

УДК 539.17.01

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ И АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ НА НУЛЕВОЙ УГОЛ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ^{11}Li И ^{12}C К СТРУКТУРЕ НЕЙТРОННОГО ГАЛО ЯДРА ^{11}Li

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

В оптической модели с микроскопическим оптическим потенциалом первого порядка проведен расчет сечения реакций и амплитуды рассеяния на нулевой угол для ядер ^{11}Li и ^{12}C , взаимодействующих при промежуточных энергиях. Показано, что инклюзивное сечение образования фрагмента ^9Li и действительная часть амплитуды упругого рассеяния вперед более чувствительны к значениям параметров распределения нейтронов в гало ядра ^{11}Li , чем сечение реакций.

В первых экспериментах со вторичными пучками легких нейтронно-избыточных ядер (типа ^{11}Li , ^6He , ^8He) были измерены сечения реакций σ_R и сечения взаимодействия σ_I этих ядер с ядрами (σ_I по определению есть разность $\sigma_R - \sigma_{ex}$, где σ_{ex} – сечение возбуждения ядра-мишени (T) без изменения внутреннего состояния ядра-снаряда (P)) [1]. Полученные аномально большие значения этих сечений (по сравнению с сечениями для других изотопов Li) [1, 2] нашли объяснение в предположении о существовании нейтронного гало вокруг компактной центральной части (кора, ядра ^9Li в случае ^{11}Li ; см. [3 – 6] и цитируемую там литературу). Однако данные по таким инклюзивным характеристикам как σ_I оказались недостаточными для выяснения каких-либо деталей структуры нейтронного гало [2]. Описание в рамках стандартного расчета по оптической модели измеренных угловых распределений упруго рассеянных ядер ^{11}Li на водородной и ядерной мишенях потребовало использования противоестественных значений параметров формы оптического потенциала: например, параметр диффузности оказался в 2,5 – 3 раза больше радиуса половинной плотности нуклонов в ядре ^{11}Li [7].

Это указывает на необходимость использования микроскопических моделей, основанных на предварительных физических представлениях о структуре таких экзотических ядер и выявления характеристик их взаимодействия, наиболее чувствительных к деталям этой структуры.

В работах [8 – 10] был проведен анализ действительной части амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол $\text{Re } F(0)$, сечения реакций σ_R и полного сечения σ_t . В случае взаимодействия стабильных ядер было установлено, что наибольшей чувствительностью к форме действительной части оптического потенциала (ОП) обладает $\text{Re } F(0)$. В настоящей работе этот вопрос исследован для случая взаимодействия ядер ^{11}Li с ядрами ^{12}C в области кинетических энергий падающей частицы $\epsilon_P = 100 - 2000 \text{ МэВ/нуклон}$. Мы следовали вычислительной процедуре, описанной в [8 – 10], ограничившись эйкопальным приближением (ЭП). Используемый в таком расчете ОП первого порядка представляет собой двойную свертку плотности точечных нуклонов ядра-снаряда $\rho_P(\mathbf{r})$ и ядра-мишени $\rho_T(\mathbf{r})$ и t -матрицы нуклон-нуклонного взаимодействия $t_{NN}(\mathbf{r})$. Свертка гауссовой параметризации $t_{NN}(\mathbf{r})$ и Вудс-Саксоновской формы (ВС) плотности $\rho_T(\mathbf{r})$ аппроксимировалась новой функцией ВС $\rho_T^{eff}(\mathbf{r})$ с эффективными значениями радиуса половинной плотности R_{eff} и параметра диффузности a_{eff} [8 – 11]. Переход к Фурье-компонентам функций ρ_P и ρ_T^{eff} позволяет избежать громоздкого вычисления оставшегося трехкратного интеграла для фазовой функции:

$$\chi_0(\mathbf{b}) = \int_0^\infty dz \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \rho_P(\mathbf{r}_1) \rho_T(\mathbf{r}_2) t(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}).$$

Тогда получаем:

$$\chi_0(\mathbf{b}) = \xi(\epsilon_P; A_P; A_T) \sum_{j,l} (i + \alpha_{jl}) \sigma_{jl} \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty q dq J_0(qb) \tilde{\rho}_{lP}(q) \tilde{\rho}_{jT}(q). \quad (1)$$

Суммирование $\sum_{j,l}$ проводится по нейтронам и протонам ядер P и T . $\tilde{\rho}_{lP(jT)}(q) = \int d\mathbf{r} \rho_{lP(jT)}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ – Фурье-компоненты соответствующей плотности нуклонов. $\xi(\epsilon_P, A_P, A_T)$ – кинематический множитель [8 – 10], σ_{ij} и α_{ij} – полное сечение взаимодействия и отношение вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния нуклонов сортов j и l , \mathbf{b} – прицельный параметр для сталкивающихся ядер.

Фурье-образ ВС плотности $\rho(\mathbf{r}) = \rho_0[1 + \exp((r - R)/a)]^{-1}$ имеет вид

$$\rho(q) = \frac{4\pi\rho_0}{q} \int_0^\infty r dr \sin qr [1 + \exp((r - R)/a)]^{-1} =$$

$$= \frac{8\pi\rho_0}{a} \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^{n+1} n e^{-nR/a}}{(q^2 + n^2/a^2)^2} + \frac{4\pi^2\rho_0 a^2}{q \operatorname{sh}(\pi qa)} [\pi \operatorname{cth}(\pi qa) \sin qR - (R/a) \cos qR]^2. \quad (2)$$

Мы использовали стандартные значения параметров для ρ_T [12] и t_{NN} [13]. Функция $\rho_P(\mathbf{r})$ была использована в виде, предложенном в работе [14]:

$$\rho_P(\mathbf{r}) = \rho_{Pp}(\mathbf{r}) + \rho_{Pnc}(\mathbf{r}) + \rho_{Pnh}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Т а б л и ц а 1

Значения параметров плотности нейтронов в гало ядра ^{11}Li [14] и сечений $\sigma_{-2n}(\epsilon_P)$ для разных вариантов гало

Вариант	1	2	3	4	5	6	7
$L, \text{ ф м}$	8,2	6,0	6,0	6,35	4,4	4,4	4,4
d	2,0	0,5	1,0	2,0	0,6	0,9	2,0
$\epsilon_P, \text{ МэВ/А}$	$\sigma_{-2n}, \text{ мб}$						
100	286	206	182	186	175	157	108
200	209	175	153	147	151	137	96
325	198	167	146	137	145	130	85
425	201	166	146	137	145	129	83
550	233	180	157	141	154	137	87
650	240	198	164	160	160	142	90
800	250	194	169	168	164	146	94
1000	266	205	171	170	165	147	95
2000	261	200	178	172	166	147	95

Здесь $\rho_{Pp}(\mathbf{r})$ и $\rho_{Pnc}(\mathbf{r})$ – функции распределения плотности протонов и нейтронов в коре ядра ^{11}Li , а $\rho_{Pnh}(\mathbf{r})$ – распределение плотности нейтронов гало. Эта функция была выбрана в виде:

$$\rho_{Pnh}(\mathbf{r}) = N \exp(-2r/L)/r^2, \quad (4)$$

где $N = d/(2\pi L)$. Число нейтронов в гало d и длина релаксации плотности гало L являются свободными параметрами (табл. 1). Остальные параметры функций ρ_{Pp} и

$\rho P_n = \rho P_{nc} + \rho P_{nh}$ и их нормировка указаны в [14]. Отметим, что в работе [14] экспоненциальный "хвост" распределения плотности нейтронов (4) учитывается только при $r \geq 2,5 \text{ ф.м.}$ Мы не будем принимать во внимание это ограничение, поскольку при использовании волновой функции (или плотности) в импульсном представлении такой шаг не вносит заметной погрешности в области существенных значений переменной q в (1) и (2).

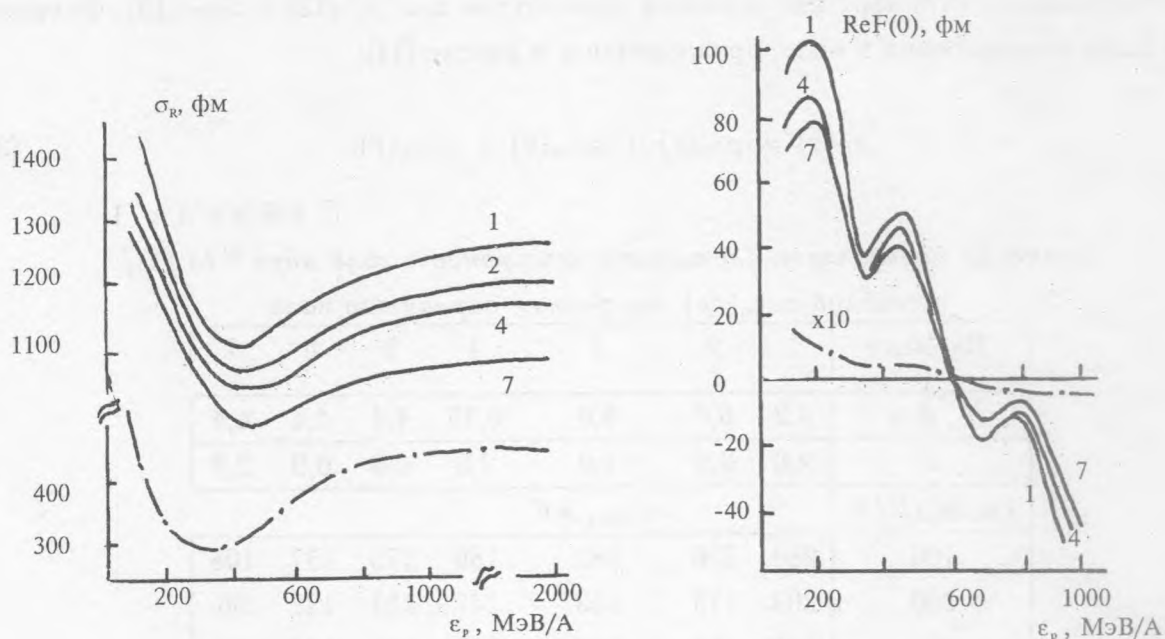


Рис. 1. Сечения реакций для взаимодействия ядер ^{11}Li с ядрами ^{12}C в зависимости от кинетической энергии налетающего ядра, отнесенной к одному нуклону ϵ_p . Номера сплошных кривых соответствуют вариантам плотности нейтронов в ядре ^{11}Li , приведенным в табл. 1. Штрих-пунктирная кривая – полное сечение pN -взаимодействия [13].

Рис. 2. Действительная часть амплитуды $\text{Re} F(0)$ рассеяния ядер ^{11}Li на ядрах ^{12}C в с.ц.м. в зависимости от энергии ϵ_p . Номера сплошных кривых соответствуют вариантам плотности нейтронов в ядре ^{11}Li , приведенным в табл. 1. Штрих-пунктирная кривая – действительная часть амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния $\text{Re} f_{NN}(0)$ в с.ц.м. $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$.

Результаты вычислений σ_R и $\text{Re} F(0)$ по стандартным формулам ЭП (см., напр., [8 – 10]) приведены соответственно на рисунках 1 и 2 (сечение σ_i повторяет энергетическую

зависимость σ_R и мы его не приводим). Результаты расчета не содержат вклада кулоновского взаимодействия сталкивающихся ядер: в рассматриваемой области энергий отношение высоты кулоновского барьера $V_C = Z_P Z_T e^2 / (R_P + R_T)$ к энергии сталкивающихся ядер в их с.с.м. не превышает 0,01. Из кривых рис. 1 следует, что энергетическая зависимость σ_R повторяет зависимость полного сечения нуклон-нуклонного взаимодействия. На это обстоятельство в случае взаимодействия стабильных ядер было обращено внимание в работах [15]. Позднее было получено подтверждение этого факта [16]. Энергетическая зависимость $\sigma_R(\epsilon_P)$ определяется вкладом тех соударений, которые происходят при больших прицельных параметрах [10]. Это реализуется в случае взаимодействия ядер, обладающих гало, с ядрами мишени. Вместе с тем, значения σ_R демонстрируют относительно слабую чувствительность к вариациям параметров функции $\rho_{Pnh}(\mathbf{r})$. Действительно, при фиксированных значениях d и разных L во всем интервале рассматриваемых энергий $\eta = (\sigma_R^{max} - \sigma_R^{min}) / (\sigma_R^{max} + \sigma_R^{min}) \leq 0,15$, а при фиксированных L и разных d имеем $\eta \leq 0,05$. Это связано с тем, что уменьшение d сопровождается одновременным увеличением числа нейтронов в ВС компоненте нейтронного распределения и существенным увеличением его диффузности:

$$a_n(L = 8,2 \text{ ф м}, d = 2) = 0,521 \text{ ф м}, \quad a_n(L = 6,0 \text{ ф м}, d = 0,5) = 0,681 \text{ ф м},$$

$$a_n(L = 4,4 \text{ ф м}, d = 0,6) = 0,672 \text{ ф м}, \quad a_n(L = 4,4 \text{ ф м}, d = 0) = 0,727 \text{ ф м}.$$

Таким образом, несмотря на существенные изменения параметров нейтронного гало, суммарная плотность нейтронов меняется значительно слабее.

Энергетические зависимости $\text{Re } F(0)$, представленные на рис. 2, воспроизводят изменение с энергией элементарной нуклон-нуклонной амплитуды f_{NN} . Но в случае рассеяния ионов слабые осцилляции $\text{Re } f_{NN}(0)$ оказываются усиленными. На рис. 2 видна также более высокая чувствительность $\text{Re } F(0)$, чем σ_R , к значениям параметров плотности нейтронов в гало ядра ^{11}Li . С точки зрения экспериментального определения этих параметров представляются наиболее перспективными исследования упругого рассеяния ядер ^{11}Li в области углов кулон-ядерной интерференции при энергии пучка в интервале 200 – 400 либо 1000 – 2000 МэВ/нуклон, где при достаточно больших значениях $\text{Re } F(0)$ имеется характерная зависимость от энергий. Значения $\text{Re } F(0)$ могут быть извлечены из экспериментальных данных с помощью той или иной экстраполяционной процедуры, один из вариантов которой предложен в [17]. В таких экспериментах предпочтительнее использовать мишени с большим Z .

Пренебрегая различием в значениях сечений возбуждения ядер ^{12}C под действием ^{11}Li и ^9Li , запишем сечение удаления двух нейтронов из ^{11}Li в следующем виде:

$$\sigma_{-2n} = \sigma_R(^{11}\text{Li}) - \sigma_R(^9\text{Li}).$$

Это сечение остается приблизительно постоянным во всем рассматриваемом интервале энергий ϵ_R и составляет величину от 100 до 300 мб при разных значениях параметров гало (см. табл. 1). В отличие от σ_R , эта величина существенно зависит от комбинации параметров L и d : $(\sigma_{-2n}^{max} - \sigma_{-2n}^{min}) / (\sigma_{-2n}^{max} + \sigma_{-2n}^{min}) \cong 0,5$. Имея в виду сильно упрощенную модель нейтронного гало в ядре ^{11}Li , мы не преследовали цель определения его параметров из сравнения результатов расчета с весьма фрагментарными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tanihata I. et al. Phys. Rev. Lett., **55**, 2676 (1985); Phys. Lett., **B160**, 380 (1985).
- [2] Tanihata I. Nucl. Phys., **A522**, 275c (1991); Tanihata I. et al. Phys. Lett., **B287**, 307 (1992).
- [3] Bertulani C. A. et al. Phys. Reports., **226**, 281 (1993).
- [4] Riisager K. Rev. of Mod. Phys., **66**, 1105 (1994).
- [5] Jonson B. Nucl. Phys., **A574**, 151c (1994).
- [6] Ogloblin A. A. in: Heavy Ion Physics; Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 10 – 15 May 1993. Ed. by Yu. Ts. Oganessian et al. vol. 1, p. 28, 1993, JINR, Dubna.
- [7] Гареев Ф. А. et al. *ibid.*, p. 73.
- [8] Заварзина В. П., Степанов А. В. ЯФ, **43**, 854 (1986).
- [9] Заварзина В. П., Степанов А. В. ЯФ, **49**, 113 (1989).
- [10] Заварзина В. П., Степанов А. В. ЯФ, **54**, 44 (1991).
- [11] Fäldt G., Ingemarsson A. Journ. Phys. G. Nucl. Phys., **9**, 261 (1983).
- [12] Sakaguchi H. et al. Phys. Rev., **C26**, 944 (1982).
- [13] Ray L. Phys. Rev., **C20**, 1857 (1979).
- [14] Harvey B. G. Phys. Lett., **B238**, 41 (1990).
- [15] DeVries R. H., Peng J. C. Phys. Rev., **C22**, 1055 (1980); Phys. Rev. Lett., **43**, 1373 (1979).

- [16] Кох S. et al. Phys. Lett., **B159**, 15 (1985); Phys. Rev., **C35**, 1678 (1987); Nucl. Phys., **A420**, 162 (1984); Di Giacomo N. J., DeVries R. M. Comm. Nucl. Part. Phys., **12**, 1115 (1984). Сергеев В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 44 (1989).
- [17] Lipperheide R. Nucl. Phys., **A469**, 190 (1987).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 15 марта 1995 г.