ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 5444

О.В. Думбрайс

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБ УПРУГОМ NN- И Nd - РАССЕЯНИИ

1970

P2 - 5444

О.В. Думбрайс

ОБ УПРУГОМ NN- И Nd - РАССЕЯНИИ

Направлено в журнал "Вестник МГУ"

Упругое NN -рассеяние характерно тем, что это единственное доступное экспериментальному измерению упругое рассеяние элементарных частиц одного и того же изотопического мультиплета. Мы можем получить некоторые дополнительные соотношения между величинами, характеризующими упругое рассеяние.

Рассмотрим процессы

$$p + n \to p + n \,, \tag{1}$$

$$p + p \to p + p \,. \tag{2}$$

Амплитуда реакции (1) равна x/:

$$\begin{aligned} A_1(\theta) &= \frac{1}{2} < 0,0 \mid S^0_0 \mid 0,0 > + \frac{1}{2} < 1,0 \mid S^0_0 \mid 1,0 > = \\ &= \frac{1}{2} f_0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}\, f_1 , \end{aligned} \tag{3}$$

---

x/ Влиянием спинов нуклонов здесь и дальше пренебрегаем.

где f_0, f_1 – амплитуды, соответствующие полному изотопическому спину $T_{pn}=0$ и $T_{pn}=1$. Поскольку p и n являются членами одного и того же изомультиплета, то (см., например, [1,2])

$$A_1(\pi-\theta) = -\frac{1}{2} f_0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}} f_1 . \tag{4}$$

Для реакции (2) имеем

$$A_2(\theta) = \sqrt{\frac{1}{3}} f_1 . \tag{5}$$

Из (3)-(5) следуют соотношения

$$\sigma_1(\theta) + \sigma_1(\pi-\theta) = \frac{1}{2}|f_0|^2 + \frac{1}{2}\sigma_2(\theta) , \tag{6}$$

$$\cos(\delta_0 - \delta_1) = \frac{\sigma_1(\theta) - \sigma_1(\pi-\theta)}{\sqrt{\sigma_2(\theta)}\ \sqrt{2\sigma_1(\theta)+2\sigma_1(\pi-\theta)-\sigma_2(\theta)}} , \tag{7}$$

где δ_0, δ_1 – фазы амплитуд f_0 и f_1 соответственно.

Пусть $\theta = 0$, тогда мнимую часть амплитуды f_0 можно при помощи оптической теоремы выразить через полные сечения реакций (1) и (2), а реальную часть – через реальные части амплитуд этих же реакций:

$$\mathrm{Im}\, f_0 = \frac{k}{2\pi}\sigma^{tot}_{pn} - \frac{k}{4\pi}\sigma^{tot}_{pp} , \tag{8}$$

$$\mathrm{Re}\, f_0 = 2\,\mathrm{Re}\, f_{pn}(0) - \mathrm{Re}\, f_{pp}(0) . \tag{9}$$

В итоге (6) и (7) переходят в соотношения

$$a_{pn} a_{pp} = \frac{\sigma_{pp}(0) + \sigma_{pn}(0) - \sigma_{pn}(\pi)}{\frac{k^2}{8\pi^2} \sigma^{tot}_{pn} \sigma^{tot}_{pp}} - 1 , \qquad (10)$$

$$\cos(\delta_0(0) - \delta_1(0)) = \frac{\sigma_{pn}(0) - \sigma_{pn}(\pi)}{\sqrt{\sigma_{pp}(0)}\sqrt{2\sigma_{pn}(0) + 2\sigma_{pn}(\pi) - \sigma_{pp}(0)}} \qquad (11)$$

соответственно, x/, где

$$a_{pn} \equiv \frac{\mathrm{Re}\, f_{pn}(0)}{\mathrm{Im}\, f_{pn}(0)}, \quad a_{pp} \equiv \frac{\mathrm{Re}\, f_{pp}(0)}{\mathrm{Im}\, f_{pp}(0)} .$$

Выражения (10) и (11) можно использовать, например, для проверки общей согласованности экспериментальных и теоретических данных и в некоторых других случаях, в частности, для исследования pd -рассеяния.

Как известно /4/, полное сечение рассеяния p на d можно выразить следующим образом:

$$\sigma^{tot}_{pd} = \sigma^{tot}_{pn} + \sigma^{tot}_{pp} - \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \sigma^{tot}_{pn} \sigma^{tot}_{pp} [1 - a_{pn} a_{pp}] , \qquad (12)$$

где последнее слагаемое представляет собой поправку Глаубера, $\langle r^{-2} \rangle$ – средняя величина обратного квадрата расстояния между протоном и нейтроном в дейтроне. Одно из применений формулы (12) состоит в том, что по ней вычисляют экспериментально трудно измеримую величину – σ^{tot}_{pn}. При этом обычно полагают (см., например, /5/) произведение

x/ Соотношение, подобное (10), получено уже раньше /3/. Автор благодарен В.А. Никитину, обратившему его внимание на эту работу.

$a_{pn} a_{pp}$ равным нулю, так как считают, что в области энергий, где справедливо приближение Глаубера, амплитуда рассеяния почти чисто мнимая. Таким образом, вносится еще одно приближение в уже и так неточную поправку Глаубера.

При помощи оптической теоремы $a_{pn} a_{pp}$ можно конечно выразить через дифференциальные сечения вперед и полные сечения, но только с точностью до знака. Однако при учете (10) эта неточность устраняется, и (12) можно переписать в виде:

$$\sigma_{pd}^{tot} = \sigma_{pn}^{tot} + \sigma_{pp}^{tot} + \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \left\{ \frac{8\pi^2}{k^2} [\sigma_{pp}(0) + \right.$$
$$\left. + \sigma_{pn}(0) - \sigma_{pn}(\pi)] - 2\sigma_{pn}^{tot} \sigma_{pp}^{tot} \right\}. \tag{13}$$

Аналогичное видоизмененное выражение для поправки Глаубера можно получить, если вместо (12) взять "изотопически инвариантную" поправку Глаубера /6,7/.

Отметим еще раз, что выражения (10), (11) и (13) получены нами в предположении отсутствия влияния спинов, поэтому всякое отступление от них будет указывать на роль спиновых эффектов в NN - и Nd -взаимодействиях.

Выражаю благодарность М.И. Подгорецкому, Н.М. Куину и А.В. Тарасову за полезные замечания.

Литература

1. О.В. Думбрайс, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 11, 232 (1970).
2. О.В. Думбрайс. Сообщение ОИЯИ, Р2-4621, Дубна, 1969.
3. В.П. Канавец. ЯФ, 2, 931 (1965).

4. R.J. Glauber. Phys.Rev., 100, 242 (1955).
5. W. Galbraith et al. Phys.Rev., 138, B913 (1965).
6. C. Wilkin. Phys.Rev.Lett., 17, 561 (1966).
7. R.J. Glauber, V. Franco. Phys.Rev., 156, 1685 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1970 года.