1 + \omega_2 - \omega_1\omega_2\} \psi_0 d\tau, \quad (7)$$

где функции ψ_1 и ψ_2 получаются из пространственной функции ψ_0 в результате обмена соответственно одним и двумя нуклонами между кластерами.

Выбрав в качестве волновой функции относительного движения кластеров

$$\varphi_0(z) = \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right)^{3/4} e^{-\lambda z^2}, \quad (8)$$

функции $I_{\text{эфф}}^{\rho}$ нетрудно найти в явном виде

$$I_{\text{эфф}}^{\rho} = \frac{I(\rho) - 2C_1(\rho) + C_2 I_2(\rho)}{1 - 2C_1 + C_2}, \quad (9)$$

где функция

$$I(\xi) = 1 - \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \exp \left[-2\lambda R^2 \frac{(1+\beta)}{\beta^2} \left(\sqrt{1-\xi \sin^2 \varphi} - \xi \cos \varphi \right)^2 \right], \quad (10)$$

зависящая от параметра λ , а функции $I_1(\rho)$ и $I_2(\rho)$ получаются из $I(\rho)$ при замене в ней параметра λ соответственно на λ_1 и λ_2 . Эти параметры, а также постоянные C_1 и C_2 выражаются через α, γ , и λ следующим образом

$$\lambda_i = \frac{p_i}{3} - \frac{q_i^2}{12p_i}, C_i = 2\sqrt[3]{2} \left[\frac{\alpha\gamma\lambda}{2p_i\lambda_i(2\alpha+3\gamma)} \right]^{3/4}, i = 1, 2,$$

$$p_1 = \frac{3}{2}\lambda + \frac{3\alpha^2 + 11\alpha\gamma + 3\gamma^2}{3(2\alpha+3\gamma)}, q_1 = \frac{6\alpha^2 + 4\alpha\gamma + 6\gamma^2}{3(2\alpha+3\gamma)}, p_2 = \frac{3}{2}\lambda + \frac{5}{3}\alpha, q_2 = \frac{8}{5}\alpha.$$
(11)

С помощью формулы (9) можно найти интегральные сечения дифракционного взаимодействия ядра 6Li - \sum_t^i, \sum_e^i , а также угловое распределение упруго рассеянных ядер с учетом обмена нуклонами между кластерами.

$$\sum_t^i = \frac{\sigma_t^i}{\pi R^2} = 4 \int_0^\infty d\zeta \zeta I_{\rightarrow\phi\phi}(\zeta), \quad (12)$$

$$\sum_e^i = \frac{\sigma_e^i}{\pi R^2} = 2 \int_0^\infty d\zeta \zeta I_{\rightarrow\phi\phi}^2(\zeta), \quad (13)$$

$$\sum_d^i = \frac{\sigma_d^i}{\pi R^2} = 2 \int_0^\infty d\zeta \zeta I_{\rightarrow\phi\phi} \{1 - I_{\rightarrow\phi\phi}(\zeta)\}, \quad (14)$$

$$\frac{d\sigma^i(\vartheta)}{\pi R^2} = \left(\frac{kR}{\pi} \right)^2 \left| \int_0^\infty d\zeta \zeta J_0 \left(2kR \sin \frac{\vartheta}{2} \zeta \right) I_{\rightarrow\phi\phi}(\zeta) \right|^2 \quad (15)$$

На рис.1 приведены интегральные сечения \sum_t^i, \sum_e^i , и \sum_d^i в зависимости от величины параметра p вычисленные с помощью (12) – (14) (численные значения параметров α и γ взаймстваны из работы [2-3]). Для сравнения на том же рисунке пунктиром представлены сечения, найденные в пренебрежении эффектом тождественности нуклонов. Мы видим, что учет тождественности нуклонов, проявляющейся в антисимметризации волновой функции, приводит к несущественным поправкам в сечениях дифракционных процессов. Как показано в работах [5-7] в случае нуклоновского расщепления ядра 6Li такая поправка составляет 2 – 3%.

Если в (7) пренебречь членом $\omega_1\omega_2$ (импульсное приближение), то сечение можно найти в явном виде. Для полного сечения всех процессов вместо (12) будем иметь

$$\frac{\sigma_{имп}}{\pi R^2} = \frac{1}{1+C_1+C_2} \left\{ 1 - C_1 \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^{3/2} + C_2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_2} \right)^{3/2} \right\} \quad (16)$$

Для углового распределения упругого рассеяния ядер 6Li в этом случае получим формулу

$$\sigma_e^{umn}(\theta) = k^2 R^4 \frac{J_1^2(\chi R)}{\chi(1 - 2C_1 + C_2)} \times \left[I^{-\chi^2/72\lambda} + I^{-\chi^2/18\lambda} - 2C_1 \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^{3/2} \left(I^{-\chi^2/72\lambda_1} + I^{-\chi^2/18\lambda_1} \right) + C_2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_2} \right)^{3/2} \left(I^{-\chi^2/72\lambda_2} + I^{-\chi^2/18\lambda_2} \right) \right] \quad (17)$$

Аналогичным образом можно получить и сечение дифракционного расщепление ядра ${}^6\text{Li}$, но из-за громоздкости выражения приводить его здесь не будем. На рисунке 2 приведено угловое распределение при упругом рассеянии ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией 63 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, рассчитанное по формуле (15). Использовано значение параметра $p = 1,37$, найденное по экспериментальному значению σ_d при $R = 5,1 \cdot 10^{13}$ см. На рис.2 пунктиром изображено угловое распределение при упругом в импульсном приближении, которое получим, пренебрегая в (4) произведением $\omega_1 \omega_2$, учитывающим одновременное рассеяние. Отметим, что хотя величина p , определяемая по сечению расщепления σ_d , чувствительна к выбору волновой функции относительного движения кластеров $\Phi_0(r)$, тем не менее возможность согласования рассчитываемого (для соответствующего значения параметра p) углового распределения с экспериментальными данными может рассматриваться как непосредственное подтверждение правильности дифракционной картины взаимодействия легких кластерных ядер [7].

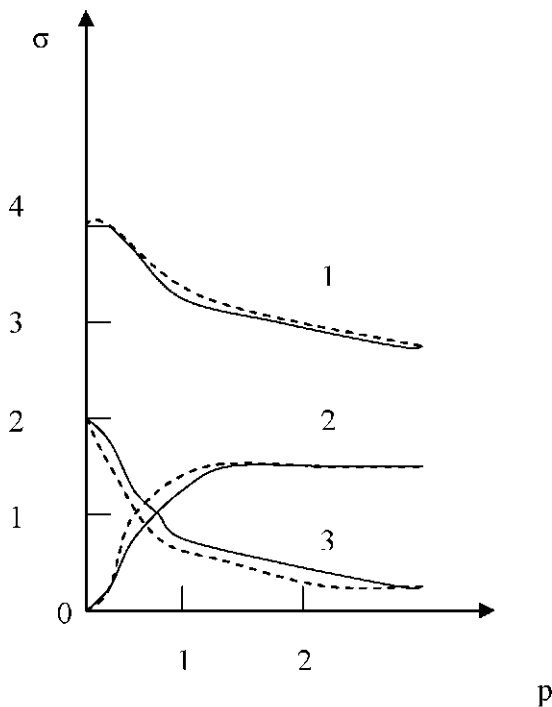
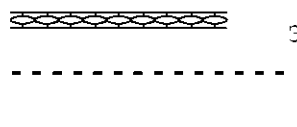
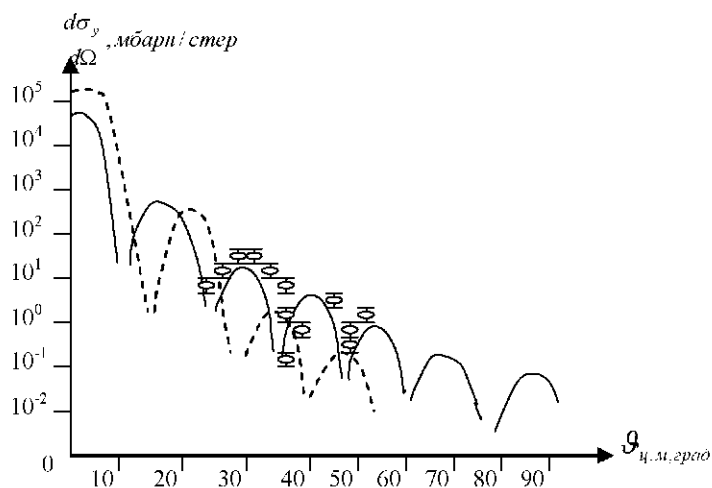


Рис.1. Сравнение расчетных интегральных сечений дифракционного взаимодействия кластерного ядра ${}^6\text{Li}$ без учета (---) и с учетом обмена нуклонами между кластерами (—): 1 — \sum_t и \sum_t' ; 2 — \sum_e и \sum_e' ; 3 — \sum_d и \sum_d' . Расчет по формулам (12) - (14)

Рис.2. Угловое распределение упруго рассеянных ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией 63 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$


 экспериментальные данные;
 импульсное приближение;
 расчет по формуле (15).



Литература

1. А. Т. Ситенко, Е. И. Исмаев, В. К. Тартаковский // Ядерная физика. Том 5, вып. 3. 1967. 655 – 669.
2. Е. И. Исмаев, Дифракционное рассеяние легких ядер на ядрах, Изд-во «ФАН». 1974. 142 с.
3. Е. И. Исмаев, Теория дифракционных процессов, Изд-во «ФАН». 1978. 176 с.
4. Е. И. Исмаев, К. А. Кутербеков, Ш. Х. Джураев, Упругие и неупруги дифракционные взаимодействия адронов и ядер при низких, средних, промежуточных и высоких энергиях, Изд-во ИЯФ НЯЦ РК, 2002. 314 с.
5. А. Т. Ситенко, Е. И. Исмаев, В. К. Тартаковский и др., Теория ядра и ядерных реакций, т. 2. Изд-во «Nobel». Актобе. 2003. 298 с.
6. Е. И. Исмаев, К. А. Кутербеков, Б. О. Сарсенбаев, Укр. Физ. Журн., т 52. №1. 2007. 736-743 с.
7. Е. И. Исмаев, К. А. Кутербеков, Б. О. Сарсенбаев, К. В. Цхай и др., Тезисы 6-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика», 2007. Алматы. 141-142 с.

Аннотация

В работе рассмотрено дифракционное взаимодействие слабосвязанных легких ядер, имеющих кластерную структуру, с ядрами. Найдены зависимости интегральных сечений от соотношения между радиусом кластерного ядра и радиусом области взаимодействия, при этом учтено обмен нуклонами между кластерами. Определены угловые распределения ядер ${}^6\text{Li}$ при упругом рассеянии на ядрах ${}^{12}\text{C}$.