Укр. физ. журн., 1968, т.13, N9, с.1563-1564

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3649

Л.Енковски

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

1967.

P2 - 3649

Л.Енковски

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В последнее время на основе модели кварков или одновременных коммутационных соотношений получено большое количество соотношений для амплитуд и сечений сильновзаимодействующих частиц при больших энергиях. Многие из этих соотношений являются следствием также дисперсионных правил сумм /1/. В недавней работе /2/ на основе предположения о структуре коммутатора мезонных токов на световом конусе Окубо вывел ряд соотношений для сечений процессов рассеяния псевдоскалярных мезонов.

Используя метод Окубо /2,3/, мы получили соотношения между сечениями неупругих процессов

$$P + B \to P + D$$

при больших энергиях.

В обозначениях работы /2/ амплитуду мезон-барионного рассеяния в пределе больших энергий можно записать в виде:

$$T(i \to f) = i(4k_0 k_0^1)^{-1/2} \int d^4x \exp\left(i\frac{k+k^1}{2}\right) \langle \beta | \theta(-x_0)[j_b^a(\frac{x}{2}), j_d^c(-\frac{x}{2})] | \alpha \rangle ,$$

где

$$j_b^a(x) = (\mu^2 - \Box_x)\,\gamma_b^a \quad \text{– мезонный ток.}$$

Следуя Окубо, считаем, что унитарная часть амплитуды имеет вид

$$T = \langle D | F_{bd}^{ac} + D_{bd}^{ac} | B \rangle ,$$

где

$$F^{ac}_{bd} = \delta^{a}_{d} Q^{c}_{b} - \delta^{c}_{b} Q^{a}_{d} ,$$

$$D^{ac}_{bd} = \delta^{a}_{d} \bar{Q}^{c}_{b} + \delta^{c}_{b} \bar{Q}^{a}_{d} - \frac{2}{3} \delta^{a}_{b} \bar{Q}^{c}_{d} - \frac{2}{3} \delta^{c}_{d} \bar{Q}^{a}_{b} + \frac{2}{9} \delta^{a}_{b} \delta^{c}_{d} \bar{Q}^{f}_{f}$$

Простыми вычислениями получаем следующие соотношения

$$\sigma(\pi^{+}p \to \pi^{+}\Delta^{+}) = \sigma(\pi^{-}p \to \pi^{-}\Delta^{+}) = 2\sigma(\pi^{-}p \to \pi^{0}\Delta^{0}) =$$

$$= \frac{2}{3}\sigma(\pi^{+}p \to \pi^{0}\Delta^{++}) ;$$

$$3\sigma(\pi^{-}p \to \eta\,\Delta^{0}) = \sigma(\pi^{+}p \to \eta\,\Delta^{++}) ;$$

$$\sigma(k^{+}p \to k^{+}\Delta^{+}) = \frac{1}{3}\sigma(k^{+}p \to k^{0}\Delta^{++}) = \sigma(k^{-}p \to \pi^{-}y^{*+}) =$$

$$= 4\sigma(k^{-}p \to \pi^{0} y^{*0}) = 2\sigma(\tilde{k}^{0}p \to \pi^{+} y^{*0}) = 2\sigma(\tilde{k}^{0}p \to \pi^{0} y^{*+}) =$$

$$= \sigma(k^{0}p \to k^{+}\Delta^{0}) = \sigma(k^{-}p \to k^{-}\Delta^{+}) = \frac{1}{3}\sigma(\tilde{k}^{0}p \to k^{-}\Delta^{++}) =$$

$$= \sigma(\pi^{+}p \to k^{+}y^{*+}) = 2\sigma(\pi^{-}p \to k^{0}y^{*0}) = \sigma(k^{-}p \to \tilde{k}^{0}\Delta^{0}) ;$$

$$2\sigma(k^{-}p \to \eta\, y^{*0}) = \sigma(\tilde{k}^{0}p \to \eta\, y^{*+}) ;$$

$$\sigma(\pi^{+}p \to \pi^{+}\Delta^{+}) + 6\sigma(\pi^{-}p \to \eta\,\Delta^{0}) = 4\sigma(k^{-}p \to k^{-}\Delta^{+}) ;$$

$$3\sigma(\pi^{+}p \to \pi^{+}\Delta^{+}) + 2\sigma(\pi^{-}p \to \eta\,\Delta^{0}) = 16\sigma(k^{-}p \to \eta\, y^{*0}) ;$$

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^0 \Delta^0) = \sigma(k^- p \to \pi^+ y^{*-}) = \sigma(\pi^- p \to k^+ y^{*-}) = 0 .$$

Отметим, что часть найденных соотношений получена ранее /4/ из теории полюсов Редже и SU(3) симметрии. Это обстоятельство является следствием исходных предположений Окубо, ведущих к связи между алгеброй адронных токов с коммутаторами на световом конусе и теорией полюсов Редже.

Я благодарен Нгуен Ван Хьеу и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и В.В.Кухтину за полезные обсуждения.

Литература

1. В.А.Матвеев и др. Препринт ОИЯИ Р2-3118, Дубна (1967).
2. S.Okubo, Physics 3, 165 (1967).
3. S.Okubo, Symmetry Principles at High Energies (Coral Gable 1967).
4. A.Borgese et al. Nuovo Cim. 49A, 199 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1967 года.