Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.8, стр. 495 – 498 20 апреля 1980 г.

СЕЧЕНИЕ КВАЗИУПРУГОГО ЯДРО-ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

И.У.Христова[1)], З. Омбоо, А.С.Пак[2)],
А.В.Тарасов, В.В.Ужинский

В рамках оптического приближения в пренебрежении вещественной частью амплитуды упругого NN-рассеяния получено замкнутое выражение для дифференциального сечения квазиупругого ядро-ядерного рассеяния.

В работе [1] получено выражение для дифференциального сечения квазиупругого рассеяния ядра A_1 ядром A_2 (A_1 остается в основном состоянии, A_2 испытывает всевозможные возбуждения, включая развал) в виде ряда по степеням кратности некогерентных столкновений

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) \right)^{q.el.} = \sum_n \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) \right)^{(n)}, \tag{1}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) \right)^{(n)} = \frac{1}{n!} \int \prod_{i=1}^{n} \left(T(s_i)\, ds_i \right) \left| F^{(n)}_{q.el.}(q, s_1, \ldots s_n) \right|^2, \tag{2}$$

$$F^{(n)}(q, s_1 \ldots s_n) = \frac{\delta^{(n)}}{\delta T_2(s_1) \ldots \delta T_2(s_n)} F^{el.}_{A_1 A_2} \left\{ T_1(s),\, T_2(\tilde{s}) \right\}, \tag{3}$$

где $T_{1(2)}(s) = A \int \rho(r)\, dz$ – функции толщины сталкивающихся ядер, s, $\tilde{s}$ – компоненты радиус-векторов нуклонов в ядрах, где $F^{el}_{A_1 A_2} T_1(s),\ T_2(\tilde{s})$ – амплитуда упругого $A_1 A_2$-рассеяния, явный функциональный вид которой приведен в [1, 2]. Проведение конкретных расчетов по схеме (1) – (3) крайне затруднительно в тех случаях, когда в сумме (1) существенную роль играет большое число слагаемых. Поэтому представляет интерес получение хотя бы приближенно замкнутого выражения для всей суммы. Это оказывается возможным сделать в оптическом пределе по атомным номерам сталкивающихся ядер и в пренебрежении вещественной частью амплитуды NN-рассеяния. Поскольку при энергиях в несколько ГэВ/нуклон вещественная часть амплитуды NN-рассеяния численно мала ($a = \mathrm{Re} f(0) / \mathrm{Im} f(0) \approx 0{,}2 \div 0{,}3$) и ее влияние уже на характеристики адрон-ядерного рассеяния практически несущественно, можно надеяться, что в задачах ядерно-ядерного рассеяния использование приближения $a = 0$ является достаточно оправданным.

[1)] ФТИ АН Тадж. ССР.

[2)] ИФВЭ АН КАЗ. ССР.

Записывая амплитуду процесса

$$A_1 + A_{2(i)} \to A_1 + A_{2(f)} \tag{4}$$

в виде

$$F_{if}(q) = \frac{i}{2\pi} \int d\mathbf{b}\, e^{i\mathbf{qb}}\, \psi^*_{A_2(f)}(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2})\, \psi_{A_2(i)}(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2}) \prod_{i=1}^{A_2} d\tilde{\mathbf{r}}_i \times$$

$$\times \prod_{k=1}^{A_1} \rho_1(r_k)\, d\mathbf{r}_k \left[1 - \prod_{k=1}^{A_1} \prod_{i=1}^{A_2} (1 - \gamma(b - \tilde{s}_i - s_k))\right], \tag{5}$$

где $\psi_{A_2 i(f)}$ – волновые функции начального (конечного) состояния ядра A_2, $\rho_1(r)$ – одночастичная плотность распределения нуклонов в ядре A_1, $\gamma(b)$ – функция профиля амплитуды NN-рассеяния (чисто вещественная в приближении $\alpha = 0$), мы можем явно выполнить усреднение по распределению нуклонов в сохраняющемся ядре A_1 и в полученном результате перейти к оптическому пределу по его атомному номеру. В результате получим

$$F_{if}(q) = \frac{i}{2\pi} \int d\mathbf{b}\, e^{i\mathbf{qb}}\, \psi^*_{A_2(f)}(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2})\, \psi_{A_2(i)}(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2}) \prod_{i=1}^{A_2} d\tilde{\mathbf{r}}_i \times$$

$$\times \left(1 - \exp\left[-\Gamma_{A_2N}(s, \{\tilde{s}\})\, T_1(b - s)\, d\mathbf{s}\right]\right), \tag{6}$$

где

$$\Gamma_{A_2N}(s, \{\tilde{s}\}) = 1 - \prod_{i=1}^{A_2} (1 - \gamma(s - \tilde{s}_i)).$$

Используя при вычислении суммы сечений всевозможных возбуждений ядра A_2 ядром A_1 условия полноты

$$\sum_f \psi^*_f(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2})\, \psi_f(\tilde{r}'_1 \ldots \tilde{r}'_{A_2}) = \prod_{i=1}^{A_2} \delta(\tilde{\mathbf{r}}_i - \tilde{\mathbf{r}}'_i) \tag{7}$$

и используя приближение факторизации для плотности распределения нуклонов в ядре A_2

$$|\psi_{A_2}(\tilde{r}_1 \ldots \tilde{r}_{A_2})|^2 = \prod_{i=1}^{A_2} \rho_2(\tilde{r}_i) \tag{8}$$

получим для суммарного сечения

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \sum_f |F_{if}|^2 \tag{9}$$

выражение вида

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi}\int d\mathbf{b}_1 d\mathbf{b}_2 \prod_{i=1}^{A_2}\left(\frac{T_{A_2}(\tilde{s}_i)}{A_2}\, d\tilde{s}_i\right)\exp i\mathbf{q}(\mathbf{b}_1-\mathbf{b}_2)\times$$

$$\times[1-\exp(-\int\Gamma_{A_2N}(s,\{\tilde{s}\})\,T_1(b-s)\,d\mathbf{s})-\exp(-\int\Gamma^{*}_{A_2N}(s,\{\tilde{s}\})\,T_1\times$$

$$\times(b_2-s)\,d\mathbf{s})+\exp(-\int\Gamma_{A_2N}(s,\{\tilde{s}\})[T_1(b-s_1)+T_1(b_2-s)]\,d\mathbf{s}\}. \quad (10)$$

Возможность вынесения общего множителя $\Gamma_{A_2N}(s,\{\tilde{s}\})$ в аргументе последней экспоненты в квадратных скобках в формуле (10) обеспечивается предположением о вещественности функций профиля $\gamma(b)$. Тем самым задача свелась к вычислению однотипных выражений вида

$$\Phi(b_1,b_2)=\int\prod_{i=1}^{A_2}\left(\frac{T_2(\tilde{s}_i)\,d\tilde{\mathbf{s}}_i}{A_2}\right)\exp\left(-\int\Gamma_{A_2N}(s,\{\tilde{s}\})\,\tau(s,b_1,b_2)\,d\mathbf{s}\right). \quad (11)$$

Как показано в работах [1 – 3] в оптическом пределе по параметру A_2 и в приближении нулевого радиуса NN-взаимодействия логарифм выражения (11) с точностью до численно несущественных слагаемых дается интегралом

$$-\ln\Phi(b_1,b_2)=\phi(b_1,b_2)=\frac{2}{\sigma}\int ds\, f\left(\frac{\sigma}{2}\tau(s,b_1,b_2),\ \frac{\sigma}{2}T_2(s)\right), \quad (12)$$

где

$$f(x,y)=z(\exp u-1)+u(\exp z-1)-uz,$$

$$z=x\exp(-u), \qquad u=y\exp(-z).$$

Вычитая из суммы (10) сечение процесса упругого A_1A_2-рассеяния, для сечения квазиупругого рассеяния ядра A_1 ядром A_2 получим

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{q\,el}=\frac{1}{4\pi}\int d\mathbf{b}_1 d\mathbf{b}_2\exp i\mathbf{q}(\mathbf{b}_1-\mathbf{b}_2)\times$$

$$\times\left\{\exp-\frac{2}{\sigma}\int d\mathbf{s}\, f\left[\frac{\sigma}{2}(T_1(b_1-s)+T_1(b_2-s));\ \frac{\sigma}{2}T_2(s)\right]-\right.$$

$$-\exp-\frac{2}{\sigma}\int d\mathbf{s}\left[f\left(\frac{\sigma}{2}T_1(b_1-s),\frac{\sigma}{2}T_2(s)\right)+\right.$$

$$\left.\left.+f\left(\frac{\sigma}{2}T_1(b_2-s),\ \frac{\sigma}{2}T_2(s)\right)\right]\right\}. \quad (13)$$

Заметим, что с вычислительной точки зрения выражение (13) для суммарного сечения квазиупругого A_1A_2-рассеяния не сложнее выражения для сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(1)}$ однократного квазиупругого рассеяния и существенно проще выражений для сечений $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(n)}$ при $n > 1$.

Авторы благодарят Л.И.Лапидуса за полезные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
3 февраля 1980 г.

Литература

[1] А.С.Пак, А.В.Тарасов и др. Письма в ЖЭТФ, 28, 314, 1978.

[2] А.С.Пак, А.В.Тарасов и др. ЯФ, 30, 102, 1979.

[3] И.В.Андреев, А.В.Чернов. ЯФ, 28, 477, 1978.