

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГЛАУБЕРА – СИТЕНКО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ С ЛЕГКИМИ КЛАСТЕРНЫМИ ЯДРАМИ

БУТИНЧИНОВ Ж. Т., ИСМАТОВ Е.И., ЦХАЙ К.В., САРСЕНБАЕВ Б.О.,
ГИЛЬМАНОВ Е.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к реакциям передачи нуклонов, особенно в последнее время, связан главным образом с возможностью извлечения информации о многочастичных состояниях ядер, которая не может быть получена другим способом. Изучение реакций передачи двух и трех нуклонов может дать, например, сведения о характеристиках двухчастичных и трехчастичных состояниях ядер, о схеме ядерной связи и о потенциале остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия. Изучение реакций, в которых передается дейтрон, тритон и α -частица, может, кроме всего, прояснить ситуацию с ассоциированием в ядрах, в частности, вопрос о возможном существовании в ядрах дейтронных, тритонных и α -частичных состояний. Однако для того, чтобы понять, какого типа информация может быть получена в результате исследований той или иной реакции, нужно, прежде всего, установить ее механизм [1].

Передача пары нейтрон-протон наиболее широко исследовалась в реакциях (${}^3\text{He}, p$) и (α, d). Но за последние годы в связи с данными о кластерной структуре ядер уделяется внимание изучению реакций (${}^6\text{Li}, \alpha$), (${}^6\text{Li}, d$), (${}^7\text{Li}, t$), (${}^7\text{Li}, \alpha$) и др.

Ядра ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ имеют ярко выраженную кластерную структуру с очень малой энергией связи по отношению к развалу ядра лития на α -частицу и дейтрон, α -частицу и тритон. Можно ожидать, что при взаимодействии с другими ядрами ${}^6\text{Li}$ будет вести себя как дейтрон, т.е. одним из основных процессов явится реакция срыва, с той лишь разницей, что вместо передачи нуклонов ядру мишени произойдет передача дейтронной ассоциации. В этом случае в реакции (${}^6\text{Li}, \alpha$) должно происходить преимущественное возбуждение дейтронных состояний. Исследование дейтронных состояний с помощью других реакций, например (α, d), затруднено, во-первых, потому что в α -частице маловероятно существование готового дейтронного кластера, во-вторых неясен механизм передачи нейтрона протону [3-12].

Наиболее общий подход к описанию реакции передачи предлагает дисперсионная теория прямых ядерных реакций И. С. Шапиро [2]. Амплитуда реакции представляет как бесконечная сумма фейнмановских диаграмм, каждая из которых соответствует определенным механизмам. Пример такого разложения показан на рис. 1 для (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^6\text{Li}, \alpha$) - реакций на ядре ${}^{12}\text{C}$. Вклад каждой диаграммы в амплитуду определяется удалением особой точки от физической области и величинами соответствующих вершинных частей. Ближе всего к физической области режим полюсов - особых точек графиков, соответствующих передаче кластера как целого. Тем не менее, нельзя утверждать, что вклад других диаграмм мал, в некоторых случаях их сумма может превзойти вклад полюсной диаграммы, особенно в (${}^6\text{Li}, \alpha$) - и (${}^7\text{Li}, \alpha$) - реакциях, где простейшие неполюсные процессы соответствуют «возбуждению» дейтрона и тритона, имеющих небольшую энергию связи.

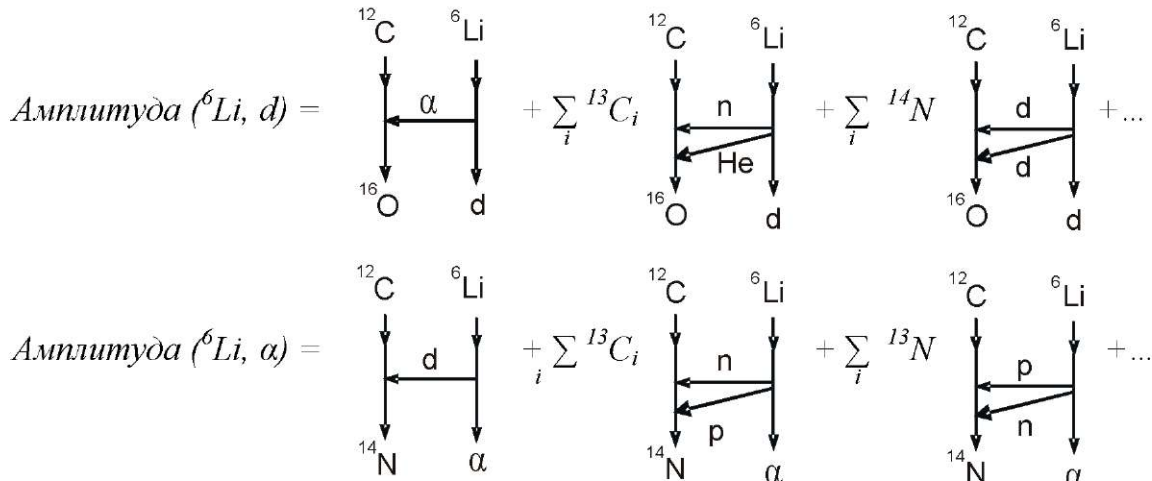


Рис. 1. Разложение амплитуд реакций ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$ по фейнмановским диаграммам дисперсионной теории ядерных реакций.

Из дисперсионной теории также следует ожидать большего значения полюсного механизма передачи кластера по сравнению с другими реакциями под действием тяжелых ионов. Это хорошо видно из сравнения различных реакций по положению своих полюсов $t_0=2m\varepsilon$ (m - масса передаваемой частицы, ε - энергии связи (в случае передачи нейтрона в реакции (d, p) $t_0=4,5$)).

Положение полюса t_0 (МэВ, а.с.м.) для различных реакций передачи:

Передача дейтрона	t_0	Передача тритона	t_0	Передача α -частицы	t_0
(${}^6\text{Li}, \alpha$)	5,9	(${}^7\text{Li}, \alpha$)	14,8	(${}^6\text{Li}, d$)	11,8
(${}^3\text{He}, p$)	20,4	(α, p)	108	(${}^7\text{Li}, t$)	19,7
(α, d)	94,4	(${}^9\text{Be}, {}^6\text{Li}$)	126	(${}^{14}\text{N}, {}^{10}\text{B}$)	92,7
(${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$)	63,2	(${}^{15}\text{N}, {}^{12}\text{C}$)	89	(${}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C}$)	57

Полюсы t_0 для реакций с участием ядер лития значительно ближе к физической области (начинающей вблизи $t_0=0$), чем для всех остальных реакций. В этом отношении реакции с ядрами лития можно сравнить с (d, p) - и (d, n) - реакциями.

В современном состоянии дисперсионная теория служит основой лишь для качественного понимания прямых процессов. Конкретные расчеты проводятся другими методами, из которых наиболее развиты методы искаженных волн и дифракционный. Вопрос о степени и области применимости первого до конца не решен, он удовлетворительно описывает реакции однонуклонной передачи с легкими ядрами, особенно (d, p) -реакции, однако при объяснении реакций с тяжелыми ионами возникает много проблем.

Мы применяем дифракционный метод описания реакции передачи кластеров, который отличается наглядностью и простотой конечных результатов.

Пренебрегая кулоновским взаимодействием, амплитуду дифракционного рассеяния слабо связанного ядра, состоящего из двух кластеров, можно записать в виде [2]

$$f_y(\vartheta) = \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{\rho} e^{-i\vec{z}\vec{\rho}} I(\rho), \quad (1)$$

где $\chi = 2k \sin \frac{\vartheta}{2}$,

$$I(\rho) = \int d\vec{r} |\varphi_0(r)|^2 \{\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 \omega_2\}, \quad (2)$$

\vec{k} - волновой вектор падающего ядра;

ρ - проекция радиус-вектора центра тяжести падающего ядра $(\vec{r}_1 - \beta_m \vec{r}_2)/(1 + \beta_m)$ на плоскость, перпендикулярную \vec{k} ;

ϑ - угол рассеяния;

$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ - относительный радиус-вектор кластеров;

$\varphi_0(r)$ - волновая функция относительного движения кластеров в связанном состоянии;

ω_1 и ω_2 - профилирующие функции, которые характеризуют дифракционное взаимодействие кластеров с рассеивающим ядром.

Применяя методики расчета, изложенные в работах [3-8], для интегрального сечения передачи любого кластера получим

$$\sigma_{\text{полн}} = e^{-2p^2} [I_0(2p^2) + I_1(2p^2)], \quad (3)$$

где $p \equiv \sqrt{2\lambda}R$. Энергетическое распределение вылетающих кластеров с массой m_1 имеет вид

$$\Sigma_1(E_1) = \frac{\Sigma}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_1 + m_2}{4E\lambda\hbar^2} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m_1 + m_2}{4E\lambda\hbar^2} \left(E - \frac{m_1}{m_1 + m_2} E \right)^2 \right], \quad (4)$$

здесь E - энергия падающего кластерного ядра, E_1 - энергия вылетающего кластера с массой m_1 .

Угловое распределение вылетающих кластеров с массой m_1 выражается формулой

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\vartheta_1)}{d\Omega} = & \frac{2}{p^2} e^{-z/p^2} \left\{ 1 - 4 \int_0^\infty d\xi \frac{J_1^2(\xi)}{\xi} I_0 \left(\frac{z_1}{p^2} \xi \right) e^{-\xi^2/p^2} + \right. \\ & + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\xi \int_0^\infty d\xi' J_1(\xi) J_1(\xi') e^{-\xi^2/p^2} \times \\ & \left. \times \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{J_1(\eta_-)}{\eta} I_0 \left(\frac{z_1}{p^2} \eta_- \right) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

Где

$$\begin{aligned} \eta_{\mp} &= (\xi^2 + \xi'^2 \mp 2\xi\xi' \cos\varphi)^{1/2}, \\ z_1 &= \left[\frac{8m_1^2 R^2 E}{\hbar^2 (m_1 + m_2)} \right]^{1/2} \sin \frac{\vartheta_1}{2}. \end{aligned}$$

$J_1(\chi)$ - сферическая функция Бесселя.

Если вылетают кластеры с массой m_2 , то распределение их по энергиям и углам получаются соответствующей заменой на

$$\Sigma_2(E_2), \frac{d\sigma(g_2)}{d\Omega} \text{ и } z_2.$$

Сечение поглощения кластера ядром - мишенью будет рассмотрено ниже.

2. О РЕАКЦИЯХ СРЫВА ЛЕГКИХ СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЯДЕР

Исследования процессов взаимодействия сложных частиц с ядрами, экспериментальное изучение которых активизировалось в последние годы, может дать новые сведения о многочастичных состояниях в ядрах, о схеме связи в ядрах, некоторых деталях нуклон-нуклонного взаимодействия. Изучение ядерных реакций, в которых выбираются и поглощаются сложные частицы, дает возможность выяснять вопросы об ассоциировании нуклонов в ядрах. Такие ядра, как дейтрон, тритон, ^3He , ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^9Be , ^{13}C и другие имеют сравнительно малую энергию связи относительно развала на две части и кластерная структура многих из них известна уже давно. В настоящее время речь уже идет не только о качественном, но о более детальном количественном исследовании таких ядер. Один из наиболее интересных вопросов - восстановление волновой функции относительного движения кластеров в таких ядрах, что может, в частности, изучаться в реакциях срыва, или стриппинга, ядер, когда один из кластеров налетающего ядра поглощается ядром-мишенью, а другой кластер покидает область взаимодействия сталкивающихся ядер.

Реакция срыва кластерных ядер на ядрах можно изучать таким же образом, как и срыв дейтронов [2]. Поскольку массы кластеров в общем случае различны, то необходимо, прежде всего, обобщить формулы для сечений реакции срыва дейтрона, которые были получены ранее.

Общая формула для дифференциального сечения срыва одного ядра из двух кластеров на другом ядре в случае, когда первый кластер продолжает полет, а второй сливается с ядром-мишенью, имеет вид

$$d\sigma(\vec{k}_1) = \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3} \int d\vec{\rho}_2 \left\{ 1 - |\Omega_1(\rho_2)|^2 \right\} \int d\vec{r}_1 e^{-i\vec{k}_1 \vec{r}_1} \times \quad (6)$$

$$\times \Omega_1(\rho_2) \varphi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2;$$

здесь $\varphi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ есть волновая функция относительного движения кластеров в падающем ядре. Остальные обозначения аналогичны обозначениям работы [3,9,10]. Поскольку мы изучаем относительное движение кластеров, внутренняя структура кластеров в формуле для сечения не учитывается.

Если в формуле для сечения проинтегрировать по перпендикулярной относительно направления падения ядра составляющей импульса $\hbar\vec{k}_1$ первого кластера, то получим распределение этих частиц по энергиям. В результате интегрирования по продольной составляющей \vec{k}_1 будем иметь угловое распределение вылетающих кластеров. Проинтегрировать по пространственным переменным можно, перейдя от радиус-векторов кластеров \vec{r}_1 и \vec{r}_2 к относительному радиус-вектору $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ и вектору, определяющему центр инерции налетающего ядра

$$R = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r}_1 + \frac{m_2}{m_2 + m_1} \vec{r}_2,$$

где m_1 и m_2 - массы первого и второго кластеров.

Продольная составляющая импульса $\hbar\vec{k}_{1z}$ улетающего кластера связана с его энергией E_1 и энергией налетающего ядра E соотношением

$$\hbar k_{1z} = \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{2E}} \left(E_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} E \right). \quad (7)$$

Угол вылета освобождающегося кластера θ_1 связан с перпендикулярной относительно направления падения ядра составляющей его импульса $\hbar_1\alpha$ соотношением

$$\chi_1 = 2 \frac{m_1}{m_1 + m_2} k \sin \frac{\theta}{2} = \left(\frac{8m_1^2 E}{\hbar^2 (m_1 + m_2)} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta_1}{2} \equiv \frac{z_1}{R}, \quad (8)$$

где $\hbar k$ - импульс налетающего ядра, а R - радиус ядра-мишени, которое мы будем считать сферическим.

Рассмотрим модель абсолютно черного поглощающего ядра. В этом случае профилирующая функция $\omega(\rho) = 1 - \Omega(\rho) = \Theta(R - \rho) = 0,5[(R - \rho)/|R - \rho| + 1]$ и ее удобно представить в виде двукратного интеграла по плоскости, перпендикулярной импульсу $\hbar\vec{k}$:

$$\omega(\rho) = \frac{R}{2\pi} \int d\vec{q} \frac{1}{q} J_1(qR) e^{i\vec{q}\vec{r}}. \quad (9)$$

Для черного ядра

$$\omega^2(\rho) = \omega(\rho); \quad \Omega^2(\rho) = \Omega(\rho).$$

В качестве волновой функции относительного движения кластеров в падающем ядре используем зависящую только от расстояния r между кластерами функцию гауссовского типа

$$\varphi(r) = \frac{2\lambda}{\pi} e^{-\lambda r^2}, \quad (10)$$

где параметр λ связан с размерами кластерного ядра. Определим радиус такого ядра формулой

$$R_0 = \int d\vec{r} |\varphi(\vec{r})|^2, \quad (11)$$

тогда R_0 для нашей волновой функции будет равен $R_0 = \sqrt{2/\pi\lambda}$. Для дальнейшего удобно ввести безразмерный параметр $p = 2R/R_0\sqrt{\pi} = R\sqrt{2\lambda}$.

Полное сечение срыва с вылетом первого кластера, найденное интегрированием дифференциального сечения по трехмерному импульсу $\hbar\vec{k}_1$, равно [3,9,10]

$$\sigma_1 \equiv \pi K^2 \sum_{st} = \pi K^2 e^{-2p^2} \left[I_0(2p^2) + I_1(2p^2) \right] \quad (12)$$

Очевидно, что полное сечение срыва σ_2 с вылетом второго нуклона равно такой же величине. При $p \gg 1$ эти сечения переходят в известное простое выражение

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{\pi}{2} R R_0.$$

Энергетическое распределение выбитых кластеров 1 будет определяться зависимостью [3, 9,10]

$$\begin{aligned}\Sigma_1 &= \Sigma_1(E_1) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d\sigma_1(E_1)}{dE_1} = \\ &= \Sigma_{st} \left(\frac{m_1 + m_2}{4\pi\hbar^2 E \lambda} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{m_1 + m_2}{4\pi\hbar^2 E \lambda} \left(E_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} E \right)^2 \right\}.\end{aligned}\quad (13)$$

При выбивании кластера 2 соответствующее энергетическое распределение $\Sigma_2(E_2)$ находится отсюда простой заменой индексов 1 на 2 и 2 на 1.

Угловое распределение выбитых кластеров 1 будет определяться выражением

$$\begin{aligned}\Sigma_1(\theta_1) &\equiv \frac{1}{\pi R^2} \frac{d\sigma_1(z_1)}{z_1 dz_1} = \frac{2}{p^2} e^{-\frac{z_1^2}{p^2}} \left\{ 1 - 4 \int_0^\infty d\xi \frac{J_1^2(\xi)}{\xi} \times \right. \\ &\times J_0 \left(\frac{z_1}{p_2} \xi \right) e^{\frac{\xi^2}{p^2}} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\xi \int_0^\infty d\eta J_1(\xi) J_1(\eta) e^{\frac{\xi^2 + \eta^2}{2p^2}} \times \\ &\left. \times \int_0^\pi d\varphi \frac{J_1 \left(\sqrt{\xi^2 - \eta^2 - 2\xi\eta \cos\varphi} \right) I_0 \left(\frac{z_1}{p^2} \sqrt{\xi^2 + \eta^2 - 2\xi\eta \cos\varphi} \right)}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 - 2\xi\eta \cos\varphi}} \right\}\end{aligned}\quad (14)$$

Для нахождения углового распределения кластеров 2 при их выбивании нужно заменить в последнем выражении $\Sigma_1(\theta_1)$ на $\Sigma_2(\theta_2)$, σ_1 на σ_2 и везде z_1 на

$$z_2 = \sqrt{\frac{8m_2^2 R^2 E}{\hbar^2 (m_1 + m_2)}} \sin \frac{\theta}{2}.\quad (15)$$

Конкретные численные расчеты проводились для падающих ядер ${}^6\text{Li}$, энергия связи которых относительно развала на нейтрон (кластер 1) и альфа-частицу (кластер 2) равна всего 1,47 МэВ. Такая малая энергия связи приводит к сравнительно большим размерам ядра ${}^6\text{Li}$ за счет кластеризации (то есть к малым значениям параметра λ , пропорционально p^2 при заданном R).

На рис. 2 представлены зависимости энергетических распределений дейтронов $\Sigma_1(E_1)$ для энергии E_i падающих ядер ${}^6\text{Li}$, равной 197 МэВ, соответственно для значений параметра $p=0,4; 0,8; 1,0; 1,8; 3,0$ (кривые 1-5). Максимумы соответствуют энергии $E_1 = \frac{1}{3} E \approx 66$ МэВ.

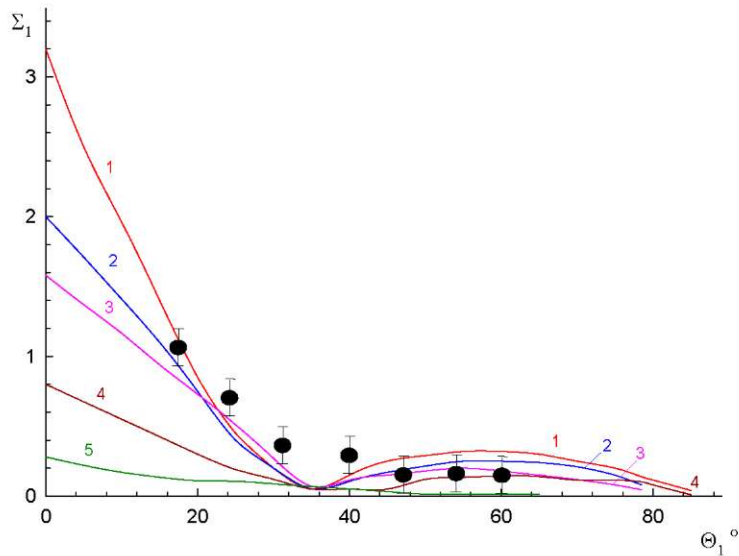


Рис. 2. Зависимости $\Sigma_1(E_1)$ для энергии падающих ядер ${}^6\text{Li}$, равной 197 МэВ соответственно для значений параметра:
 1: $p=0,4$; 2: $p=0,8$; 3: $p=1,0$; 4: $p=1,8$; 5: $p=3,0$.

Обращает внимание сильная зависимость ширины максимумов от параметра p , или при фиксированном R - от структурного параметра λ , который входит в показатель экспоненты формулы для $\Sigma_1(E_1)$. Поэтому экспериментальное изучение энергетических распределений в реакции срыва слабосвязанных ядер дает хорошую возможность изучать степень кластеризации ядер. Картина энергетических распределений Σ_2 в случае вылета второго кластера (альфа-частица) остается такой же, что и в случае вылета дейтрона, только все кривые, как целое, сдвигается вправо, положение их максимумов будет при $E_2 = \frac{2}{3} E \cong 132$ МэВ (рис. 3).

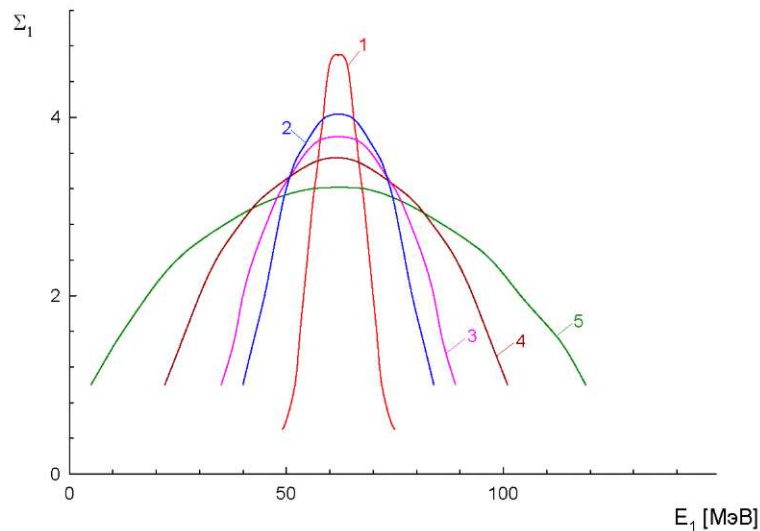


Рис. 3. Угловое распределение дейтронов $\Sigma_1 \equiv \Sigma_1(\theta_1)$ при $E=197$ МэВ для значений параметра:

1: $p=0,8$; 2: $p=1,0$; 3: $p=1,2$; 4: $p=1,8$; 5: $p=3,0$.

На рис. 4 представлены угловые распределения сложных частиц, образующихся при срыве ядра ${}^6\text{Li}$ для значений параметра $p=0,8$; $1,0$; $1,2$; $1,8$; $3,0$ (кривые 1-5). Рис. 3 иллюстрирует зависимость от параметра угловое распределение дейтронов $\Sigma_1 \equiv \Sigma_1(\theta_1)$ при $E=197$ МэВ, а рис. 4 - углового распределения альфа-частиц $\Sigma_2 \equiv \Sigma_2(\theta_2)$ при той же энергии E падающих ядер ${}^6\text{Li}$. Ширины распределений $\Sigma_1(\theta_1)$ и $\Sigma_2(\theta_2)$ значительно отличаются друг от друга, в то время как ширины распределений по энергиям, как мы ви-

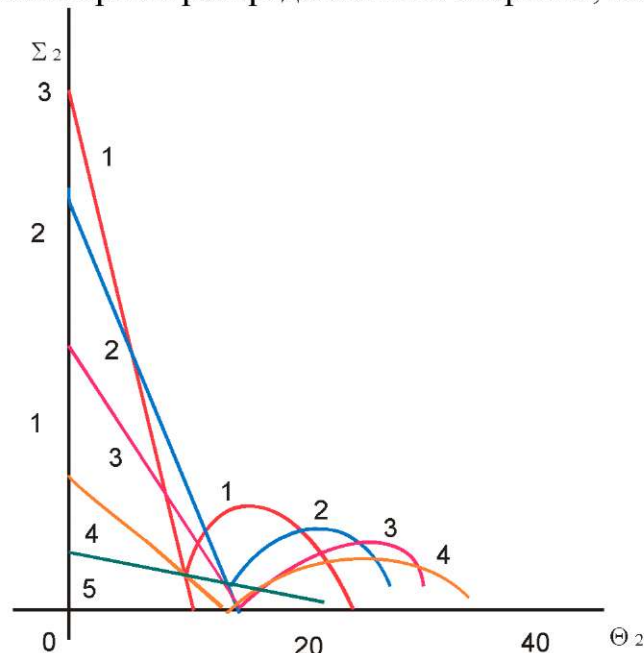


Рис. 4. Угловое распределение альфа-частиц при $\Sigma_2 \equiv \Sigma_2(\theta_2)$, $E=197$ МэВ для значений параметра:

1: $p=0,8$; 2: $p=1,0$; 3: $p=1,2$; 4: $p=1,8$; 5: $p=3,0$.

дели, зависят только от суммы масс кластеров, то есть от массы всего налетающего ядра, и не зависят в отдельности от массы каждого кластера. Как и энергетические распределения, угловые распределения образующихся в реакции срыва частиц чувствительны к структуре кластеризованного ядра.

Угловые распределения дейтронов $\Sigma_1(\theta_1)$ (рис. 5) рассчитаны для энергии $E=63$ МэВ и имеют увеличенные ширины по сравнению с ширинами распределения дейтронов для энергии 197 МэВ ядер ${}^6\text{Li}$ (рис. 3). На рис. 5 (в произвольных единицах) отложены также экспериментальные значения сечения для ряда углов вылета дейтрона, образующихся при облучении ядрами ${}^6\text{Li}$ ядер ${}^{12}\text{C}$ [см. 2, 3]. Значение параметра в этом случае близко к $0,8$, в экспериментальной зависимости не видно минимума для угла θ между 30 и 40° , который предсказывается теоретически. Возможно, что это связано с вкладом в экспериментальное сечение другого процесса, а именно процесса дифракционного расщепления ядер ${}^6\text{Li}$ в поле ядер ${}^{12}\text{C}$, сечения которого в этой области не имеет минимума [4, 6, 7]. Если исключить этот минимум, то теоретическая кривая

качественно правильно описывает ход экспериментальной угловой зависимости сечения срыва (рис. 5).

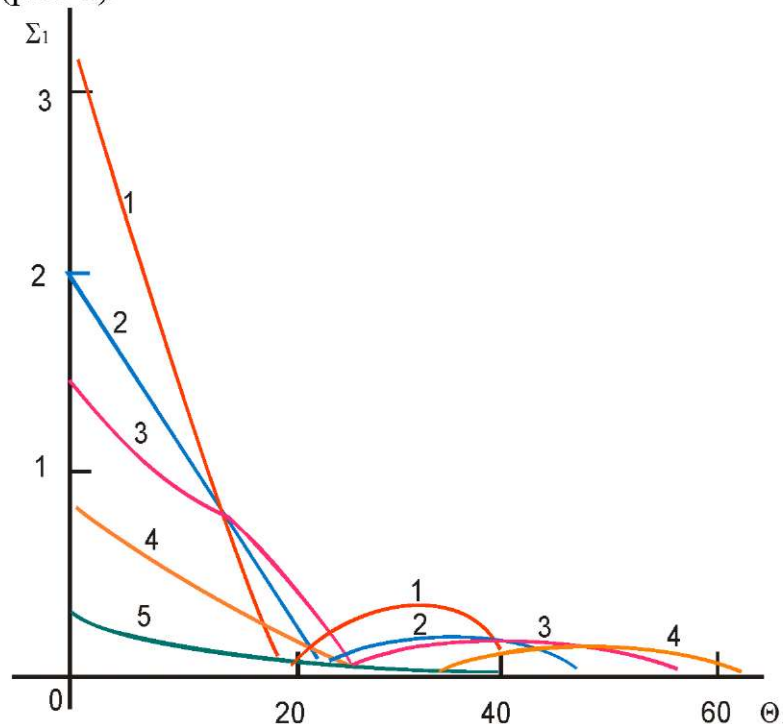


Рис. 5. Угловое распределение дейтронов $\Sigma_1 \equiv \Sigma_1(\theta_1)$ при $E=63$ МэВ для значений параметра:

1: $p=0,8$; 2: $p=1,0$; 3: $p=1,2$; 4: $p=1,8$; 5: $p=3,0$.

В заключение приведем еще выражение для интегральных сечений: полного сечения взаимодействия двухкластерного ядра с ядром-мишенью σ_t и сечения поглощения падающего ядра ${}^6\text{Li}$ для использованной здесь гауссовской функции относительного движения кластеров:

$$\sigma_t = 2\pi R^2 \left\{ 1 + e^{-2p^2} [I_0(2p^2) + I_1(2p^2)] \right\}, \quad (16)$$

$$\sigma_a = \frac{1}{2}\sigma_t - (\sigma_1 + \sigma_2) = \pi R^2 \left\{ -e^{-2p^2} [I_0(2p^2) + I_1(2p^2)] \right\}, \quad (17)$$

Выражение для σ_t можно получить из оптической теоремы, связывающей σ_t с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния кластерного ядра на нулевой угол. Заметим, что $\frac{1}{2}\sigma_t$ равно сумме интегральных сечений упругого рассеяния и дифракционного расщепления кластерного ядра в поле ядра-мишени.

3. ВЫБИВАНИЕ НУКЛОНОВ ИЗ ЯДЕР НУКЛОНАМИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ

Процессы упругого и некоторые процессы неупругого рассеяния ядрами нуклонов и сложных частиц с энергией в сотни МэВ при малых углах рассеяния хорошо можно описать, используя дифракционное приближение [7, 8]. Здесь оправдано, во-первых, пренебрежение продольной (относительно импульса падающей частицы) составляющей переданного импульса и, во-вторых, использование нуклон - ядерной профилирующей функции, описывающей взаимодействие падающей частицы с многонуклонным ядром как целым. Однако при таком подходе нельзя исследовать глубоко неупругие столкновения быстрых

сильновзаимодействующих частиц с ядрами, приводящие к выбиванию нуклонов из ядер.

В настоящем разделе изучаются процессы выбивания нуклонов из многонуклонных ядер протонами с энергией в сотни МэВ с учетом продольной составляющей переданного импульса $q_{||}$ и микроскопического описания дифракционного взаимодействия падающих протонов с ядром-мишенью с введением нуклон-нуклонных профилирующих функций. В формулы дифракционного приближения продольная составляющая переданного импульса впервые вводилась в работе [7, 8], где рассматривались поляризационные явления при упругом рассеянии дейтронов ядрами углерода. Двухчастичное расщепление трехнуклонных ядер быстрыми протонами с использованием дифракционного приближения с учетом $q_{||}$ изучалось в [3].

Для описания структуры начального и остаточного ядер мы используем многочастичную оболочечную модель LS -связью, но в случае необходимости в нашем подходе можно изучить сечения процессов выбивания и для других ядерных моделей. В работе исследуется роль взаимодействия выбитого нуклона с ядром-остатком, дополнительного взаимодействия (кроме дифракционного) рассеиваемого протона с ядром, а также эффекта неразличимости рассеянного и выбитого протонов.

Используя релятивистскую кинематику, дифференциальное сечение неупругого рассеяния быстрых протонов ядрами, сопровождающегося выбиванием нуклона из nl -оболочки ядра, можно представить в виде [3-8]

$$d^9\sigma_{ni} = \sum_{\gamma} \frac{(2\pi)^4}{(2l+1)^{ms}} \sum_{\mu_s, \mu_{s'}} \frac{1}{2} \sum_{k_1} \frac{k_1^3}{k_1 p_1} \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_A)(\varepsilon'_1 + \varepsilon'_A)}{A^2 E'^2 E' A'_2} \times \quad (18)$$

$$\times |U_{i \rightarrow f}^{nl}|^2 \delta^{(4)}(p - p') \times \frac{d\vec{p}'_1 d\vec{p}'_2 d\vec{p}'_{A-1}}{(2\pi)^3}$$

где \vec{k}_1 , ε_1 и \vec{k}'_1 , ε'_1 - импульсы и энергии рассеиваемого протона в системе центра масс (СЦМ) протона и ядра-мишени соответственно до и после столкновения, ε_A - энергия начального ядра и выбитого нуклона в СЦМ. Сечение (18) зависит непосредственно от ряда величин в лабораторной системе (ЛС): от импульсов падающего и рассеянного протонов \vec{p}_1 и \vec{p}'_1 их энергий E_1 и E'_1 , от импульсов и энергий выбиваемого протона \vec{p}_2 , \vec{p}'_2 и E_2 , E'_2 и от импульса остаточного ядра \vec{p}_{A-1} . Четырехмерная дельта-функция в (18) зависит от разности суммарных четырехмерный импульсов всей системы до и после столкновения p и p' .

В сечении (18) происходит суммирование по всем квантовым характеристикам ядра-остатка $\bar{\gamma} \equiv [\bar{\lambda}] \bar{\alpha} \bar{\beta} \bar{L} \bar{S} \bar{T} \bar{I}$. Все величины, относящиеся к начальному и конечному ядрам, здесь обозначаются так же, как и в [3]. Матричный элемент перехода $U_{i \rightarrow f}^{nl}$ при малых поперечных относительно направления падения протонов переданных импульсах $\vec{\mathfrak{K}}$ выразить через одночастичные матричные элементы.

$$U_{i \rightarrow f}^{(el)} = \sqrt{v} (e^{v-1} [\bar{\lambda}] \bar{\alpha} \bar{\beta} \bar{L} \bar{S} \bar{T}; l s t | \rangle e^v [\lambda] \alpha \beta L S T) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\langle \bar{T}M_T m_T / IM_T \right\rangle_{j m_j m_s} \sum \sqrt{(2\bar{I}+1)(2j+1)(2L+1)(2s+1)} \times \\
& \times \begin{Bmatrix} \bar{L} & l & L \\ \bar{S} & S & S \\ \bar{I} & j & I \end{Bmatrix} \left\langle \bar{I}M_x j m_j | IM_T \right\rangle \left\langle l m_s m_s | j m_j \right\rangle \times \\
& \times \left\langle \vec{k}_2 \vec{m}_1 \vec{m}_t \middle| \sum_{\sigma} \xi_{\mu_t}^*(\tau) \chi^*(\sigma) \int d^2 \rho \times \right. \\
& \left. \times e^{i(\vec{z} \rho - q z_j) t} \omega_j \left(\vec{\rho} - b_j \middle| \chi_{\mu s}(\sigma) \xi_{\mu t}(\tau) \middle| h l m m_s m_t \right) \right\rangle, \quad (19)
\end{aligned}$$

где \vec{k}_2 - импульс выбитого нуклона в СЦМ падающего протона и ядра-мишени. Профилирующую функцию ω_j для j -го нуклона ядра и падающего протона для простоты будем считать не зависящей от спиновых σ и изоспиновых τ переменных, поэтому соответствующие волновые функции падающего протона $\chi_{\mu s}(\sigma)$ и $\xi_{\mu t}(\tau)$ выпадают в (19) за счет ортонормировки. Ось z выбрана нами вдоль импульса \vec{p}_1 ; \vec{p} и \vec{b}_j - перпендикулярные к \vec{p}_1 ; начало составляющих радиус-векторов падающего протона и j -го нуклона ядра \vec{r} и \vec{r}_j совпадает с центром ядра.

После интегрирования (18) по импульсам $\vec{p}_{1,t-1}$ и суммирования по дискретным квантовым числам сечение представляется в факторизованном виде. Переходя к энергиям и углам вылета обоих протонов в ЛС, получим

$$\begin{aligned}
\sigma_{nl} & \equiv \frac{d^6 \sigma_{nl}}{dE'_1 dE'_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{v \chi_{nl}}{(\vec{p}_1 A)^2} \frac{(k p'_1)^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_A)(\varepsilon'_1 + \varepsilon'_A)}{(k'_1 p_1) E_2} \times \\
& \times G_{nl}(\vec{k}'_1 \vec{x}) \frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega} \delta(B - B_{nl}), \\
B & = T_1 - T'_1 - T'_2 - T'_{A-1}, \quad (20)
\end{aligned}$$

где \vec{p}_1 - величина импульса падающего протона в ЛС, E'_{A-1} - полная энергия ядра-остатка. В (20) выделены два множителя, имеющие определенный физический смысл, а именно, дифференциальное сечение упругого нуклон-нуклонного рассеяния в СЦМ двух нуклонов.

$$\frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega} = \frac{\bar{p}_1^2}{(2\pi)^3} \left| \int d^2 \rho e^{-i\vec{x}\vec{\rho}} \omega_{NN}(\rho) \right|^2, \quad (21)$$

а также искаженное распределение по импульсам нуклонов в nl -оболочек

$$G_{nl}(\vec{k}'_1 \vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3 (2l+1)} \sum \left| \left\langle \vec{k}'_1 \middle| e^{i\vec{x}\vec{r}} \middle| n l m \right\rangle \right|^2, \quad (22)$$

которое в плосковолновом приближении будет истинным распределением нуклонов по импульсам $\vec{k}'_1 \rightarrow \vec{x}$ [2].

В качестве функций $[nlm]$ брались осциляторные функции [3-8], а $|\vec{k}'_2|$ строились с учетом взаимодействия выбитого нуклона с ядром, причем использовался оптический потенциал, реальная и мнимая части которого считались зависящими от энергии относительного движения нуклона и ядра [7-8]. В качестве $\omega_{NN}(\rho)$ брались гауссовские функции

$$\omega_{NN} = A_{NN} e^{-a_{NN}\rho^2} - iB_{NN} e^{-b_{NN}\rho^2}, \quad (23)$$

параметры, которые находились из данных по рассеянию нуклонов нуклонами. Дельта-функция в (20) заменяли на множитель

$$\frac{1}{\Delta_{nl}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left[-2\left(\frac{B - B_{nl}}{\Delta_{nl}}\right)^2\right], \quad (24)$$

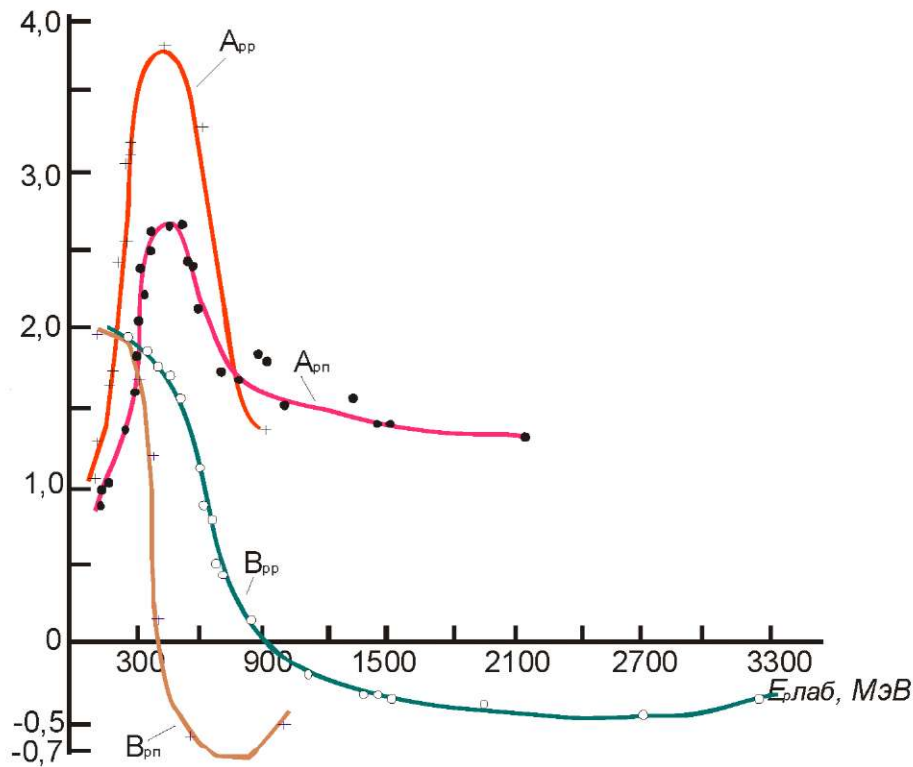


Рис. 6. Зависимость дифракционных параметров A_{pp} , A_{np} , B_{pp} , B_{np} от энергии падающих протонов в лабораторной системе координат.

с максимумом при $B = B_{nl}$ - энергии отделения нуклона от nl -оболочки ядра. Параметр «размазывания» Δ_{nl} определяется, прежде всего, шириной максимумов наблюдаемых распределений. Конкретные расчеты проводились для углерода ^{12}C .

На рис. 6 и 7 представлены зависимости дифракционных параметров A_{pp} , A_{np} , B_{pp} , B_{np} , α_{pp} , σ_{pn} от энергии падающих протонов в лабораторной системе координат (мы положили $b_{pp}=d_{pp}$ и $b_{pn}=d_{pn}$). Кривые получены при анализе интегральных экспериментальных сечений упругого рассеяния нуклона на нуклоне

$$\sigma_e = \frac{\pi}{2} \left(\frac{A_{NN}^2}{d_{NN}} + \frac{B_{NN}^2}{b_{NN}} \right) \text{ и } \sigma_i = 2\pi \frac{A_{NN}}{d_{NN}}. \text{ Отдельные точки на рис. 6 (в}$$

кружках) соответствуют использованию для некоторых энергий вместо σ_e дифференциального сечения

$$d\sigma_e / d\Omega = \frac{k^2}{4} \left(\frac{A_{NN}^2}{a_{NN}^2} e^{-x^2/2a_{NN}} + \frac{B_{NN}^2}{b_{NN}^2} e^{-x^2/2b_{NN}} \right). \quad (21a)$$

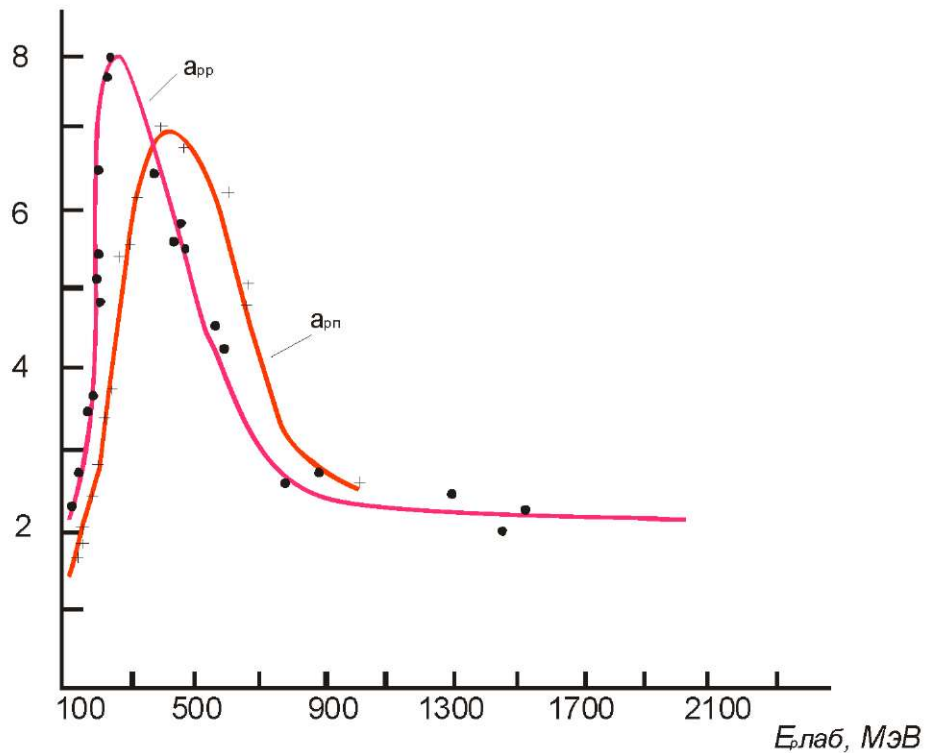


Рис. 7. Зависимость дифракционных параметров a_{pp} , a_{pn} от энергии падающих протонов в лабораторной системе координат.

Отношение действительной части амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния к ее мнимой части бралось из [8].

В настоящей работе использованы значения дифракционных параметров, найденных из экспериментальных значений σ_t , $d\sigma_e / d\Omega$, и a [7-8].

На рис. 8 и 9 изображены зависимости сечения (21) от B или суммарной кинетической энергии $T_1' - T_2'$ рассеянного и выбитого протонов при выбивании соответственно из $1s$ - и $1p$ -оболочек ядра ^{12}C для энергии падающего протона $T_I = 460$ МэВ. Кривые 1-4 для $\sigma_{1s} \equiv \sigma_{10}$ и $\sigma_{1p} = \sigma_{11}$ соответствуют следующим значениям параметров Δ_{10} и Δ_{11} в единицах фм^{-1} : 1) 0,074 и 0; 2) 0,11 и 0,036; 3) $\Delta_{10} = \Delta_{11} = 0,028$; 4) $\Delta_{10} = \Delta_{11} = 0,036$. Все кривые на рис. 9 и кривая 2 на рис. 8 рассчитывались при непосредственной подстановке в (21) экспериментальных значений $d\sigma_{NN} / d\Omega$. Экспериментальные значения взяты из работы [см. 7-8]. Они соответствуют компланарной геометрии, в которой импульсы \vec{p}_1' и \vec{p}_2' лежат по разные стороны \vec{p}_1 , причем угол рассеяния протона θ_1 равен углу вылета выбитого протона $\theta_2 = 39^\circ$, а $E_1 = E_2$. Учет взаимодействия с ядром выбитого нуклона из $1s$ -оболочки приводит к уменьшению сечения в максимуме в 2 раза, а из $1p$ -оболочки

- к увеличению в 1,25 раза. К аналогичным изменениям σ_{1s} и σ_{1p} приводит искажение оптическим потенциалом плоских волн, описывающих рассеиваемые протоны в дифракционном приближении.

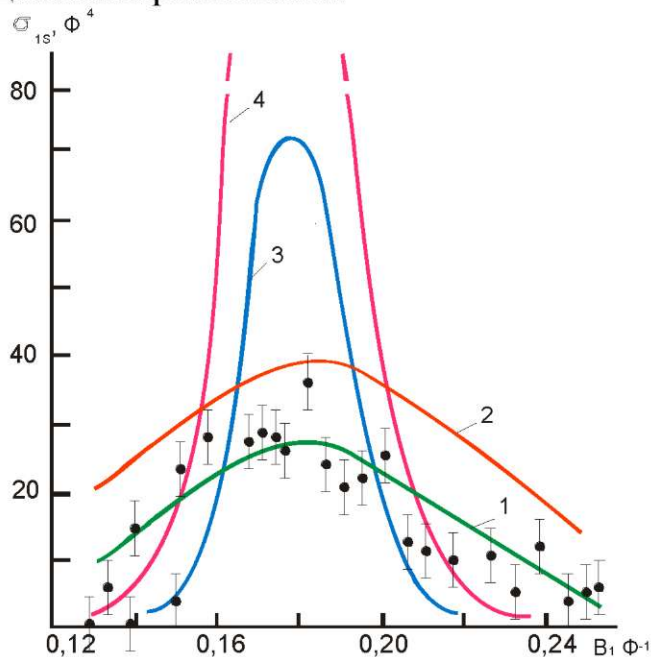


Рис. 8. Зависимость дифференциального сечения для выбивания протонов из 1s-оболочки ядра ^{12}C от суммарной энергии протонов.

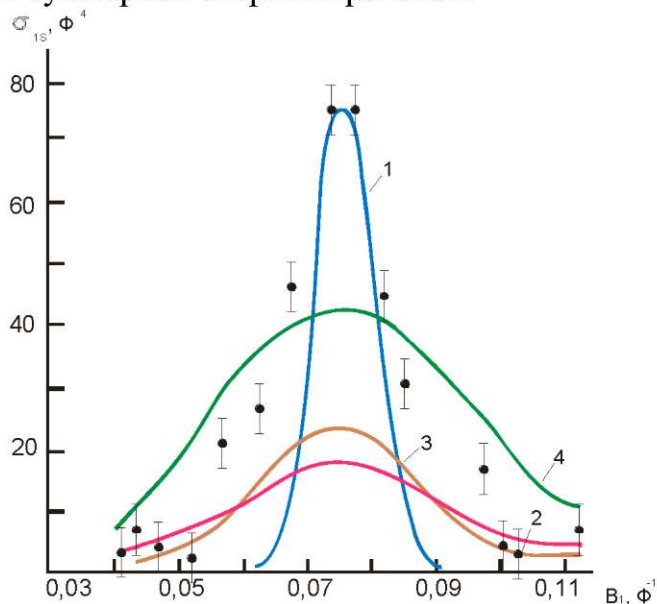


Рис. 9. Зависимость дифференциального сечения при выбивании протонов из 1p-оболочки ядра ^{12}C от суммарной энергии протонов.

Тождественность обоих протонов, учитываемая, как и в [7-8], приближенно приводила к увеличению сечения в максимумах в 4 раза. Заметим, что учет производился при расчете кривых на рис. 8 и 9, улучшает согласие с экспериментом независимо от значений параметров Δ_{nl} .

Литература

1. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций, М. Энергоатомиздат 1983 г., 352 с.
2. Шапиро М.И. Дисперсионная теория прямых ядерных реакций. М. Атомиздат 1963 г., 155 с.
3. Исмаев Е.И. Дифракционное рассеяние легких ядер на ядрах, Ташкент 1974 г.
4. Арушанов Г.Г. Исмаев Е.И. Упругие и неупругие дифракционные ядерные взаимодействия, Ташкент 1988 г., 283 с.
5. Исмаев Е.И. Теория дифракционных ядерных процессов, Ташкент 1978 г., 176 с.
6. Исмаев Е.И. Цхай К.В. Ажниязова Г.Т.//Известия НАН РК 2003 г., №4 25-32 с.
7. Ismatov E.I. Kuterbekov K.A. Djuraev Sh.Kh.//Proceedings of II Eurasian Conference on Nuclear Science and its Application, Almaty - 2003 P. 216-234 s.
8. Исмаев Е.И. Джураев Ш.Х. Кутербеков К.А. Упругие и неупругие дифракционные взаимодействия адронов и ядер при низких, средних, промежуточных и высоких энергиях, Алматы 2002 г., 311 с.
9. Барашенков В.С. Синь-Дин-чан О генерации пучков быстрых нейтронов, АЭ 1960 г., т. 9, 489 с.
10. Ситенко А. Г. Тартаковский В. К. Исмаев Е.И. и др. Теория ядра и ядерных реакций, т. II, Актобе, 2004 г., 299 с.
11. Исмаев Е.И. Гильманов Е.К. Сарсенбаев Б.О.//Материалы международной научной конференции «Моделирование физико-химических процессов в физике конденсированного состояния», Актобе 2007 г., 104-107 с.
12. Исмаев Е.И. Гильманов Е.К. Сарсенбаев Б.О. Кабакбаев С.Ж. //Материалы международной научно-практической конференции «Образование и наука - созданию конкурентоспособного Казахстана», Актобе 2007 г., 7-10 с.

Бутинчинов Ж.Т., Исмаев Е.И., Цхай В.К., Сарсенбаев Б.О., Гильманов Е.
**Дифракционный метод исследования реакции передачи с легкими
кластерными ядрами**

В работе развит дифракционный метод описания передачи кластеров. Изучены реакции срыва с легких слабосвязанных ядер, а также выбивание нуклонов из ядер нуклонами средней энергии.

Бутинчинов Ж.Т., Исмаев Е.И., Цхай В.К., Сарсенбаев Б.О., Гильманов Е.
**Жеңіл кластерлік ядролармен берілетін реакцияларды зерттеудің
дифракциялық әдісі**

Бұл жұмыста кластердің берілу сипаттамаларының дифракциялық әдісі жете қарастырылған. Жеңіл әлсізбайланысқан ядролардан үзілу реакциялары, сонымен бірге ядролардағы нуклондардың орташа энергиялы нуклондармен соқтығысу реакциялары зерттелген.