

Б.А. Прмантаева
Учет D-волны в волновой функции ядра Li^6 при вычислении амплитуды
упругого pLi^6 рассеяния

(Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г.Астана)

Проведен расчет динамической характеристики — дифференциального сечения рассеяния протонов на ядре Li^6 с учетом малой компоненты ВФ — D-волны. В рамках дифракционной теории Глаубера получены дифференциальные сечения упругого и неупругого pLi^6 -рассеяния при промежуточных энергиях от сотен МэВ до десятков ГэВ.

В литературе часто отмечается особая привлекательность ядра Li^6 : из-за сравнительно небольшого числа нуклонов это ядро служит как бы полигоном для построения различных модельных волновых функций (ВФ), которые, с одной стороны чувствительны к многочастичным ядерным корреляциям, с другой — позволяют с хорошей точностью рассчитать такую систему.

Мы используем динамические ВФ ядра Li^6 в αp -модели, рассчитанные в [1, 2]. В настоящей работе используются две разные версии ВФ в потенциальной динамической модели: более ранняя версия 1982 г. [1] — модель 1 и усовершенствованная версия 1993 г. [2] — модель 2. Обе модели основаны на парных, микроскопически обоснованных потенциалах межкластерного взаимодействия, воспроизводящих фазовые сдвиги и имеющих глубоколежащие связанные состояния, запрещенные принципом Паули по относительному движению кластеров. Принцип Паули в потенциальной динамической модели учитывается приближенно, путем замены антисимметризации полной ВФ по всем нуклонам ядра на ортогональность трех ВФ к запрещенным состояниям по каждой паре кластеров.

С целью проверки найденных ВФ в работах [1, 2] рассчитаны различные наблюдаемые величины для ядер с $A=6$, включая статические характеристики Li^6 и все его измеренные к настоящему времени электромагнитные формфакторы. Рассчитанные величины хорошо согласуются с экспериментальными данными, за исключением небольшого квадрупольного момента Li^6 , который не воспроизводится в обеих версиях модели.

Целью настоящей работы является расчет динамической характеристики — дифференциального сечения рассеяния протонов на ядре Li^6 с учетом малой компоненты ВФ — D-волны. Расчет ДС проведен в рамках дифракционной теории Глаубера, которая хорошо описывает процессы упругого и неупругого рассеяния при промежуточных энергиях от сотен МэВ до десятков ГэВ.

1. Волновая функция ядра Li^6 в αp -модели

Обоснованием αp -кластерному строению ядра Li^6 является большая энергия связи α -частицы ($E_{св.} = 19.815$ МэВ), малая энергия связи в канале αd ($E_{св.} = 1.47$ МэВ) и то, что оставшиеся два нуклона могут находиться как в связанном в дейтрон состоянии, так и в несвязанном. Эти функции, рассчитанные в [1] апробированы в расчетах различных наблюдаемых величин для ядер с $A = 6$, включая статические характеристики Li^6 и все его измеренные к настоящему времени электромагнитные формфакторы.

Потенциалы αN - и NN -взаимодействия, используемые в расчете (см. табл.1), выбирались таким образом, чтобы описать энергию связи и энергетический спектр низколежащих возбужденных состояний ядра Li^6 .

Конфигурация волновой функции определяется квантовыми числами l, L, S, λ , где l — угловой момент относительного движения α -частицы и центра масс двух нуклонов, λ — угловой момент относительного движения двух нуклонов, L и S - полные орбитальный и спиновый моменты ядра J, M_J — полный угловой момент и его проекция (см. Рис.1). Для ядра Li^6 волновая функция с учетом парциального разложения примет вид:

$$\Psi^{JM^J} = \Phi_{\alpha}(r_{\mu}) \sum_{l,L,S,\lambda} \Psi_{LS}^{\lambda} \quad (1)$$

где

$$\Phi_{\alpha}(r_{\nu}) = \frac{1}{W} \left\{ \exp \left[-\frac{\gamma}{2} \sum_{\nu=1}^4 (r_{\nu} - R_{\alpha})^2 \right] + c \sum_{\nu=1}^4 \exp \left[-\frac{\gamma}{2} \sum_{\nu \neq q} (r_{\nu} - R_{\alpha})^2 - \frac{\mu}{2} (r_q - R_{\alpha})^2 \right] \right\} \quad (2)$$

В качестве волновой функции основного состояния ядра He^4 используется как обычная однопараметрическая гауссова функция с размерным параметром, соответствующим среднеквадратичному радиусу α -частицы 1.67 фм (для нее $\frac{1}{W} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\gamma}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}}$, $\gamma = 0.582 \text{ фм}^{-2}$, $c = 0$), так и "реалистическая" функция, хорошо описывающая также α -частичный формфактор вплоть до импульса $q \approx 4.5 \text{ фм}^{-2}$. (Для нее $\gamma = 0.59745 \text{ фм}^{-2}$, $\mu = 13.11 \text{ фм}^{-2}$, $c = -0.98031$).

Для волновой функции основного состояния $J^{\pi} = 1^{+}$ доминирующий вклад в парциальное разложение дают две конфигурации: $\lambda = 2$, $l = 0$, $L = 2$, $S = 1$. Суммарный вес остальных компонент не превышает нескольких процентов.

$$\sum_{LS\lambda} \Psi_{LS}^{\lambda} = \Psi_{L=S}^{(00)} + \Psi_{L=D}^{(20)}, \quad (3)$$

где

$$\Psi_S^{(00)} = \frac{1}{4} \sum_{i,j} C_{i,j}^{(00)} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2) \chi_{lM_s}, \quad (4)$$

$$\Psi_D^{(20)} = \sum_{M_L M_S} \langle 2M_L l M_S | l M_J \rangle r^2 Y_{2M_L}(r) Y_{00}(R) \chi_{lM_s} \sum_{i',j'} C_{i',j'}^{(20)} \exp(-\alpha_{i'} r^2 - \beta_{j'} R^2), \quad (5)$$

где χ_{lM_s} — спиновая функция двух нуклонов, $r = r_5 - r_6$ — радиус-вектор относительного движения нуклонов, составляющих дейтрон, $R = R_{\alpha} - R_d$ — радиус-вектор относительного αd -движения, r_{ν} — координаты нуклонов, составляющих α -частицу.

Как следует из табл.1, для основного состояния Li^6 в обеих волновых функциях доминирующий вклад дает S-волна (>90%), а D-волна является лишь малой добавкой (от 3 до 7% в расчетах с разными потенциалами взаимодействия), причем особенно интересным представляется выяснение зависимости сечения от величины ее вклада. Для возбужденного же состояния ядра Li^6 оба состояния Ψ^{02} и Ψ^{20} дают сравнимые по порядку величин вклады, первый из них (74%) лишь в 3 раза превышает второй (22-25%). Сравнение рассчитанных величин с экспериментальными показывает, что только квадрупольный момент не согласуется с экспериментом. Эта несогласованность указывает на то, что модель не учитывает каких-то физических свойств системы, определяющих распределение заряда в ядре Li^6 , от которых зависит квадрупольный момент.

Таблица 1. Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации, их веса для основного состояния ядра Li^6 , среднеквадратичный зарядовый радиус r_{ch} , квадрупольный Q и магнитный μ моменты Li^6

Потенциал	Модель1	Модель2
$\alpha+N$	потенциал Сака-Биденхарна-Брейта (SBB)	потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов
$N+N$	потенциал Рейда с мягким кором	
Конфигурация $\lambda \quad l$	Вес конфигурации	
L S		
0 0 0 1	0.955	0.900
0 2 1	0.034	0.070
$r_{ch}(r_{ch.})$, фм	2.3(2.56(5))	
Q (Q), мб	2.4(-0.8)	
$\mu (\mu, \mu_0)$	0.832 (0.822)	

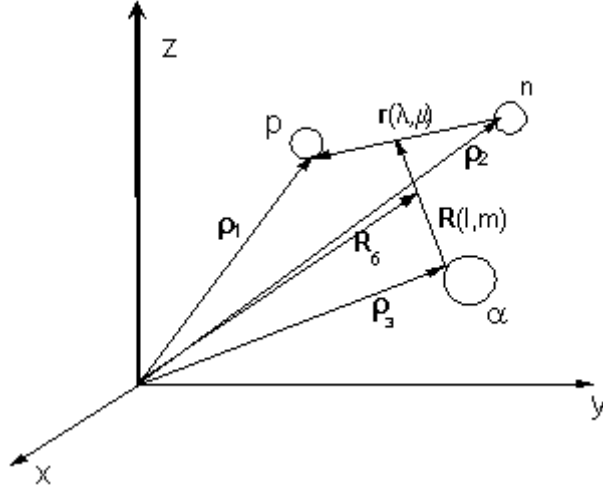


Рис.1 Схема ядра Li^6 . ρ_1, ρ_2, ρ_3 — одночастичные координаты нуклонов, R, r — координаты Якоби.

2. Координаты Якоби. Оператор Ω в координатах Якоби

Для ядра Li^6 одночастичные $\{r_1, r_2, \dots\}$ -координаты и координаты Якоби показаны на рис.1. Координаты Якоби выражаются через одночастичные следующим образом:

$$r = r_5 - r_6, R_d = \frac{1}{2}(r_5 + r_6), R_\alpha = \frac{1}{4} \sum_{\mu=1}^4 r_\mu, R = R_\alpha - R_d = \frac{1}{4} \sum_{\mu=1}^4 r_\mu - \frac{1}{2}(r_5 + r_6) \quad (6)$$

$$R_6 = \frac{1}{6} \sum_{\nu=1}^6 r_\nu = \frac{1}{6} \left\{ \sum_{\mu=1}^4 r_\mu + \left(\frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^4 r_\mu - 2R \right) \right\} = \frac{1}{4} \sum_{\mu=1}^4 r_\mu - \frac{1}{3}R \quad (7)$$

С другой стороны,

$$R_6 = \frac{1}{6}(4R_\alpha + 2R_d) = \frac{2}{3}(R_\alpha + \frac{1}{2}R_d) \quad (8)$$

Учитывая $\delta(R_6)$ в матричном элементе, получим следующую связь переменных:

$$R_\alpha = -\frac{R_d}{2}, R_\alpha = \frac{R}{3}, R = -\frac{3}{2}R_d. \quad (9)$$

Из (6) следует:

$$r_5 = (R_\alpha - R) + \frac{r}{2}, r_6 = (R_\alpha - R) - \frac{r}{2}. \quad (10)$$

Подставив в (10) значения (9), получим:

$$r_5 = R_d + \frac{r}{2}, r_6 = R_d - \frac{r}{2} \quad (11)$$

В соответствии с записью ВФ Li^6 в $\alpha n p$ -модели, запишем оператор многократного рассеяния в следующем виде:

$$\Omega = \Omega_d + \Omega_\alpha - \Omega_d \Omega_\alpha, \quad (12)$$

где Ω_d — оператор рассеяния на нуклонах, составляющих d, Ω_α — оператор рассеяния на α -частице, $\Omega_d \Omega_\alpha$ — оператор двукратного рассеяния на d- и α -частице. Перепишем все операторы в координатах Якоби.

$$\Omega_d = \omega_1(\rho - \rho_5) + \omega_2(\rho - \rho_6) - \omega_1 \omega_2 \quad (13)$$

Здесь ρ_5 и ρ_6 — двумерные координаты нуклонов, составляющих d: $r_5(\rho_5, z_5), r_6(\rho_6, z_5)$. Подставив в профильную функцию

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2\pi i k} \int dq \cdot \exp(-iq\rho) \cdot f_{xN}(q). \quad (14)$$

амплитуду $f_{xN}(q)$:

$$f_{xN}^c = \frac{k\sigma_{xN}}{4\pi}(i + \epsilon_{xN}^c) \exp\left(-\frac{\beta_{xN}^c q^2}{2}\right),$$

проинтегрируем ее по dq :

$$\begin{aligned} \omega(\rho - \rho_j) &= \frac{1}{2\pi ik} \int dq e^{iq(\rho - \rho_j)} f_{xN}(q) = \frac{1}{2\pi ik} \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \epsilon) \int e^{\frac{-\beta_j q^2}{2(-iq(\rho - \rho_j))}} dq = \\ &= \frac{1}{2\pi i} \frac{\sigma_N}{4\pi} (i + \epsilon_N) \frac{2\pi}{\beta_N} \exp\left(-\frac{(\rho - \rho_j)^2}{2\beta_j}\right) \end{aligned}$$

Получили:

$$\omega(\rho - \rho_j) = F_N \exp(-\lambda_N(\rho - \rho_j)^2), \quad (15)$$

где

$$F_N = \frac{\sigma_N}{4\pi\beta_N} (1 - i\epsilon_N), \quad \lambda = \frac{1}{2\beta_N} \quad (16)$$

Индексы $j, N-5(p), 6(n)$ указывают на то, что рассеяние может происходить как на p , так и на p .

Подставив (15) в (13), после некоторых преобразований получим:

$$\begin{aligned} \Omega_d &= F_p \exp(-\lambda_p(\rho - \rho_5)^2) + F_n \exp(-\lambda_n(\rho - \rho_6)^2) - F_p F_n \exp(-\lambda_p(\rho - \rho_5)^2 - \\ &- \lambda_n(\rho - \rho_6)^2) = \sum_{m=1}^3 g_m \exp(-c_m \rho^2 - d_m \rho_d^2 - e_m \rho_\gamma^2 + f_m \rho_d \rho_\gamma + h_m \rho \rho_d + k_m \rho \rho_\gamma) \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь суммирование по m определяет кратность рассеяния на d -кластере: $m = 1, 2$ — однократные соударения, $m = 3$ — двукратные. Коэффициенты: $g_m = (F_p, F_n, -F_{pn})$, $c_m = (\lambda_p, \lambda_n, \lambda_p + \lambda_n) \dots$ и т.д., представляют собой матрицы из коэффициентов λ_p, λ_n .

Оператор Ω_α получим аналогично:

$$\Omega_\alpha = G \exp\left(-\lambda_\alpha \left(\rho + \frac{\rho_d}{2}\right)^2\right) = G \exp\left(-\lambda_\alpha \rho^2 - \frac{\lambda_\alpha}{4} \rho_d^2 - \lambda_\alpha \rho \rho_d\right) \quad (18)$$

Запишем произведение $\Omega_d \Omega_\alpha$:

$$\Omega_d \Omega_\alpha = G \sum_{m=1}^3 g_m (-c_{m\lambda} \rho^2 - d_{m\lambda} \rho_d^2 - e_{m\lambda} \rho_\gamma^2 + f_{m\lambda} \rho_d \rho_\gamma + h_{m\lambda} \rho \rho_d + k_{m\lambda} \rho \rho_\gamma), \quad (19)$$

где $c_{m\lambda} = c_m + \lambda_\alpha$; $d_{m\lambda} = d_m + \frac{\lambda_\alpha}{4}$; $h_{m\lambda} = h_m - \lambda_\alpha$.

В новых переменных (r, R_d) ВФ для S -волны Li^6 (4) запишется:

$$\Psi_s^{(00)} = \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j} C_{ij}^{00} \exp\left(-\alpha_i r^2 - \frac{9}{4} \beta_j R_d^2\right) \Phi_\alpha(r_\mu), \quad (20)$$

где ВФ α -частицы (см. формулу (2)):

$$\Phi_\alpha(r_\mu) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\gamma}{\pi}\right)^{94} \exp\left(-\frac{\gamma}{2} \sum_{\mu=1}^4 (r_\mu - R_\alpha)^2\right) \quad (21)$$

3. Вычисление амплитуды pLi^6 -рассеяния с учетом S - и D -волн в волновой функции Li^6

Амплитуда рассеяния в дифракционной теории записывается следующим образом [2]:

$$M_{if}(q) = \frac{ik}{2\pi} (2\pi)^3 \int d\rho' \exp(iq\rho') \langle \Psi_f | \Omega | \Psi_i \rangle \delta(R_A).$$

Подставив в нее волновые функции, получим:

$$M_{if} = ikC \sum_{ij'j'} C_{ij} C'_{i'j'} \int d\rho d r d R_d \prod_{\mu=1}^4 dr_{\mu} \delta(R_6) \Omega \cdot \exp \left[iqp - \alpha r^2 - \beta R_d^2 - \gamma \sum_{\mu=1}^4 \left(r_{\mu} + \frac{R_d}{2} \right)^2 \right], \quad (22)$$

где $\alpha = \alpha_t + \alpha'_t$, $\beta = \frac{9}{4}(\beta_j + \beta'_j)$.

В коэффициент С собраны все константы.

Запишем $\delta(R_6)$ как Фурье-образ в импульсном р-представлении:

$$\delta(R_6) = \left(\frac{3}{2} \right)^3 \delta \left(R_{\alpha} + \frac{R_d}{2} \right) = \left(\frac{3}{2} \right)^3 \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\rho \exp \left[\left(\sum \frac{r_{\mu}}{4} + \frac{R_d}{2} \right) i\rho \right] \quad (23)$$

Раскроем последний член в показателе экспоненты в формуле (22):

$$-\gamma \sum_{\mu=1}^4 \left(r_{\mu} + \frac{R_d}{2} \right)^2 = -\gamma \sum_{\mu=1}^4 \left(r_{\mu}^2 + \frac{R_d^2}{4} + r_{\mu} R_d \right) = -\gamma \sum_{\mu=1}^4 (r_{\mu}^2 + r_{\mu} R_d) - \gamma R_d^2. \quad (24)$$

Подставив (23) и (24) в (22), получим следующее выражение:

$$M_{if} = C_1 \int d\rho d r d R_d \prod_{\mu=1}^4 dr_{\mu} \Omega \cdot \exp \left[iqp - \alpha r^2 - \beta R_d^2 - \gamma R_d^2 - \gamma \sum_{\mu=1}^4 (r_{\mu}^2 + R_d r_{\mu}) + i\rho \left(\sum \frac{r_{\mu}}{4} + \frac{R_d}{2} \right) \right], \quad (25)$$

где

$$C_1 = C \left(\frac{3}{2} \right)^3 \frac{1}{(2\pi)^3} ik \sum_{ij'j'} C_{ij}^{(00)} C'_{i'j'}^{(00)}.$$

Оператор Ω (12), состоящий из трех членов (17), (18) и (19), от r_{μ} не зависит, поэтому (25) можно проинтегрировать по $\prod dr_{\mu}$. Соберем члены, зависящие от r_{μ} :

$$\begin{aligned} & \prod_{\mu=1}^4 \int dr_{\mu} \exp \left(-\gamma \sum_{\mu=1}^4 (r_{\mu} + R_d r_{\mu}) + i\rho \sum \frac{r_{\mu}}{4} \right) = \\ & = \prod \int dr_{\mu} \exp \left(-\gamma \sum (r_{\mu}^2 + \left(\frac{i\rho}{4} - \gamma R_d \right) \sum r_{\mu}) \right) = \\ & = \left\{ \left(\frac{\pi}{\gamma} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[\frac{\left(\frac{i\rho}{4} - \gamma R_d \right)^2}{4\gamma} \right] \right\}^4 = \left(\frac{\pi}{\gamma} \right)^6 \exp \left(\frac{-\frac{\rho^2}{16} + \gamma^2 R_d^2 - \frac{i\rho}{2} \gamma R_d}{4\gamma} \right) = \\ & = \left(\frac{\pi}{6} \right)^6 \exp \left(-\frac{\rho^2}{16\gamma} + \gamma R_d^2 - \frac{i\rho}{2} R_d \right) \end{aligned} \quad (26)$$

Подставив результат в (25) увидим, что два последних члена сократятся; останется:

$$M_{if} = C_2 \int d\rho d\rho d r d R_d \Omega \exp \left[i q \rho - \alpha r^2 - \beta R_d^2 - \frac{p^2}{16\gamma} \right]. \quad (27)$$

Теперь можно проинтегрировать по $d\rho$:

$$\int d\rho \exp \left(-\frac{p^2}{16\gamma} \right) = (\pi 16\gamma)^{\frac{3}{2}}. \quad (28)$$

Подставим в (28) оператор Ω (12):

$$M_{if} = C_2 \int d\rho d r d R_d (\Omega_d + \Omega_\alpha - \Omega_d \Omega_\alpha) \exp [i q \rho - \alpha r^2 - \beta R_d^2]$$

здесь $C_2 = C_1 \left(\frac{\pi}{\gamma}\right)^6 (\pi 16\gamma)^{\frac{3}{2}}$ Запишем матричный элемент в следующем виде, выделив в нем слагаемые, зависящие от рассеяния на каждом кластере:

$$M_{if} = C_2 [M_1(\Omega_d) + M_2(\Omega_\alpha) - M_3(\Omega_d \Omega_\alpha)]. \quad (29)$$

где

$$M_1(\Omega_d) = \sum_m g_m \int d\rho d r d R_d \exp(-c_m \rho^2 - d_m \rho_d^2 - l_m \rho_\gamma^2 + f_m \rho_d \rho_r + h_m \rho_d \rho + k_m \rho \rho_\gamma) \cdot \exp(i q \rho - \alpha r^2 - \beta R_d^2), \quad (30)$$

$$M_2(\Omega_\alpha) = G \int d\rho d r d R_d \exp(-\lambda_\alpha \rho^2 - \frac{\lambda_\alpha}{4} \rho_d^2 - \lambda_\alpha \rho_d \rho) \exp(i q \rho - \alpha r^2 - \beta R_d^2) \quad (31)$$

$$M_3(\Omega_d \Omega_\alpha) = \sum_m g_m \int d\rho d r d R_d \exp(-c_m \rho^2 - d_m \rho_d^2 - l_m \rho_\gamma^2 + f_m \rho_d \rho_r + h_m \rho_d \rho + k_m \rho \rho_\gamma) \cdot \exp(i q \rho - \alpha r^2 - \beta R_d^2), \quad (32)$$

поскольку $\rho\{x, y\}$ и z -проекции векторов входят в эти выражения несимметрично, удобно интегрирование провести в цилиндрической системе координат, выделив продольную z и поперечную ρ составляющие. Причем продольные составляющие во всех интегралах одинаковы. Тогда:

$$M_1(\Omega_d) = I_1(\Omega_d) I_z, M_2(\Omega_\alpha) = I_2(\Omega_\alpha) I_z, M_3(\Omega_d \Omega_\alpha) = I_3(\Omega_d \Omega_\alpha) I_z, \quad (33)$$

$$I_z = \int d r_z d R_z \exp(-\alpha r_z^2 - \beta R_z^2) = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}. \quad (34)$$

Интегрирование по двумерным векторам ρ_1, ρ_2, ρ_3 проводится по следующей формуле [3]:

$$J(q) = \int d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 d^2 \rho_3 \exp[-c \rho_1^2 - e \rho_2^2 - d \rho_3^2 + k \rho_1 \rho_2 + n \rho_1 \rho_3 + f \rho_2 \rho_3 + i q \rho_1] = \frac{\pi}{\Delta} \exp\left(-\frac{\tau}{\Delta}\right).$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} c & -\frac{k}{2} & -\frac{n}{2} \\ -\frac{k}{2} & e & -\frac{f}{2} \\ -\frac{n}{2} & -\frac{f}{2} & d \end{vmatrix}$$

$$\tau = \begin{vmatrix} c - \frac{k}{2} & -\frac{n}{2} & -\frac{iq}{2} & \\ -\frac{k}{2} & e & -\frac{f}{2} & 0 \\ -\frac{n}{2} & -\frac{f}{2} & d & 0 \\ -\frac{iq}{2} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Дальнейшие вычисления тривиальны.

Волновую функцию ядра Li^6 с учетом D-волны запишем (5):

$$\sum_{\lambda l} \Psi_{LS}^{(\lambda l)} = P_1 \Psi_{L=S}^{(00)} + P_2 \Psi_{L=D}^{(20)}, \quad (35)$$

где $\Psi_{L=D}^{(20)}$ — формула (20), P_1, P_2 — веса ВФ Li^6 , для двух моделей ВФ они приведены в табл.1
Записав $\Psi_{L=D}^{(20)}$ в координатах $\{r, R_d\}$, получим :

$$\Psi_D^{(20)} = \Phi(r, \mu) \sum_{\mu, M_S} \langle 2\mu l M_S | l M_J \rangle Y_{2\mu}(\hat{r}) Y_{00}(\hat{R}) \chi_{l M_S} \sum_{kn} C_{kn}^{(20)} r^2 \exp(-\alpha_k r^2 - \frac{9}{4} \beta'_n R_d^2) \quad (36)$$

С учетом (35) матричный элемент $M_{if}(q)$ символически запишем:

$$\begin{aligned} M_{if}(q) &= \langle P_1 \Psi_S + P_2 \Psi_D | \Omega | P_1 \Psi_S + P_2 \Psi_D \rangle = \\ &= P_1^2 \langle \Psi_S | \Omega | \Psi_S \rangle + P_1 P_2 (\langle \Psi_S | \Omega | \Psi_D \rangle + \langle \Psi_D | \Omega | \Psi_S \rangle) + P_2^2 \langle \Psi_D | \Omega | \Psi_D \rangle \end{aligned} \quad (37)$$

Оператор Ω здесь тот же, что в (12). Первый член этого равенства мы уже вычислили, последний член учитывать не будем, т.к. вес его P_2^2 слишком мал(см табл.1).

Запишем матричный элемент:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_D | \Omega | \Psi_S \rangle &= \sum_{\mu, M_S} \langle 2\mu l M_S | l M \rangle Y_{2\mu}(\hat{r}) Y_{00}(\hat{R}) \chi_{l M_S} \Phi'_\alpha \sum_{kn} C_{kn}^{(20)} r^2 \cdot \\ &\cdot \exp(-\alpha_k^3 r^2 - \frac{9}{4} \beta_{nn}^3 R^2) |\Omega| Y_{00}(\hat{r}) Y_{00}(\hat{R}) \chi_{l M_S} \Phi_\alpha \sum_{ij} C_{ij}^{(00)} \exp(-\alpha_k r^2 - \beta_j^3 R^2) \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь $Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$; $\langle \chi_{l M_s} | \chi_{l M} = \delta_{M M_s} \rangle$.

Просуммировав спин-угловую часть по проекциям моментов, получим:

$$\sum_{\mu, M_S} \langle 2\mu l M_S | l M_J \rangle Y_{2\mu}(\hat{r}) = \sqrt{\frac{3}{2}} Y_{20}(\hat{r}) + 2\sqrt{\frac{3}{5}} Y_{22}(\hat{r}).$$

Записав потом $r^2 Y_{20}$ и $r^2 Y_{22}$ через полиномы, получим интегралы, аналогичные тем, которые вычислялись. Дальнейшие вычисления матричного элемента (38) проводятся по вышеизложенной схеме.

4. Дифференциальное сечение $p\text{Li}^6$ -рассеяния

Дифференциальное сечение есть квадрат модуля амплитуды рассеяния (37):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |P_1^2 \langle \Psi_S | \Omega | \Psi_S \rangle|^2 + |2P_1 P_2 \langle \Psi_D | \Omega | \Psi_S \rangle|^2 + |P_2 \langle \Psi_D | \Omega | \Psi_D \rangle|^2. \quad (39)$$

Первый член этой формулы определяет ДС с учетом S-волны в ВФ Li^6 второй — D-волны, их сумма даст учет обеих компонент ВФ. Последний член учитывать не будем, т.к. вес его слишком мал. Таким образом, формула (39) позволяет учесть структуру ядра-мишени.

Вклад этих членов (точечная кривая — вклад первого слагаемого, пунктирная — вклад второго слагаемого) и их суммарный вклад в сечение (сплошная кривая) представлен на рисунке. Вклад последнего члена формулы на рисунке не показан, так как он на два порядка меньше суммы второго и третьего членов и на сечение практически не влияет. Хорошо видно, что дифференциальное сечение для парциальной D-волны при $\theta = 0^\circ$ на два порядка меньше, чем для S-волны. При $\theta = 0^\circ$ оператор $\Omega = 1$ и интегралы перекрывания волновых функций для S-волны на два порядка больше, чем для D-волны. Однако минимум в дифференциальном сечении у кривой 2 смещен по сравнению с кривой 1 в область меньших углов рассеяния на 10° , а второй максимум ее совпадает с минимумом кривой 1 и частично заполняет его в суммарной кривой 3. В этом примере видна важность учета малой компоненты волновой функции, поскольку она дает вклад в той области сечения, которая не заполнена основной компонентой, и учет ее улучшает согласие с экспериментальными данными.

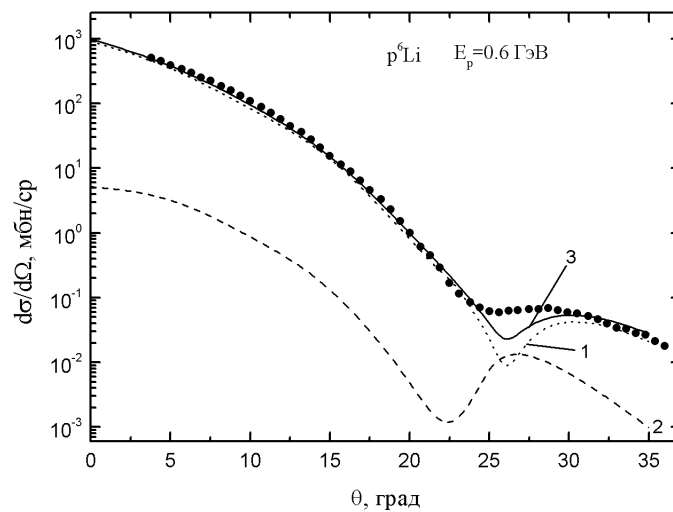


Рис. 2 Вклад в дифференциальное сечение разных компонент волновых функций для pLi^6 -рассеяния. Кривые 1 и 2 вклад S- и D-волн, кривая 3 — суммарная. Экспериментальные данные из [5].

Таким образом, выяснена важная роль малой D-компоненты в волновой функции ядра Li^6 : практически не давая вклада в сечение во всем диапазоне углов из-за малой абсолютной величины, она несколько увеличивает дифференциальное сечение как раз в той области, где вклад от основной компоненты достигает минимального значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Voronchev V.T., Krasnopolsky V.M. and Kukulin V.I. A variational study of the ground and excited states of light nuclei in a tree-body model on the complete basis // Journ.Phys. 1982. V.G8. P.649-666.
2. Ryzhikh G.G., Eramzhyan R.A., Kukulin V.I. and Tchuvil'sky Yu.M. Properties of a six-nucleon system in a multicluster dynamic model with antisymmetrization // Nucl.Phys. - 1993. -V. A563. - P. 247-259.
3. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Razikov Kh.D. et al. Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model // Nucl.Phys. - 1995. - V.A586. - P. 151-158.
4. Glauber R.G. High - energy collision theory // In: Lect. Theor. Phys. New York - London, Interscience. 1959.V.1. P.315-414.
5. В.В. Пилипенко, А.П. Созник // ЯФ. Т.44. 1986. С.369.

6. Bruge G. Scattering and reaction cross-sections measured at SPES I // Journ. de Phys. - 1979. - V.40. - P.635-652.

Прмантаева Б.А.

⁶Li ядросының D-толқында толқындық функциямен протонды серпімді шашыртудың амплитудасын есептеу

⁶Li ядросының D-толқында толқындық функциямен протонды шашыртудың динамикалық сипаттамасының есептелуі өңделген. Глаубердің дифракциялық теориясы аймағында рLi⁶-серпімді және серпімсіз шашырауының дифференциалдық қимасы — жүздеген МэВ-тен ондаған ГэВ-ке дейінгі аралық энергияда есептелген.

Prmantava B.A.

Taking into account the D-wave of the ⁶ Li nucleus wave function in the elastic p⁶ Li-scattering amplitude calculation

With the wave functions in D- wave for ⁶Li the dynamical characteristics of elastic and inelastic scattering of protons obtained. Within the Glauber diffraction theory the differential cross sections for elastic and inelastic scattering of protons at Li⁶ nucleus at intermade energy 100 MeV do 10 GeV.

*Поступила в редакцию 12.03.10
Рекомендована к печати 17.05.10*