

P4-2006-154

К. В. Лукьянов, Е. В. Земляная, В. К. Лукьянов,
И. Н. Кухтина, Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. Г. Соколов

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ
 ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ В ДИАПАЗОНЕ $E = 5-50$ А МэВ

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

Лукьянов К. В. и др.

P4-2006-154

Микроскопический анализ энергетической зависимости полных сечений реакций ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ в диапазоне $E = 5-50$ А МэВ

Представлены экспериментальные данные полных сечений реакций ${}^{4,6}\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ при энергиях $E = 5-50$ А МэВ. Данные для реакций ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ проанализированы на основе микроскопической модели оптического потенциала двойного фолдинга, в которой вещественная и мнимая части вычисляются при различных плотностях налетающего ядра. Сравниваются сечения, рассчитанные с микроскопическим кулоновским потенциалом двойного фолдинга и с традиционным кулоновским потенциалом однородного распределения заряда. На основе перенормированных микроскопических потенциалов и их производных, добавленных для учета коллективных эффектов, построены полумикроскопические потенциалы, обеспечивающие согласие с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Lukyanov K. V. et al.

P4-2006-154

Microscopic Model Analysis of the ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ Total Reaction Cross Sections in the Energy Range 5–50 A MeV

The existing experimental data on the total cross sections of the ${}^{4,6}\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ reactions at energies $E = 5-50$ A MeV are demonstrated. The data on ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ are analyzed in the framework of the microscopic optical potential with real and imaginary parts obtained with the help of the double-folding procedure and by using the current models of densities of the projectile nuclei. Comparisons are made of cross sections calculated within the microscopic double-folding Coulomb potential and with the traditional Coulomb potential of the uniform charge distribution. The semi-microscopic potentials are constructed from the renormalized microscopic potentials and with an addition of their derivatives to take into account collective motion effects and to improve agreement with experimental data.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Общей задачей является исследование возможности микроскопического оптического потенциала дать физическую интерпретацию имеющимся данным о полных сечениях реакций ${}^4,{}^6\text{He}$, ${}^6,{}^7\text{Li}$ с ${}^{28}\text{Si}$ (см. [1–5]), включая некоторые предварительные данные для ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, при энергиях $E = 5\text{--}50$ А МэВ (см. рис. 1). Здесь мы ограничимся анализом сечений ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Мо-

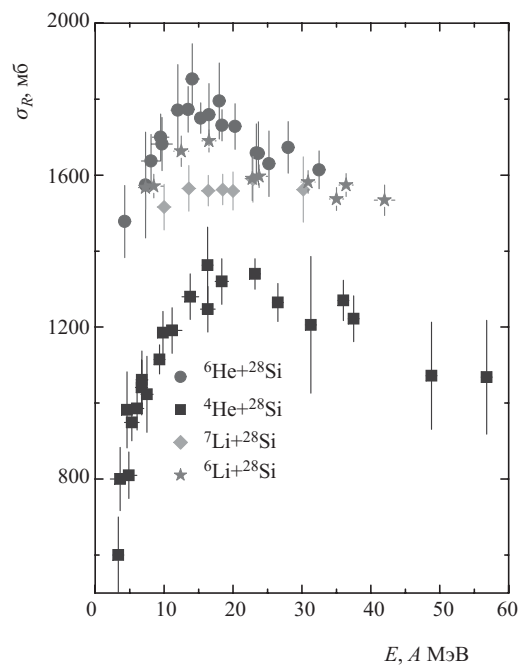


Рис. 1. Полные сечения реакций, измеренные в работах [1–5]

тивация таких исследований следующая. Во-первых, интерпретация экспериментальных данных с помощью традиционных феноменологических оптических потенциалов не дает ответа на вопросы о структуре взаимодействующих ядер и механизме их рассеяния. Такого рода подгонка сечений под эксперимент дает лишь шесть и более феноменологических параметров, которые

имеют разные значения при разных энергиях и атомных массах взаимодействующих ядер.

В противоположность этому микроскопические модели не содержат свободных параметров и позволяют тестировать модели структуры сталкивающихся ядер. В частности, в данной статье мы используем современные модели налетающих ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ для оценки чувствительности полных сечений к предсказываемым распределениям их плотности. В расчетах использовались модель Танихаты [6] и кластерно-орбитальная оболочечная модель (COSMA, cluster-orbital shell model) [7] определения плотности «голых» протонов (Z) и нейтронов (N) в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$

$$\rho_X(r) = \frac{2}{(\bar{a}\sqrt{\pi})^3} e^{-(r/\bar{a})^2} + \frac{X-2}{3} \frac{2}{(b\sqrt{\pi})^3} \left(\frac{r}{b}\right)^2 e^{-(r/b)^2}, \quad X = Z, N, \quad (1)$$

где \bar{a} , \bar{b} есть параметры, известные, вообще говоря, из анализа других экспериментальных данных. Кроме того, использовалась также модель с учетом большого базиса оболочек (LSSM, large-scale shell model) [8]. Также для ${}^6\text{Li}$ использовалась плотность, полученная из анализа формфактора рассеяния электронов (см. таблицу в [9]). На рис. 2 видно различие форм протонных, нейтронных и ядерных плотностей, полученных в рамках этих моделей. Среди них только модель LSSM имеет реалистичное экспоненциальное поведение на асимптотике, в то время как остальные имеют гауссовскую асимптотику.

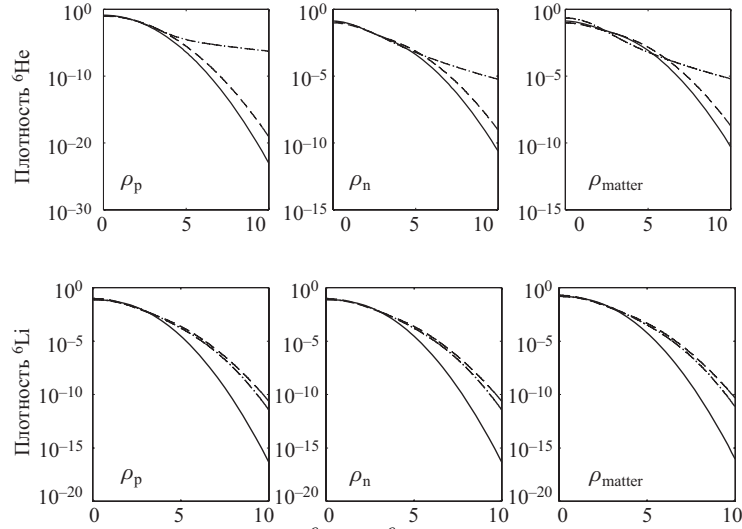


Рис. 2. Плотности распределения ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, рассчитанные в различных моделях. Сплошные кривые — плотность Танихаты для ${}^6\text{He}$ и табличная плотность для ${}^6\text{Li}$, штрихпунктирные линии — LSSM, штриховые — COSMA (см. текст)

В разд. 1 модель двойного фолдинга (см., например, [10]), учитывающая прямой и обменный вклад, применяется для расчета вещественной части микроскопического оптического потенциала. Мнимая часть потенциала вычислена по формуле, полученной в [11] на основе высокоэнергетического приближения (ВЭП) теории рассеяния [12, 13]. В разд. 2 представлены рассчитанные с указанными микроскопическими потенциалами полные сечения. Исследована роль кулоновского потенциала путем сравнения сечений, рассчитанных с традиционным кулоновским потенциалом на основе однородного распределения плотности ядерного заряда и микроскопическим кулоновским потенциалом, полученным в модели двойного фолдинга с реалистичным распределением заряда ядер. Обсуждается метод включения свободных параметров для учета влияния коллективного движения ядер. Даны выводы и заключение.

1. МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Вещественный ядро-ядерный потенциал двойного фолдинга состоит из прямой и обменной части:

$$V^{DF} = V^D + V^{EX}, \quad (2)$$

$$V^D(r) = \int d^3r_p d^3r_t \rho_p(\vec{r}_p) \rho_t(\vec{r}_t) v_{NN}^D(s), \quad \vec{s} = \vec{r} + \vec{r}_t - \vec{r}_p, \quad (3)$$

$$V^{EX}(r) = \int d^3r_p d^3r_t \rho_p(\vec{r}_p, \vec{r}_p + \vec{s}) \rho_t(\vec{r}_t, \vec{r}_t - \vec{s}) v_{NN}^{EX}(s) \exp\left[\frac{i\vec{K}(r) \cdot s}{M}\right], \quad (4)$$

где $\rho_{p,t}$ есть одночастичные матрицы плотности налетающего ядра (p) и мишени (t). В современных вычислениях обычно используется парижский (CDM3Y6) эффективный нуклон-нуклонный потенциал v_{NN} , имеющий форму

$$v_{NN}(E, \rho, s) = g(E) F(\rho) v(s), \quad v(s) = \sum_{i=1,2,3} N_i \frac{\exp(-\mu_i s)}{\mu_i s}, \quad (5)$$

где

$$g(E) = 1 - 0,003E/A_p, \quad F(\rho) = C \left[1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho\right], \quad \rho = \rho_p + \rho_t, \quad (6)$$

$$C = 0,2658, \quad \alpha = 3,8033, \quad \gamma = 4,0,$$

а параметры N_i и μ_i даны в [10]. Зависимость обменной части V^{EX} от энергии возникает в основном за счет вклада экспоненциального члена, где $K(r) = \{2Mm/\hbar^2[E - V_N^{DF}(r) - V_c(r)]\}^{1/2}$ есть локальный ядро-ядерный импульс, $M = A_p A_t / (A_p + A_t)$, m — масса нуклона. Таким образом, для расчета потенциала приходится решать нелинейную задачу.

Здесь необходимо обратить внимание на важную роль обменного члена в расчетах ядро-ядерного вещественного потенциала. На рис. 3 представлен потенциал V^{DF} рассеяния ${}^6\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ при энергии $E = 25$ МэВ/нуклон, вы-

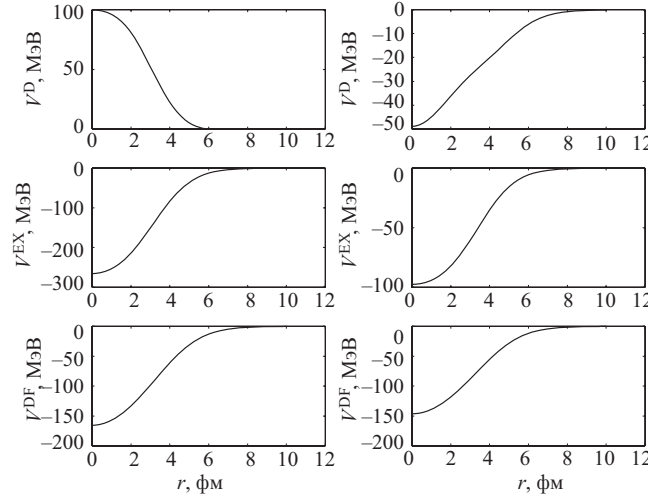


Рис. 3. Поведение прямой, обменной части и полного ядро-ядерного потенциала для ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, вычисленных с парижскими (слева) и рейдовскими (справа) эффективными NN -потенциалами (см. текст)

численный для двух часто используемых эффективных потенциалов v_{NN} , а именно, парижского CDM3Y6 и Рейда DDM3Y1, которые определяются разными наборами параметров N_i , μ_i и C , α , β , γ [10]. Видно, что их прямые части имеют разные знаки, так что обменные части играют определяющую роль в формировании суммарного ядерного потенциала V^{DF} .

Отметим, что при построении микроскопического оптического потенциала обычно вычисляется вещественный потенциал двойного фолдинга (2)–(5), в то время как его мнимая часть берется в феноменологической форме с параметрами, подгоняемыми под эксперимент отдельно для каждого значения энергии. В наших расчетах, представленных ниже, используется мнимая часть, полученная в микроскопическом подходе в работе [11] на основе высокоэнергетического приближения. Она имеет вид

$$W^H(r) = -\frac{2E}{k(2\pi)^2} \bar{\sigma}_{NN} \int_0^\infty dq q^2 j_0(qr) \tilde{\rho}_p(q) \tilde{\rho}_t(q) \tilde{f}_N(q), \quad (7)$$

где $\tilde{\rho}(q) = \int d^3r \exp(i\vec{q}\vec{r}) \rho(r)$ — формфактор точечной ядерной плотности, σ_{NN} — полное нуклон-нуклонное сечение, параметризованное в [14] как функция от энергии нуклон-нуклонного взаимодействия.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ

Рисунок 4 демонстрирует микроскопические расчеты полных сечений реакций, выполненные с использованием потенциалов двойного фолдинга, определяемых формулами (3), (4), (7), и с различными распределениями плотности

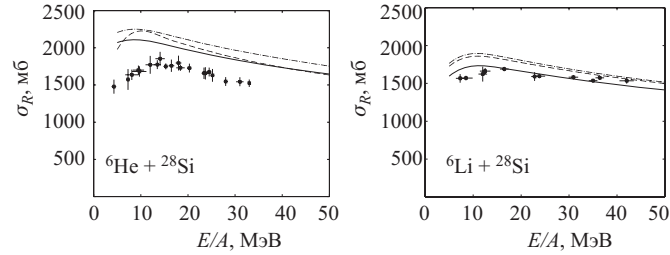


Рис. 4. Расчеты полных сечений с использованием микроскопического оптического потенциала $V^{DF} + iW^H$ без введения свободных параметров. Использован парижский NN -потенциал. Сплошные кривые — плотность Танихаты, штриховые кривые — LSSM, штрихпунктирные кривые — COSMA

налетающих ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Видно, что по абсолютной величине они превышают экспериментальные значения, в то время как их форма согласуется с данными при энергиях выше 15 МэВ/нуклон. Расчеты сечений на основе полученных потенциалов были сделаны с помощью программы DWUCK4 [15].

Следующий шаг нашего вычислительного эксперимента — это попытка объяснить данные за счет перенормировки силы вещественной и мнимой части потенциала

$$U_{\text{opt}}(r) = N_r V^{DF} + iN_{\text{im}} W^H, \quad (8)$$

где N_r и N_{im} — подгоняемые параметры. Такая процедура перенормировки используется в обычной практике для глубины вещественного потенциала фолдинга, причем подгоняется также несколько параметров феноменологической мнимой части потенциала. В наших же расчетах используются только два параметра, перенормирующие силу как вещественной части V^{DF} , так и мнимой части W^H , которые обе рассчитаны микроскопически. Рисунок 5 воспроизводит результаты расчетов полных сечений ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ с наиболее реалистичным — LSSM — распределением плотности ядра ${}^6\text{He}$. Видно, что перенормировка обеспечивает согласие с экспериментом при больших энергиях, в то время как при низких все еще наблюдается расхождение расчетной кривой с экспериментом. Отметим также наличие некоторой неоднозначности рассчитанных сечений: показаны две близкие между собой кривые, сплошная получена с параметрами перенормировки $N_r = N_{\text{im}} = 0,5$, а штриховая кривая — с параметрами $N_r = 1,0$, $N_{\text{im}} = 0,4$. Таким образом, можно заключить, что в рамках микроскопического подхода «объемные» потенциалы

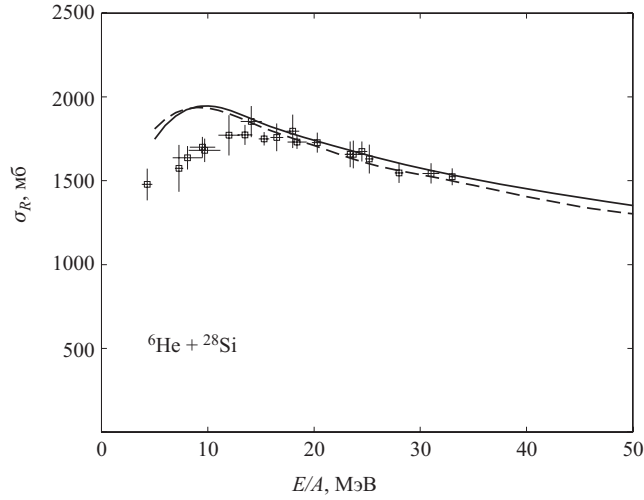


Рис. 5. Влияние перенормировки силы микроскопического потенциала $N_r V^{DF} + iN_{im} W^H$ на полные сечения реакции. Сплошная кривая — $N_r = N_{im} = 0,5$, штриховая — $N_r = 1, N_{im} = 0,4$

(8) не обеспечивают объяснение экспериментальных данных во всем диапазоне измерений. В этой связи при низких энергиях кулоновское взаимодействие может играть важную роль в механизме ядерной реакции.

Итак, для того чтобы увеличить точность расчетов, мы вычислили кулоновский потенциал с использованием микроскопической формулы фолдинга (3) с реалистичным распределением зарядовой плотности LSSM и с нуклон-нуклонным потенциалом взаимодействия зарядов $v_C = 1/s$. Такой кулоновский потенциал и соответствующие полные сечения были вычислены для системы ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$. Результаты расчета сравниваются на рис. 6 с традиционным расчетом кулоновского потенциала на основе однородно распределенного заряда в сфере с радиусом, равным сумме радиусов взаимодействующих ядер. Слева показаны оба потенциала. Они заметно отличаются во внутренней области, сближаются на периферии и практически совпадают на больших расстояниях. Однако упомянутые различия мало влияют на значения полных сечений (правая часть рис. 6), и «бамп» полных сечений реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$, наблюдающийся экспериментально при $E \simeq 15$ МэВ/нуклон, не удается описать путем коррекции кулоновского потенциала.

Следующим шагом нашего анализа является моделирование влияния ядерных коллективных мод на механизм ядро-ядерного рассеяния. Из теории неупругого рассеяния известно, что сечение возбуждения коллективных состояний ядра можно описать введением переходных потенциалов в форме производных от потенциалов упругого рассеяния. С учетом данного положе-

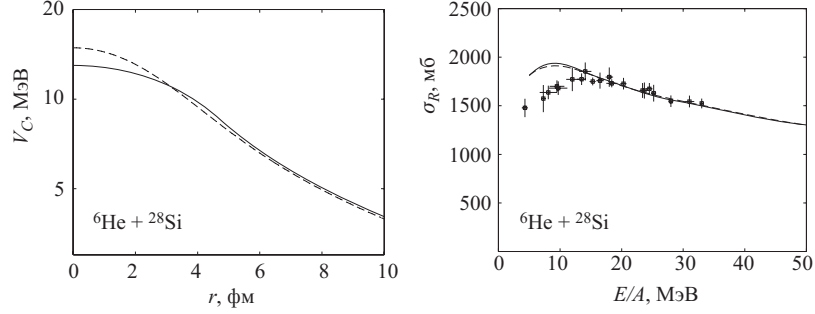


Рис. 6. Влияние коррекции кулоновского потенциала на полные сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$. Слева — обычный (сплошная кривая) и микроскопический (штриховая) кулоновский потенциалы; справа — соответствующие полные сечения

ния добавим «поверхностные» потенциалы в виде производных $(-r dV/dr)$ от наших микроскопических потенциалов и будем тестировать оптические потенциалы в форме

$$U_{opt}(r) = \left[N_r V^{DF} - N_r^{(1)} r \frac{dV^{DF}}{dr} \right] + i \left[N_{im} W^H - N_{im}^{(1)} r \frac{dW^H}{dr} \right], \quad (9)$$

$$U_{opt}(r) = \left[N_r V^{DF} - N_r^{(1)} r \frac{dV^{DF}}{dr} \right] + i \left[N_{im} V^{DF} - N_{im}^{(1)} r \frac{dV^{DF}}{dr} \right], \quad (10)$$

Итак, мы добавили еще два свободных параметра $N_r^{(1)}$ и $N_{im}^{(1)}$, отвечающих за вклад коллективных эффектов. На рис. 7 демонстрируются результаты вычислений, выполненных для двух типов ядро-ядерных потенциалов. Первый из них (слева) получен для парижского эффективного NN -потенциала

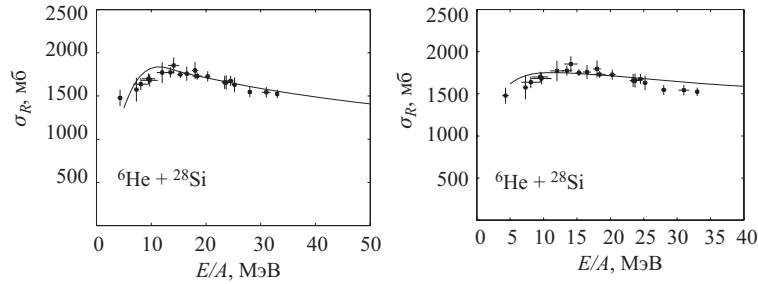


Рис. 7. Результат подгонки четырехпараметрических полумикроскопических потенциалов с «поверхностными» членами к экспериментальным данным по полным сечениям с использованием двух различных микроскопических моделей эффективных NN -сил (см. текст)

CDM3Y6 с плотностью LSSM ядра ${}^6\text{He}$ и U_{opt} в форме (9). Другой расчет (справа) выполнен для потенциала U_{opt} в форме (10) с рейдовским BDM3Y2 NN -потенциалом [10] и с плотностью FDM (метод функционала плотности) [16] для ядра ${}^6\text{He}$. Значения свободных параметров для случая CDM3Y6: $N_r = 0,7$, $N_r^{(1)} = 0,4$, $N_{\text{im}} = 0,5$, $N_{\text{im}}^{(1)} = 0,03$; для случая BDM3Y2 $N_r = 1$, $N_r^{(1)} = 0,212$, $N_{\text{im}} = 0,3$, $N_{\text{im}}^{(1)} = 0,038$. Видно, что путем введения производных удастся добиться хорошего согласия с экспериментом в первом случае и качественно описать экспериментальные данные во втором. Потенциалы с «поверхностными» членами имеют более сглаженный диффузный слой по сравнению с «объемными» потенциалами (8), такое поведение соответствует моделям с учетом коллективных движений ядерной поверхности.

Отметим, что полумикроскопические оптические потенциалы вида (9), (10) нуждаются в дальнейшем улучшении с целью исключения свободных параметров и получения таким образом их полностью микроскопической интерпретации. В этой связи физическая природа «бампа» полного сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ при энергиях 10 МэВ над кулоновским барьером еще ждет своего объяснения. В частности, получение экспериментальных данных по угловым распределениям в упругом канале могло бы снизить неоднозначность фитирования параметров полумикроскопических оптических потенциалов.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микроскопические модели ядро-ядерных оптических потенциалов не имеют свободных параметров. Они строятся на основе физических характеристик, определяющих структуру взаимодействующих ядер и эффективных нуклон-нуклонных сил в ядерной среде. Мы рассмотрели возможность с помощью микроскопических потенциалов фолдинга описать экспериментальные данные по полным сечениям реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Показано, что небольшая перенормировка потенциалов путем введения двух параметров позволяет объяснить данные экспериментов при относительно больших энергиях $E \geq 15$ МэВ/нуклон. В этой области энергий сечения, вычисленные на основе нескольких известных моделей налетающего ядра, оказываются близкими между собой. В то же время наблюдается заметное расхождение расчетов с экспериментом в области низких энергий, что является объектом наших дальнейших исследований. Использование микроскопического кулоновского потенциала не привело к улучшению результатов в этой области энергий. Напомним здесь, что, вообще говоря, обычные потенциалы фолдинга учитывают только одночастичные распределения плотности взаимодействующих ядер, в то время как эффекты других каналов, связанных с коллективными ядерными возбуждениями и реакциями передачи нуклонов, могут также играть роль во

взаимодействии ядер. Эти эффекты были приближенно учтены путем добавления к базовому «объемному» потенциалу производных от потенциалов фолдинга, в результате чего удалось добиться довольно хорошего согласия с экспериментом при низких энергиях. Таким образом, можно заключить, что дальнейшее развитие теории реакций с экзотическими ядрами предпочтительнее, нежели простое использование как феноменологических потенциалов, так и микроскопических конструкций «усредненных» оптических потенциалов в упругом канале без учета их связи с другими каналами ядро-ядерного рассеяния.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-01-00228).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kuznetsov I. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65. P. 1569.
2. *Baktybaev M. K. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1615.
3. *Ugryumov V. Yu. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. E53.
4. *Ugryumov V. Yu. et al.* // Phys. At. Nucl. 2005. V. 68. P. 16.
5. *Соболев Ю. Г. и др.* // Изв. РАН сер. физ. 2005. Т. 69, № 11. С. 1603.
6. *Tanihata I.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 289. P. 261.
7. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
8. *Karataglidis S. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024319.
9. *Patterson J. D., Peterson R. J.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 717. P. 235.
10. *Khoa D. T., Satchler G. R.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 668. P. 3.
11. *Лукьянов В. К., Земляная Е. В., Лукьянов К. В.* // ЯФ. 2006. Т. 69, № 2. С. 262
12. *Glauber R. J.* Lectures in Theoretical Physics. N. Y.: Interscience, 1959. P. 315.
13. *Ситенко А. Г.* // Укр. физ. журн. 1959. Т. 4. С. 152.
14. *Charagi S., Gupta G.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1610.
15. *Kunz P. D., Rost E.* Computational Nuclear Physics / Eds. Langanke K. et al. Springer Verlag, 1993. V. 2. P. 88.
16. *Князьков О. М., Кухтина И. Н., Фаянс С. А.* // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 287.

Получено 14 ноября 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 25.01.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,91. Тираж 355 экз. Заказ № 55645.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/