СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ И ФОРМУЛА ОРИРА

И.Н.Сисакян, Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский

При рассеянии сильновзаимодействующих частиц высоких энергий на большие углы существенную роль играют статистические процессы и связанная с ними дифракция [I]. Поэтому в области больших углов

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{st} + (d\sigma/d\Omega)_{dif} \qquad (I)$$

$$(d\sigma/d\Omega)_{st} = \frac{1}{4p^2}\sum_{\ell}(2\ell+1)^2 P_\ell^2(\cos\theta)\left(2\mathrm{Re}\,f_\ell - |f_\ell|^2\right)W_2\,, \qquad (2)$$

$$(d\sigma/d\Omega)_{dif} = \frac{1}{4p^2}\left|\sum_{\ell}(2\ell+1)f_\ell P_\ell(\cos\theta)\right|^2. \qquad (3)$$

Здесь f_ℓ -парциальная амплитуда дифракционного статистического рассеяния, p - импульс в с.ц.и., W_2 - отношение фазового объема упругого канала к полному фазовому объему, θ - угол рассеяния в с.ц.и.

Первый член в (I) преобладает при бо́льших углах, второй - при ме́ньших.

Далее, $(d\sigma/d\Omega)_{st}$ симметрично относительно $\theta=\pi/2$ в с.ц.и., в то время как $(d\sigma/d\Omega)_{dif}$ несимметрично и падает с ростом угла θ. Из условия $(d\sigma/d\Omega)_{dif} = (d\sigma/d\Omega)_{st}$ можно определить зависящее от энергии значение угла $\theta_{кр}$, при котором оба рассеяния равны. Если $\theta_{кр} > \pi/2$, то симметрия суммарного рассеяния $d\sigma/d\Omega$ относительно $\pi/2$ не имеет места.

Поэтому, если эксперимент дает такую симметрию, то это значит, что здесь дифракция уже несущественна. Забегая вперед, отметим, что,как нам кажется, обратный случай осуществляется в упругом $\tilde{p}p$-рассеянии при P_0 =3;4;5,7 (P_0-импульс падающего луча в рабочей системе) [4]. Значения $(d\sigma/d\Omega)_{dif}$ и $\theta_{кр}$ зависят, вообще говоря, от выбора параметров, выражающих распределение прозрачности и, следовательно, от характера рассеивающихся частиц. При подсчете дифракции удобно использовать оптическую модель и зависимость прозрачности от стояния R выбрать в виде[I)]

$$d = 1 - f = 1 - \frac{b}{(1+\alpha^2 R^2)^2}. \qquad (4)$$

Далее [3], $W_2 \sim exp(-AE')$, где E' - вся та энергия, которая может пойти на образование новых частиц: для pp-соударений $E' = E_c - 2m_N$, для $\tilde{p}p$-соударений $E = E_c$ (E_c - полная энергия системы в с.ц.и).

Мы хотим в этой заметке обратить внимание на два любопытных обстоятельства.

I. Используя соотношения (I) и (4) и асимптотическое выражение

$$p_\ell(\cos\theta) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi \ell \sin\theta}}\ \sin\left[(\ell + \tfrac{1}{2})\theta + \tfrac{\pi}{4}\right]$$

получаем

$$d\sigma/d\Omega = \frac{5}{6}\frac{\pi}{\alpha^2}\, b\, \frac{e^{-AE'}}{\sin\theta} + \frac{b^2}{\sin\theta}\frac{1}{\alpha^2}\frac{p}{\alpha}\frac{\pi}{8}\left(\frac{p\theta}{\alpha} + \frac{1}{2}\right)^2 e^{-\frac{2p}{\alpha}\theta}, \qquad (5)$$

где первый член есть $(d\sigma/d\Omega)_{st}$, а второй - $(d\sigma/d\Omega)_{dif}$. Рассмотрим $d\sigma/d\Omega$ как функцию $p_\perp = p\sin\theta$ и θ, и вычислим ее наклон в полулогарифмическом масштабе, $\gamma = \frac{d}{dp_\perp}\ln\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Считая $p_\perp > 1$ Бэв/с, для двух областей $\theta < \theta_{kp}$ (преобладающее влияние $(d\sigma/d\Omega)_{dif}$) и $\theta > \theta_{kp}$ (преобладание $(d\sigma/d\Omega)_{st}$) получаем:

$$\gamma = \frac{1}{\gamma_1} \approx \frac{1}{p_\perp} - \frac{2}{\alpha}\frac{\theta}{\sin\theta} \approx -\frac{2\theta}{\alpha\sin\theta} \qquad (\theta < \theta_{kp}),$$

$$\gamma = \gamma_2 \approx -\frac{2A}{\sin\theta} \qquad (\theta > \theta_{kp}). \qquad (6)$$

Используя эксперименты [5] по pp-рассеянию при достаточно высокой энергии в области $\theta \approx \frac{\pi}{2} > \theta_{kp}$, определяем γ_2 и, следовательно $A \approx \frac{\gamma_2}{2}\sin\theta \approx \frac{\gamma_2}{2}$. Абсолютное значение сечения при $\theta = \pi/2$ дает $b/d^2 \approx 4(\text{Бэв})^{-2}$. Далее, согласно Ориру [2], эксперимент в широком интервале значений $p_\perp$, описывается единой кривой

$$(d\sigma/d\Omega)_{Orear} = \frac{600}{E_c^2} exp\left(-\frac{p_\perp}{0{,}158}\right) \qquad (p_\perp \div \text{Бэв/с})$$

следовательно, соотношения (I) и (4) опишут эксперимент, если $\delta_1 \approx \gamma_2 \approx \gamma_{Огеаг} \approx -6{,}3$ т.е. $\alpha \approx \frac{1}{3{,}2}\,\frac{\Theta}{\sin\Theta}$. Примем, окончательно, значения

$$A = 3{,}4\,(\text{Бэв})^{-1} \approx \frac{1}{2{,}1\mu}\ ;\quad b = 0{,}4\ ;\quad \alpha = 0{,}32\ \text{Бэв/с} \approx 2{,}3\mu \qquad (7)$$

(μ -масса пиона). Заметим, что теоретическая оценка [3] дает $A=(2{,}2\,\mu)^{-1}$. Следовательно, у нас, по существу, только два подбираемых параметра, α и b. Размер области непрозрачности при таком значении α, согласно (4), получается разумным. Итак, из соотношения $(d\sigma/d\Omega)_{st} = (d\sigma/d\Omega)_{dif}$ определяем значение $\Theta_{кр}$. При $E_c \to \infty$, $\Theta_{кр} \approx \frac{\alpha}{2}\,\frac{E'}{p} A \approx \alpha A \approx 61^0$.

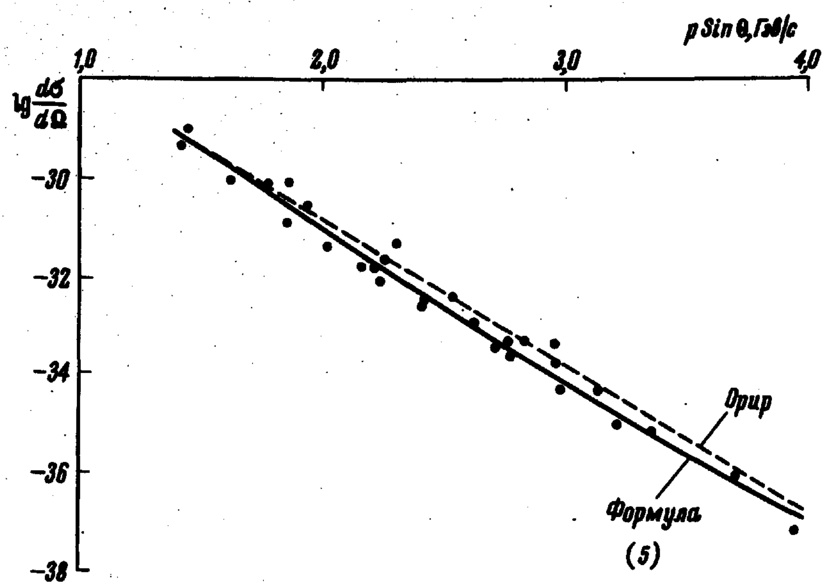

Рис. I

На рис. I приведены графики формул (5) (с учетом (7)) и Орира[2] и экспериментальные данные (точки). Видно, что все расхождения лежат в пределах ошибок опыта.

Таким образом, формула Орира может рассматриваться как хорошая аппроксимация выражения (5). При сравнительно небольших изменениях α (и даже больших изменениях b) формула Орира продолжает оставаться хорошей аппроксимацией. Это верно даже при изменении распределения прозрачности, например, если перейти к гауссовой форме вместо (4).

П. Даже при неизменных значениях b и α, но при переходе к $N\tilde{N}$-рассеянию, может оказаться, что формула Орира перестанет быть вполне справедливой по другой причине. Действительно, в данном случае на образование новых частиц может расходоваться вся энергия в с.ц.и. ($E' = E_c$). Вероятность двухчастичного канала при этом уменьшается. Это выражается в том, что второй член в (8) следует умножить на $e^{-2Am_N} \approx e^{-6,4} \approx 2\cdot 10^{-3}$. Используя прежние значения остальных коэффициентов, находим, для $\theta_{кр}$ значения, приведенные на рис.2.

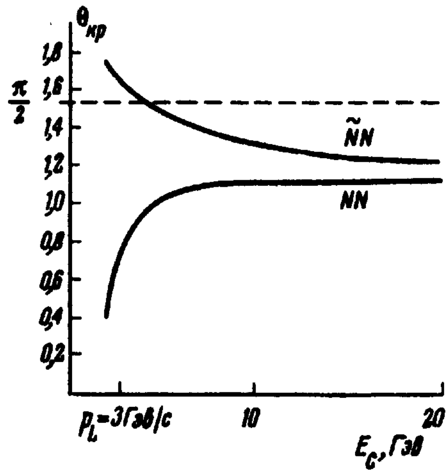

Рис. 2

Видно, что при энергиях до $E_L \sim 10$ Гэв в области $\theta \lesssim \pi/2$ основной вклад в $p\tilde{p}$-рассеяние дает дифракция. В связи с этим обратим внимание на экспериментальные данные, обсуждавшиеся в [4]. При энергии $E \sim 3,1$ из рис.2 получаем $\theta_{кр} = 1,7(100^\circ)$. Следовательно, рассеяние не должно быть симметричным относительно $\pi/2$. Формулой Орира оно не должно описываться, что, по-видимому, и имеет место в действительности. Этот вывод получается и при ином виде формулы для прозрачности, например при гауссовой.

Выводы

I. Универсальная формула Орира может быть интерпретирована как результат совместного действия статистического рассеяния и дифракции, обусловленной всеми статистическими процессами (рис.I).

2. Из-за того, что в упругое рассеяние на большие углы, вообще говоря, дает вклад не только статистическое рассеяние, но и дифракционное статистическое рассеяние, упругое рассеяние $p\tilde{p}$ при не слишком больших энергиях, в согласии с экспериментом [4], несимметрично относительно 90^0. При росте энергии, когда станет $\theta_{кр} < 90^0$ (см.рис.2), симметрия должна появиться.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
13 августа 1966 г.

Литература

[1] И.Н.Сисакян, Д.С.Чернавский. Ядерная физика, 4, 653, 1966 (в печати).

[2] I.Orear. Phys. Lett., 13, 190, 1964.

[3] R.Hagedorn. Nuovo Cim., 35, 216, 1965.

[4] A.Biatas, O.Czyzewski, Phys. Lett., 21, 574, 1966.

[5] G.Cocconi et al. Phys. Rev. Lett., II, 499, 1963; W.F.Baker, G.Cocconi et al. Phys. Rev.Lett., 12, 132, 1964.

I) Ранее в [I] использовалась гауссова форма, что менее оправдано с точки зрения теории поля.