

УДК 539.17.01

## ПРИМЕНИМОСТЬ ЭЙКОНАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ НИЖЕ 100 МэВ/НУКЛОН

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

*Выполнен расчет полных сечений реакций взаимодействия ядер (в том числе и гало ядер) с  $A$  из интервала (6 – 208) в первом приближении неэikonального разложения для феноменологических оптических потенциалов в интервале энергии налетающих частиц от 5 до 100 МэВ/нуклон. Показано, что собственно неэikonальные поправки в исследованной области энергии малы, а значительно большие поправки к эйкональному приближению обусловлены эффектами ядерной среды.*

Полное сечение реакций  $\sigma_R$ , инициированных ядро-ядерным столкновением, связано с параметрами распределения нуклонов по объему ядра-снаряда и ядра-мишени. Одним из наиболее ярких результатов применения пучков радиоактивных ядер было открытие необычной структуры у легких ядер, удаленных от долины стабильности – нейтронного гало [1] (см. также обзорные работы [2, 3] и цитированную там литературу). Теоретический метод анализа данных, основанный на оптическом пределе модели Глаубера, эффективен в области энергий в несколько сотен МэВ/нуклон. При этом величина  $\sigma_R$  непосредственно определяется в этой области энергии интенсивностью нуклон-нуклонных взаимодействий. Таким образом, рост нуклон-нуклонных полных сечений при переходе к области энергий в несколько десятков МэВ/нуклон на первый взгляд открывает новые возможности для исследования тонких деталей структуры ядер по данным для  $\sigma_R$  [4, 5]. Действительно, при этом удалось, в частности, получить подтверждение справедливости гипотезы о существовании протонного гало в ядре  ${}^8\text{B}$  [5]: эта важная особенность

структуры ядра  ${}^8B$  не проявилась в данных по  $\sigma_R$  при релятивистских энергиях [6]. Было обнаружено также заметное отличие экспериментальных значений  $\sigma_R^{\text{ЭКСП}}$  от результатов расчетов по модели Глаубера  $\sigma_R^{\Gamma^A}$  с параметрами плотности сталкивающихся ядер, полученными из экспериментальных данных в области энергии  $0.8 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Параметр  $d$ , определяющий меру этого различия,

$$d = \frac{\sigma_R^{\text{ЭКСП}} - \sigma_R^{\Gamma^A}}{\sigma_R^{\Gamma^A}} \quad (1)$$

оказался в интервале  $0.1 - 0.5$ . Максимальные значения  $d$  для ряда ядер-снарядов были интерпретированы как признак аномальной структуры этих ядер [7, 8].

Отличие параметра  $d$  от нуля и его зависимость от энергии  $E$  сталкивающихся ядер обусловлены вкладом неэikonальных и неадиабатических поправок к результатам расчетов по модели Глаубера. В работе [5] предложен феноменологический метод учета поправок к модели Глаубера:

$$\sigma_R(E) = \int d\vec{b} \left[ 1 - \exp \left( \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}_{\perp} \sum_{ij} \sigma_{ij}(E) \rho_z^{P(i)}(\vec{r}_{\perp}) \rho_z^{T(j)}(\vec{r}_{\perp} - \vec{b}) \right) \right] F_c(E) \Psi(E) + \sigma_{EMD}. \quad (2)$$

Здесь  $\vec{b} = \{x, y\}$ , ось  $z$  параллельна направлению движения сталкивающихся ядер;  $\sigma_{ij}$  – полное сечение столкновения  $i$ -го нуклона из ядра-снаряда ( $P$ ) и  $j$ -го нуклона из ядра-мишени ( $T$ ). Функции  $\rho_z^P$  и  $\rho_z^T$  определяются интегральным образом через плотности ядер ( $P$ ) и ( $T$ ).  $\sigma_{EMD}$  описывает вклад кулоновской диссоциации ядра-снаряда.

Фактор

$$F_c(E) = 1 - \frac{V_c(R_b)}{E_{cm}}, \quad (3)$$

где  $V_c(R_b)$  – энергия кулоновского барьера, а  $E_{cm}$  – кинетическая энергия сталкивающихся ядер в системе их центра масс ( $PT$ -система). Для фактора усиления  $\Psi(E)$  (пропорционального величине  $d$  (1)) для области энергии ( $10 - 100$ )  $\text{МэВ/нуклон}$  была предложена следующая форма [5]:

$$\Psi(E) = 1.229 - 6.475 \cdot 10^{-4} E / A_P \text{ МэВ/нуклон}. \quad (4)$$

Было постулировано, что такая параметризация, полученная в результате анализа данных по  $\sigma_R$  для некоторой группы сталкивающихся ядер, является универсальной в указанной области энергии для легких ядер-снарядов. Очевидно, что такой подход к

анализу данных нуждается в теоретическом обосновании. Поэтому в настоящей работе выполнен расчет  $\sigma_R$  в первом приближении неэikonального разложения для интервала энергий налетающих частиц в лабораторной системе  $\hat{E}_P^L = (5-100) \text{ МэВ/нуклон}$ . При вычислениях были использованы феноменологические оптические потенциалы (ОП).

Для вычисления сечения реакций по стандартным формулам оптической модели воспользуемся выражением для волновой функции относительного движения сталкивающихся частиц в первом приближении эikonального разложения Уоллеса [9]. В этом приближении в случае сферически симметричного центрального оптического потенциала (ОП)  $V(r)$  имеем для сечения реакций  $\sigma_R$  следующее выражение [10 - 12]:

$$\sigma_R = \int d\vec{b} \{1 - \exp[-2\text{Im} \chi_0(b)] \cdot [1 - 2\text{Im} \chi_1(b)]\}. \quad (5)$$

Здесь

$$\chi_0(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U(b, z), \quad (6)$$

$$\chi_1(b) = -\frac{k}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dz \left[1 + \frac{r}{2} \frac{d}{dr}\right] U^2(r), \quad (7)$$

где  $r = \sqrt{(b^2 + z^2)}$ ;  $\vec{b} = \{x, y\}$ ; ось  $z$  параллельна  $\vec{k}$ -волновому вектору относительного движения сталкивающихся ядер.

Был введен безразмерный ОП

$$U(r) = \frac{2\hat{E}V(r)}{\hat{E}^2 - A_P^2 m^2 c^4}, \quad (8)$$

где  $\hat{E} = A_P m c^2 + E_P + E_T$ ;  $A_P m$  - масса налетающего ядра;  $E_P + E_T$  - сумма кинетических энергий налетающей частицы ( $P$ ) и ядра-мишени ( $T$ ) с массой  $A_T m$  в системе их центра масс (система  $PT$ );  $m$  - масса нуклона. Выражение (8) учитывает релятивистскую кинематику столкновения ядер. В нерелятивистском приближении

$$U(r) \approx \frac{V(r)}{E_P + E_T} = \frac{A_P + A_T}{A_P A_T} \cdot \frac{V(r)}{\hat{E}_P^L}, \quad (9)$$

где  $\hat{E}_P^L = E_P^L / A_P$ ,  $E_P^L$  - энергия налетающего ядра в лабораторной системе отсчета. При  $\chi_1(b) \equiv 0$  из (5) следуют результаты эikonального приближения (ЭП). В общем случае ОП состоит из действительной и мнимой частей центрального ядерного ОП  $U_N$  и кулоновского потенциала  $U_c$ . Запишем

$$2\text{Im}\chi_1(b) = -k \int_{-\infty}^{\infty} dz \left[ 1 + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} \right] (\text{Re}U(r) \cdot \text{Im}U(r)). \quad (10)$$

Здесь  $\text{Re}U = \text{Re}U_N + U_c$ .

В случае столкновения легких и средних ядер при энергии несколько десятков  $\text{МэВ/нуклон}$  вклад кулоновского потенциала в первую неэikonальную поправку (эта поправка отрицательна) к сечению реакции с высокой степенью точности можно описать с помощью фактора  $F_c = \left(1 - \frac{V_c(R_b)}{E_P + E_T}\right)$ ,  $R_b$  – радиус кулоновского барьера.

В случае сильного кулоновского поля при низких энергиях сталкивающихся ядер первая неэikonальная поправка к  $\sigma_R$  за счет  $U_c$  быстро растет по абсолютной величине и может превысить основной вклад  $\sigma_R^{\text{эП}}$ . Для столкновения  $^{16}\text{O}$  и  $^{208}\text{Pb}$  область применимости первого неэikonального приближения ограничена условием  $\tilde{E}_P^L \geq 40 \text{ МэВ/нуклон}$ , а для  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , соответственно,  $\tilde{E}_P^L \geq 10 \text{ МэВ/нуклон}$  [13]. В то же время условия применимости кулоновского фактора  $F_c$  менее ограничительны, особенно если использовать  $R_b$  как подгоночный параметр.

Поэтому далее мы будем использовать этот фактор  $F_c$ , вычисляя  $\Delta\sigma_R$  – первую неэikonальную поправку к  $\sigma_R$  только для ядерного оптического потенциала.

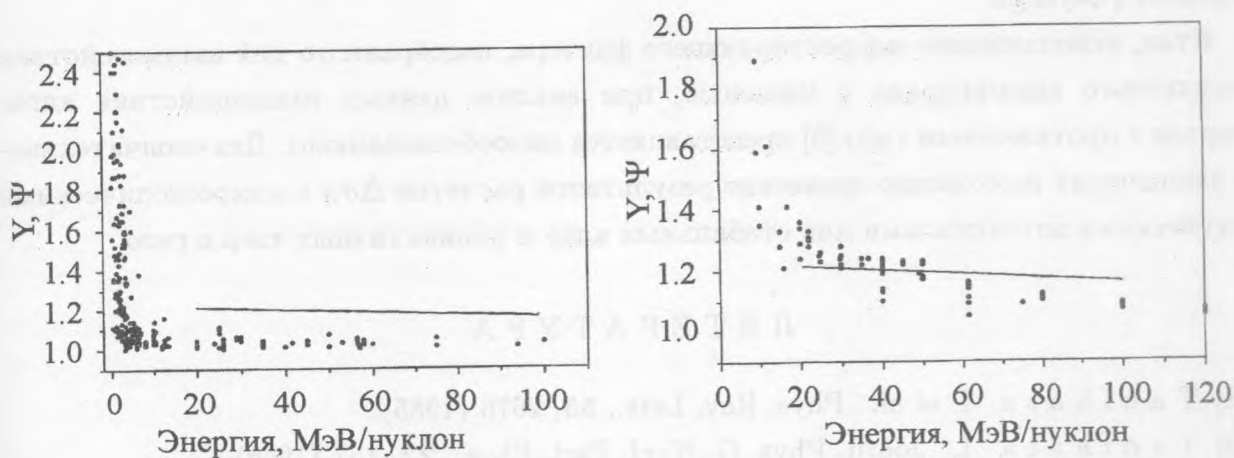


Рис. 1. Корректирующая функция  $\Psi(\tilde{E}_P^L)$  (формула (4)) из работы [5] (сплошная линия) и значения  $Y(\tilde{E}_P^L) = 1 + \Delta\sigma_R/\sigma_R^{\text{эП}}$ , вычисленные в настоящей работе (жирные точки) для ядерно-ядерного взаимодействия в зависимости от лабораторной энергии налетающей частицы  $\tilde{E}_P^L(\text{МэВ/нуклон})$ .

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для нуклон-ядерного взаимодействия.

Результаты вычислений  $\Delta\sigma_R/\sigma_R^{\text{оп}}$  с феноменологическими ОП приведены на рис. 1. При проведении расчетов использованы более 100 различных пар сталкивающихся ядер в области энергии от 0.5 до 100 МэВ/нуклон. Резкий рост  $\Delta\sigma_R/\sigma_R^{\text{оп}}$  наступает при энергии меньше 5 МэВ/нуклон для всего спектра пар сталкивающихся ядер. Сходимость существенно ухудшается в случае ОП с поверхностной формой поглощающей части ОП. Видно, что в области энергий от 10 до 100 МэВ/нуклон величина поправки не превышает 5%, что значительно ниже значений, предсказанных в [5]. Для сравнения на рис. 2 приведены результаты аналогичных расчетов для столкновения нуклонов с ядрами в том же интервале энергий МэВ/нуклон. Видно, что в этом случае величина  $\Delta\sigma_R/\sigma_R^{\text{оп}}$  оказывается заметно больше, чем для ядро-ядерного взаимодействия и показывает хорошо выраженный линейный ход с энергией налетающей частицы. Поскольку феноменологические ОП учитывают неадиабатические эффекты при столкновении ядер, наши расчеты позволяют оценить величину собственно неэikonальных эффектов. Эти неэikonальные эффекты таким образом в случае ион-ионных взаимодействий оказываются сильно подавленными по сравнению нуклон-ядерным взаимодействием. Сравнение наших результатов с результатами [5] позволяет заключить, что главным источником погрешности оптического предела модели Глаубера в интервале энергий от 20 до 100 МэВ/нуклон являются именно неадиабатические эффекты, не учитываемые в модели Глаубера.

Итак, использование корректирующего фактора, подобранного для взаимодействия компактного ядра-снаряда с мишенью, при анализе данных взаимодействия ядра-снаряда с протяженным гало [5] представляется малообоснованным. Для окончательного заключения необходимо сравнение результатов расчетов  $\Delta\sigma_R$  с микроскопическими оптическими потенциалами для стабильных ядер и радиоактивных ядер с гало.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] T a n i h a t a I. et al. Phys. Rev. Lett., **55**, 2676 (1985).
- [2] T a n i h a t a I. Journ. Phys. G. Nucl. Part. Phys., **22**, 157 (1966).
- [3] R i i s a g e r K. Revs. Mod. Phys., **66**, 1105 (1994).
- [4] F u k u d a M. et al. Phys. Lett. B, **268**, 339 (1991).
- [5] F u k u d a M. et al. Nucl. Phys. A, **656**, 209 (1999).
- [6] T a n i h a t a I. et al. Phys. Lett. B, **206**, 592 (1988).
- [7] O z a w a A. et al. Nucl. Phys. A, **608**, 63 (1996).
- [8] F a n g D. Q. et al. Phys. Rev. C, **61**, 064311 (2000).

- [9] Wallace S. J. *Ann. Phys.*, **78**, 190 (1973).
- [10] Заварзина В. П., Сергеев В. А., Степанов А. В. *Изв. АН Каз. ССР. Сер. физ.-мат.* N 4, 1 (1981); *Труды Второго Всесоюзного семинара.* 16 – 18 марта 1981. Звенигород. М., ИЯИ АН СССР, 130 (1982).
- [11] Заварзина В. П., Степанов А. В. *ЯФ*, **43**, 854 (1986).
- [12] Заварзина В. П., Степанов А. В. *ЯФ*, **54**, 44 (1991).
- [13] Aguiar C. E., Zardi F., and Vitturi A. *Phys. Rev. C*, **56**, 1511 (1997).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.