

## Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$

Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов<sup>1)</sup>, Ю. А. Александров, С. Г. Герасимов, В. А. Дронов, В. Г. Ларионова, Е. И. Тамм, С. П. Харламов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 мая 2008 г.

Представлены результаты измерений дифференциального сечения по переданному поперечному импульсу  $Q$  и полного сечения ( $31 \pm 4$  мб) когерентной диссоциации ядра  ${}^7\text{Li}$  с импульсом 3А ГэВ/с по каналу  ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$  на ядрах фотоэмульсии. Наблюдаемая  $Q$ -зависимость сечения объясняется преимущественным наложением ядерных дифракционных картин на легких (C, N, O) и тяжелых (Br, Ag) ядрах эмульсии. Вычисленные вклады в сечение ядерной дифракционной ( $Q \leq 400$  МэВ/с) и кулоновской ( $Q \leq 50$  МэВ/с) диссоциации равны, соответственно, 40.7 мб и 4 мб.

PACS: 21.60.Gx, 24.10.Ht, 25.70.Mn, 25.75.-q, 29.40.Rg

Проблема изучения свойств атомных ядер и механизмов реакций под действием кулоновского и ядерного взаимодействий в ядер-ядерных столкновениях имеет более чем полувековую историю [1–4]. В последние годы эти исследования быстро распространяются на область релятивистских энергий [5–8].

Известно, что при энергиях порядка сотен МэВ и выше наряду с кулоновским взаимодействием становится существенным ядерный дифракционный механизм реакций при малых переданных импульсах  $Q$  (аналогичный оптической дифракции), предсказанный еще в пятидесятых годах прошлого столетия [9–12]. Характерным признаком дифракции являются наблюдаемые осцилляции сечений упругого рассеяния частиц и ядер ( $d\sigma/dQ$ ) с главным максимумом в области малых углов  $\vartheta \simeq \lambda/R$ , где  $\lambda$  – де-Бройлевская длина волны налетающей частицы,  $R$  – радиус области ядерного взаимодействия. Известно также [12], что дифракционный механизм может вызывать когерентное расщепление налетающего ядра (без возбуждения ядра-мишени), а также рождение частиц. При релятивистских энергиях уже наблюдался процесс расщепления ядра  ${}^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы [13, 14]. Однако прямое наблюдение счетчиковой методикой дифракционной картины (измерение  $d\sigma/dQ$ ) при расщеплении ядер до сих пор остается сложной задачей. В таких опытах обычно анализируются энергетические спектры заряженных частиц под заданными углами [15, 16].

Из многообразия реакций, реализующихся при столкновении релятивистских ядер (мультифрагментация, рождение мезонов), мы выбрали сравнительно

простой, соответствующий двухкластерной структуре ядра  ${}^7\text{Li}$ , канал когерентного (упругого) расщепления  ${}^7\text{Li}$  ( $\lambda \simeq 0.01$  фм), который удобен для применения развитых теоретических подходов к описанию такого класса реакций.

В эксперименте измеряется сечение  $d\sigma/dQ$  упругого расщепления ядра  ${}^7\text{Li}$  с целью исследования дифракционной картины процесса и определения вклада электромагнитного расщепления. Как показали предварительные измерения [8] методом ядерных фотоэмульсий, для выбранной реакции характерны очень малые углы вылета ядер и соответственно малые  $Q \leq 0.45$  ГэВ/с, при которых можно ожидать совместного проявления кулоновского и ядерного дифракционного механизмов процесса [5]. В рамках теоретических подходов [5, 17, 10, 18], с использованием двухкластерной модели ядра  ${}^7\text{Li}$  с запрещенными принципом Паули состояниями [19, 20], выявляются области по переменной  $Q$  вкладов кулоновского и ядерного взаимодействий.

Эмульсионная камера, составленная из слоев фотоэмульсии БР-2, чувствительной к минимальной ионизации однозарядных частиц, была облучена в пучке ядер  ${}^7\text{Li}$  с импульсом  $p_0 = 3$  ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ. В используемых фотоэмульсиях следы ядер  ${}^7\text{Li}$ , а также однозарядных и двухзарядных релятивистских фрагментов однозначно определяются визуально по плотности ионизации. Массовые числа фрагментов  $A_f$  определялись по измерениям средних значений углов многократного кулоновского рассеяния фрагментов. Детальное описание процедуры идентификации протонов, дейтронов, ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3,4\text{He}$  по распределениям частиц по импульсам дано в работе [8].

<sup>1)</sup>e-mail: fetisov@sci.lebedev.ru

Из полного числа 3730 неупругих взаимодействий выделено 85 событий упругого расщепления  ${}^7\text{Li}$  по каналу  ${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$ , которые не сопровождаются разрушением ядер-мишеней и вылетом других частиц. В ядерной фотоэмульсии содержится по  $1.03 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  ядер Ag и Br и  $2.85 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  близких по массе ядер C, N, O. Пробеги ядер отдачи Ag, Br с импульсами менее 1 ГэВ/с настолько малы, что не регистрируются. Ядра C, N, O с импульсами, превышающими 200–300 МэВ/с, имеют пробеги более 2 мкм и могут быть идентифицированы. В найденных событиях  $Q \leq 400 \text{ МэВ/с}$  и ядра отдачи не были замечены. Случаи взаимодействий  ${}^7\text{Li}$  с протонами эмульсии были идентифицированы, но в данной работе они не рассматриваются.

Эти 85 событий были зарегистрированы при просмотре пучковых следов общей длины 548.37 м, что соответствует среднему свободному пробегу для этой реакции  $6.5 \pm 0.7 \text{ м}$ . Сечение реакции, усредненное по всем ядрам фотоэмульсии, определяется как отношение числа событий к полному числу ядер на длине прослеженных треков  $\sigma = 85/5.4837 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot 4.91 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} = 31 \pm 4 \text{ мб}$ .

Переданный поперечный импульс  $Q$  равен сумме векторов поперечных импульсов  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$ . Их величины определяются соотношением  $p_t = p_0 A_f \sin(\theta)$ , где  $\theta$  – угол вылета фрагмента относительно первичного направления ядра  ${}^7\text{Li}$ . Точность измерений значений  $Q$  оценивается равной  $\sim 10 \text{ МэВ/с}$ . Экспериментальное сечение  $d\sigma/dQ$  приведено на рис.1 вместе с теоретическими кривыми, описание которых приводится ниже. Характерная немонотонная зависимость сечения от  $Q$  с максимумом в области 100–170 МэВ/с и минимумом в районе  $\sim 200 \text{ МэВ/с}$  сохраняется при варьировании интервала гистограммирования  $\Delta Q$  от 15 до 40 МэВ/с.

Ядра  ${}^6,{}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  являются легчайшими ядрами 1р-оболочки. Для них, как известно, велика вероятность двухкластерной структуры ( $\sim 0.8\text{--}1.0$ ) [21]. В данной работе ядро  ${}^7\text{Li}$  и состояния кластеров  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$  в непрерывном спектре описываются в потенциальной модели с запрещенными принципом Паули состояниями, сформулированной в работах [19, 20]. Она хорошо зарекомендовала себя в описании статических свойств легких кластерных ядер, ядерных формфакторов, процессов фоторасщепления и фаз рассеяния [22, 23].

Потенциал взаимодействия кластеров записывается в виде суммы трех членов, соответствующих центральному,  $V$ , спин-орбитальному,  $V_{so}$ , и кулоновскому,  $V_c$ , взаимодействиям

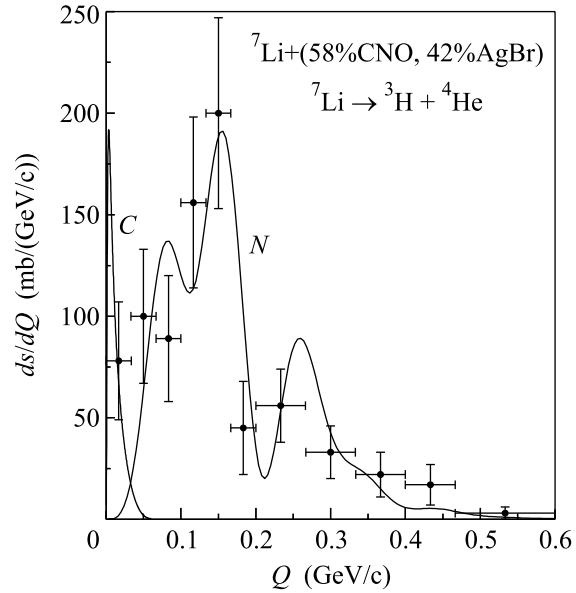


Рис.1. Экспериментальные данные и теоретические кривые сечений кулоновского (C) и ядерного дифракционного (N) расщеплений  ${}^7\text{Li}$

$$V(r) = -V_0(1 + \exp[(r - R_c)/a])^{-1}, \quad (1)$$

$$V_{so}(r) = -V_1 \mathbf{l} \mathbf{s} \frac{d}{dr} V(r),$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right), & r \leq R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R_c. \end{cases} \quad (2)$$

с ранее установленными параметрами [19, 24]

$$\begin{aligned} V_{00} &= 98.5 \text{ МэВ}, \quad \Delta V = 11.5 \text{ МэВ}, \\ R_c &= 1.8 \text{ фм}, \quad a = 0.7 \text{ фм}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$V_0 = V_{00} + \Delta V(-1)^{l+1},$$

$$V_1 = 0.015(3 + (-1)^{l+1}) \text{ фм}^2.$$

При вычислении сечений мы используем приведенные в работе [24] волновые функции двух разрешенных  $P_{3/2}(-2.36 \text{ МэВ}$ , основное состояние  ${}^7\text{Li}$ ),  $P_{1/2}(-1.59)$  и шести запрещенных  $S_{1/2}(-57.4)$ ,  $S_{1/2}(-15.9)$ ,  $P_{3/2}(-34.4)$ ,  $P_{1/2}(-32.3)$ ,  $D_{5/2}(-13.7)$ ,  $D_{3/2}(-11.1)$  связанных состояний в данном потенциале.

Важным предположением развитых теорий кулоновской диссоциации релятивистских ядер [17] и [25] (квантовый и полуклассический подходы) является малость кулоновской амплитуды по сравнению

с ядерной для прицельных параметров  $b \leq R$ , где величина  $R$  порядка суммы радиусов сталкивающихся ядер. Принимается, что для таких  $b$  доминирует ядерный механизм расщепления.

Расчет сечения расщепления  ${}^7\text{Li}$  кулоновским полем выполнен в формализме Бертулани и Баура [5, 17] с использованием разложения электромагнитного взаимодействия по мультиполям. Главный вклад в сечение дают  $E1$ -переходы  $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}, D_{3/2}, D_{5/2}$ . Выполнив в исходном выражении для сечения [5, 17] интегрирование по угловым переменным импульсов вылетающих кластеров, получаем

$$\frac{d\sigma_C}{dQ} = \frac{32}{9} \left( \frac{Ze^2}{\hbar v} \right)^2 c_d QR^2 \int_0^\infty \frac{\xi^2}{(\xi^2 + (QR)^2)^2} (I_2^2(k) + \frac{1}{2} I_{0,1/2}^2(k)) (f_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} f_0^2) k^2 dk. \quad (4)$$

Функции  $f_n$  и радиальные интегралы  $I_{l,j}(k)$  для дипольных переходов имеют вид

$$f_n = \xi J_n(QR) K_{n+1}(\xi) - QR J_{n+1}(QR) K_n(\xi), \quad (5)$$

$$I_{l,j}(k) = \int_0^\infty R_{l,j}(k, r) R_l(r) r^3 dr,$$

где  $J_n$  и  $K_n$  – функции Бесселя,  $l, j$  – орбитальный и полный моменты,  $R_l$  и  $R_{l,j}$  – волновые функции кластеров в основном состоянии (энергия связи  $E_b^{\text{exp}} = 2.47$  МэВ) и в континууме. В интегралах  $I_{2,j} = I_2$  пренебрегается малым различием  $D_{3/2}$ - и  $D_{5/2}$ -состояний. Функции  $R_{l,j}(k, r)$  переходят в сферические функции Бесселя  $j_l(kr)$  при выключении взаимодействия. В формуле (4)  $Z$  – число протонов в ядре-мишени,  $v$  – скорость  ${}^7\text{Li}$ , коэффициент  $c_d = (Z_1\beta_1 - Z_2\beta_2)^2$  ( $\beta_{1(2)} = m_{2(1)}/(m_1 + m_2)$ ,  $m_i$  – массы кластеров) определяет дипольный момент кластерной системы,  $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ ,  $\xi = (\omega R)/(\gamma v)$ ,  $\omega = E_b + (\hbar k)^2/2\mu_{\alpha t}$ . В расчетах приняты средние значения  $\bar{R} = 5.0$  фм,  $\bar{Z} = 7$  (CNO) и  $\bar{R} = 8.1$  фм,  $\bar{Z} = 41$  (AgBr).  $Q$ -зависимость сечения, охватывающая очень узкий интервал  $Q \leq 50$  МэВ/с с максимумом при  $Q \simeq 3.5$  МэВ/с, показана кривой  $C$  на рис.1. Для эмульсии (58% CNO и 42% AgBr) вычисленное полное сечение  $\sigma_C$  равно 4 мб. В интервал  $Q \leq 30$  МэВ/с попадают всего 6 событий, что позволяет дать оценку сечения на ядрах (Ag, Br)  $\sigma_C = 6/(5.4837 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot 2.06 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}) = 5 \pm 2$  мб, которая несколько меньше вычисленного сечения 9.1 мб для этих ядер. Малые величины  $\sigma_C$  и интервала  $Q$  указывают на необходимость рассмотрения вклада ядерной фрагментации.

Следуя формализму Ахиезера-Ситенко [10], развитому недавно в работе [18] применительно к дифракционному рассеянию двухкластерных ядер, сечение процесса определяется матричными элементами комбинации профильных функций  $\omega(b)$ :

$$\omega_\alpha(b_\alpha) + \omega_t(b_t) - \omega_\alpha(b_\alpha)\omega_t(b_t), \quad (6)$$

$$\omega_i(b) = 1 - \exp(i\chi_i(b)).$$

Фазовые функции  $\chi_i$ , описывающие столкновения ядер с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$ , вычислялись в оптическом пределе модели Глаубера-Ситенко с использованием формулы свертки ядерных формфакторов  $S_{A_i}(q)$  и NN-амплитуды [26]:

$$i\chi(b) = -\frac{A_1 A_2 \sigma_N}{8\pi^2} (1 - i\rho) \times \int \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b} - a_N q^2/2) K(q) S_{A_1} S_{A_2} d^2 q. \quad (7)$$

Для  $(\alpha, t)$ -кластеров и ядер C, N, O формфакторы вычислялись в осцилляторной модели оболочек с поправкой  $K(q)$  на движение центра масс. Для ядер Ag, Br принималось фермиевское распределение плотности. Параметры осцилляторной модели и фермиевского распределения согласованы стандартным способом [27, 28] с экспериментальными среднеквадратичными радиусами ядер [29] –  $\bar{r}_t = 1.7$  фм,  $\bar{r}_\alpha = 1.67$  фм,  $\bar{r}_{CNO} = 2.54$  фм,  $\bar{r}_{Br} = 5.1$  фм,  $\bar{r}_{Ag} = 5.62$  фм. Принятые значения параметров NN-взаимодействия следующие:  $\sigma_N = 43.0$  мб,  $\rho = -0.35$ ,  $a_N = 0.242$  фм<sup>2</sup> [28]. Вследствие малого различия  $\omega_\alpha$  и  $\omega_t$  для выбранного ядра-мишени в качестве  $\omega(b)$  мы используем полусумму этих функций. Действительные и мнимые части  $\omega(b)$  для легких и тяжелых ядер эмульсии показаны на рис.2. Два первых слагаемых в (6), отвечающих импульсному приближению, дают основной вклад в сечение:

$$\frac{d\sigma_N}{dQ} = A \left( 1 + I_0(Q) - \frac{3}{2} \sum_{l,j,L} (I_L^{lj}(\beta_1 Q) + (-1)^L I_L^{lj}(\beta_2 Q))^2 \hat{j}(10l0|L0)^2 \begin{Bmatrix} j & l & 1/2 \\ 1 & 3/2 & L \end{Bmatrix} \right), \quad (8)$$

$$\frac{A}{4\pi Q} = \left| \int_0^\infty \omega(b) J_0(Qb) b db \right|^2,$$

$$I_0(q) = \int_0^\infty j_0(qr) R_i^2 r^2 dr, \quad (9)$$

$$I_L^{lj}(q) = \int_0^\infty j_L(qr) R_{lj} R_i r^2 dr.$$

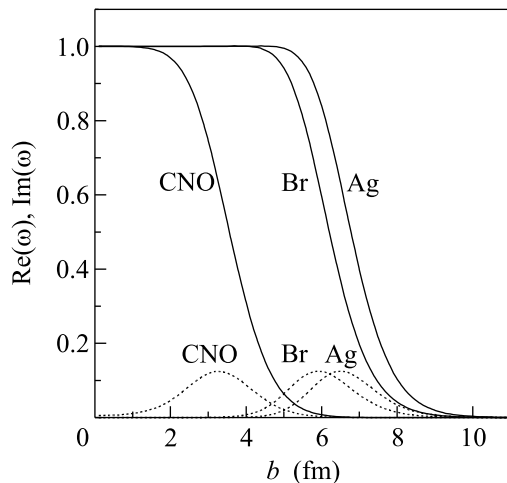


Рис.2. Действительные  $\text{Re}(\omega)$  (сплошные линии) и мнимые  $\text{Im}(\omega)$  (пунктирные линии) части профильных функций

Выражение (8) получено с использованием полноты состояний кластерного гамильтониана, позволившей исключить интегрирование по состояниям континуума и выразить сечение через матричные элементы по всем связанным  $(l, j)$ -состояниям. В формуле (8) следующие за фактором  $\hat{l}\hat{j} = (2l+1)(2j+1)$  множители есть квадраты коэффициента Клебша-Жордана и  $6j$ -символа. Знакопеременный вклад в сечение третьего члена в (6), отвечающего столкновению сразу двух кластеров с ядром-мишенью (eclipse term), как показали вычисления для ядер с резким краем, влияет на сечение на уровне не более 1–2%.

Сечения  $d\sigma_N/dQ$  для легких (C,N,O;  $\sigma_N = 31.6$  мб) и тяжелых ядер-мишеней (Br,  $\sigma_N = 50.6$  мб; Ag,  $\sigma_N = 56.0$  мб) ограничены областью  $Q \leq 0.4$  ГэВ/с и имеют ярко выраженную осциллирующую форму с периодами осцилляций по  $Q$ , близкими к нулям функции  $J_1(QR)$ , где величина  $R$  порядка размера области профильной функции  $\text{Re}(\omega)$ . Мнимые части  $\text{Im}(\omega)$  дают малые вклады в сечения и приводят к небольшому заполнению минимумов. Отметим, что для “черного” ядра с резкой границей сечение пропорционально  $J_1^2(QR)$  [10]. Такая модель сильного поглощения противоречит эксперименту – она дает множество осцилляций в очень широком дифракционном конусе ( $Q \leq 2$  ГэВ/с) и приводит к слишком большим сечениям (более 200 мб). Для ядер с размытой поверхностью принятая в данной работе теория предсказывает два максимума в сечении на ядрах C,N,O при  $Q \simeq 120$  и 280 МэВ/с с отношением интенсивностей 1:0.34 и четыре максимума на ядрах Br, Ag при  $Q \simeq 70, 170, 270$  и 360 МэВ/с с примерным отношением интенсивностей 0.7:1.0:0.5:0.15. Это связано с большим различием радиусов легких и тяже-

лых ядер и соответствующих профильных функций. Такая картина неупругой когерентной дифракции отличается от дифракционной картины в упругом рассеянии, где доминирует пик при нулевом угле рассеяния.

Результирующая кривая сечения ( $N$ ) с учетом ядерного состава эмульсии и экспериментальные данные показаны на рис.1. Ядерные и электромагнитные теоретические сечения умножены на общий коэффициент  $k = 0.7$  для нормировки на полное измеренное сечение. Как видно из рисунка,  $Q$ -зависимость сечения объясняется наложением двух дифракционных картин (индивидуальных осцилляций сечений) на легких и тяжелых ядрах эмульсии. Области действия механизмов кулоновского и ядерного расщеплений оказываются хорошо разделенными, а их интерференция, которую мы не рассматривали, ожидается в узком интервале  $0 \leq Q \leq 50$  МэВ/с. Следует отметить превышение теоретического полного сечения  $\sigma_N + \sigma_C = 44.7$  мб над экспериментальным  $31 \pm 4$  мб. Вполне вероятно, что различие сечений связано с использованием плоскостного импульсного приближения [4]. Возможно также, что  $(\alpha, t)$ -кластеризация в  ${}^7\text{Li}$  не является стопроцентной.

Представленные результаты показывают, что двухкластерное ядро  ${}^7\text{Li}$  может быть использовано, подобно дейтрону, в качестве пробного ядра для проверки теорий электромагнитного и дифракционного расщеплений и получения информации о поверхностном слое атомных ядер. Представляет интерес постановка опытов по наблюдению характерных дифракционных картин когерентного расщепления  ${}^7\text{Li}$  по  $(\alpha, t)$ -каналу на чистых ядрах-мишенях в широком диапазоне массовых чисел с использованием счетчиковой методики.

Авторы выражают глубокую благодарность А.В. Писецкой и Л.Н. Шестеркиной за огромный труд по поиску и измерениям событий на микроскопах, а также проф. В.Г. Неудачину за ценную информацию о теоретических исследованиях в НИИЯФ МГУ по кластерной структуре легких ядер и плодотворное обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 07-02-00871-а.

1. Л. Д. Ландау, Phys. Zs. Sovietun. **1**, 88 (1932); Собр. трудов т. 6.
2. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1008 (1947).
3. K. Alder and A. Winther, *Electromagnetic Excitation*, North-Holland, Amsterdam, 1975.

4. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций*, М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. С. А. Bertulani and G. Baur, *Phys. Rep.* **163**, 299 (1988).
6. Л. С. Ажгирей and Н. П. Юдин, *ЭЧАЯ* **37**, 1012 (2006).
7. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
8. М. I. Adamovich et al., *J. Phys. G* **30**, 1479 (2004).
9. А. I. Ахиезер, А. Г. Ситенко, *Уч. зап. Харьк. ун-та* **64**, 9 (1955).
10. А. I. Akhieser and A. G. Sitenko, *Phys. Rev.* **106**, 1236 (1957).
11. R. Glauber, *Phys. Rev.* **99**, 1515 (1955).
12. И. Я. Померанчук, Е. Л. Фейнберг, *ДАН СССР* **93**, 439 (1953); Е. Л. Фейнберг, *ЖЭТФ* **29**, 115, (1955); Е. Л. Фейнберг, И. Я. Померанчук, *Suppl. Nuovo Cim.* **3**, 652 (1956).
13. J. Engelage et al., *Phys. Lett. B* **173**, 34 (1986); F. A. Cucinotta and R. R. Dubey, *Phys. Rev. C* **50**, 1090 (1994).
14. В. В. Белага, А. А. Бенджаза, В. В. Русакова и др., *ЯФ* **58**, 2014 (1993).
15. Н. Okamura et al., *Phys. Rev. C* **58**, 2180 (1998).
16. N. Heide, D. K. Srivastava, and H. Rebel, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 601 (1985).
17. С. А. Bertulani and G. Baur, *Nucl. Phys. A* **442**, 739 (1985).
18. В. В. Давидовский, М. В. Евланов, В. К. Тартаковский, *ЯФ* **69**, 252 (2006).
19. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Современные проблемы оптики и ядерной физики*, Киев, 1974, стр. 225.
20. В. И. Кукулин, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *ЭЧАЯ* **10**, 1236 (1979).
21. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах*, М.: Наука, 1969.
22. С. Б. Дубовиченко, *Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели*, Денкер, Алматы, 2004.
23. Н. А. Буркова, К. А. Жаксыбекова, М. А. Жусупов, *ЭЧАЯ* **36**, 821 (2005).
24. С. Б. Дубовиченко, М. А. Жусупов, *Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат.* №4, 44 (1983).
25. A. Winther and K. Alder, *Nucl. Phys. A* **319**, 518 (1979).
26. V. Franco and A. Teco, *Phys. Rev. C* **16**, 658 (1977).
27. L. J. Tassie and F. C. Barker, *Phys. Rev.* **111**, 940 (1958).
28. V. Franco, *Phys. Rev.* **6**, 748 (1972).
29. R. C. Barrett and D. F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure*, Clarendon press Oxford 1977.