Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 3—1972

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 530.12

О. В. ДУМБРАЙС

ЗАМЕЧАНИЕ К УПРУГОМУ NN- и ND -РАССЕЯНИЮ

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

Рассмотрим процессы

$$p+n \to p+n, \qquad (1) \qquad\qquad p+p \to p+p. \qquad (2)$$

Амплитуда реакции (1) равна[1]

$$A_1(\theta) = \frac{1}{2} f_0(\theta) + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}} f_1(\theta), \tag{3}$$

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

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

Для реакции (2) имеем

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

Из (3) — (5) следуют соотношения

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

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

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:

$$Im f_0(0) = \frac{k}{2\pi}\sigma_{pn}^{\text{tot}} - \frac{k}{4\pi}\sigma_{pp}^{\text{tot}}, \tag{8}$$

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

где k — импульс падающего нуклона.

[1] Влиянием спинов нуклонов здесь и дальше пренебрегаем.

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

$$\alpha_{pn}\alpha_{pp} = \frac{\sigma_{pp}(0) + \sigma_{pn}(0) - \sigma_{pn}(\pi)}{\frac{k^2}{8\pi^2}\,\sigma_{pn}^{\text{tot}}\delta_{pp}^{\text{tot}}} - 1, \tag{10}$$

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

соответственно [1], где $\alpha_{pn} \equiv \frac{Ref_{pn}(0)}{Imf_{pn}(0)}$, $\alpha_{pp} \equiv \frac{Ref_{pp}(0)}{Imf_{pp}(0)}$.

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

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

$$\sigma_{pd}^{\text{tot}} = \sigma_{pn}^{\text{tot}} + \delta_{pp}^{\text{tot}} - \frac{\langle r^{-2}\rangle}{4\pi}\,\sigma_{pn}^{\text{tot}}\sigma_{pp}^{\text{tot}}\left[1 - \alpha_{pn}\alpha_{pp}\right], \tag{12}$$

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_{pn}^{tot}. При этом обычно полагают (см., например, [5]) произведение $\alpha_{pn}\alpha_{pp}$ 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 $\alpha_{pn}\alpha_{pp}$ можно, конечно, выразить через дифференциальные сечения рассеяния вперед и полные сечения, но только с точностью до знака. Однако, учитывая (10), эта неточность устраняется, и (12) можно переписать в виде

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

Аналогичное видоизмененное выражение для поправки Глаубера можно получить, если вместо (12) взять «изотопически инвариантную» поправку Глаубера [6, 7].

В заключение необходимо отметить, что соотношение (4), а вместе с ним и все последующие результаты, строго говоря, справедливы только для рассеяния в синглетном состоянии. Учет триплетного состояния сделал бы невозможным написание подобных простых соотношений. Однако, как известно, при высоких энергиях влиянием спинов можно пренебречь и, следовательно, считать (4) и все последующие результаты точными. Поэтому было бы интересно проверить полученные соотношения при разных энергиях. Всякие отклонения от них, которые с ростом энергии должны уменьшаться, свидетельствовали бы о наличии «спиновых эффектов», а для (13) — также о неточности поправки Глаубера, в NN- и Nd-взаимодействиях.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Думбрайс О. В., Подгорецкий М. И. «Ядерная физика», **11**, 232, 1970.
2. Думбрайс О. В. Сообщение ОИЯИ Р2-4621, Дубна, 1969.
3. Канавец В. П. «Ядерная физика», **2**, 931, 1965.
4. Glauber R. J. Phys. Rev., **100**, 242, 1955.
5. Galbraith W. et al. Phys. Rev., **138**, B913, 1965.
6. Wilkin C. Phys. Rev. Lett., **17**, 561, 1966.
7. Glauber R. J., Franco V. Phys. Rev., **156**, 1685, 1967.

Поступила в редакцию
10.12 1970 г.

ОИЯИ
лаборатория высоких энергий

[1] Соотношение, подобное (10), получено уже раньше [3].