Письма в ЖЭТФ, том 28, вып. 5, стр. 314 – 318 *5 сентября 1978 г.*

К ТЕОРИИ ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

А.С.Пак[1], *А.В.Тарасов*, *В.В.Ужинский*[2]
Ч.Цэрэн

В рамках теории многократных столкновений предложен эффективный способ вычисления характеристик широкого класса процессов ядерно-ядерных взаимодействий, независящий от вида ядерной плотности.

Задача нахождения формальной связи между амплитудами ядерно-ядерного рассеяния при высоких энергиях и амплитудами $f(q)$ NN-рассеяния и характеристиками распределения нуклонов в сталкивающихся ядрах в теории многократного рассеяния сама по себе довольно проста. Однако в разработке простой техники расчета сечений процессов ядерно-ядерных взаимодействий, подобной той, что существует в теории адрон-ядерных взаимодействий, до настоящего времени нет заметного прогресса.

Предлагаемый нами подход состоит в установлении явной функциональной зависимости амплитуды упругого AB-рассеяния (A, B – сталкивающиеся ядра) от функций толщины $T_A(\mathbf{b})$, $T_B(\mathbf{b})$ ядер A и B в оптическом пределе по атомным номерам ядер A и B и в приближении некоррелированного распределения нуклонов в ядрах. При этом оказывается, что знания функционала $F\{T_A(\mathbf{b}), T_B(\mathbf{b})\}$ достаточно для вычисления других важных физических характеристик AB-взаимодействия. В частности поправки к амплитуде AB-рассеяния, связанные с конечностью атомных номеров ядер A и B, поправки, обусловленные корреляциями в распределениях нуклонов в ядрах, амплитуда реакций возбуждения одного из ядер или обоих одновременно, сечение квазиупругого рассеяния и ряд других величин выражаются через функциональные производные от функционала $F\{T_A, T_B\}$ по функциям толщины T_A, T_B.

Опишем кратко схему получения явного выражения для функционала $F\{T_A, T_B\}$.

---

[1] ИФВЭ АН Каз. ССР.

[2] ИЯФ АН Уз. ССР.

Амплитуда AB-рассеяния в оптическом по атомному номеру ядра A пределе имеет вид

$$\Gamma_{AB}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2i\pi p}\int F_{AB}(\mathbf{q})\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b})\,d\mathbf{q} = \langle [1 - \exp[-\int \Gamma_B(\mathbf{b}-\mathbf{s}, s_B)T_A(\mathbf{s})d\mathbf{d}] \rangle .$$

где (1)

$$\Gamma_B(\beta, s_B) = 1 - \prod_{i=1}^{B}[1 - \gamma(\beta - \mathbf{s}_B)], \quad s_B = \{s_{B_i}\}$$

$$\gamma(\mathbf{b}) = \frac{\widetilde{\sigma}}{4\pi a_0}\exp - \frac{\mathbf{b}^2}{4a_0}, \quad \widetilde{\sigma} = \sigma(1 - ia), \quad a = \frac{\mathrm{Re}\,f(0)}{\mathrm{Im}\,f(0)}$$

a_0 – параметр наклона амплитуды упругого NN-рассеяния. Знак $< >$ означает усреднение по волновым функциям ядра B. Например, для произвольной функции

$$g(s_B): \ \langle g(s_B) \rangle = \int g(s_B)[\prod_{i=1}^{B} T_B(\mathbf{s}_{B_i})\,d\mathbf{s}_{B_i} / B] .$$

Применяя к выражению (1) правило усреднения экспоненты:

$$\langle \exp(x) \rangle = \exp\{\langle x \rangle + \frac{1}{2!}\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle + \frac{1}{3!}\langle (x - \langle x \rangle)^3 \rangle + \ldots\}$$

переходя к оптическому по атомному номеру ядра B пределу и считая радиус NN-рассеяния ($\sqrt{a_0}$) малым по сравнению с $R_{A,\overline{B}}$ радиусами ядер A и B, для фазовой функции $\chi(\mathbf{b})$ с точностью до членов порядка $a_0/R^2_{A,B}$ получим выражение:

$$-\chi(\mathbf{b}) = \ln(1 - \Gamma^{AB}_{\text{опт}}(\mathbf{b})) = \frac{2}{\widetilde{\sigma}}\int d\mathbf{s}\,\{x[\exp(-y) - 1] +$$

$$+ \frac{x^2}{2!}(y + \tfrac{1}{2}\epsilon y^2 + \tfrac{2}{9}\epsilon^2 y^3 + \ldots)\exp(-2y) + \frac{1}{3!}x^3(-y + 3y^2 + \tfrac{2}{3}\epsilon y^2 + \ldots)\times$$

$$\times \exp(-3y) + \ldots\} \qquad (2)$$

где $x = \frac{\overline{\sigma}}{2}T_A(\mathbf{b})$, $\quad y = \frac{\widetilde{\sigma}}{2}T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s})$, $\quad \epsilon = \frac{\widetilde{\sigma}}{16\pi a_0}$.

Порядок n величины ϵ в (2) определяет число замкнутых петель в диаграммах, графически изображающих величину $\chi(\mathbf{b})$ (см. рис. 1; *а* – диаграмма без замкнутых петель $\sim\epsilon^0$, *б* – диаграмма с одной замкнутой петлей $\sim\epsilon^1$). Можно показать, что диаграмма с замкнутыми петлями, имеющие довольно сложную аналитическую структуру, в большинстве случаев, представляющих практический интерес, дают ничтожный вклад в измеряемые величины по сравнению с диаграммами, не содержащими замкнутых петель. В настоящей работе мы ограничимся тем, что приведем выражение для фазовой функции $\chi(\mathbf{b})$ в приближении, когда в (2) учитываются лишь члены порядка ϵ^0 и ϵ^1. Результат суммирования ряда (2) может быть записан в виде [1]:

$$\chi(\mathbf{b}) = z(e^u - 1) + u(e^z - 1) - uz + 0(\epsilon^2), \tag{3}$$

где

$$u = xe^{-z}, \quad z = y e^{-u}.$$

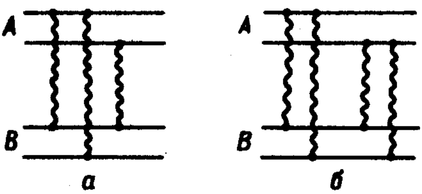

Рис. 1

Имея выражение (3) для фазовой функции, мы можем, как уже говорилось выше, вычислить целый ряд других величин. Так поправки порядка $1/A$ $(1/B)$ к амплитуде упругого AB-рассеяния даются выражением

$$\delta_{A,B} F = \frac{1}{2A(B)} \int T_{A(B)}(\mathbf{s}_1)\, T_{A(B)}(\mathbf{s}_2) \frac{\delta^2 F\{T_A, T_B\}}{\delta T_{A(B)}(\mathbf{s}_1)\, \delta_{A(B)} T(\mathbf{s}_2)} d\mathbf{s}_1 d\mathbf{s}. \tag{4}$$

Поправки, обусловленные парными корреляциями нуклонов в ядре-мишени A имеют вид

$$\delta F = \frac{1}{2} \int C^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \frac{\delta^2 F\{T_A, T_B\}}{\delta T_A(\mathbf{s}_1)\, \delta T_A(\mathbf{s}_2)} d\mathbf{s}_1 d\mathbf{s}_2 dz_1 dz_2, \tag{5}$$

где $C^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ – корреляционная функция.

Амплитуда возбуждения ядра A из состояния i в состояние f ядром B, т. е. реакции $B + A_i \to B + A_f$, в приближении одного неупругого соударения имеет вид

$$F_{if} = \int \rho_{if}(\mathbf{r}) \frac{\delta F\{T_A, T_B\}}{\delta T_A(\mathbf{s})} d\mathbf{s}\, dz, \tag{6}$$

где $\rho_{if}(\mathbf{r})$ – так называемая переходная плотность.

Сечение квазиупругого рассеяния ядра B ядром A (ядро B остается в основном состоянии, ядро A испытывает всевозможные возбуждения, включая развал) дается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{k=1}^{A} \frac{1}{k!} \int T_A(\mathbf{s}_1) \ldots T_A(\mathbf{s}_k) \left| \frac{\delta^k F(T_A, T_B)}{\delta T_A(\mathbf{s}_1) \ldots \delta T(\mathbf{s}_k)} \right|^2 d\mathbf{s}_1 \ldots d\mathbf{s}_k. \tag{7}$$

---

[1] Впервые подынтегральное выражение в (3) в виде разложения в двойной ряд по степеням x, y было получено Андреевым методом производящей функции [1]1.

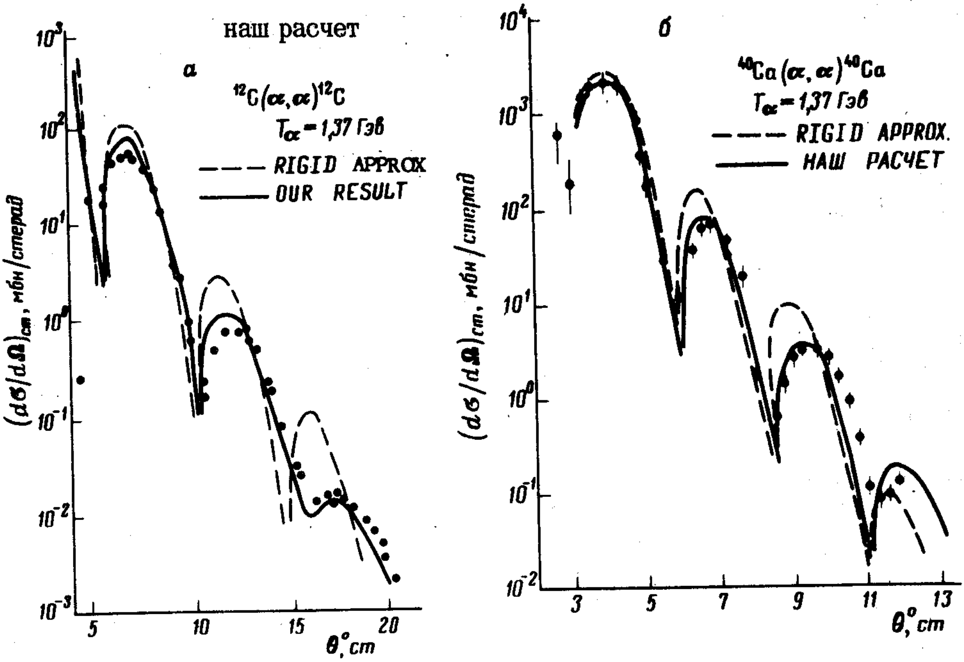
наш расчет
а
$^{12}C(\alpha,\alpha)^{12}C$
$T_\alpha = 1,37$ Гэв
RIGID APPROX
OUR RESULT
$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$, мбн/страд
θ°, cm
б
$^{40}Ca(\alpha,\alpha)^{40}Ca$
$T_\alpha = 1,37$ Гэв
RIGID APPROX.
НАШ РАСЧЕТ
$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$, мбн/страд
θ°, cm

Рис. 2

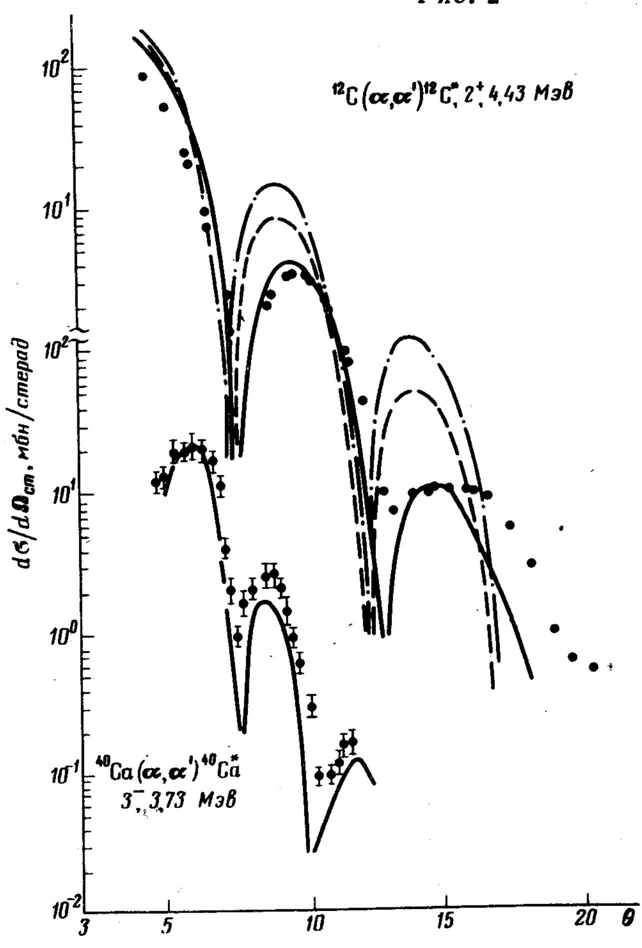
$^{12}C(\alpha,\alpha')^{12}C^*$, 2^+, 4,43 Мэв
$d\sigma/d\Omega_{cm}$, мбн/страд
$^{40}Ca(\alpha,\alpha')^{40}Ca^*$
3^-, 3,73 Мэв
θ

Рис. 3

На рис. 2, и рис. 3 приведены результаты расчета по формулам (3), (4), (6) сечений упругого (кривые ——) и неупругого (кривые ——) рассеяния α-частиц на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca. Волновые функции взаимодействующих ядер рассчитаны в модели гармонического осциллятора. При этом учитывались эффекты, связанные с движением центра масс ядер. Для сравнения приведены результаты расчетов по модели жесткого налетающего ядра [2] (кривая – – –) и по оптической модели работы [3] (кривая –·–). Экспериментальные данные взяты из [4]. Подробный вывод выражения (3) для фазовой функции, а также, детали расчетов и оценки вкладов различных поправочных эффектов будут опубликованы позднее.

Авторы благодарят И.В.Андреева, Л.И.Лапидуса, Л.Н.Струнова за интерес к работе и полезные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
12 июля 1978 г.

Литература

[1] I.V.Andreev, P.N.Lebedev. Physical Institute Preprint No. 92, 1976, Moscow.

[2] G.D.Alkhazov, T.Bauer et al. Nucl. Phys., A280, 365, 1977.

[3] W.Czyz, L.C.Maximon. Ann. Phys., 52, 59, 1969.

[4] A.Chaumeaux, G.Bruge et al. Nucl. Phys., A267, 413, 1976.