

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. Фетисов¹⁾, 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 ± 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 λ – 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 α -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].

¹⁾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 $Q \leq 400$ 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 ± 0.7 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 θ – угол вылета фрагмента относительно первичного направления ядра ${}^7\text{Li}$. Точность измерений значений Q оценивается равной ~ 10 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 ~ 200 МэВ/с сохраняется при варьировании интервала гистограммирования ΔQ 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 ($\sim 0.8–1.0$) [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

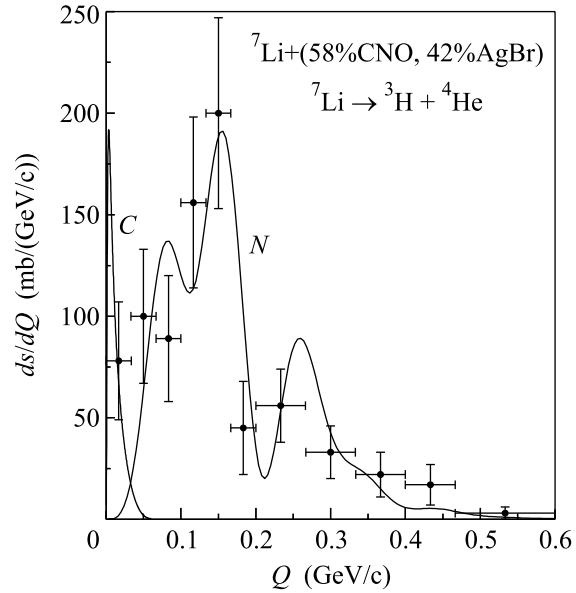


Рис.1. Экспериментальные данные и теоретические кривые сечений кулоновского (C) и ядерного дифракционного (N) расщеплений ${}^7\text{Li}$

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

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

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

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 σ_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 σ_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 χ_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 (α, 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, $\rho = -0.35$, $a_N = 0.242$ фм² [28]. Вследствие малого различия ω_α и ω_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:

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

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

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

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

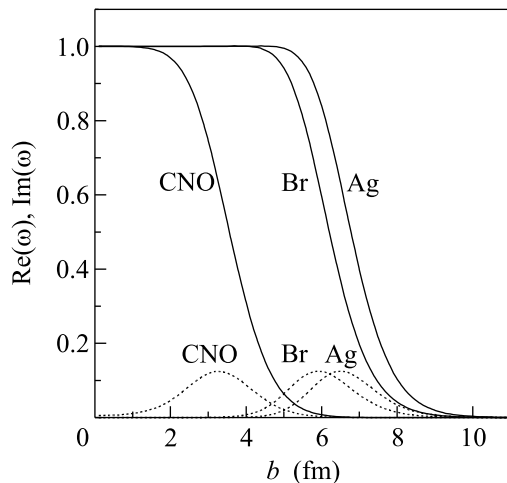


Рис.2. Действительные $\text{Re}(\omega)$ (сплошные линии) и мнимые $\text{Im}(\omega)$ (пунктирные линии) части профильных функций

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 ± 4 мб. Вполне вероятно, что различие сечений связано с использованием плоскостного импульсного приближения [4]. Возможно также, что (α, 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 (α, 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. Tokuu, *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.