

## О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ МАССОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

В.П. Заварзина, А.В. Степанов

*Дано обобщение известной параметризации сечения поглощения ядер, включающее в явном виде параметры статической деформации сталкивающихся ядер.*

При описании взаимодействия сферических ядер широко используется следующая параметризация зависимости сечения реакций от массовых чисел сталкивающихся ядер /1/:

$$\sigma_R = \pi (R_{\text{vol}} + R_{\text{surf}})^2 (1 - V_C/E_{\text{см}}). \quad (1)$$

Здесь  $R_{\text{vol}} = r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$  описывает вклад в  $\sigma_R$  взаимодействия абсолютно поглощающих сфер с радиусами  $R_P = r_0 A_P^{1/3}$  и  $R_T = r_0 A_T^{1/3}$ , (индекс P соответствует налетающему ядру, T — ядру-мишени). Слагаемое  $R_{\text{surf}} = r_0 [a A_P^{1/3} A_T^{1/3} / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) - c(E) + D]$  учитывает вклад взаимодействий, происходящих в приповерхностных областях сталкивающихся ядер. При этом первое слагаемое в скобках  $a A_P^{1/3} A_T^{1/3} / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) = a R_P R_T / r_0 (R_P + R_T) = a R_{PT} / r_0$  отражает степень перекрытия объемов взаимодействующих ядер и связано с так называемым proximity-взаимодействием /2—4/. Член  $r_0 c(E)$  описывает энергетическую зависимость  $\sigma_R(E)$ ;  $r_0 D = 5r_0 (A_T - 2Z_T) Z_P / A_P A_T$  учитывает избыток нейтронов в поверхностной области ядра-мишени и связанное с этим проявление различия взаимодействий pp, pp и pp в области промежуточных энергий;  $Z_i$  — число протонов в сталкивающихся ядрах ( $i = P, T$ );  $1 - V_C/E_{\text{см}}$  — стандартный кулоновский фактор:  $V_C = Z_P Z_T e^2 / (R_{PC} + R_{TC}) = Z_P Z_T e^2 / r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ ;  $E_{\text{см}}$  — кинетическая энергия сталкивающихся ядер в их системе центра масс.

Значения параметров  $r_0 = 1,1$  Фм,  $r_c = 1,3$  Фм, коэффициент 5 в слагаемом  $r_0 D$ ,  $a = 1,85$  и функция энергии  $c(E)$  были получены в результате подгонки  $\sigma_R$  (1) /1/ к имеющимся экспериментальным данным. Использованные при подгонке данные, в частности, относятся и к взаимодействию несферических ядер. Вклад статической деформации сталкивающихся ядер при этом оказывается включенным в универсальные параметры формулы (1). Представляет интерес обобщить параметризацию (1), выделив в явном виде параметры деформации взаимодействующих ядер. При этом специальное рассмотрение необходимо для учета вклада возбуждения вращательных степеней свободы сталкивающихся ядер. Однако вследствие относительной малости

энергии возбуждения этих состояний (несколько десятков — сотня кэВ) при недостаточно высокой разрешающей способности по энергии экспериментальной установки, когда не дискриминируются случаи упругого рассеяния и возбуждения вращательного движения, этот вклад в  $\sigma_R$  не входит. Тогда, следуя /5/, вместо сечения  $\sigma_R$  будем говорить о сечении поглощения  $\sigma_a$ . В области промежуточных энергий функция  $s(E)$  согласуется с энергетической зависимостью полного сечения взаимодействия  $\sigma_{NN}$  двух свободных нуклонов, указывая на квазисвободный характер столкновения ядер P и T в приповерхностной области /6/. По-видимому, столь непосредственное проявление  $\sigma_{NN}$  в сечении  $\sigma_a$  обусловлено частичной компенсацией вкладов возбуждения колебаний поверхности ядер, увеличивающего  $\sigma_a$ , и принципа Паули в NN-столкновении, уменьшающего это сечение /7/. Поэтому в параметризации (1) влияние статической деформации не должно сказываться на слагаемых  $g_0 s(E)$  и  $g_0 D$ . Для сечения поглощения при столкновении двух взаимно непроникающих эллипсоидальных ядер можно предложить формулу

$$\sigma_a^{(1)} = \langle S_P + S_T + L_P L_T / 2\pi \rangle \equiv \pi \tilde{R}_v^2, \quad (2)$$

следующую из общей теоремы интегральной геометрии и геометрических вероятностей /8/. Здесь  $S_i$  и  $L_i$  — площадь и периметр тени i-го ядра на плоскости, перпендикулярной направлению движения сталкивающихся ядер. Угловые скобки означают усреднение по возможным проекциям деформированных ядер на эту плоскость. В (2) проведено усреднение относительно ориентации сталкивающихся ядер. В случае столкновения двух непроницаемых сфер из (2) следует известное соотношение  $\sigma_a = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2$ . В случае, когда поверхность ядра представляет собой вытянутый эллипсоид вращения с большой и малой полуосями

$$R_g = R_0 \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right), \quad R_s = R_0 \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right),$$

получаем выражения

$$\langle S_i \rangle = \pi \langle R_g^{(i)}(\theta) \rangle R_s^{(i)},$$

$$\langle L_i \rangle \approx \pi \left[ 1,5 \langle R_g^{(i)}(\theta) \rangle + R_s^{(i)} - \sqrt{\langle R_g^{(i)}(\theta) \rangle R_s^{(i)}} \right].$$

Здесь  $R_0$  — радиус соответствующего сферического ядра,  $\beta$  — параметр квадрупольной деформации /9/,  $\theta$  — угол между осью симметрии i-го ядра и направлением движения ядер,

$$\langle R_g^{(i)}(\theta) \rangle = \frac{R_s^{(i)}}{2} \left[ 1 + \arcsin \epsilon^{(i)} / \epsilon^{(i)} \sqrt{1 - \epsilon^{(i)2}} \right],$$

$$\epsilon^{(i)} = \sqrt{R_g^{(i)2} - R_s^{(i)2} / R_g^{(i)}}.$$

Такой вид  $\langle R_g^{(i)}(\theta) \rangle$  был использован в /5/ при расчете сечения поглощения нуклонов абсолютно поглощающим несферическим ядром с резким краем. Таким образом,  $R_{vol}$  в (1) заменяется

на  $\tilde{R}_v = \sqrt{\sigma_a^{(1)}} / \pi.$

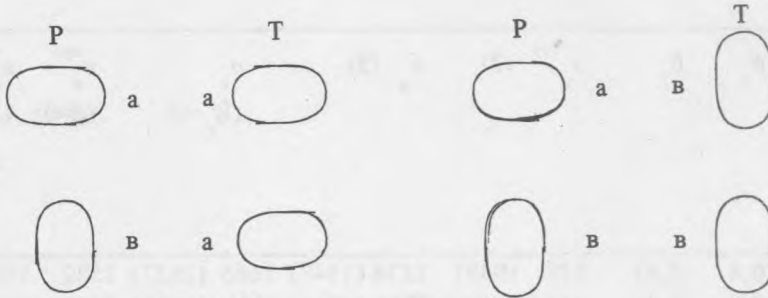


Рис. 1. Схема приближенного усреднения, использованного в работе; статистические веса конфигураций: aa — 1/9; ab и ba — 2/9; bb — 4/9.

Более сложно проведение соответствующего усреднения в слагаемом, обусловленном proximity-взаимодействием /3/. Чтобы избежать сложных расчетов, проведем усреднение по схеме, показанной на рис. 1. Получим  $\langle R_{PT} \rangle \approx (1/9) \bar{R}_a^P \bar{R}_a^T / (\bar{R}_a^P + \bar{R}_a^T) + (2/9) (\bar{R}_a^P \bar{R}_b^T / (\bar{R}_a^P + \bar{R}_b^T) + \bar{R}_b^P \bar{R}_a^T / (\bar{R}_b^P + \bar{R}_a^T)) + (4/9) \bar{R}_b^P \bar{R}_b^T / (\bar{R}_b^P + \bar{R}_b^T)$ , где  $\bar{R}_a^{(i)} = R_g^{(i)2} / R_m^{(i)}$ ,  $\bar{R}_b^{(i)} = R_g^{(i)}$  — средние радиусы кривизны поверхностей ядер в точках "а" и "б". В случае вычисления  $\tilde{R}_v$  такой способ усреднения завышает коэффициент при слагаемом, пропорциональном  $\beta^2$ , в 2,5 раза. Компонента "proximity" составляет от главного вклада, равного примерно  $\tilde{R}_v^2$ , долю 0,3—0,6. Такое же усреднение может быть выполнено и для кулоновского фактора:

$$1 - \langle V_C \rangle / E_{cm} \cong 1 - (Z_P Z_T e^2 / E_{cm}) \langle R_{PC} + R_{TC} \rangle / \langle (R_{PC} + R_{TC})^2 \rangle.$$

Кулоновский фактор при  $E_p^{ab} / A_p \geq 100$  МэВ/нуклон важен только для столкновения тяжелых ядер и поэтому такой путь усреднения не вносит во многих интересных случаях значительной погрешности.

Окончательно имеем

$$\sigma_a = \pi (\tilde{R}_v + \tilde{R}_s - r_0 c(E) + r_0 D)^2 (1 - \langle B_C \rangle / E_{cm}), \quad (3)$$

$$\tilde{R}_s = a \langle R_{PT} \rangle.$$

Т а б л и ц а 1

Результаты вычислений сечения поглощения  $\sigma_a$ , мбн.  
 В скобках указаны результаты упрощенного усреднения  
 по схеме рис. 1. Экспериментальные значения  
 $\sigma_a$  взяты из [1].

Сталкиваю- щиеся ядра	$E^{lab}/A$	$\beta_P$	$\beta_T$	$\sigma_a^{(1)}$	(2)	$\sigma_a$ (3)	$\sigma_a$ ( $B_C=0$ )	$\sigma_a^{sph}$ ( $\beta=0$ )	$\sigma_a^{sph}$ ( $\beta=0$ ; $B_C=0$ )	$\sigma^{exp}$		
	МэВ/ нуклон											
$^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$	30	0,4	0,57	958	(949)	1574	(1548)	1665	(1637)	1582	1682	1560±60
$^{20}\text{Ne} + ^{154}\text{Sm}$	30	0,4	0,35	2414	(2400)	3834	(3817)	4566	(4546)	3818	4567	3380±250
$^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Sm}$	77	0	0,35	2854	(2845)	4427	(4415)	4736	(4721)	4442	4758	4810±560

Результаты численных расчетов по формуле 3 приведены в табл. 1. Вклад статической деформации сталкивающихся ядер в сечение поглощения составляет 1,5–2,5% и не превышает погрешности эксперимента [1, 10].

Авторы глубоко признательны В.А. Сергееву за полезные обсуждения.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кох S. et al. Phys. Rev., C35, 1678 (1987); Nucl. Phys., A420, 162 (1984); Phys. Lett., B159, 15 (1985).
2. Blocki J. et al. Ann. of Phys., 105, 427 (1977).
3. Baltz A.J., Bauman B.F. Phys. Rev., C26, 1969 (1980).
4. Dabrowski J. Acta phys. polonica, B21, 223 (1990); Phys. Lett., B240, 33 (1990).
5. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоиздат, 1983, с. 194, 197.
6. De Vries R.M., Peng J.C. Phys. Rev., C22, 1055 (1980). Di Giacomo N.J., De Vries R.M. Comments Nucl. Part. Phys., 12, 111 (1984).
7. El Shabshiry M. et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 15, L59 (1989).
8. Сантало Л. Интегральная геометрия и геометрические вероятности. М., Наука, 1983, с. 82.
9. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М., Физматгиз., 1958, с. 75, 76.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 12 июля 1991 г.