ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.В.Анисович

В последнее время предпринимаются попытки рассмотреть рассеяние при высоких энергиях в рамках $SU(6)$- [1] или $SU(3)$ - симметрии вместе с некоторыми дополнительными предположениями о характере процесса взаимодействия [2] (в работе [2] рассеяние частиц на небольшие углы связано лишь с однократным столкновением кварка на кварке и кварка на антикварке). Соотношения между сечениями различных реакций, полученные в этих работах, хорошо выполняются на эксперименте. Представляется интересным рассмотрение других вариантов процесса взаимодействия при высоких энергиях и сравнение их с экспериментальными данными. Ниже будет рассмотрена модель, в которой упругое рассеяние вперед происходит только посредством однократного рассеяния кварка на антикварке и трех кварков друг на друге. Эта модель аналогична модели Левина и Франкфурта [2], однако здесь предполагается, что существенны лишь такие взаимодействия кварков, которые приводят к образованию связанных состояний (мезонов и барионов), а остальные взаимодействия малы. Далее, как и в работе [1], будет предполагаться выполнение $SU(6)$ - симметрии. В работе [3] было отмечено, что при нуклон-антинуклонной аннигиляции в два мезона соотношения, следующие из $SU(6)$ - симметрии, не выполняются, однако вполне возможно, что $SU(6)$ - симметрия справедлива не при больших t (процесс аннигиляции), а в полосе $t \sim 4\mu^2$.

Необходимо также отметить следующее обстоятельство: из экспериментальных данных следует, что при энергиях, больших 15 Бэв, различные $SU(6)$ - инвариантные амплитуды рассеяния кварков друг на друге в этой модели равны между собой. Это означает, что при таких энергиях $SU(6)$ - симметрия по существу не используется.

При сделанных предположениях амплитуды рассеяния вперед мезонов на барионах выражаются через две $SU(6)$ - инвариантные амплитуды рассеяния кварка на антикварке (синглетная и 35-плетная) и через две амплитуды рассеяния трех кварков (56-плетная и 70-плетная). Отсюда следуют соотношения между полными сечениями:

$$\sigma_{\pi^+p} - \sigma_{\pi^-p} = \sigma_{k^+n} - \sigma_{k^-n} = 1/2(\sigma_{k^+p} - \sigma_{k^-p}), \qquad (1)$$

$$\sigma_{k^-p} + \sigma_{k^+p} = \sigma_{k^-n} + \sigma_{\pi^+p}. \qquad (2)$$

Соотношение (I) есть соотношение Джонсона-Треймана [1], соотношение (2) - Левина - Франкфурта [2]. Соотношение (2) при энергиях 6-20 Бэв выполняется примерно с 15%-ной точностью. Естественно думать, что для получения более точных соотношений между сечениями необходимо учесть нарушения $SU(6)$ - симметрии. Например, можно предположить, что при больших энергиях $SU(6)$ - инвариантность нарушается только во взаимодействиях с участием третьего кварка. В этих случаях амплитуды рассеяния кварка на антикварке a_μ и трех кварков b_ρ (μ, ρ - номера мультиплетов) следует заменить на $a_\mu + \alpha_\mu$ и $b_\rho + \beta_\rho$, где α_μ и β_ρ есть добавки, нарушающие $SU(6)$ - инвариантность. Тогда сохранится только одно соотношение

$$\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p} = \sigma_{k^-p} - \sigma_{k^-n} + \sigma_{k^+n} - \sigma_{k^+p}, \qquad (3)$$

которое хорошо выполняется.

В рассматриваемой модели как барион-барионные, так и мезон-барионные рассеяния обусловлены лишь однократным рассеянием кварков, образующих эти частицы, и поэтому амплитуды этих процессов могут быть связаны между собой. Такие соотношения, по-видимому, разумно писать только при очень больших энергиях (бо́льших 15 Бэв), когда полные сечения приблизительно постоянны и, следовательно, не возникает вопроса о том, при каких энергиях их нужно сравнивать. При таких энергиях $\sigma_{\pi^-p} \simeq \sigma_{\pi^+p}, \sigma_{k^-p} \simeq \sigma_{k^-n}, \sigma_{k^+p} \simeq \sigma_{k^+n}$, $\sigma_{pn} \simeq \sigma_{pp}$, $\sigma_{\bar{p}p} \simeq \sigma_{\bar{p}n}$, откуда следует, что $a_1 = a_{35}$ и $b_{70} = b_{56}$. Как уже упоминалось, это означает по существу, что $SU(6)$ - симметрия при таких энергиях не используется. Амплитуды рассеяния кварка на антикварке и трех кварков друг на друге тогда равны:

$$a_{ik} = a + (\delta_{i3} + \delta_{k3})\alpha, \quad b_{ik\ell} = b + (\delta_{i3} + \delta_{k3} + \delta_{\ell 3})\beta. \quad (4)$$

Используя (4), легко получить ряд соотношений между сечениями. Например:

$$\sigma_{kk} = \sigma_{k\bar{k}}, \quad \sigma_{\pi k} = \sigma_{\pi \bar{k}}, \quad (5а)$$

$$\sigma_{\Sigma N} - \sigma_{NN} = \sigma_{\Xi N} - \sigma_{\Sigma N} = 3(\sigma_{N\bar{k}} - \sigma_{N\pi}), \quad (5б)$$

$$\sigma_{N\bar{\Xi}} - \sigma_{N\bar{\Sigma}} = \sigma_{N\bar{\Sigma}} - \sigma_{N\bar{N}} = \sigma_{kN} - \sigma_{\pi N} = 3(\sigma_{k\pi} - \sigma_{\pi\pi}) = 3(\sigma_{kk} - \sigma_{\pi\pi}) \quad (5в)$$

$$\sigma_{\pi\pi} = 2/9\, \sigma_{N\bar{N}}, \quad (5г)$$

$$\sigma_{\pi N} = 1/3\, \sigma_{N\bar{N}} + 1/6\, \sigma_{NN}. \quad (5д)$$

Из всех приведенных соотношений в настоящее время можно проверить только соотношение (5д). Оно выполняется хорошо: при 20 Бэв $\sigma_{\pi N} = 24$ мбн, $\sigma_{N\bar{N}} = 50$ мбн, $\sigma_{NN} = 39$ мбн [4]. Любопытно отметить, что предсказываемое численное значение $\sigma_{\pi\pi}$ в этой модели очень близко к значению $\sigma_{\pi\pi}$ в факторизующейся теории комплексных моментов ($2/9\sigma_{N\bar{N}} \simeq 11$ мбн, $\sigma_{\pi N}^2/\sigma_{NN} \simeq 13$ мбн). Предсказываемые формулами (5) значения $\sigma_{\Sigma N}$ и $\sigma_{\Xi N}$ оказываются сравнительно малыми: $\sigma_{\Sigma N} \simeq 28$ мбн, $\sigma_{\Xi N} \simeq 16$ мбн.

Характерной чертой модели является получение соотношений, связывающих $\sigma_{\pi N}$, σ_{NN}, $\sigma_{N\bar{N}}$ и $\sigma_{\pi\pi}$. Однако выполнение соотношения (5д) может, по-видимому, рассматриваться лишь как довод в пользу составной модели частиц (барионы состоят из большего числа кварков, чем мезоны), поскольку и при другом выборе взаимодействия кварков (в модели Левина - Франкфурта) получается соотношение между σ_{NN}, $\sigma_{N\bar{N}}$ и $\sigma_{\pi N}$ ($\sigma_{\pi N} = 1/3\sigma_{NN} + 1/3\sigma_{N\bar{N}}$), которое качественно выполняется, а предсказываемое значение $\sigma_{\pi\pi}$ ($\sigma_{\pi\pi} = 2/3\sigma_{NN} \simeq 16$ мбн) численно близко к даваемому формулой (5г).

Автор благодарен Г.С.Данилову, Е.М.Левину и Л.Л.Франкфурту за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию
II сентября 1965 г.

Литература

[1] K.Johnson, S.B.Treiman. Phys. Rev. Lett., 14, 189, 1965.
[2] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ, 2, 105, 1965.
[3] F.J.Dyson, N.-h.Xuong. Phys. Rev. Lett., 14, 655, 1965.
[4] W.Galbraith, E.W.Jenkins, T.F.Kycia et al. Phys. Rev., 138, B913, 1965.