ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2220

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Д.И. Блохинцев

О РАССЕЯНИИ НАЗАД ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

1965

Р - 2220

Д.И. Блохинцев

О РАССЕЯНИИ НАЗАД ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Направлено в " Nuovo Cimento "

Настоящая работа дополняет и уточняет результаты работ [1,2]. Для определенности мы рассмотрим πN -рассеяние. В этом случае имеются две амплитуды рассеяния $F_{1/2}$ и $F_{3/2}$ соответственно двум возможным значениям изотопического спина 1/2 и 3/2. Для $\pi^+ p$ -рассеяния $F = F_{3/2}$, для $\pi^- p$ – рассеяния $F = 1/3\, F_{3/2} + \frac{2}{3} F_{1/2}$.

Рассеяния в 3/2 – и 1/2 – изотопических состояниях могут быть существенно различны, но так как в дальнейших вычислениях оба значения изотопспина совершенно равноправны, то мы будем опускать знак изотопического спина. Однако мы учтем зависимость амплитуды от обычного спина $\vec{\sigma}$ и положим:

$$F = \frac{i\lambda}{2} \{ A + i \vec{\sigma} \vec{N} B \}, \tag{1}$$

где $\vec{N}$ -нормаль к плоскости рассеяния.

Для неполяризованных нуклонов дифференциальное сечение будет равно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \{ |A|^2 + \sin^2\theta \, |B|^2 \}, \tag{2}$$

где

$$A = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\, a_\ell\, \mathcal{P}_\ell(\cos\theta), \quad B = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\beta_\ell\, \mathcal{P}_\ell(\cos\theta). \tag{3}$$

Здесь $a_\ell = \xi'_\ell + i\xi''_\ell$, $\beta_\ell = \eta'_\ell - i\eta''_\ell$ – комплексные коэффициенты. Замечая, что $\frac{d\mathcal{P}_\ell(z)}{d\ell} = ½(-1)^{\ell+1}(\ell+1)\ell$ и $\mathcal{P}_\ell(z) = (\pm 1)^\ell$ для $z = \pm 1$, получим для A и B:

$$A = S(a) - T(a)\frac{\theta^2}{2}, \qquad B = T(\beta), \tag{4}$$

где

$$S(\alpha) = \sum_0^\infty (4s+1)\, a_{2s} + \sum_0^\infty (4s+3)\, a_{2s+1} \qquad (5)$$

$$T(\alpha) = \tfrac{1}{2} \sum_0^\infty (4s+1)(2s+1)(2s)\, a_{2s} + \tfrac{1}{2} \sum_0^\infty (4s+3)(2s+2)(2s+1)\, a_{2s+1} \qquad (6)$$

и $T(\beta)$ отличается от $T(\alpha)$ только заменой α на β. Знак "+" в (5) и (6) берется для угла рассеяния вперед $\theta = \Theta \approx 0$ и знак "−" для угла рассеяния назад $\theta = \pi - \Theta$.

Подставляя (4) в (2), найдем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} |S(\alpha)|^2 \{1 - \frac{\Theta^2}{\Theta_0^2}\}, \qquad (7)$$

где

$$\frac{1}{\Theta_0^2} = \frac{S'(\alpha)\, T'(\alpha) + S''(\alpha)\, T''(\alpha) - |T(\beta)|^2}{|S(\alpha)|^2} \qquad (8)$$

и

$$S' = \mathrm{Re}\, S, \quad S'' = \mathrm{Im}\, S, \quad T' = \mathrm{Re}\, T, \quad T'' = \mathrm{Im}\, T.$$

Непосредственно из формул (5) и (6) следует, что, если фазы в нечетных состояниях равны или больше по абсолютной величине, нежели фазы в четных состояниях $\xi'_{2s+1} > \xi'_{2s}$, $|\xi''_{2s+1}| > |\xi''_{2s}|$, то суммы S' и T', S'' и T'' имеют одинаковые знаки. Поэтому из (8) при условии относительно слабого спин-орбитального взаимодействия следует, что $\Theta_0^2 > 0$ так, что будет иметься максимум в рассеянии как вперед, так и назад. Однако ввиду компенсации суммы членов, пропорциональных $4s$ в (5) и $16 s^3$ в (6) для рассеяния назад (знак "−" в (5) и в (6)), рассеяние назад будет, по крайней мере, в L^2 раз меньше, нежели рассеяние вперед (L означает число фаз, существенно отличных от нуля).

Обратимся теперь к оптической модели. В этом специальном случае мы будем считать, что рассеяние определяется одним параметром $L = \frac{R}{\lambda} \gg 1$, где R – "размер" нуклона. Далее, в этой модели предполагается, что фазы ведут себя достаточно гладко (по крайней мере, начиная с некоторых ℓ) и, в частности, при $\ell \to \infty$ фазы четные и нечетные сравниваются ($\xi_{2s+1} - \xi_{2s} \to 0$ при $\ell \to \infty$). При этих предположениях суммы (5) и (6) могут быть представлены в виде:

$$\sum_{s=0}^\infty (4s+1)\, a_{2s} = a_2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 + a_1 \left(\frac{R}{\lambda}\right) + a_0 + \dots, \qquad (9)$$

$$\sum_{s=0}^\infty (4s+3)\, a_{2s+1} = a'_2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 + a'_1 \left(\frac{R}{\lambda}\right) + a'_0 + \dots, \qquad (10)$$

$$\tfrac{1}{2} \sum_{s=0}^\infty (4s+1)(2s+1)(2s)\, a_{2s+1} = b_4 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^4 + b_3 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3 + b_2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 + \dots, \qquad (9')$$

$$\tfrac{1}{2} \sum_{s=0}^\infty (4s+3)(2s+2)(2s+1)\, a_{2s+1} = b'_4 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^4 + b'_3 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3 + b'_2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 + \dots, \qquad (10')$$

Из этих же предположений о поведении фаз следует, что коэффициенты $a'_2 = a_2$ и $b'_4 = b_4$. Для рассеяния вперед больших величин (9) и (9'), (10) и (10') соответственно складываются, а для рассеяния назад соответственно вычитаются; в этом и состоит тонкость эффекта рассеяния назад. Пользуясь формулами (9), (10), (9'), (10'), (7) и (8), получим для рассеяния вперед:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha \frac{R^2}{4} \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{\Theta^2}{\Theta_0^2}\right), \qquad (11)$$

$$\Theta_0^2 = \beta \left(\frac{\lambda}{R}\right)^2, \qquad (12)$$

где α, β – коэффициенты порядка 1.

Для рассеяния назад тем же путем найдем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha \frac{R^2}{4} \left(1 - \frac{\Theta^2}{\Theta_0^2}\right), \qquad (11')$$

и Θ_0^2 опять имеет вид (12). Однако возможна и дальнейшая компенсация членов в рядах по степеням $\frac{R}{\lambda}$. Если $a'_1 = a_1$, $b'_3 = b_3$, то вместо (11') получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha \frac{R^2}{4} \left(\frac{\lambda}{R}\right)^2 \left(1 - \frac{\Theta^2}{\Theta_0^2}\right), \qquad (11'')$$

где Θ_0^2 опять имеет вид (12). Случай (11), (12) имеет место для черного (или серого) шарика с резким краем. Случай (11''), (12) получается для линейного уменьшения фаз. Типичная картина рассеяния приведена на рис. 1.

Данные, полученные в Дубне[/3/], в интервале импульсов π-мезона 3 – 4 GeV/c, не противоречат формуле (11''). Американские данные[/5/] как будто указывают на более резкую энергетическую зависимость[x/].

x/ J.Orear, частное сообщение.

Литература

1. D.I.Blokhintsev. Nuovo Cimento, XXIII, 1061, 1962.
2. D.I.Blokhintsev. Preprint, S–1064, Dubna , 1962).
3. И.А. Савин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2127, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1965 г.

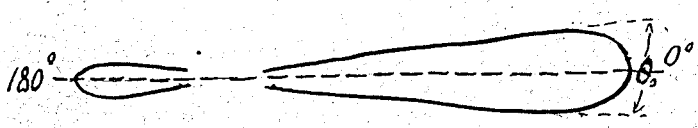

Рис. 1. Типичная картина рассеяния по оптической модели.