

С 323.4

B-501

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Ядерная физ., 1966, 24/II-6  
Т.4, Вып.4, с. 868-870

P-2547



П. Винтерниц, А.А. Макаров

ДВУХМЕЗОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ БАРИОНОВ  
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ  $SL(6, C)$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P-2547

39841, кр.

П. Винтерниц, А.А. Макаров

ДВУХМЕЗОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ БАРИОНОВ  
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ  $SL(6, C)$

Направлено в *Physics Letters*



Хорошо известно, что релятивистские обобщения<sup>/1,2/</sup> группы симметрии  $SU(6)$  типа  $U(6,6)$  или  $SL(6,C)$  противоречат условию унитарности, но в то же время дают согласие с экспериментом для трехчастичных вершин. Возможно, что это связано с тем, что для вершин мы фактически применяем не всю группу симметрии, а определенную "коллинеарную" подгруппу. То же самое справедливо для любого процесса, который в какой-либо системе отсчета можно считать коллинеарным. С этой точки зрения представляется странным, что предсказания  $U(6,6)$  для двухмезонной аннигиляции протон-антипротонной пары в покое<sup>/3,4/</sup> противоречат эксперименту. Различные авторы<sup>/5,6,7/</sup> рассматривали тот же процесс на основе нерелятивистской  $SU(6)$ , вводя импульсный шпурион. Такие расчеты нельзя считать вполне последовательными, так как любой процесс с античастицами существенно релятивистский. Кроме того, результаты, по крайней мере работы<sup>/5/</sup>, резко противоречат экспериментальным данным. Представляется разумным несмотря на принципиальные трудности, связанные с группой  $SL(6,C)$ , рассмотреть двухмезонную аннигиляцию  $p\bar{p}$  пары в покое, предполагая взаимодействие  $SL(6,C)$  инвариантным. Хотя  $SL(6,C)$  инвариантная амплитуда зависит от большого числа произвольных функций, можно получить ряд соотношений между амплитудами и сечениями рассматриваемых процессов. Те соотношения, которые поддаются экспериментальной проверке, сходятся с данными в пределах ошибок. Расчет, основанный на симметрии  $U(6,6)$  с учетом не только нерегулярных структур (импульсных шпурионов), но еще и шпурионов, содержащих  $\gamma_5$ , тоже привел к разумным результатам<sup>/8/</sup>. Нам это кажется вполне естественным, так как последовательное введение всех возможных  $\gamma_5$  шпурионов<sup>/9/</sup> сводит симметрию  $U(6,6)$  к  $SL(6,C)$ .

В дальнейшем мы воспользуемся аппаратом, разработанным в<sup>/10/</sup> и ранее применяемым в<sup>/11/,12/</sup>.

Как обычно, предполагаем, что барионы преобразуются как  $SL(6,C)$  спиноры типа  $\psi^{ABC}$ ,  $\psi^{A\dot{B}\dot{C}}$ ,  $\psi^{A\dot{B}C}$ ,  $\psi^{\dot{A}\dot{B}\dot{C}}$  и мезоны — как  $\Phi_B^A$ ,  $\Phi_{\dot{B}}^{\dot{A}}$ ,  $\Phi_B^{\dot{A}}$ ,  $\Phi_{\dot{B}}^A$ , и образуем наиболее общее  $SL(6,C)$  — инвариантное выражение из этих спиноров и 35-мерных импульсов. Требуя  $P$  и  $C$  инвариантность и симметрию по отношению к

полным волновым функциям мезонов, получаем  $SL(6, C)$  инвариантный матричный элемент перехода, зависящий от 15 независимых функций кинематических переменных  $s$ ,  $t$ ,  $u$  (напомним, что в  $U(6, 6)$  матричный элемент зависит от единственной функции). Редуцируя матричный элемент по отношению к  $SL(2, C) \times SU(3)$ , получаем уже "физический" матричный элемент, зависящий от 11 комбинаций этих функций:

$$\begin{aligned}
 M = & \bar{\psi} i \hat{q} \psi [F_1 b b^+ (\phi_1 \phi_2)_F + F_2 b^+ b (\phi_1 \phi_2)_F] + \\
 & + \frac{i\mu}{9m} \bar{\psi} \gamma_5 \psi \{ (q \xi_1) [b b^+ (\nu_1 \phi_2)_F (7F_1 - 8F_2) - b^+ b (\nu_1 \phi_2)_F (4F_1 + 7F_2)] - \\
 & - (q \xi_2) [1 \rightarrow 2] \} + \\
 & + \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} p_\mu q_\nu \bar{\psi} \gamma_\rho \psi \{ \xi_{1\lambda} [F_3 (5b b^+ (\phi_2 \nu_1)_D + b^+ b (\phi_2 \nu_1)_D - 2(b b^+) (\phi_2 \nu_1)) + \\
 & + F_4 (-b b^+ (\phi_2 \nu_1)_D - 2b^+ b (\phi_2 \nu_1)_D + 2(b b^+) (\phi_2 \nu_1) - 6(b \phi_2 b^+ \nu_1) + (b^+ \phi_2)(b \nu_1) + \\
 & + (b^+ \nu_1)(b \phi_2) + 2(b^+ b \phi_2)(\nu_1)] - \xi_{2\lambda} [1 \rightarrow 2] \} + \\
 & + \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} p_\mu q_\nu \xi_{1\lambda} \xi_{2\rho} \bar{\psi} \gamma_5 \psi \{ F_5 b b^+ (\nu_1 \nu_2)_D + F_6 b^+ b (\nu_1 \nu_2)_D + F_7 (b^+ b \chi \nu_1 \nu_2) + \\
 & + F_8 [(b^+ \nu_1)(b \nu_2) + (b^+ \nu_2 \chi b \nu_1) + 4(b^+ b \chi \nu_1)(\nu_2) - 4(b^+ b \nu_1 \chi \nu_2) - 4(b^+ b \nu_2 \chi \nu_1)] \} + \\
 & + \frac{m}{9} (\xi_1 \xi_2) \bar{\psi} i \hat{q} \psi \{ b b^+ (\nu_1 \nu_2)_F (-7F_5 + 8F_6 - 12F_8) + b^+ b (\nu_1 \nu_2)_F (4F_5 + 7F_6 - 24F_8) + \\
 & + 27F_8 [(b^+ \nu_2 \chi b \nu_1) - (b^+ \nu_1 \chi b \nu_2)] \} + \\
 & + (q \xi_1) (q \xi_2) \bar{\psi} i \hat{q} \psi \{ F_9 b b^+ (\nu_1 \nu_2)_F + F_{10} b^+ b (\nu_1 \nu_2)_F + F_{11} [(b^+ \nu_2 \chi b \nu_1) - (b^+ \nu_1 \chi b \nu_2)] \} + \\
 & + i\mu [(q \xi_1) \bar{\psi} \hat{\xi}_2 \psi + (q \xi_2) \bar{\psi} \hat{\xi}_1 \psi] \{ (5F_3 + 3F_4) b b^+ (\nu_1 \nu_2)_F + F_3 b^+ b (\nu_1 \nu_2)_F + \\
 & + 3F_4 [(b^+ \nu_2 \chi b \nu_1) - (b^+ \nu_1 \chi b \nu_2)] \},
 \end{aligned}$$

где  $q = q_2 - q_1$ ,  $q_1$ ,  $q_2$  — импульсы мезонов,  $\xi_1, \xi_2$  — поляризационные векторы векторных мезонов;  $m, \mu$  — массы бариона и мезона;  $b, \phi, v$  — унитарные матрицы для барионов, псевдоскалярных и векторных мезонов и, например,

$$b b^+ (v_1 v_2)_F \equiv \text{Sp} (b b^+ v_1 v_2 - b b^+ v_2 v_1) \quad b b^+ (v v)_{12D} \equiv \text{Sp} (b b^+ v_1 v_2 + b b^+ v_2 v_1).$$

Используя этот матричный элемент, нетрудно получить предсказания, вытекающие из  $SL(6, C)$  для  $p\bar{p}$  аннигиляции в покое. Рассмотрим сначала соотношения для амплитуд различных процессов, различая  $p\bar{p}$  аннигиляцию из  ${}^3S_1$  и  ${}^1S_0$  состояния:

1) Аннигиляция на два псевдоскалярных мезона разрешена по  $P$ -четности только из  ${}^3S_1$  состояния. Возможны только три процесса, и для их амплитуд имеем:

$$\langle \pi^+ \pi^- | p \bar{p} \rangle + \langle k^0 \bar{k}^0 | p \bar{p} \rangle = \langle k^+ k^- | p \bar{p} \rangle. \quad (1)$$

Это соотношение находится в отличном соответствии с экспериментальными данными.

2) Для аннигиляции на один псевдоскалярный и один векторный мезон получаем:

$$\langle \pi^+ \rho^- | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle + \langle k^0 \bar{k}^0 | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle = \langle k^+ k^- | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle \quad (2)$$

$$\langle \pi^+ \rho^- | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle = \langle \pi^0 \rho^0 | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle \quad (3)$$

$$\langle \pi^+ k^{*-} | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle = -4 \langle k^0 \bar{k}^{*0} | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle \quad (4)$$

$$\langle \pi^+ \rho^- | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle + \langle \pi^0 \omega | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle = 2 \langle k^+ k^{*-} | p \bar{p} \quad {}^3S_1 \rangle \quad (5)$$

$$\langle \eta \rho | p \bar{p} \rangle = \frac{5}{3} \langle \eta \omega | p \bar{p} \rangle \quad (6)$$

$$3 \langle \pi^0 \rho^0 | p \bar{p} \rangle = \langle \pi^0 \omega | p \bar{p} \rangle + \frac{4}{\sqrt{3}} \langle \eta \omega | p \bar{p} \rangle \quad (7)$$

$$\langle \pi^0 \phi | p \bar{p} \rangle = 0 \quad \langle \eta \phi | p \bar{p} \rangle = 0 \quad (8)$$

(в соотношениях (6)–(8) нет необходимости уточнять начальное состояние, так как  $S$ -четность и требование Бозе-статистики для мезонов запрещает соответствующие переходы из  ${}^1S_0$ -состояния).

3) Для аннигиляции на два векторных мезона получаем

$$\langle \omega \phi | p \bar{p} \rangle = 0 \quad \langle \rho^0 \phi | p \bar{p} \rangle = 0 \quad (9)$$

(из любого состояния)

$$\langle \rho^0 \rho^0 | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle = \langle \rho^+ \rho^- | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle \quad (10)$$

$$\langle \omega \omega | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle + 2 \langle \phi \phi | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle - 2 \langle \omega \rho^0 | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle + \langle \rho^+ \rho^- | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle = 4 \langle k^{*0} \bar{k}^{*0} | p \bar{p} \quad {}^1S_0 \rangle \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
& \langle \omega \omega | p \bar{p} {}^1S_0 \rangle + \langle \phi \phi | p \bar{p} {}^1S_0 \rangle + 3 \langle \omega \rho^0 | p \bar{p} {}^3S_1 \rangle + \\
& + 2 \langle k^{*0} \bar{k}^{*0} | p \bar{p} {}^1S_0 \rangle = 4 \langle k^{*+} k^{*-} | p \bar{p} {}^1S_0 \rangle .
\end{aligned} \tag{12}$$

К сожалению, отсутствие экспериментальных данных не позволяет проверить соотношения (3) – (12). Часть этих соотношений получена в <sup>3/</sup> с помощью SU(6).

Аннигиляция на два векторных мезона из <sup>3</sup>S<sub>1</sub> состояния зависит от восьми амплитуд, и, следовательно, никакие соотношения не возникают.

Вычислив квадрат матричного элемента (1), усредненный по начальным состояниям и просуммированный по конечным, получаем соотношения между сечениями (поделенными на фазовый объем) для рождения двух псевдоскалярных мезонов и псевдоскалярного и векторного мезона (не будем различать аннигиляцию из <sup>1</sup>S<sub>0</sub> и <sup>3</sup>S<sub>1</sub> состояний):

$$|\pi^+ \rho^-|^2 - |\pi^0 \rho^0|^2 = \frac{1}{81} (56 |k^+ k^-|^2 - 7 |\pi^+ \pi^-|^2 + 8 |k^0 \bar{k}^0|^2) \tag{13}$$

$$3 |k^+ k^{*-}|^2 - 48 |k^0 \bar{k}^{*0}|^2 = 17 |k^+ k^-|^2 - 22 |\pi^+ \pi^-|^2 - 46 |k^0 \bar{k}^0|^2 \tag{14}$$

$$|\pi^0 \phi|^2 = 0 \quad |\eta \phi|^2 = 0 \tag{15}$$

$$|\eta \omega|^2 = \frac{9}{25} |\eta \rho^0|^2 \tag{16}$$

$$\begin{aligned}
& |\pi^+ \rho^-|^2 - |\eta \omega|^2 + \frac{5}{4} |\pi^0 \rho^0|^2 + \frac{1}{4} |\pi^0 \omega|^2 - 36 |k^0 \bar{k}^{*0}|^2 = \\
& = \frac{1}{81} (1064 |k^+ k^-|^2 - 159 |\pi^+ \pi^-|^2 - 27 \cdot 64 |k^0 \bar{k}^0|^2) .
\end{aligned} \tag{17}$$

Соотношения (13), (14) согласуются с экспериментальными данными в пределах ошибок, остальные, к сожалению, сравнить не удается.

В заключение авторы выражают благодарность Нгуен Ван Хьеу, Р.М.Рындинову и Я.А.Смородинскому за полезные обсуждения и интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.Salam, R.Delbourgo, J.Strathdee. Proc. Roy. Soc. A284, 146 (1965).
2. W Rühl. Nuovo Cim. 37, 301,319 (1965).
3. П. Винтерниц, А.А.Махаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г.Ткачев, М.Углидж. Ядерная физика, 3, № 3 (1966).
4. F Hussain, P Rotelli Preprint ICTP 65/28. London.
5. F.J.Dyson, Nguyen huu Xuong. Phys Rev. Lett., 14, 655 (1965).
6. M.Kunoma, E Remiddi. Phys. Rev Lett. 14, 1082 (1965).
7. W.Alles, E Borchl, G Martucci, R Gatto. Phys Lett., 17, 328 (1965).

8. Chai S Lai Phys Rev Lett 15, 563 (1965)
9. Нгуен Ван Хьеу, Фам Куи Ты. Препринт ОИЯИ Р-2338, Дубна 1965.
10. Нгуен Ван Хьеу. Ядерная физика, 2, 517 (1965).
11. Нгуен Ван Хьеу, Я.А.Сморodinский. Ядерная физика, 2, 543 (1965).
12. П.Винтеритц, А.Л.Зубарев, А.А.Макаров. Препринт ОИЯИ Е-2475, Дубна 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 января 1966 г.