Краткие сообщения по физике № 10— 1991 г.

УДК 539.17.01

О МАССОВОЙ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В. А. Сергеев

Получены универсальные аналитические выражения для полных сечений ядро-ядерных реакций в оптическом пределе теории Глаубера — Ситенко с использованием нуклонных плотностей фермиевского типа. Массовая и энергетическая зависимость сечений сопоставлена с полуэмпирической формулой, описывающей большую совокупность экспериментальных данных при энергиях 30 — 2100 МэВ/нуклон.

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по полным сечениям ядро-ядерных реакций σ_r при промежуточных энергиях /1/. Большие преимущества для анализа этих данных в рамках теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко (ТГС) дает аналитический метод расчета сечений процессов дифракционного типа, развитый ранее применительно к антинуклон-ядерному взаимодействию /2/, а затем к взаимодействию легких ядер оболочки 1p /3/. В данной работе получено универсальное аналитическое выражение для σ_r, которое позволяет относительно просто проводить расчеты в рамках ТГС с использованием реалистических ядерных плотностей фермиевского типа, не аппроксимируя их гауссовскими функциями /4/, и содержит в явном виде энергетическую и массовую зависимости. Оно является надежной основой для физической интерпретации полуэмпирической формулы, предложенной Коксом и др. /1/ для описания экспериментальных данных при энергиях 30 — 2100 МэВ/нуклон.

В оптическом пределе ТГС эффективный потенциал взаимодействия ядра-снаряда и ядра-мишени выражается через свертку $\rho(r)$ их плотностей

$$\rho_i(r_i) = \rho_{oi}\{1 + \exp[(r_i - R_i)/a_i]\}^{-1}, \quad i = p, t, \tag{1}$$

главная часть которой при достаточно больших расстояниях между ядрами $r > R + a$ может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}\rho(r) = \pi\overline{R}a_p a_t \rho_{op}\rho_{ot}(1 + 2a/\overline{R}_a)(R/r)\exp[-(r - R)/a] \times \\ \times \{1 + (r - R)/a + [a/(\overline{R}_a + 2a)](r - R)^2/a^2\}.\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь индексы i = p и t относятся к ядру-снаряду и ядру-мишени, плотности ρ_p и ρ_t (1) нормированы на соответствующие числа нуклонов A_p и A_t;

$$R = R_p + R_t, \qquad a = (a_p + a_t)/2,$$
$$\bar{R} = 2R_pR_t/(R_p + R_t), \qquad \bar{R}_a = 2R_pR_ta/(R_pa_t + R_ta_p). \tag{3}$$

Соотношения (2), (3) являются обобщением результатов работ /5, 6/, полученных при $a_p = a_t$, на случай не слишком сильно отличающихся параметров диффузности a_p и a_t. Они позволяют вычислить мнимую часть χ_I эйкональной фазовой функции ТГС в периферической области прицельных расстояний $b > R + a$, наиболее существенной при сильном поглощении,

$$\chi_I(b) = \chi_I(R)(R/b)^{1/2}\exp[-(b - R)/a]\{1 + C_1(b - R)/a + C_2(b - R)^2/a^2\}, \tag{4}$$

$$2\chi_I(R) = \pi\bar{R}a_pa_t\rho_{op}\rho_{ot}(1 + 2a/\bar{R}_a)(3/2)\langle\sigma_{NN}\rangle(2\pi aR)^{1/2}, \tag{5}$$

$$C_1 = (2/3)[1 + a/(\bar{R}_a + 2a)], \quad C_2 = (2/3)a/(\bar{R}_a + 2a). \tag{6}$$

Здесь $\langle\sigma_{NN}\rangle$ — полное нуклон-нуклонное сечение, усредненное по нейтронам и протонам сталкивающихся ядер.

Чтобы учесть кулоновское взаимодействие ядер, заменим в (4), как это обычно делается /1, 4, 7/, прицельное расстояние b на соответствующее ему классическое расстояние наибольшего сближения $s = \eta/k + (b^2 + \eta^2/k^2)^{1/2}$ ядер с зарядами Z_p, Z_t и волновым числом относительного движения k ($\eta = Z_pZ_te^2/\hbar v$ — кулоновский параметр). Тогда стандартная формула ТГС для полного сечения реакций модифицируется следующим образом:

$$\sigma_r = 2\pi\int_{2\eta/k}^{\infty} ds(s - \eta/k)\{1 - \exp[-2\chi_I(s)]\}. \tag{7}$$

Следуя работам /2, 3/ и представляя (4) в виде $2\chi_I(s) = \lambda(s)\exp[-(s - R)/a]$, находим из уравнения $s_m = R + a\ln\lambda(s_m)$ характерное расстояние s_m, на котором максимальна скорость изменения функции $\exp[-2\chi_I(s)]$:

$$s_m \approx s_R + a\ln[2\chi_I(s_R)]\{1 + D_I(s_R) + D_I^2(s_R) -$$
$$- [D_I^2(s_R)/2 - D_2(s_R)]\ln[2\chi_I(s_R)]\}, \tag{8}$$

где

$$s_R = R + a \ln[2\chi_I(R)], \tag{9}$$

$$D_1(s_R) = [C_1 + 2C_2(s_R - R)/a]/[1 + C_1(s_R - R)/a + C_2(s_R - R)^2/a^2] - a/2s_R,$$

(10)

$$D_2(s_R) = C_2/[1 + C_1(s_R - R)/a + C_2(s_R - R)^2/a^2] - (a/2s_R)D_1(s_R) + a^2/8s_R^2.$$

Рассматривая отклонение $2\chi_I(s)$ от экспоненты вблизи s_m как возмущение, находим из (4) — (7) главную часть полного сечения ядро-ядерных реакций $\sigma_r = \sigma_r^{(1)} + \sigma_r^{(2)}$

$$\sigma_r^{(1)} = \pi\{(s_m + a\gamma)^2[1 - 2\eta/k(s_m + a\gamma)] + 2as_m(1 - \eta/ks_m)D_1(s_m)\gamma + a^2\pi^2/6\}, \tag{11}$$

где $\gamma \approx 0,5772$. Вторая часть сечения

$$\sigma_r^{(2)} = 2\pi as_m(1 - \eta/ks_m)\lambda_2(s_m)/\lambda^2(s_m) \tag{12}$$

представляет собой малый вклад от слагаемого $\sim \exp[-2(r - R)/a]$ в свертке ядерных плотностей; $\lambda_2(s_m)$ получается из $\lambda(s_m)$ путем замены a_i на $a_i/2$.

Условие сильного поглощения $2\chi_I(R) \gg 1$, а также относительная малость области диффузности $a/R \ll 1$ обеспечивают возможность использования при выводе (11), (12) асимптотических представлений свертки плотностей (2), фазовой функции (4) и пренебрежения членами более высокого порядка по малым величинам $D_1(s_m)$, a/s_m, $D_2(s_m)$. По оценкам, погрешность расчета четырехкратного интеграла для сечения реакций в ТГС по формулам (5), (6), (8)—(12) составляет менее 1% для большинства пар ядер с $A_i \geqslant 12$ при рассматриваемых энергиях. Погрешность тем меньше, чем больше $<\sigma_{NN}>$, A_p, A_t.

Используя известные данные о средних параметрах зарядовой плотности ядер с $A_i \geqslant 16$ /4, 8/, получаем из (5), (6), (8)—(10) соотношения

$$\begin{aligned} &s_m + a\gamma \approx R\ a \ln\{\lambda(R)e^{\gamma}G[1 + C_1 \ln\lambda(R) + C_2 \ln^2\lambda(R)]\}, \\ &R = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) - r_1[A_p^{1/3}A_t^{1/3}/(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})]^{-1}, \\ &\lambda(R) \equiv 2\chi_I(R) = <\sigma_{NN}>(\sigma_0)^{-1}[A_p^{1/3}A_t^{1/3}/(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 0,47](A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^{1/2}, \end{aligned} \tag{13}$$

которые вместе с кулоновским фактором $1 - 2\eta/k(s_m + a\gamma)$ определяют массовую и энергетическую зависимости полного сечения ядро-ядерных реакций σ_r (11), (12). Здесь $a = 0,54$ Фм, $r_0 = 1,15$ Фм, $r_1 = 1,12$ Фм, $(\sigma_0)^{-1} = 0,173$ Фм$^{-2}$, величина G, близкая к 1,38, почти не зависит от $<\sigma_{NN}>$, A_p, A_t.

Множитель $A_p^{1/3}A_t^{1/3}/(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 0{,}47$ в $\lambda(R)$, характеризующий перекрытие плотностей снаряда и мишени на расстоянии $\sim R$, принимает наибольшее значение (при фиксированном $A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$) в симметричном случае $A_p = A_t$.

По структуре выражения (11)—(13) для σ_r оказываются очень близкими к упомянутой выше полуэмпирической формуле Кокса и др. /1/, особенно если аппроксимировать $s_m + a\gamma$ линейной функцией по переменным $A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$ и $A_p^{1/3}A_t^{1/3}/(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$. Величина $R_{eff} = s_m + a[\gamma(1 + D_l) + \lambda_2/\lambda^2]$, имеющая смысл эффективного радиуса области сильного поглощения при $\eta = 0$, естественным образом отождествляется с радиусом взаимодействия R_{int} из /1/. Характерная для дифракционных процессов логарифмическая зависимость R_{eff} от полного нуклон-нуклонного сечения $<\sigma_{NN}>$ (см. также /2, 3/) объясняет изменение с энергией подгоночного параметра c(E) полуэмпирической формулы.

Полные сечения реакций σ_r, вычисленные по теоретическим (4)—(6), (8)—(12) и полуэмпирической /1/ формулам, отличаются не более чем на 5% и в пределах ошибок примерно одинаково описывают экспериментальные данные для ядер-снарядов с $A_p \geqslant 12$.

Отметим, что в анализе /1/ использованы данные о сечениях реакций не только для тяжелых ионов, но также для дейтронов и протонов. К последним не применимы теоретические выражения (4)—(13); они хуже укладываются в полуэмпирическую формулу. Чтобы добиться большего согласия с экспериментом (в особенности для протонов) авторы /1/ вводят в R_{int} при энергиях < 200 МэВ/нуклон дополнительное слагаемое $5(A_t - 2Z_t)Z_p/A_pA_t$, которое связывают с наличием нейтронного слоя на поверхности ядра-мишени. На наш взгляд, правильнее было бы учесть неэйкональную поправку $\delta\sigma_r/\sigma_r \sim (A_p + A_t)/A_pA_t$, которая в случае средних и тяжелых ядер мишени при 40 МэВ/нуклон составляет для протонов около 15%, а для ядер-снарядов с $40 \geqslant A_p \geqslant 12$ в 10—30 раз меньше.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что основные черты массовой и энергетической зависимости полных сечений ядро-ядерных реакций обусловлены дифракционным характером взаимодействия ядер при промежуточных энергиях.

Автор благодарен А. В. Степанову и В. П. Заварзиной за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кох S. et al. Phys. Rev., **C35**, 1678 (1987).

2. Заварзина В. П., Сергеев В. А. Czech. J. Phys., **B36**, 347 (1986); ЯФ, **46**, 486 (1987).

3. Сергеев В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 44 (1989); Изв. АН СССР, сер.физ., **54**, 2281 (1990).

4. Charagi S. K., Gupta S. K. Phys. Rev., **C41**, 1610 (1990).

5. Brink D. M., Stancu Fl. Nucl. Phys., **A299**, 321 (1978).

6. Chattopadhyay P. Phys. Rev., **C32**, 2169 (1985).

7. De Vries R. M., Peng J. C. Phys. Rev., **C22**, 1055 (1980).

8. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, М., Мир, 1971, т. 1, с. 162.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 26 августа 1991 г.