сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-80-52

И.У.Христова, З.Омбоо, А.С.Пак, А.В.Тарасов

О ВЛИЯНИИ КОГЕРЕНТНЫХ ПЕРЕРАССЕЯНИЙ НА УГЛОВУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ КВАЗИУПРУГОГО α A -РАССЕЯНИЯ

1980

Как известно из теории адрон-ядерного (hA) рассеяния[1] в области не очень больших значений переданных импульсов, где можно пренебречь эффектами многократных квазиупругих перерассеяний, дифференциальное сечение hA-рассеяния дается суммой сечений упругого hA-рассеяния и однократного квазиупругого рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el.} + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{(1)}_{q.el.}, \qquad (1)$$

причем q-зависимость второго слагаемого в (1) повторяет q-зависимость сечения упругого hN-рассеяния

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{(1)}_{q.el} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{hN} \cdot N_1(\sigma, A). \qquad (2)$$

Величина $N_1(\sigma, A)$ в (2) - так называемое эффективное число нуклонов, выбиваемых из ядра в результате однократных квазиупругих столкновений адрона с нуклонами ядра.

В задачах о рассеянии легких ядер типа α-частицы на сложных ядерных мишенях часто применяется так называемое приближение жесткого налетающего ядра, в рамках которого α-частица трактуется как элементарная частица, и в формулах, описывающих адрон-ядерное рассеяние, амплитуды hN-рассеяния заменяются на амплитуды αN-рассеяния. Если эту аналогию проводить слишком буквально, то следует ожидать, что сечение однократного квазиупругого αA-рассеяния будет повторять q-зависимость упругого αN-рассеяния и, в частности, иметь минимум при $q^2 \simeq 0{,}24$ (ГэВ/с)^2. В действительности же следует учитывать, что соотношение (2) в случае hA-рассеяния получено в результате существенного использования приближения типа приближения толщины, то есть пренебрежения радиусом hN-взаимодействия по сравнению с радиусом ядра-мишени. Переводя это на привычный язык, можно сказать, что размазкой "пологих" амплитуд hN -рассеяния эффектами упругого перерассеяния адрона на ядре-остатке пренебрегается. Для полной ясности выпишем выражение для сечения однократного квазиупругого hA -рассеяния в терминах амплитуд hN и $h(A-1)$- рассеяния f_{hN} и $F_{h(A-1)}$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi} \int T(s)\ |F(q,s)|^2 d\vec{s}, \tag{3}$$

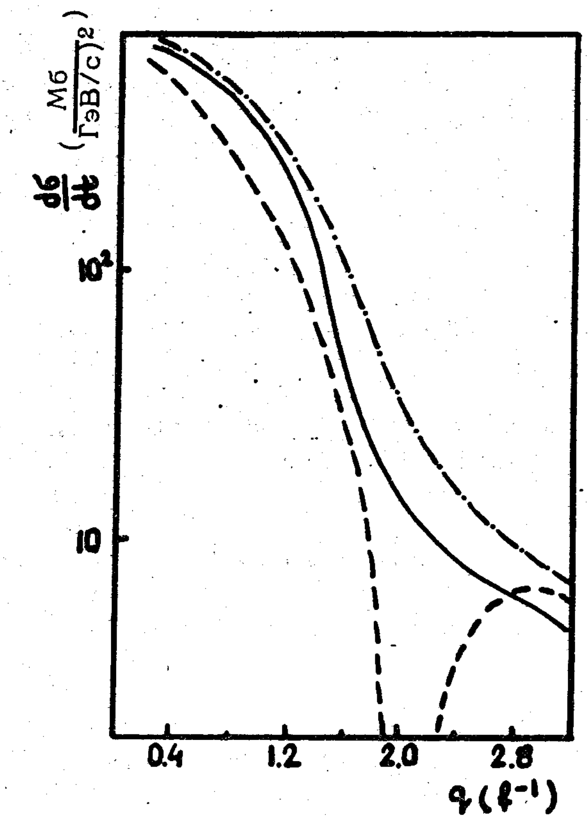
$$F(q,s) = f_{hN}(q)\exp i\vec{q}\vec{s} + \frac{i}{2\pi}\int f_{hN}(q-\Delta)\exp(i(\vec{q}-\vec{\Delta})\vec{s})F_{h(A-1)}(\Delta)\,d\vec{\Delta}, \tag{4}$$

$$F_{h(A-1)} \approx \frac{i}{2\pi}\int db\, e^{i\vec{\Delta}\vec{b}}\left(1-\exp\frac{iA}{2\pi}\int f_{hN}(q') \times S_A(q')e^{i\vec{q}'\vec{b}}\,d\vec{q}'\right), \tag{5}$$

где $T(s) = A\int_{-\infty}^{\infty}\rho(r)dz$ - функция толщины ядра-мишени.

Применительно к рассматриваемому случаю приближение малости радиуса hN -взаимодействия состоит в вынесении амплитуд f_{hN} из-под знака интеграла в (4) в точке $\Delta = 0$, в результате чего получается соотношение (1). Очевидно, что правомочность аналогичной процедуры в случае αA -рассеяния (как уже отмечалось, в приближении жесткого налетающего ядра во всех формальных выражениях теории hA -рассеяния амплитуда hN -рассеяния заменяется амплитудой αN -рассеяния) является по меньшей мере сомнительной. Ясно, что эффекты размазывания q -зависимости второго слагаемого в соотношении (4) упругими перерассеяниями α - частицы на ядре-остатке $(A-1)$ могут оказаться весьма существенными ввиду сравнимости радиусов αN и αA -взаимодействий. Не останавливаясь на деталях, укажем лишь, что использование осцилляторных волновых функций для α -частицы и ядра-мишени (например, ^{12}C) позволяет свести задачу о расчете сечений квазиупругого αA -рассеяния к вычислению трехкратных интегралов. Результаты расчета величины $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(1)}_{q.el.}$ для квазиупругого αA -рассеяния в приближении чисто мнимых амплитуд NN - рассеяния (в этом

случае минимум в сечении αN-рассеяния наиболее глубокий) представлены на рис. Для сравнения приведена



q -зависимость сечения αN- рассеяния (пунктирная кривая). Наконец, штрих-пунктирная кривая отвечает учету всевозможных кратностей квазиупругого $\alpha\,^{12}C$ - рассеяния. Видно, что уже на уровне однократного квазиупругого рассеяния ожидаемый на основании качественных соображений минимум в сечении квазиупругого $\alpha\,^{12}C$-рассеяния полностью замазывается эффектами упругих перерассеяний. Включение квазиупругих столкновений высших кратностей (с выбиванием двух, трех и т.д. нуклонов из ядра) еще больше сглаживает картину. Этот качественный результат весьма важен для разработки эффективных методов расчета сечений квазиупругого A_1A_2-рассеяния в рамках подходов более строгих (и технически более сложных), нежели приближение жесткого налетающего ядра. А именно, считая установленным факт монотонной зависимости сечения квазиупругого A_1A_2-рассеяния от квадрата переданного импульса, можно для восстановления его q-зависимости использовать значения интегральных характеристик типа $\sigma_{q.el.}$ и

$$<q^{2n}> \sigma_{q.el.} = \int q^{2n} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{q.el.} d\Omega, \qquad (6)$$

расчет которых намного проще, чем расчет самих сечений $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{q.el.}$. В частности, в приближении жесткой α-частицы с использованием осцилляторных волновых функций для сталкивающихся ядер вычисление величины (6) сводится к операции однократного численного интегрирования.

Авторы благодарят Л.И.Лапидуса за полезные обсуждения.

Литература

1. Glauber R., Matthiae G. Nucl.Phys., 1970,B21,p.135.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1980 года.