СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9444

Х.М.Бештоев, А.Н.Сисакян

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ SU_3 -СИММЕТРИИ ДЛЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ С ЛИДИРУЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

1976

P2 - 9444

Х.М.Бештоев, А.Н.Сисакян

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ SU_3 -СИММЕТРИИ ДЛЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ С ЛИДИРУЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

§1. В течение ряда лет SU_3-симметрия интенсивно используется в теории сильных взаимодействий. Классификация частиц в мультиплеты [1], вывод массовых формул и ряда соотношений между амплитудами и сечениями реакций [2] относятся к широко известным достижениям группы SU_3.

Несмотря на то, что в природе эта симметрия оказывается нарушенной, ее использование в сочетании с определенными физическими предположениями является весьма полезным. В частности, при построении феноменологических моделей такой подход позволяет упростить рассмотрение различных каналов реакции.

В данной работе делается попытка исследовать на основе группы SU_3 и предположения о наличии "лидирующих" частиц в процессах множественного образования адронов соотношения между неупругими сечениями реакций в области высоких энергий. При этом подразумевается, что картина множественного рождения частиц реализуется согласно модели двух механизмов [3]. Мы предполагаем, что в каждом акте взаимодействия часть вторичных частиц может быть представлена как продукты диссоциации лидирующих сталкивающихся частиц, а другая часть - как продукты распада адронных ассоциаций /кластеров/, не зависящих от сталкивающихся объектов. Рассмотрение задачи проводится в рамках метода, предложенного в работе [4].

§2. Пусть $\Psi_{in} = |ab\rangle$ - начальное и $\Psi_{out} = |cdef..\rangle$ конечное состояния многочастичной реакции

$$a + b \to c + d + e + f + \ldots \qquad /1/$$

Тогда амплитуда этого процесса имеет вид:

$$A = \Psi^*_{in} \cdot \Psi_{out} = \langle ab | cdef \ldots \rangle ,$$

где частицы $a, b, c, d, e, \ldots$ принадлежат SU_3-мультиплетам.

Обозначим через Ψ_a, Ψ_b, Ψ_c, Ψ_d, ... SU_3-функции участвующих в реакции частиц /под индексами $a, b, \ldots$ подразумевается набор квантовых чисел соответствующих частиц в SU_3-представлении, т.е. p, q, J, J_3, Y /.

В этих обозначениях начальное состояние можно представить в следующем виде:

$$\Psi_{in} \equiv \Psi_a \cdot \Psi_b = \sum_{m,n} C^{mn}_{ab} \Psi_{mn} . \qquad /2/$$

Здесь $m \equiv (p,q)$, $n = (J, J_3, Y)$, а C^{mn}_{ab} SU_3-коэффициенты Клебша-Гордона.

Конечное состояние реакции /1/ запишем, выделяя явно SU_3-функции

$$\Psi_{out}(ab \to cdef \ldots) = B'(ab \to cdef \ldots) \cdot \Psi_c \Psi_d \Psi_e \ldots \qquad /3/$$

Отметим, что информацию о пространственно-временных переменных процесса несет функция $B'(ab \to cdef \ldots)$.

Предположим, что при высоких энергиях частицы c и d в реакции /1/ являются лидирующими /в с.ц.м./. Следовательно, выделенными будут не только импульсы этих частиц, но и их квантовые числа. /Сталкивающиеся частицы a и b в результате взаимодействия переходят в частицы c и d, принадлежащие к тем же SU_3-мультиплетам, что и частицы a и b: $J_{3a} + J_{3b} = J_{3c} + J_{3d}$, $Y_a + Y_b = Y_c + Y_d$ /.

Из /2/ и /3/ в рамках сделанного предположения /следуя работе [4]/ получим

$$A(ab \to cdef \ldots) = \Psi^*_{in} \Psi_{out} = \sum_{m,n} C^{mn}_{ab} C^{mn}_{ad} B_{mJY}(ab \to cdef \ldots) , \qquad /4/$$

где

$$A(ab \to cdef \ldots) = \Psi^*_{mn} B'(ab \to cdef \ldots) \Psi_{mn} \Psi_c \Psi_d \ldots$$

Из SU_3-симметрии следует, что $B_{mJY}(ab \to cd \ldots)$ не зависит от J_3. Формула /4/ позволяет получить соотношение между сечениями и амплитудами неупругих каналов различных реакций. Если учесть тот факт, что SU_3-коэффициенты Клебша-Гордона факторизуются на изоскалярные веса и SU_2-коэффициенты Клебша-Гордона, нетрудно заметить, что сохраняются изотопические соотношения [4] между сечениями реакций:

$$A(ab \to cdef \ldots) = \sum_{m,J,Y} I^{mJY}_{m_a J_a Y_a, m_b J_b Y_b} \cdot I^{mJY}_{m_c J_c Y_c, m_d J_d Y_d} \times \qquad /5/$$

$$\times B_{mJY}(ab \to cdef \ldots) \cdot \sum_{J_3} C^{JJ_3}_{J_a J_{3a} J_b J_{3b}} \cdot C^{JJ_3}_{J_c J_{3c} J_d J_{3d}} ,$$

где $I^{mJY}_{m_a J_a Y_a m_b J_b Y_b}$ - изоскалярные SU_3-коэффициенты, а $C^{JJ_3}_{J_a J_{3a} J_b J_{3b}}$ - SU_2-коэффициенты Клебша-Гордона.

Некоторые соотношения между амплитудами и сечениями, вытекающие из формулы /5/, приведены в *Приложении.*

При получении соотношений предполагалось, что массы частиц, принадлежащих одинаковым SU_3-мультиплетам, равны.

Соотношения, получаемые по формуле /4/, можно получить другим способом, а именно, с помощью представления амплитуды процесса в виде суммы инвариантных амплитуд[5]. В случае мезон-барионной реакции

$$B + P \to B' + P' + NP , \qquad /6/$$

(B, P, B', P') -частицы, принадлежащие к барионному и мезонному начальным и конечным октетам, соответственно/, амплитуда $A(\ldots)$ имеет вид:

$$A = \sum_{i=1}^{7} L^i A_i (BP \to B'P'NP) , \qquad /7/$$

где NP обозначает N частиц, принадлежащих различным SU_3-мультиплетам, A_i содержит динамическую и кинематическую информацию о пространственно-временных переменных. В формуле /7/ коэффициенты L^i имеют следующий вид:

$$L^1 = Sp(\bar{B}', B)\cdot Sp(\bar{P}'\cdot P)\,;\quad L^2 = Sp(\bar{B}'\cdot\bar{P}')\cdot Sp(B\cdot P)$$

$$L^3 = Sp(\bar{B}'\cdot P)\cdot Sp(B\cdot\bar{P}')\,;\quad L^4 = Sp(\bar{B}'B\cdot\bar{P}'\cdot P) \qquad /8/$$

$$L^5 = Sp(\bar{B}'\cdot B\cdot P\cdot\bar{P}')\,;\quad L^6 = Sp(B\cdot\bar{B}'P\cdot\bar{P}')$$

$$L^7 = Sp(\bar{B}\cdot\bar{B}'\cdot P\cdot\bar{P}')\,.$$

Здесь B, P-матрицы представления октетов барионов и мезонов, соответственно/5/.

В случае реакций типа

$B_1 + B_2 \to B_1' + B_2' + NP$ /барион-барионная реакция/,
$B + \bar{B} \to \bar{B}' + B' + NP$ /барион-антибарионная реакция/

для получения соотношений можно использовать выражение /7/, произведя замены

$$P \to B_2\;;\; P' \to B_2' \text{ и } P \to \bar{B}\;;\; P' \to \bar{B}'\,. \qquad /9/$$

§3. Рассмотрим случай процесса, сопровождающегося диссоциацией лидирующих частиц.

Запишем реакцию /1/ в упрощенном виде:

$$a + b \to c + d + \bar{\Phi} \qquad /10/$$

/$\bar{\Phi}$ включает все рождающиеся частицы, за исключением частиц c и d/, тогда /4/ принимает форму

$$A = \sum_{mn} C^{mn}_{ab}\cdot C^{mn}_{cd}\cdot B_{mJY}(ab \to cd\,\Phi)\,. \qquad /11/$$

В случае реакции с диссоциацией лидирующих частиц можно записать

$$a + b \to c^* + d^* + \Phi\,; \qquad /12/$$

здесь c^* и d^* -возбужденные частицы с теми же квантовыми числами, что и частицы c и d из реакции /10/, /за исключением углового момента/.

Амплитуда $A(ab \to c^*d^*\Phi)$ принимает в этом случае следующий вид:

$$A(ab \to c^*d^*\Phi) = \sum_{mn} C^{mn}_{ab}\cdot C^{mn}_{c^*d^*}\cdot B_{mJY}(ab \to c^*d^*\Phi)\,. \qquad /13/$$

Из /13/ получатся те же соотношения, что и из формулы /4/, с той лишь разницей, что эти соотношения имеют место для процессов с одинаковыми дифракционными частями / c^* и d^* /.

Так как при дифракционных возбуждениях не происходит изменения квантовых чисел, кроме углового момента, то в качестве дифракционного возбуждения частиц, принадлежащих к мезонному октету, можно рассматривать резонансы с теми же квантовыми числами, принадлежащие к октету векторных мезонов и октету 2^+ -мезонов и т.д. А для частиц, принадлежащих к барионному октету, дифракционно возбужденными частицами можно считать резонансы, принадлежащие к октету барионных резонансов с высшими спинами, а также резонансы, принадлежащие к декаплету барионных резонансов с теми же квантовыми числами, что a и b /за исключением спина/.

При высоких энергиях SU_3 -симметрия элементарных частиц, видимо, нарушается. Это нарушение связано с тем, что лидирующие частицы могут оказаться любыми частицами, принадлежащими начальным мультиплетам /с требованием $J_{3a} + J_{3b} = J_{3c} + J_{3d}$, $Y_a + Y_b = Y_c + Y_d$ /, но каналы с обменом гиперзарядами и странностью являются подавленными. Укажем, например, процесс

$$\pi^- p \to k^+\Sigma^- + N\pi\,.$$

Такая подавленность некоторых каналов, видимо, является динамической. Поэтому можно считать, что при столкновении адронов высоких энергий взаимодействие является скалярным в отношении странности и гиперзаряда.

Представляет интерес вычисление в рамках SU_3-симметрии соотношения между числом заряженных и нейтральных частиц, некоторые аспекты которых рассмотрены в работе [6].

§4. В качестве приложения рассмотрим пример дифракционной диссоциации лидирующих нуклонов в реакции $\pi^- N \to \pi^- N^*(m\pi)$ [7]. Полная энергия N^* в этом примере много меньше первоначальной энергии сталкивающихся частиц, а в пределе полной фрагментации эта энергия не зависит от первоначальной энергии, поэтому, видимо, предположение об SU_3-симметрии является разумным.

Пусть N^* диссоциирует по следующим каналам:

$$\begin{array}{c|c|c|c|c|c}
i = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\
p^* \to & p\,\pi^0, & n\,\pi^+, & \Sigma^+ k^0, & \Sigma^0\, k^+, & \Lambda^0\, k^+ \\
n^* \to & n\,\pi^0, & \pi^- p, & \Sigma^- k^+, & \Sigma^0 k^0, & \Lambda^0\, k^0 .
\end{array} \qquad /14/$$

W_i /где $i = 1 \div 5$/ - вероятности диссоциации по заданным каналам - можно определить, исходя из приведенных ниже соображений.

Реакция $/3/2^- \to 1/2^+ + 0^-/$ имеет следующий матричный элемент:

$$F_i = q_i\, \bar{u}(p_2)\,\gamma_5\, u_\mu(p_1)\, g_\mu\, \bar{\phi}(g), \qquad /15/$$

где $\bar{u}(p_2)$, $u_\mu(p_1)$, $\bar{\phi}(g)$ - волновая функция барионов $1/2^+$, $3/2^-$ и мезона $\phi(g)$ с импульсами p_2, p_1, g и массами M_2, M_1, m $(p_1 = 0, E_1 = M_1)$, q_i - константы распада на заданные каналы /$i = 1 \div 5$/. Из требования SU_3-инвариантности для q_i следует соотношение:

$$|q_1|^2 = \frac{|q_2|^2}{2} = \frac{|q_3|^2}{2} = |q_4|^2 = |q_5|^2 . \qquad /16/$$

Вероятность распада по заданному каналу для матричного элемента /15/ имеет вид:

$$W_i = \frac{|q_i|^2}{24\cdot\pi}\cdot\frac{(M_1 - M_2)^2 - m^2}{M_1^2}\,|k|^3 ,$$

где

$$k = \frac{M_1}{2}\cdot\sqrt{1 - 2\cdot\frac{(M_1^2 + m^2)}{M_1^2} + \frac{(M_2^2 - m^2}{M_1^2}} . \qquad /17/$$

Из /17/ видно, что при больших M_1 соотношения между вероятностями различных каналов будут определяться константами распадов, т.е.

$$W_1 = \frac{W_2}{2} = \frac{W_3}{2} = W_4 = W_5 . \qquad /18/$$

Если предположить, что $M_1 \simeq 2$ *ГэВ*, то соотношение между вероятностями пяти каналов /14/ принимает вид*

$$W_1 = \frac{W_2}{2} \simeq W_3 = 2\cdot W_4 \simeq 2\cdot W_5 . \qquad /19/$$

Соотношение /19/ находится в согласии с данными по диссоциации нуклона /14/ в $\pi^- p$- и $\pi^- n$-реакциях при 40 *ГэВ/с* [7].

Таким образом, предположение о SU_3-инвариантности характеристик дифракционной диссоциации нуклона при соответствующем выборе массы M_1/средней линейной эффективной массы/ позволяет получить соотношения между вероятностями всех каналов диссоциации нуклона, находящиеся в разумном согласии с экспериментом.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе, В.А.Матвееву за постоянное вни-

*При вычислении мы считали, что массы частиц, принадлежащих одному изомультиплету, равны и брали среднюю массу этих частиц.

мание к работе и ценные советы; а также А.Б.Говоркову, Г.М.Зиновьеву, С.П.Кулешову, Р.М.Мир-Касимову, Л.А.Слепченко за интересные обсуждения.

Приложение

Мезон-нуклонные реакции:

$$A(\pi^+ p \to \pi^+ p N\pi) - A(\pi^- p \to \pi^- p N\pi) = \sqrt{2}\cdot A(\pi^- p \to \pi^0 n N\pi),$$

$$A(k^+ p \to k^+ p N\pi) - A(k^0 p \to k^0 p N\pi) = A(k^0 p \to k^+ n N\pi),$$

/П.1/

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^0 n N\pi) = \sigma(\pi^- n \to \pi^0 p N\pi);$$

$$\sqrt{3}\cdot A(k^- p \to \pi^0 \Lambda N\pi) + \sqrt{2}\, A(\pi^- p \to \pi^0 n N\pi) =$$

$$= A(k^- p \to \pi^+ \Sigma^0 N\pi) - A(k^- p \to \tilde{k}^0 n N\pi),$$

$$A(\pi^+ p \to k^+ \Sigma^+ N\pi) - A(\pi^- p \to k^+ \Sigma^- N\pi) =$$

$$= \sqrt{2}\cdot A(\pi^- p \to k^0 \Sigma^0 N\pi),$$

/П.2/

$$\sigma(\pi^+ p \to k^+ \Sigma^+ N\pi) + \sigma(\pi^- p \to k^+ \Sigma^- N\pi) \le$$

$$\le 2\sigma(\pi^0 p \to k^+ \Sigma^0 N\pi),$$

$$\sigma(\tilde{k}^0 p \to \pi^+ \Lambda N\pi) = 2\cdot\sigma(k^- p \to \pi^0 \Lambda N\pi),$$

$$\sigma(k^- p \to \pi^+ \Sigma^- N\pi) = \sigma(k^- p \to k^0 \Xi^0 N\pi)$$

и др.

Барион-барионные реакции:

$$A(pp \to ppN\pi) - A(pn \to pnN\pi) = A(pn \to npN\pi),$$ /П.3/

$$A(pp \to ppN\pi) = A(\Sigma^+ p \to \Sigma^+ p N\pi) + A(\Sigma^+ p \to p\Sigma^+ N\pi),$$

$$\sigma(pp \to ppN\pi) \le \sigma(\Sigma^+ p \to \Sigma^+ pN\pi) + \sigma(\Sigma^+ p \to p\Sigma^+ N\pi)$$

и др.

Барион-антибарионные реакции:

$$\sigma(p\bar{n} \to p\bar{n}N\pi) = \sigma(n\bar{p} \to n\bar{p}N\pi),$$

$$A(p\bar{n} \to p\bar{n}N\pi) - A(n\bar{n} \to n\bar{n}N\pi) = A(n\bar{n} \to p\bar{p}N\pi),$$

$$\sigma(\bar{p}p \to k^+k^-N\pi) \le \sigma(\bar{p}p \to \pi^+\pi^-N\pi) +$$

/П.4/

$$+\sigma(\bar{\Sigma}^+ p \to k^+\pi^- N\pi),$$

$$\sigma(p\bar{p} \to \Sigma^-\bar{\Sigma}^- N\pi) = \sigma(p\bar{p} \to \Xi^0\bar{\Xi}^0 N\pi)$$

и др.

Литература

1. *M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067 (1962); Phys.Lett., 8, 214 (1964); Y.Nieman. Nucl.Phys., 26, 222 (1961).*
2. *P.G.O.Freund et al. Nuovo Cim., 25, 307 (1962); A.A.Logunov et al. Nuovo Cim., 33, 1312 (1964); S.Meshkov et al. Phys.Rev.Lett., 10, 361 (1963).*
3. *В.Г.Гришин, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Г.Янчо. ОИЯИ, Е2-6596, Дубна, 1972, ОИЯИ, Р2-6950, Д2-7180, Дубна, 1973.; ЯФ, 17, 1281 /1973/; Nuovo Cim. Lett., 8, 290 (1973);*
4. *Х.М.Бештоев, А.Н.Сисакян. ОИЯИ, Р2-8815, Дубна, 1975.*

5. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц, М., Атомиздат, 1967.
6. Е.И.Дайбог. ОИЯИ, Р-2531, Дубна, 1965.
7. Н.С.Амаглобели, В.К.Митрюшкин, А.Н.Сисакян, Э.Т.Цивцивадзе. ОИЯИ, Р2-7752, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1976 года.