

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-175

P7-95-175

О.М.Князьков¹, А.А.Коложвари¹,
И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс²

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ
ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ
ИЗОТОПОВ Li С ЯДРАМИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹ Научно-исследовательский институт физики СПбГУ,
Санкт-Петербург

² Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

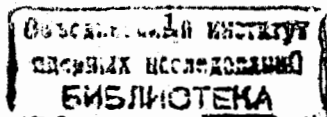
1995

1. Введение

В последнее время появляется большое число работ, посвященных структуре легких радиоактивных ядер (см., например, обзоры [1,2]). Для многих из этих ядер возникает вопрос о наличии у них нейтронного или, соответственно, протонного гало. Одним из эффективных способов зондирования плотности распределения нуклонов на периферии ядра и апробации волновой функции, учитывающей существование гало, является исследование упругого рассеяния легких экзотических ядер на ядрах-мишенях при энергии налетающих ядер до 50 МэВ/нуклон. В работе [3] впервые было измерено сечение упругого рассеяния ядер ${}^{11}\text{Li}$ при энергии 29 МэВ/нуклон на мишени из ${}^{28}\text{Si}$ и соответствующий анализ [3] подтвердил существование нейтронного гало у ${}^{11}\text{Li}$. Квазиупругое рассеяние ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ с энергией 40 МэВ/нуклон на ядре ${}^{12}\text{C}$ изучалось в работе [4], где исследовался также вопрос о существовании протонного гало для ${}^8\text{B}$.

В обоих случаях теоретической основой для построения оптических потенциалов являлась модель двойной свертки, причем в [3] использовалось так называемое DDM3Y-эффективное взаимодействие [5,6], а в работе [4] — эффективные силы из [7]. Общей чертой проведенных анализов является неучет в явном виде эффектов однонуклонного обмена при построении микроскопических потенциалов. Ранее было показано [8], что включение этих эффектов в схему построения потенциалов существенно определяет величину потенциала в поверхностной и предповерхностной областях и позволяет единым образом описать явление ядерной радуги в упругом и неупругом рассеянии α -частиц на ядрах [8].

Особый интерес представляет изовекторная часть оптического потенциала в реакциях с легкими экзотическими ядрами. Она является определяющим фактором при описании зарядово-обменных процессов и может вносить существенную добавку в оптический потенциал для ядер с большим нейтронным избытком. До настоящего времени изовекторная часть микроскопического потенциала составных частиц рассматривалась без учета обменных эф-



фектов. Наконец, существенно для последовательного микроскопического подхода описание частиц-снарядов и ядер-мишеней в рамках одной и той же микроскопической ядерной модели.

Целью настоящей работы является построение потенциалов взаимодействия нейтронно-избыточных изотопов Li с ядрами-мишенями на основе эффективных нуклон-нуклонных сил и явного учета эффектов однонуклонного обмена в формализме матрицы плотности. При этом используется единый подход для расчета всех плотностей сталкивающихся ядер - метод функционала плотности [9]. Проводится анализ свойств построенных потенциалов в изовекторном и изоскалярном каналах, исследуется их энергетическая зависимость и роль нейтронной "шубы" для ядра-мишени ^{48}Ca .

2. Формулировка модели

2.1. Схема расчета потенциалов. Рассмотрим взаимодействие двух составных частиц. В первом порядке по эффективным нуклон-нуклонным силам потенциал взаимодействия может быть представлен в виде суммы:

$$U(\vec{R}) = U^E(\vec{R}) + U^D(\vec{R}), \quad (1)$$

где $U^D(\vec{R})$ - "прямой" потенциал модели двойной свертки [10]:

$$U^D(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1) V_D(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (2)$$

Здесь $V^D(\vec{s})$ - прямая компонента эффективного взаимодействия, а $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R}$, $\rho^{(i)}(\vec{r}_i)$ - плотности сталкивающихся ядер ($i=1,2$). Основной вклад в "обменный" потенциал $U^E(\vec{R})$ дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [11]:

$$U^E(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V_E(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp(i\vec{k}(\vec{R})\vec{s}/\eta) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (3)$$

Это есть локализованная форма обменного члена. Здесь $V_E(\vec{s})$ - обменная компонента эффективного взаимодействия, $\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ - матрицы плотности сталкивающихся ядер ($i=1,2$):

$$\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_k \varphi_k(\vec{r}) \varphi_k^*(\vec{r}'), \quad (4)$$

$\vec{k}(\vec{R})$ - локальный импульс, определяемый соотношением

$$k^2(\vec{R}) = (2m\eta/\hbar^2)(E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})), \quad (5)$$

где

$$\eta = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}. \quad (6)$$

$V_c(\vec{R})$ - кулоновский потенциал. Расчет матрицы плотности по одночастичной формуле (4) довольно громоздок, поэтому обычно используется для $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$ модифицированное слейтеровское приближение, апробированное при описании взаимодействия нуклонов, α -частиц и тяжелых ионов с ядрами [12]:

$$\rho(\vec{r}, \vec{r} + \vec{s}) = \rho(\vec{r} + \frac{\vec{s}}{2}) \hat{j}_1(k_{\text{эф}}(\vec{r} + \frac{\vec{s}}{2})s). \quad (7)$$

Здесь $\hat{j}_1(x)$ - обменный коррелятор. При $s \rightarrow 0$, т.е. в приближении взаимодействия нулевого радиуса действия, $\hat{j}_1(x) \rightarrow 1$. Эффективный импульс $k_{\text{эф}}$ учитывает граничные эффекты, и в бесконечной ядерной материи он совпадает с локальным импульсом Ферми. Выражение для $\hat{j}_1(x)$ и $k_{\text{эф}}$ можно найти в [12].

При построении обменного члена в потенциале будем основываться на выражении (3). Чтобы в явном виде выделить изоспинную зависимость потенциала, введем в рассмотрение изоскалярные $\rho_0^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ и изовекторные $\rho_1^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ компоненты матриц плотности:

$$\rho_0^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_n^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') + \rho_p^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (8)$$

$$\rho_1^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_n^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}') - \rho_p^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (9)$$

где $\rho_p^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ и $\rho_n^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ - протонные и нейтронные компоненты матриц плотности сталкивающихся ядер соответственно. Подставляя (5)-(9) в (3), разлагая все функции в ряд по мультиполям и осуществляя фурье-преобразование, будем иметь для сферически-симметричной части обменного потенциала

$$U^E(R) = 4\pi \int_0^\infty \sum_{\tau=0,1} G_\tau(R, s) V_\tau^E(s) j_0(k(R)s/\eta) s^2 ds, \quad (10)$$

$$G_\tau(R, s) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty f_\tau^{(1)}(t, s) f_\tau^{(2)}(t, s) j_0(tR) t^2 dt, \quad (11)$$

$$f_r^{(i)}(t, s) = 4\pi \int_0^\infty \rho_r^{(i)}(\vec{r}) j(k_{\text{эф.}}^{(i)}(\vec{r})s) j_0(tr) r^2 dr. \quad (12)$$

В формуле (10) суммирование по τ означает суммирование по изоскалярному ($\tau = 0$) и изовекторному ($\tau = 1$) каналам. V_0^E и V_1^E — соответственно изоскалярная и изовекторная обменные компоненты эффективного взаимодействия, $j_0(x)$ — сферическая функция Бесселя.

Формулы (10)–(12) являются исходными для расчета вкладов эффектов однонуклонного обмена в потенциал как в изоскалярном, так и в изовекторном каналах. Из формулы (10) следует, что для построения $U^E(R)$ необходимо использовать итерационную процедуру, поскольку искомая величина $U^E(R)$ входит также в правую часть через $k(R)$ (см. формулы (5) и (1)). Ранее для построения нуклонных и α -частичных потенциалов была развита безытерационная процедура [13,8]. Однако, как показал соответствующий анализ, в случае более тяжелых частиц-снарядов, малых R и низких энергий более точной является итерационная процедура, которая и использовалась во всех случаях для построения потенциалов в данной работе.

2.2. Эффективные нуклон-нуклонные силы. Ранее было показано (см., например, [14]), что результирующие потенциалы более чувствительны к способу учета эффектов однонуклонного обмена, чем к виду эффективного взаимодействия. В качестве эффективного взаимодействия будем рассматривать полное МЗУ-взаимодействие [15], основанное на G-матричных элементах взаимодействий Рида и Эллиота. Для изоскалярных компонент этого взаимодействия имеем

$$V_0^D(s) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s}, \quad (13)$$

$$V_0^E(s) = 4631 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 1787 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 7.847 \frac{\exp(-0.7072s)}{0.7072s}. \quad (14)$$

В качестве изовекторных компонент также используем изовекторную часть МЗУ-взаимодействия:

$$V_1^D(s) = -4886 \frac{\exp(-4s)}{4s} + 1176 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s}, \quad (15)$$

$$V_1^E(s) = -1518 \frac{\exp(-4s)}{4s} + 828.4 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} + 2.616 \frac{\exp(-0.7072s)}{0.7072s}. \quad (16)$$

2.3. Учет эффектов однонуклонного обмена. При полном и явном учете обменных нуклон-нуклонных корреляций в формализме матрицы плотности следует использовать все четыре компоненты МЗУ-взаимодействия (13)–(16). Однако в подавляющем большинстве работ эти корреляции учитываются неявным образом в приближении псевдопотенциала нулевого радиуса действия. В результате для изоскалярной компоненты имеем [10]

$$\tilde{V}_0^D(s) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 276 \left(1 - \frac{0.005E}{A}\right) \delta(s). \quad (17)$$

Это взаимодействие имеет слабую зависимость от энергии. Для изовекторной части используем взаимодействие из работы [16], применявшееся для анализа зарядово-обменных реакций:

$$\tilde{V}_1^D(s) = -4886 \frac{\exp(-4s)}{4s} + 1176 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} + 310\delta(s). \quad (18)$$

Это взаимодействие также обладает слабой энергетической зависимостью. Но поскольку сама изовекторная часть оптического потенциала является лишь небольшой частью полного потенциала, то учет энергетической зависимости $\tilde{V}_1^D(s)$ приводит к еще более слабой зависимости от энергии полного потенциала. Поэтому мы ее в данной работе рассматривать не будем.

Ранее [4,5] было показано, что при низких энергиях существенно учитывать эффекты однонуклонного обмена в явном виде. В частности, только в этом случае удается описать эффекты ядерной дуги в упругом и неупругом рассеянии α -частиц на ядрах. Поэтому в настоящей работе взаимодействия (17) и (18) будем использовать в методических целях для выяснения роли эффектов однонуклонного обмена в формировании потенциалов легких нейтронно-избыточных ядер. Отметим, что при замене $V(s)$ на $\delta(s)$ в формулах (10) и (12) $j(x)$ и $j_0(z)$ стремятся к 1 и выражение для $U^E(R)$ переходит в стандартное выражение для $U^D(R)$ [10].

2.4. Потенциал изоспин-изоспинового взаимодействия. Выделим из полного потенциала взаимодействия его изовек-

торную часть. Беря изовекторную компоненту $U_1^D(\vec{R})$ и соответствующее слагаемое с $\tau = 1$ из формулы (10), получим

$$U_1(R) = \int \int \rho_1^{(1)}(\vec{r}_1) V_1^D(s) \rho_1^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 + 4\pi \int_0^\infty G_1(R, s) V_1^E(s) j_0(k(R)s/\eta) s^2 ds, \quad (19)$$

где $G_1(R, s)$ дается формулой (11) при $\tau = 1$. В формуле (19) первое слагаемое можно рассматривать как обобщение на случай различных распределений нейтронов и протонов в ядре известной формулы модели свертки [17]:

$$U_1(R) = \frac{T_{z1}}{A_1} \cdot \frac{T_{z2}}{A_2} \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1) V_1^D(s) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (20)$$

где T_{zi} - значение третьей проекции вектора изотопического спина i -го ядра. Для протонов или нейтронов, взаимодействующих с ядром, формула (20) дает изобар-спиновый потенциал модели Лейна [18]. Второе слагаемое в (19) представляет собой вклад эффектов однонуклонного обмена. Ранее изобар-спиновый потенциал в формализме матрицы плотности рассматривался только для нуклонов [19,20]. В настоящей работе мы впервые строим для составных частиц полный изоспин-изоспиновый потенциал с учетом обменных нуклон-нуклонных корреляций в явном виде. Ранее эти корреляции учитывались в приближении псевдопотенциала (см. формулу (18)). Поскольку $T_{zi} = N_i - Z_i$, изоспин-изоспиновое взаимодействие дает вклад в оптический потенциал, пропорциональный нейтронному избытку. Для легких нейтронно-избыточных ядер этот вклад может существенно влиять на сечения рассеяния. Недиагональная по заряду часть изоспин-изоспинового взаимодействия ответственна за зарядово-обменные переходы. В этой связи представляет интерес экспериментальное исследование зарядово-обменных процессов с легкими нейтронно-избыточными ядрами и сравнение соответствующих угловых распределений с результатами теории. Пока такие экспериментальные данные отсутствуют.

2.5. Нейтронные и протонные плотности. Распределение нуклонных плотностей для всех рассматриваемых в настоящей работе ядер, от изотопов лития до ^{208}Pb , вычисляются на

основе метода функционала плотности [9] с единым набором параметров, отвечающим сжимаемости ядерной материи $K=200$ МэВ. Аналитические выражения для функционала могут быть найдены, например, в работе [21], а соответствующая параметризация — в [22] (базовый набор параметров (8) из этой работы). Для упрощения и унификации расчетов эффективное взаимодействие в канале частица-частица, приводящее к парным корреляциям сверхтекучего типа в немагических ядрах, бралось в виде δ -сил с одной силовой константой -120 МэВ·фм³ для нейтронов и протонов и включалось в расчет самосогласованно на базе всех связанных одночастичных уровней.

Рассчитанные точечные нуклонные плотности для изотопов лития показаны на рис.1. Там же представлены изовекторные плотности $\rho_1(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r)$.

Таблица 1. Среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов, протонов и вещества в изотопах Li.

$$\delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$$

ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, фм	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм	δr_{np} , фм
^6Li	2.346	2.370	2.358	-0.024
^7Li	2.509	2.243	2.399	0.266
^8Li	2.599	2.187	2.452	0.412
^9Li	2.677	2.160	2.517	0.517
^{11}Li	3.255	2.235	3.011	1.020

В таблице 1 приведены среднеквадратичные радиусы распределения протонов, нейтронов и вещества в этих ядрах. Можно отметить резкое увеличение различий в распределении нейтронов и протонов при переходе от $^6\text{Li}, ^7\text{Li}$ к ^{11}Li . Это возрастание $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ существенно отлчается от закона $A^{1/3}$. Превышение $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ над $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ для ^{11}Li составляет 1.02 фм. Таким образом, проведенные расчеты в рамках метода функционала плотности подтверждают установленный ранее экспериментальными [23] и теоретическими (см., например, [24]-[27]) исследованиями факт наличия у ядра ^{11}Li нейтронного гало. В работе [24] на основе метода

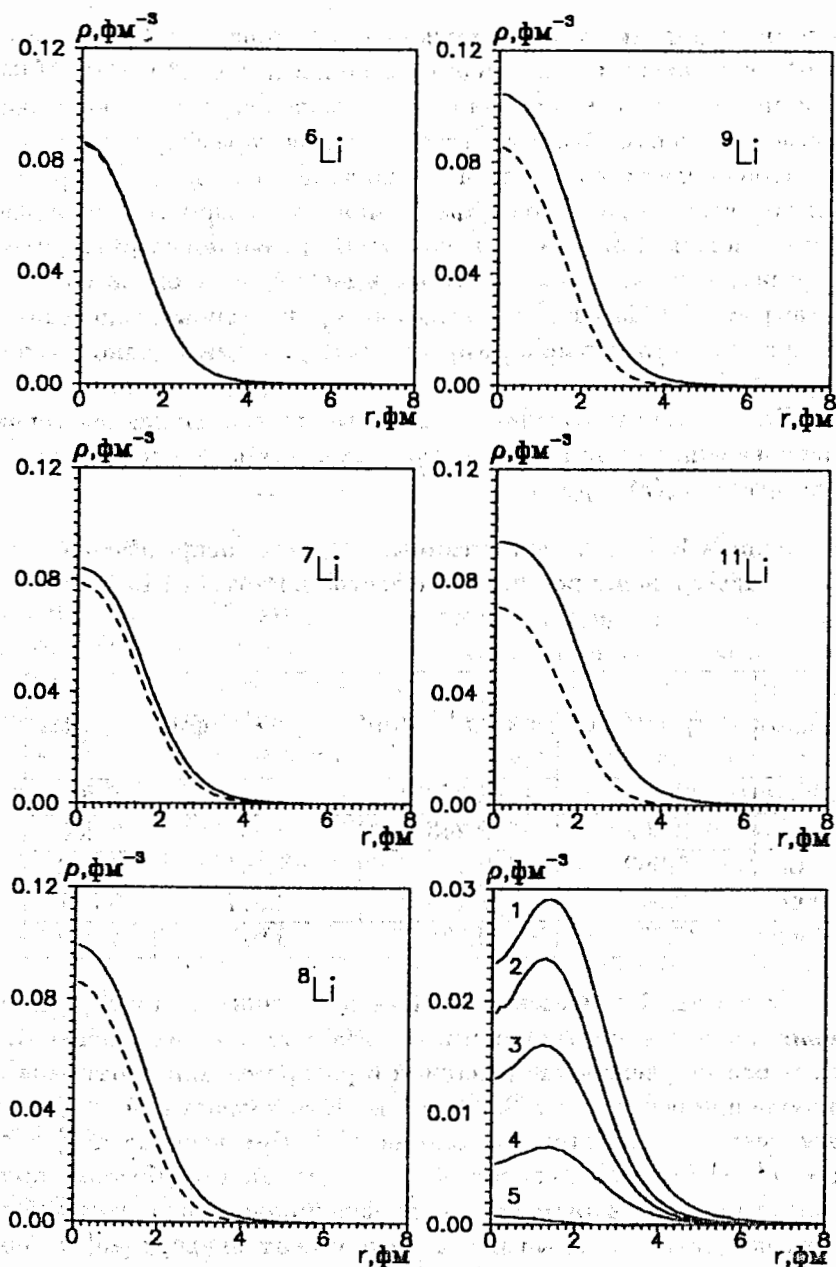


Рис.1. Плотности распределения нейтронов (сплошные линии), протонов (штриховые) и изовекторные (1 — ${}^1\text{Li}$, 2 — ${}^2\text{Li}$, 3 — ${}^3\text{Li}$, 4 — ${}^4\text{Li}$, 5 — ${}^5\text{Li}$)

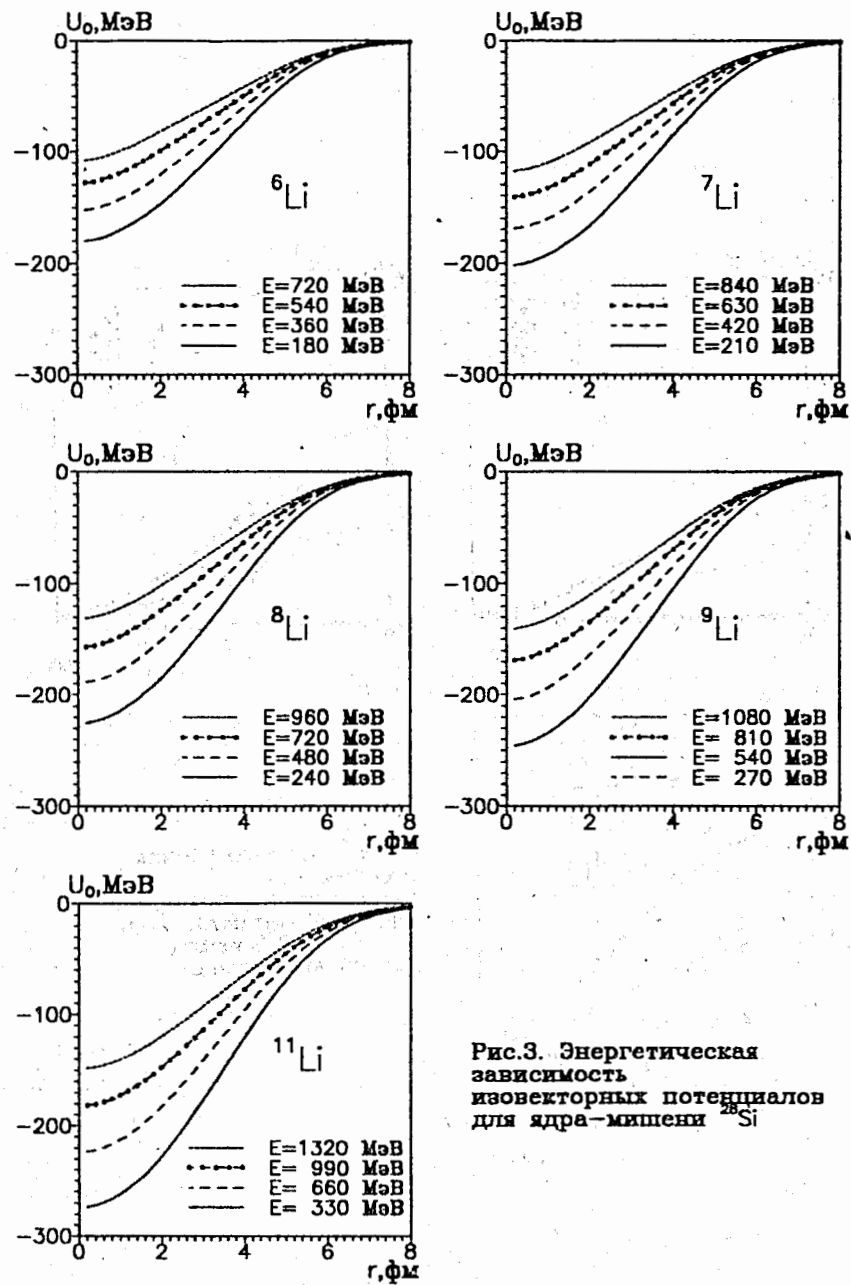
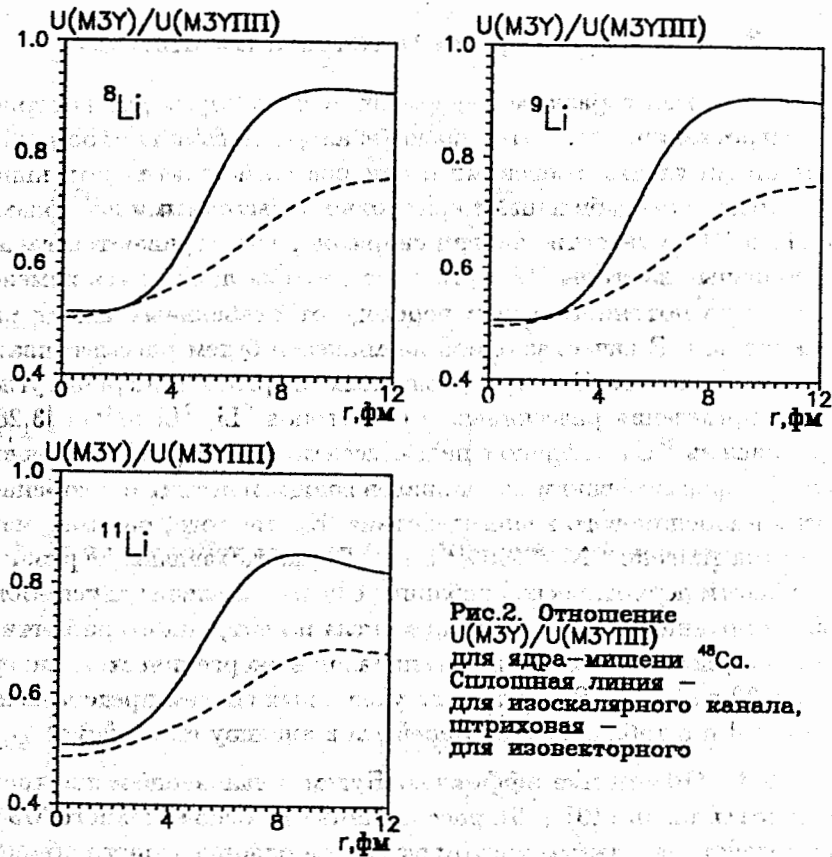
Хартри-Фока найдено, что радиусы распределения заряда и вещества в ${}^{11}\text{Li}$ соответственно равны 2.249 fm и 2.846 fm . В рамках трехчастичных расчетов в работе [25] получено в различных вариантах $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = (2.81 \div 3.03)$ fm , на основе оболочечной модели в [26] — $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 3.26$ fm . В методе гиперсферических функций [27] для различия в радиусах распределения вещества в ${}^{11}\text{Li}$ и в его остове получена величина 1.05 fm .

3. Численные результаты и их анализ

Развитый в разделе 2 формализм используем для построения микроскопических потенциалов взаимодействия изотопов Li с различными ядрами-мишенями и анализа свойств этих потенциалов. Наряду с нестабильными нейтронно-избыточными изотопами ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ в качестве частиц-снарядов рассматриваются также и стабильные изотопы ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ с тем, чтобы проследить изменения свойств потенциалов при переходе от стабильных ядер к радиоактивным. В качестве одной из мишеней будем рассматривать ядро ${}^{28}\text{Si}$, для которого при различных энергиях измерены угловые распределения рассеянных им изотопов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ [3,28]. Ядро-мишень ${}^{48}\text{Ca}$ выбрано с целью исследования роли нейтронной "шубы" в формировании потенциалов взаимодействия и особенно изоспин-изоспинового взаимодействия. Кроме того, рассматриваются ядра-мишени ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{96}\text{Mo}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{208}\text{Pb}$, представляющие различные области периодической таблицы, с целью анализа зависимости свойств потенциалов от массового числа и нейтронного избытка.

Результаты расчетов потенциалов в энергетическом интервале от 30 до 120 MeV/нуклон для указанных систем представлены на рис.2-4 и в таблицах 1-9. Перейдем к анализу их свойств.

3.1. Обменные эффекты. Будем в дальнейшем для краткости потенциалы (13)-(16), рассчитанные на основе полного МЗУ-взаимодействия с явным учетом эффектов однонуклонного обмена, называть МЗУ-потенциалами, а потенциалы, в которых обменные эффекты учитываются в приближении псевдопотенциала нулевого радиуса действия (17) и (18) — МЗУПП-потенциалами. На рис. 2 представлены отношения $U(\text{МЗУ})/U(\text{МЗУПП})$ для частиц-снарядов ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ и ядра-мишени ${}^{48}\text{Ca}$. Можно видеть, что во всех случаях МЗУ-потенциалы являются более мелкими по сравнению с



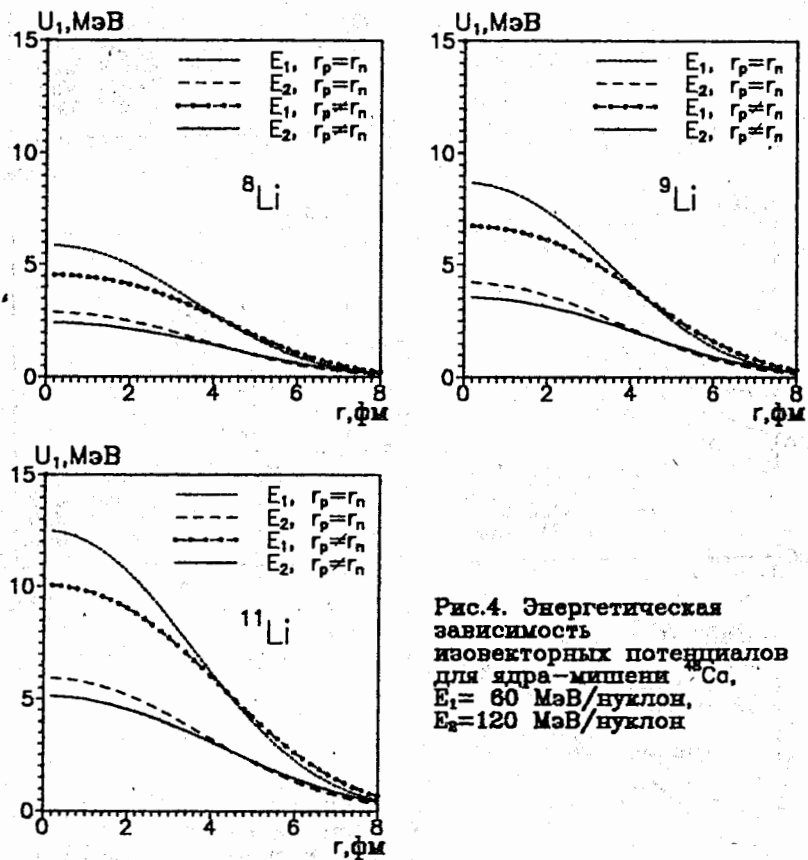


Рис.4. Энергетическая зависимость изовекторных потенциалов для ядра-мишени ${}^{48}\text{Ca}$. $E_1 = 60$ МэВ/нуклон, $E_2 = 120$ МэВ/нуклон

МЗУПП-потенциалами. Радиальная зависимость потенциалов сильно различается в поверхностной области (от 2 до 8 фм), и эта зависимость примерно одинакова для обоих типов потенциалов при малых и больших R . Поскольку сечения упругого и неупругого рассеяния чувствительны именно к поведению потенциалов в поверхностной области, то отсюда следует, что никакой перенормировкой взаимодействия (введением не зависящего от R нормировочного множителя N) нельзя компенсировать неучет эффектов однонуклонного обмена. Из рис.2 также следует, что различия в МЗУ- и МЗУПП-потенциалах возрастают при переходе от ${}^8\text{Li}$ к ${}^{11}\text{Li}$. Таким образом, роль эффектов однонуклонного обмена в формировании потенциалов возрастает с ростом нейтронного избытка.

Таблица 2. Интегральные характеристики потенциалов ${}^6\text{Li}$

ядро-мишень	E МэВ/нуклон	$-J_0$ $\frac{\text{МэВ} \cdot \text{фм}^3}{10^3}$	J_1 МэВ \cdot фм ³	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
${}^{28}\text{Si}$	30	61.39	-0.0384	4.43	4.43
${}^{28}\text{Si}$	60	50.23	-0.0256	4.44	4.44
${}^{28}\text{Si}$	90	41.97	-0.0184	4.48	4.48
${}^{28}\text{Si}$	120	35.76	-0.0137	4.53	4.53
${}^{48}\text{Ca}$	$60(r_n = r_p)$	80.87	-2.174	4.83	4.83
${}^{48}\text{Ca}$	$120(r_n = r_p)$	58.70	-1.144	4.87	4.87
${}^{48}\text{Ca}$	$60(r_n \neq r_p)$	86.55	-2.084	4.84	4.84
${}^{48}\text{Ca}$	$120(r_n \neq r_p)$	62.95	-1.082	4.90	4.90

В таблицах 2-7 представлены интегральные характеристики построенных потенциалов. Здесь J_0 и J_1 — объемные интегралы изоскалярного и изовекторного потенциалов соответственно; далее $\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ — среднеквадратичные радиусы изоскалярной части потенциалов, а $\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ — среднеквадратичные радиусы суммарных потенциалов (с учетом изовекторного члена). Из данных таблиц 4-6 следует, что $J_\tau(\tau = 0, 1)$ больше в случае МЗУПП-потенциалов, а $\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ и $\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$, наоборот, больше для МЗУ-потенциалов. Различия в объемных интегралах возрастают при переходе от ${}^8\text{Li}$ к ${}^{11}\text{Li}$ и для ядра-мишени ${}^{28}\text{Si}$ они больше, чем для ядра-мишени

^{48}Ca . Таким образом, эффекты однонуклонного обмена более существенны для легких ядер-мишеней и частиц-снарядов с большим нейтронным избытком. Из таблицы 7 также следует, что различия $\langle r^2 \rangle_{0V}$ и $\langle r^2 \rangle_V$ практически не зависят от ядра-мишени.

Таблица 3. Интегральные характеристики потенциалов ^7Li

ядро-мишень	Е МэВ/нуклон	$-J_0$ $\frac{\text{МэВ}\cdot\text{фм}^3}{10^3}$	J_1 МэВ·фм ³	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
^{28}Si	30	71.37	3.757	4.51	4.51
^{28}Si	60	58.06	2.787	4.52	4.52
^{28}Si	90	48.30	2.098	4.55	4.55
^{28}Si	120	41.01	1.621	4.61	4.61
^{48}Ca	60($r_n = r_p$)	93.92	1399	4.89	4.89
^{48}Ca	120($r_n = r_p$)	67.82	800.0	4.94	4.94
^{48}Ca	60($r_n \neq r_p$)	100.53	1495	4.91	4.90
^{48}Ca	120($r_n \neq r_p$)	72.72	852.3	4.97	4.96

Таблица 4. Интегральные характеристики потенциалов ^8Li

ядро-мишень	Е МэВ/нуклон	$-J_0$ $\frac{\text{МэВ}\cdot\text{фм}^3}{10^3}$	J_1 МэВ·фм ³	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
^{28}Si	30	79.58	7.001	4.50	4.50
^{28}Si	60	64.79	5.191	4.51	4.51
^{28}Si	90	53.95	3.902	4.55	4.55
^{28}Si	120	45.87	3.006	4.60	4.60
^{28}Si	ПП	90.00	6.676	4.11	4.11
^{48}Ca	60($r_n = r_p$)	105.24	27.69·10 ²	4.88	4.88
^{48}Ca	120($r_n = r_p$)	76.30	15.74·10 ²	4.93	4.92
^{48}Ca	60($r_n \neq r_p$)	112.65	29.61·10 ²	4.90	4.89
^{48}Ca	120($r_n \neq r_p$)	81.81	16.78·10 ²	4.96	4.94
^{48}Ca	ПП($r_n = r_p$)	143.69	42.38·10 ²	4.47	4.46
^{48}Ca	ПП($r_n \neq r_p$)	154.34	45.47·10 ²	4.50	4.48

Таблица 5. Интегральные характеристики потенциалов ^9Li

ядро-мишень	Е МэВ/нуклон	$-J_0$ $\frac{\text{МэВ}\cdot\text{фм}^3}{10^3}$	J_1 МэВ·фм ³	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
^{28}Si	30	88.49	10.33	4.54	4.54
^{28}Si	60	71.82	7.605	4.55	4.55
^{28}Si	90	59.68	5.687	4.59	4.59
^{28}Si	120	50.689	4.356	4.64	4.64
^{28}Si	ПП	101.34	10.00	4.15	4.15
^{48}Ca	60($r_n = r_p$)	117.18	40.96·10 ²	4.92	4.91
^{48}Ca	120($r_n = r_p$)	84.82	23.13·10 ²	4.97	4.96
^{48}Ca	60($r_n \neq r_p$)	125.44	43.79·10 ²	4.94	4.92
^{48}Ca	120($r_n \neq r_p$)	90.95	24.67·10 ²	5.00	4.98
^{48}Ca	ПП($r_n = r_p$)	161.74	63.50·10 ²	4.51	4.50
^{48}Ca	ПП($r_n \neq r_p$)	173.73	68.12·10 ²	4.54	4.51

Таблица 6. Интегральные характеристики потенциалов ^{11}Li

ядро-мишень	Е МэВ/нуклон	$-J_0$ $\frac{\text{МэВ}\cdot\text{фм}^3}{10^3}$	J_1 МэВ·фм ³	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
^{28}Si	30	109.04	18.88	4.80	4.80
^{28}Si	60	87.08	13.49	4.80	4.80
^{28}Si	90	71.44	9.908	4.84	4.84
^{28}Si	120	60.09	7.471	4.89	4.89
^{28}Si	ПП	124.29	19.34	4.42	4.42
^{48}Ca	60($r_n = r_p$)	143.42	66.75·10 ²	5.15	5.13
^{48}Ca	120($r_n = r_p$)	102.02	37.11·10 ²	5.19	5.17
^{48}Ca	60($r_n \neq r_p$)	153.59	71.21·10 ²	5.17	5.14
^{48}Ca	120($r_n \neq r_p$)	109.41	39.48·10 ²	5.22	5.19
^{48}Ca	ПП($r_n = r_p$)	198.04	105.87·10 ²	4.75	4.73
^{48}Ca	ПП($r_n \neq r_p$)	212.65	113.30·10 ²	4.78	4.74

Таблица 7. Среднеквадратичные радиусы потенциалов ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$

Система	E, МэВ	МЗУ	МЗУ	МЗУПП	МЗУПП
		$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_{0V}^{1/2}$ фм	$\langle r^2 \rangle_V^{1/2}$ фм
${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	480	5.04	5.04	4.63	4.63
— " —	960	5.09	5.09		
${}^9\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	540	5.08	5.08	4.66	4.66
— " —	1080	5.13	5.12		
${}^{11}\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	660	5.29	5.29	4.90	4.89
— " —	1320	5.34	5.33		
${}^8\text{Li}+{}^{94}\text{Mo}$	480	5.53	5.53	5.12	5.11
— " —	960	5.55	5.55		
${}^9\text{Li}+{}^{94}\text{Mo}$	540	5.56	5.56	5.15	5.13
— " —	1080	5.58	5.58		
${}^{11}\text{Li}+{}^{94}\text{Mo}$	660	5.75	5.74	5.35	5.33
— " —	1320	5.77	5.75		
${}^8\text{Li}+{}^{116}\text{Sn}$	480	5.78	5.78	5.37	5.35
— " —	960	5.80	5.79		
${}^9\text{Li}+{}^{116}\text{Sn}$	540	5.81	5.80	5.39	5.38
— " —	1080	5.82	5.81		
${}^{11}\text{Li}+{}^{116}\text{Sn}$	660	5.99	5.97	5.58	5.56
— " —	1320	5.99	5.97		
${}^8\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$	480	6.58	6.57	6.16	6.14
— " —	960	6.57	6.56		
${}^9\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$	540	6.61	6.59	6.18	6.16
— " —	1080	6.59	6.58		
${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$	660	6.73	6.71	6.32	6.29
— " —	1320	6.71	6.69		

Явный учет эффектов однонуклонного обмена приводит к сильной зависимости потенциалов от энергии частиц-снарядов. Как видно из рис.3-4, значения МЗУ-потенциалов в обоих каналах в рассматриваемом диапазоне энергий (от 30 до 120 МэВ/нуклон) уменьшаются по абсолютной величине почти в 2.5 раза, в то время как изоскалярные МЗУПП-потенциалы в этом же энергетическом интервале в соответствии с формулой (17) изменяются всего на 27%. Еще слабее изменяются в зависимости от энергии

МЗУПП-потенциалы в изовекторном канале. Из рис.3 видно, что зависимость потенциалов от энергии является нелинейной. Она может быть представлена в виде следующей зависимости глубины потенциалов от энергии: $U(E) = U(0) - \alpha E + \beta E^2$. Ранее такая зависимость потенциалов от энергии, возникающая вследствие учета эффектов однонуклонного обмена, была получена для α -частиц [29]. Для более тяжелых ядер-мишеней относительные изменения $\langle r^2 \rangle$ при этом становятся меньше, чем для легких.

Таблица 8. Отношение $-U_1(R)/U_0(R)$

Система, E(МэВ), R, фм	4.6	5.8	7.0	$\frac{t_z}{a} \frac{T_z}{A}$
${}^8\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 480, r_n = r_p$	0.0245	0.0257	0.0299	0.0104
${}^8\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 480, r_n \neq r_p$	0.0235	0.0272	0.0359	
${}^8\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 960, r_n = r_p$	0.0189	0.0210	0.0258	
${}^8\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 960, r_n \neq r_p$	0.0177	0.0212	0.0292	
${}^9\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 540, r_n = r_p$	0.0328	0.0339	0.0387	0.0139
${}^9\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 540, r_n \neq r_p$	0.0316	0.0360	0.0464	
${}^9\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 1080, r_n = r_p$	0.0252	0.0278	0.0334	
${}^9\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 1080, r_n \neq r_p$	0.0236	0.0279	0.0377	
${}^{11}\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 660, r_n = r_p$	0.0432	0.0454	0.0518	0.0189
${}^{11}\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 660, r_n \neq r_p$	0.0410	0.0469	0.0590	
${}^{11}\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 1320, r_n = r_p$	0.0330	0.0367	0.0439	
${}^{11}\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}, 1320, r_n \neq r_p$	0.0308	0.0362	0.0475	

3.2. Изоспиновая зависимость потенциалов. В предыдущем разделе обсуждался вопрос о вкладе эффектов однонуклонного обмена в изовекторный потенциал и об энергетической зависимости изоспинового потенциала. Рассмотрим вклад изовекторного потенциала в полный потенциал. Соответствующие результаты приведены в табл.8. В случае, когда распределения нейтронов и протонов подобны ($\rho_n(\vec{r})/\rho_p(\vec{r}) = N/Z$), изовекторный потенциал определяется фактором $T_{z1}T_{z2}/A_1A_2$. В последнем столбце табл.8 приведены значения этого фактора для соответствующих систем. Для нуклонов ($T_{z1} = \pm 1/2$ и $A_1 = 1$) этот фактор равен

$(N - Z)/4A$, а отношение $-U_1(R)/U_0(R)$, как следует из анализа упругого рассеяния протонов и нейтронов в модели Лейна, примерно в два раза превышает этот фактор [18]. В данной работе учитываются различия в геометрии распределений протонов и нейтронов. Из табл.8 следует, что в поверхностной области для ядра-мишени ^{48}Ca отношение $-U_1/U_0$ более чем в 2.5 раза превышает фактор $T_{z1}T_{z2}/A_1A_2$. Таким образом, происходит возрастание относительной роли изовекторного потенциала для легких нейтронно-избыточных ядер. Как видно из табл.8, с ростом энергии величина $-U_1/U_0$ уменьшается. Изоспиновая зависимость потенциалов наиболее существенна при низких энергиях. Как следует из табл.2-7, различия в $\langle r^2 \rangle_{0V}$ и $\langle r^2 \rangle_V$ во всех случаях незначительны, что неудивительно, поскольку вклад изовекторного потенциала в полный потенциал не превышает 6% (см.табл.8).

3.3. Эффект нейтронной "шубы" ядра-мишени ^{48}Ca .
 Для ядра-мишени ^{48}Ca построение потенциалов проходило в двух вариантах. В первом случае предполагалась одинаковая "геометрия" в распределении нейтронов и протонов, т.е. считалось, что $r_n = r_p$, причем $R_i = r_i A^{1/3}$ — радиусы половинного спада плотности, и для $\rho_p(\vec{r})$ и $\rho_n(\vec{r})$ использовались фермиевские распределения с параметрами, полученными из рассеяния электронов [30]. Во втором случае использовались реалистические $\rho_p(\vec{r})$ и $\rho_n(\vec{r})$, рассчитанные в методе функционала плотности. В этом случае $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = 3.76$ фм и $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 3.60$ фм. Таким образом, во втором случае учитывался эффект нейтронной "шубы", т.е. превышение нейтронного радиуса над протонным, которое составило 0.16 фм. Из рис.4 видно, что при малых R в случае $r_n = r_p$ значения U_1 по абсолютной величине уменьшаются, в то время как в наиболее существенной для реакций поверхностной области происходит увеличение U_1 . В силу сказанного учет эффекта нейтронной "шубы" усиливает изоспиновую зависимость потенциала и меняет "геометрию" суммарного потенциала. Как следует из данных табл.2-6, интегральные характеристики потенциалов меняются незначительно при этом. Усиление изоспиновой зависимости потенциала за счет эффекта нейтронной "шубы" иллюстрируются также данными табл.8. Можно видеть, что величина $-U_1(R)/U_0(R)$ увеличивается в поверхностной области ($R_i \approx 5.5$ фм) в случае $r_n \neq r_p$. В табл.9 приведены результаты расчетов, непосредственно характеризующие изменения

изовекторного потенциала за счет различий в распределении протонов и нейтронов в ядре-мишени ^{48}Ca для трех изотопов лития при различных энергиях. Эти изменения достигают 33% в случае МЗУ-потенциалов и 26% — в случае МЗУПП-потенциалов. Таким образом, изовекторная компонента оптического потенциала оказывается достаточно чувствительной к нейтронной "шубе" ядра-мишени ^{48}Ca , хотя она сравнительно мала.

Таблица 9. Отношение $U_1(r_n \neq r_p)/U_1(r_n = r_p)$ для ядра-мишени ^{48}Ca

R, фм	4.6	5.2	5.8	6.4	7.0
$^7\text{Li}, E, \text{МэВ}$					
$^8\text{Li}(\text{ПП})$	0.990	1.06	1.13	1.20	1.26
$^8\text{Li}(E=480)$	1.032	1.096	1.17	1.247	1.236
$^8\text{Li}(E=960)$	1.002	1.053	1.114	1.185	1.264
$^9\text{Li}(\text{ПП})$	0.990	1.06	1.13	1.20	1.26
$^9\text{Li}(E=540)$	1.031	1.096	1.168	1.246	1.327
$^9\text{Li}(E=1080)$	1.002	1.052	1.111	1.182	1.260
$^{11}\text{Li}(\text{ПП})$	0.973	1.03	1.09	1.14	1.21
$^{11}\text{Li}(E=660)$	1.017	1.072	1.131	1.193	1.257
$^{11}\text{Li}(E=1320)$	0.996	1.037	1.085	1.141	1.204

Заключение

Сформулируем основные результаты и выводы работы:

1. На основе полного МЗУ-эффективного взаимодействия с учетом эффектов однонуклонного обмена в формализме матрицы плотности для широкого энергетического интервала и большой группы ядер-мишеней построены потенциалы взаимодействия нейтронно-избыточных изотопов Li в изоскалярном и изовекторном каналах.

2. Плотности распределения нейтронов, протонов и вещества рассчитаны в микроскопическом подходе на основе метода функционала плотности и подтвержден вывод о существовании у ядра ^{11}Li нейтронного гало.

3. Проанализирована роль эффектов однонуклонного обмена в формировании потенциалов взаимодействия и установлено, что учет этих эффектов существенно влияет на радиальную зависимость потенциалов в поверхностной области и приводит к их энергетической зависимости. Роль обменных эффектов возрастает с увеличением нейтронного избытка частицы-снаряда и более существенна для легких ядер-мишеней.

4. Проведен анализ изоспиновых свойств потенциалов и исследована энергетическая зависимость изовекторного потенциала. Обнаружено усиление изоспиновой зависимости потенциалов взаимодействия составных частиц в поверхностной области ядра по сравнению со случаем нуклонов.

5. На примере ядра-мишени ^{48}Ca показано, что изовекторный потенциал может меняться на 30% и более в поверхностной области ядра при учете различий в распределении нейтронов и протонов в ^{48}Ca (от наличия нейтронной "шубы"). Обнаруженные эффекты могут оказаться важными, особенно при исследовании зарядово-обменных реакций.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда Сороса, грант ML8000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Roeckl E.* // Rep. Progr. Phys. 1992. V.55. P.1661.
2. *Bertulani C.A., Canto L.F., Hussein M.S.* // Phys. Rep. 1993. V.226. P.281.
3. *Lewitowicz M., Borcea C., Carstoiu F. et al.* // Nucl. Phys. 1993. V.A562. P.301.
4. *Pecina I., Anne R., Bazin D. et al.* // GANIL, P.22, 1994.
5. *Kobos A.M. et al.* // Nucl. Phys. 1982. V.A384. P.65.
6. *Kobos A.M. et al.* // Nucl. Phys. 1984. V.A425. P.205.
7. *Jeukenne J.-P., Lejeunne A., Mahaux C.* // Phys. Rev. 1977. V.C16, P.80.

8. *Dao Tuen Khoa, Князьков О.М.* // Z. f. Phys. 1987. V.A328. P.67.
9. *Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаянс С.А.* // ЯФ. 1988. Т.48. С.1661.
10. *Satchler G.R., Love W.G.* // Phys. Rep. 1979. V.55. P.183.
11. *Chaudhuri A.K. et al.* // Nucl. Phys. 1986. V.A455. P.169.
12. *Campi X., Bouyssy A.* // Phys. Lett. 1978. V.B73. P.263.
13. *Князьков О.М.* // ЭЧАЯ. 1986. Т.17. С.318.
14. *Dao Tuen Khoa, Князьков О.М.* // ЭЧАЯ. 1990. Т.21. С.1456.
15. *Bertsch G., Borysowicz J., Mc Manus et al.* // Nucl. Phys. 1977. V.A284. P.399.
16. *Cook J. et al.* // Phys. Rev. 1984. V.C30. P.1538.
17. *Demjanova A.S., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.* // Nucl. Phys. 1993. V.A553. P.727.
18. *Lane A.M.* // Nucl. Phys. 1962. V.35. P.676.
19. *Schery S.D.* // The (p,n) reaction and the nucleon-nucleon force; Ed. C.D. Goodman et al. - N.Y.: Plenum, 1980. P.409.
20. *Князьков О.М.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т.50. С.2007.
21. *Fayans S.A., Platonov A.P., Graw G., Hofer D.* // Nucl. Phys., 1994. V.A577, P.557.
22. *Fayans S.A., Tolokonnikov S.V., Trykov E.L., Zawischa D.* // Phys. Lett. 1994, V.B338, P.1.
23. *Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V.55. P.2676.
24. *Bertsch G.F., Brown B.A., Sagawa H.* // Phys. Rev. 1989. V.C39. P.1154.

25. *Bang J.M., Thompson I.J.* // Phys. Lett. 1992. V.B279. P.201.
26. *Sagawa H.* // Phys. Lett. 1992. V.B286. P.7.
27. *Fedorov D.V., Jensen A.S., Riisager K.* // Phys. Rev. 1994. V.C49. P.201.
28. *Schwandt P., Kailas S., Jacobs W.W. et al.* // Phys. Rev. 1980. V.C21. P.1656.
29. *Дао Тиен-Кхоа, Князьков О.М., Кухтина И.Н., Феофилов Г.А.* // ЯФ. 1989. Т.50: С.80.
30. *Барретт Р., Джексон Д.* // Размеры и структура ядер. Киев: Наукова Думка, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1995 года.