

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ДЛЯ СТОЛКНОВЕНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР

В.А. Сергеев

В оптическом пределе теории Глаубера – Ситенко получены аналитические выражения для полных сечений реакций при взаимодействии легких ядер и антинуклонов с легкими ядрами; выполнены расчеты для ядер с $A \leq 16$ при энергиях 10–2000 МэВ/нуклон.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования ядро-ядерных столкновений при энергиях 10–1000 МэВ/нуклон, энергетическая зависимость полных сечений реакций σ_r определяется в основном поведением полных сечений σ_{NN} элементарного нуклон-нуклонного взаимодействия [1–5]. Аналитические выражения для σ_r были получены в рамках микроскопической модели в [6], однако при этом использовалось нереалистическое распределение плотности нуклонов в ядрах. Мы рассмотрим эту задачу в оптическом пределе теории Глаубера – Ситенко (ОПТГС) [7, 8] для ядер 1р-оболочки, используя стандартные плотности модели оболочек [9], и применим наши формулы для расчета и анализа сечений реакций при энергиях 10–2000 МэВ/нуклон.

Аналитический метод расчета сечения реакций и амплитуды адрон-ядерного рассеяния в ОПТГС развит в [10] применительно к микроскопическому оптическому потенциалу с большой мнимой частью (сильное поглощение) фермиевского типа, т.е. с экспоненциальным "хвостом". Этот метод модифицируется применительно к рассматриваемому потенциалу с гауссовской асимптотикой.

В ОПТГС полное сечение реакций

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^{\infty} db b \{1 - \exp[-2\chi_I(b)]\} \quad (1)$$

выражается через мнимую часть эйкональной фазовой функции $\chi_I(b)$, которая после интегрирования по прямолинейной траектории свертки двух ядерных плотностей

$$\rho_i(r) = A_i(1 + 3V_i/2)^{-1} (\sqrt{\pi} a_i)^{-3} [1 + V_i(r/a_i)^2] \exp(-r^2/a_i^2) \quad (2)$$

и фурье-образа амплитуды элементарного NN-рассеяния

$$f_{NN}(q) = (k\sigma_{NN}/4\pi)(i + a)\exp(-\beta q^2/2) \quad (3)$$

может быть записана в виде

$$\chi_I(b) = \chi_I(0)\exp(-b^2/a^2) [1 + (C_2^\beta/C_0^\beta)(b^2/a^2) + (C_4^\beta/C_0^\beta)(b^2/a^2)^2], \quad (4)$$

$$2\chi_I(0) = \langle \sigma_{NN} \rangle A_p A_t C_0^\beta [\pi a^2 (1 + 3V_p/2) (1 + 3V_t/2)]^{-1}, \quad a^2 = a_p^2 + a_t^2 + 2\beta. \quad (5)$$

Индексы $i = p$ и t относятся к ядру-снаряду (с массовым числом A_p) и ядру-мишени (A_t); $\langle \sigma_{NN} \rangle$ – полное NN-сечение, усредненное по нейтронам и протонам снаряда и мишени; $V_i = (A_i - 4)/6$ при $A_i \geq 4$. Коэффициенты C_L^β определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
C_0^\beta &= C_0 + (3/2)C_2(2\beta/a^2) + (15/4)C_4(2\beta/a^2)^2, \\
C_2^\beta &= C_2(a_p^2 + a_t^2)/a^2 + 5C_4 2\beta(a_p^2 + a_t^2)/a^4, \\
C_4^\beta &= C_4((a_p^2 + a_t^2)/a^2)^2,
\end{aligned} \tag{6}$$

где C_L зависят только от геометрических параметров сталкивающихся ядер

$$\begin{aligned}
C_0 &= 1 + (B_p + B_t)/2 + (B_p a_t^2 + B_t a_p^2)/(a_p^2 + a_t^2) + B_p B_t [3/4 + 2a_p^2 a_t^2 / (a_p^2 + a_t^2)^2], \\
C_2 &= (B_p a_p^2 + B_t a_t^2)/(a_p^2 + a_t^2) + B_p B_t [3/2 - 4a_p^2 a_t^2 / (a_p^2 + a_t^2)^2], \\
C_4 &= B_p B_t a_p^2 a_t^2 / (a_p^2 + a_t^2)^2.
\end{aligned} \tag{7}$$

Подобно тому, как это делалось в /10/, найдем из уравнения $2\chi_1(b_m) = 1$ характерное прицельное расстояние b_m , при котором максимальна скорость изменения функции $\exp[-2\chi_1(b)]$ в (1). Приближенное решение этого уравнения ($R \approx R_p + R_t$)

$$b_m^2 \approx R^2 + a^2 \ln [2\chi_1(R)] \{1 + B_2^\beta(R) + (B_2^\beta(R))^2 - [(B_2^\beta(R))^2/2 - B_4^\beta(R)] \ln [2\chi_1(R)]\} \tag{8}$$

почти логарифмически увеличивается с ростом $\langle \sigma_{NN} \rangle$, так как

$$B_2^\beta(R) = [C_2^\beta + 2(R^2/a^2)C_4^\beta] / [C_0^\beta + C_2^\beta(R^2/a^2) + C_4^\beta(R^2/a^2)^2], \tag{9}$$

$$B_4^\beta(R) = C_4^\beta / [C_0^\beta + C_2^\beta(R^2/a^2) + C_4^\beta(R^2/a^2)^2],$$

и $B_4^\beta < (B_2^\beta)^2 \ll 1$. Рассматривая отклонение $\chi_1(b)$ (4) от гауссовской формы вблизи b_m как возмущение, получаем полное сечение реакций в виде разложения по степеням $B_L^\beta(b_m)$

$$\sigma_r = \pi a^2 \{b_m^2/a^2 + 0,5772 [1 + B_2^\beta(b_m)]\}. \tag{10}$$

Сильное поглощение, реализующееся при достаточно больших $\langle \sigma_{NN} \rangle$ или A_p, A_t , обеспечивает возможность пренебрежения остальными $B_L^\beta(b_m)$, убывающими с ростом b_m , и их степенями, а также членами $\sim \exp[-2\chi_1(0)]$.

Как видно из (4) – (10), зависимость полного сечения реакций для столкновений легких ядер от параметров a_p, a_t ядерной плотности (2) и характеристик элементарного NN-рассеяния $\langle \sigma_{NN} \rangle, \beta$ (3) с хорошей точностью описывается соотношением

$$\sigma_r = \pi(a_p^2 + a_t^2 + 2\beta) [1 + B_2^\beta(R)] \ln \left[\frac{\langle \sigma_{NN} \rangle}{a_p^2 + a_t^2 + 2\beta} S(A_p, A_t) \right]. \tag{11}$$

Величина $S(A_p, A_t)$ слабо зависит от параметров $a_p, a_t, \beta, \langle \sigma_{NN} \rangle$. При экспоненциальном убывании микроскопического потенциала ОПТГС эффективный радиус черной сферы логарифмически растет с увеличением элементарного сечения /10/.

На рис. 1 приведены результаты расчета полных сечений реакций по аналитическим формулам (5) – (10) с $\beta = 0$ для взаимодействий $^4\text{He}, ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^9\text{Be}$ с ^{12}C и ^{16}O с ^{16}O при $E_L/A_p = 10 \div 2000$ МэВ/нуклон и экспериментальные данные из работ /2–5/. Как показывает сравнение с результатами численного интегрирования (1), типичная погрешность расчета достаточно мала: $\lesssim 10^{-3}$ для кривых 2–5, $\lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ для кривой 1.

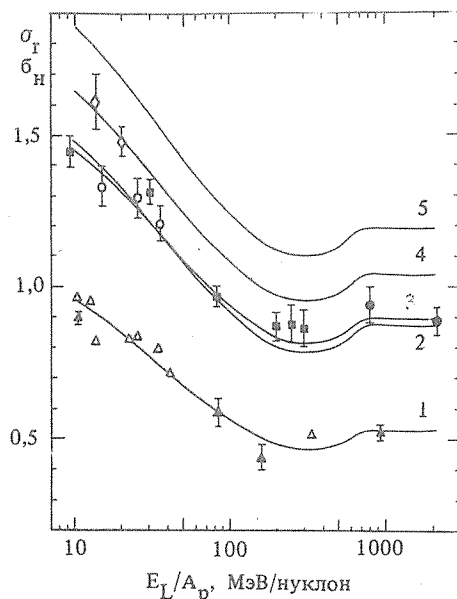


Рис. 1. Полные сечения реакций для взаимодействия легких ядер. Кривые — расчет в ОПТГС для ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ (1), ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ (2), ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ (3), ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ (4), ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ (5). Точки — эксперимент для ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ (Δ , \triangle), ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ (\square , \circ , \oplus), ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ (\diamond).

В [1, 3] указывалось, что удовлетворительное согласие теории с экспериментом при низких энергиях на нуклон (< 100 МэВ) связано с взаимной компенсацией различных поправок к ОПТГС. Вместе с тем, учет зависимости от q элементарной NN-амплитуды (3) в соответствии с (11) приводит к увеличению σ_T на 13–20% при $E_L/A_p = 100$ –200 МэВ/нуклон, т.е. к некоторому отклонению от данных эксперимента, в особенности для $A_p = 4$.

Соотношения (5) – (10) при $V_p = 0$, $a_p = 0$, $A_p = 1$ позволяют описывать полные сечения реакций для взаимодействия антипротонов с легкими ядрами, которое имеет ярко выраженный дифракционный характер [10, 11]. В этом случае учет q -зависимости f_{pN} необходим (при 47 МэВ $2\beta/a_t^2 \sim 1$), и монотонное убывание σ_T при переходе от 50 к 200 МэВ определяется уменьшением как $\langle \sigma_{pN} \rangle$, так и параметра наклона β .

Таким образом, в рамках ОПТГС установлена универсальная зависимость полных сечений реакций $A_p + A_t$ и $\bar{p} + A_t$ от параметров ядерной плотности оболочечного типа (2) и амплитуды элементарного рассеяния (3), связанная с дифракционным характером ядро-ядерного и антинуклон-ядерного взаимодействий.

Автор благодарен В.П. Заварзиной, В.Е. Пафому, А.В. Степанову и В.Н. Фетисову за полезные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Vries R. M., Peng J. C. Phys. Rev., C22, 1055 (1980).
2. Di Giacomo N. J., De Vries R. M. Comm. Nucl. Part. Phys., 12, 111 (1984).
3. Sahm C.-C. et al. Phys. Rev., C34, 2165 (1986).
4. Кох S. et al. Phys. Rev., C35, 1678 (1987).
5. Brandan M. E., Menchaca – Rocha A. Phys. Rev., C23, 1272 (1981).
6. Karol P. J. Phys. Rev., C11, 1203 (1975).
7. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоатомиздат, 1983.
8. Czyz W., Maximon L. C. Ann. of Phys. (N. Y.), 52, 59 (1969).
9. De Jager C. W. et al. At. Data Nucl. Data Tables, 14, 479 (1974).
10. Заварзина В. П., Сергеев В. А. Czech. J. Phys., B36, 347 (1986); ЯФ, 46, 486 (1987).
11. Далькаров О. Д., Карманов В. А. ЖЭТФ, 89, 1122 (1985).