

С 323.4 + С 332.1

20/12-65

B-501

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2300



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу,
Л.Г. Ткачев , М. Углирж

МЕЗОННЫЙ ТОК
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $\tilde{U}(12)$
И ОПЫТЫ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

29, 1966, ТЗ, в4, с 722-725.

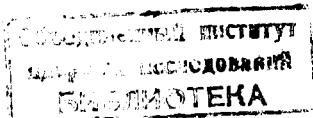
1965

P - 2900

П. Виятерияц, А.А. Махаров, Нгуен Ван Хьеу,
Л.Г. Ткачев^{х/}, М. Углирж

МЕЗОННЫЙ ТОК
В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ \bar{U} (12)
И ОПЫТЫ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



^{х/}Прикомандирован из Саратовского государственного университета.

3586 / 1. 48

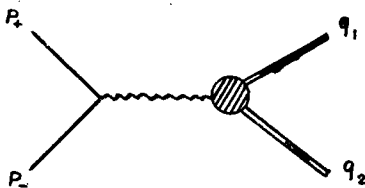
Группы $SL(6)$ и $\bar{U}(12)$, предложенные рядом авторов^{/1/} как релятивистское обобщение $SU(6)$ симметрии, дают удобный метод построения матричных элементов реакций элементарных частиц. Этот метод был применен в многочисленных работах^{/2/} для предсказания соотношений между сечениями или вероятностями различных процессов.

Ниже написаны выражения для амплитуды рассеяния и матричного элемента тока. Будучи инвариантами относительно группы $\bar{U}(12)$, они содержат как "регулярные", так и "нерегулярные" структуры. Последние образованы не только из волновых функций начального и конечного состояний, но и из импульсов, преобразующихся по регулярному представлению $\bar{U}(12)$.

В настоящей работе мы изучаем общую структуру матричного элемента векторного тока мезонов, преобразующихся по 143-мерному представлению группы $\bar{U}(12)$. Далее этот ток применяется для получения соотношений между сечениями рождения пар мезонов в опытах с встречными электрон-позитронными пучками

$$e^+ + e^- \rightarrow M_1 + M_2.$$

В низшем порядке по e^2 им соответствует диаграмма



Здесь электрон и позитрон с импульсами p_- и p_+ , соответственно, мезоны с импульсами q_1 и q_2 . Матричный элемент реакции (1) с ть

$$M = \bar{v}(-p_+) \gamma_\mu u(p_-) \frac{\delta_{\mu\nu}}{q^2} j_\nu. \quad (2)$$

где $u(p_-)$ и $v(p_+)$ -волновые функции электрона и позитрона, l - импульс промежуточного фотона, j_μ - векторный мезонный ток, имеющий вид

$$j_\mu = (\gamma_\mu \lambda^a)_A^B J_B^A. \quad (3)$$

Здесь $\lambda^a = \frac{1}{2}(\lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_8)$ - зарядовая матрица SU(3), J_B^A - полный мезонный ток, содержащий все члены, построенные из волновых функций мезонов Φ_{1B}^A , Φ_{2B}^C и 143-мерных импульсов $L_B^A = (Q_2 + Q_1)_B^A$ и $K_B^A = (Q_2 - Q_1)_B^A$, которые преобразуются по присоединенным представлениям U(12). Обобщенные уравнения Баргмана-Вигнера^{13/}, которым подчиняются функции Φ_1 и Φ_2 и условие

$$K_{1B}^A K_{2C}^B + K_{1C}^B K_{2B}^A = 2\delta_C^A (k_1 k_2),$$

где K_1 и K_2 - произвольные импульсы, ограничивают число структур до 20. Требование эрмитовости тока

$$\langle q_2 | J_B^A | q_1 \rangle = -\langle q_1 | J_A^B | q_2 \rangle \quad (4)$$

уменьшает это число до 13. Так как в дальнейшем нам придется иметь дело только с векторным током, мы должны потребовать выполнения условия сохранения векторного тока

$$K_{AB}^A J_B^A = 0, \quad (5)$$

которое оставляет неисчезающими только 8 структур из 13. Наконец, следует учесть тот факт, что электрический ток^{13/} имеет определенные трансформационные свойства при зарядовом сопряжении, которые выражаются соотношением

$$C J_B^A C^{-1} = + J_A^B. \quad (6)$$

Здесь C - матрица зарядового сопряжения. Мезонный ток, удовлетворяющий требованиям (4)-(6), содержит только 4 члена, а именно:

$$\begin{aligned} J_B^A = & f_1 (\Phi_{2C}^A \Phi_{1B}^C + \Phi_{2B}^C \Phi_{1C}^A) \\ & + \frac{if_2}{\mu} (\Phi_{2C}^A \Phi_{1D}^C \Phi_{1B}^D - K_C^A \Phi_{2D}^C \Phi_{1B}^D + \Phi_{2D}^C \Phi_{1C}^A K_B^D - K_C^A \Phi_{2B}^C \Phi_{1D}^D) + \\ & + \frac{f_3}{\mu^2} (K_C^A \Phi_{2D}^C \Phi_{1E}^D K_B^E + K_C^A \Phi_{2E}^D \Phi_{1D}^C K_B^E) \\ & + \frac{f_4}{\mu^2} (K_B^C \Phi_{2C}^A K_D^D \Phi_{1E}^E + \Phi_{2E}^D K_D^E K_C^A \Phi_{1B}^C + \Phi_{2B}^C K_C^A K_D^D \Phi_{1E}^E + \Phi_{2E}^D K_D^E K_C^A \Phi_{1B}^C), \end{aligned}$$

где f_1 - вещественные формфакторы, зависящие только от переданного импульса k , μ - масса мезона. Подчеркнем, что условие (6) для векторного мезонного тока оказывается существенно нетривиальным, в то время как для барионного векторного тока условия (4) и (6) совпадают. Подставляем в (7) явный вид мезонной волновой функции

$$\Phi_B^A = p_b^a [(1 - \frac{i\hat{q}}{\mu}) \gamma_5]_\beta^a \phi + v_b^a [(1 - \frac{i\hat{q}}{\mu}) \gamma_\mu]_\beta^a \xi_\mu \quad (8)$$

и проектируем импульс на физическое импульсное пространство

$$K_B^A + \delta_b^a k_\beta^a. \quad (9)$$

После подстановки (7)-(9) в (3) оказывается, что только два формфактора $F_1 = f_1 - \frac{k^2}{\mu^2}$ и $F_2 = f_2$ дают вклад в векторный ток^{x/}. В результате получаем мезонный ток

$$\begin{aligned} j_\mu = & \frac{4i}{\mu} (F_1 - \frac{k^2}{\mu^2} F_2) (\bar{p} \gamma_\mu \lambda) k_\mu - \\ & - 4i [(F_1 + 4F_2) [\xi_\mu^+(k\xi) + \xi_\mu(k\xi^+)] - \frac{2}{\mu^2} F_2 (k\xi^+)(k\xi) k_\mu - \\ & - (F_1 - \frac{k^2}{\mu^2} F_2) (\xi^+ \xi) k_\mu] (\bar{v} \gamma_\mu \lambda) + \frac{2}{\mu^2} (F_1 + 4F_2) \epsilon_{\rho\sigma\mu} \ell_\rho k_\sigma. \end{aligned} \quad (10)$$

где $(\bar{p} \gamma_\mu \lambda) = \text{Sp}(\bar{p} \gamma_\mu \lambda - p \bar{p} \lambda)$, $(p \gamma_\mu \lambda) = \text{Sp}(p \gamma_\mu \lambda + p \bar{p} \lambda)$

Очевидно, что для вершин с парами P+P или V+V предсказания $\bar{U}(12)$ совпадают с предсказаниями SU(3). Однако, если рассматривать все вершины пар V+V, V+P и P+P, то симметрия $\bar{U}(12)$ дает новые предсказания по сравнению с SU(3): в симметрии SU(3) имеется 5 независимых формфакторов, в $\bar{U}(12)$ эти 5 формфакторов выражаются через две независимые функции F_1 и

Полученное выражение (10) позволяет вычислять квадрат матричного элемента реакции (1), усредненный по спиновым состояниям в начале и просуммированный по конечным. Ток (10) написан для рассеяния. Переходя к кросс-каналу, можно вычислить полные сечения возможных реакций, выраженные через две инвариантные функции F_1 и F_2 , зависящие только от энергии E сталкивающихся электрона и позитрона^{xx/}.

^{x/} Для других токов, в частности для аксимального, все дают независимые вклады.

^{xx/} При интегрировании по фазовому объему мы не считаем массы мезонов одинаковыми.

$$\sigma(E) = a \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1^2 - \mu^2}}{E} \left\{ (F_1 + \frac{E^2}{\mu^2} F_2) \chi_{P, P'} \lambda \right\}^2 + (F_1 + 4F_2)^2 \frac{4E^2(E^2 + \mu^2)}{\mu^4} +$$

$$+ (F_1 + \frac{E^2}{\mu^2} F_2)^2 \frac{3\mu^4 - 4E^2\mu^2 + 4E^4}{\mu^4} + (F_2)^2 \frac{64E^4(E^2 - \mu^2)}{\mu^6} - (F_1 + 4F_2) \chi_{P, P'} (F_1 + \frac{E^2}{\mu^2} F_2),$$

(11)

$$\frac{4E^2(2E^2 - \mu^2)}{\mu^4} + (F_1 + 4F_2) F_2 \frac{32E^4(E^2 - \mu^2)}{\mu^6} - (F_1 + \frac{E^2}{\mu^2} F_2) F_2 \frac{32E^2(2E^2 - \mu^2)(E^2 - \mu^2)}{\mu^6}$$

$$\cdot \left\{ |\bar{v} v_{P'} \lambda|^2 - (F_1 + 4F_2)^2 \cdot (|\bar{v} v_{D'} \lambda|^2 + |\bar{p} v_{D'} \lambda|^2) \frac{2E^2}{\mu^2} \right\}$$

где $a = \text{const}$, $\epsilon_1 = \frac{\mu_1^2 - \mu_2^2 + E^2}{2E}$, $\epsilon_2 = \frac{\mu_2^2 - \mu_1^2 + E^2}{2E}$,

К сожалению, в настоящее время мы не располагаем экспериментальными данными, с которыми мы могли бы сравнить наши предсказания. Известно^{/4/}, что для трехквотки (адронные распады бариев) предсказания \bar{U} (12) неплохо согласуются с экспериментом. Мы применяли \bar{U} (12) по сути дела также к трехквотке, а поэтому сравнение с опытом здесь может иметь смысл.

Симметрия \bar{U} (12), как можно показать из формулы для тока (10), запрещает радиационные распады векторных мезонов (матричный элемент обращается в нуль при одинаковых массах). Если учесть разность масс, то эти распады не будут запрещены. Унитарная часть в члене, описывающем радиационные распады, из которой можно было бы сделать предсказания о соотношениях между вероятностями, содержит только D-связь. Эти предсказания полностью совпадают с результатами, полученными в работе^{/5/} на основе нерелятивистской SU(6). В действительности, все эти соотношения следуют лишь из U(3) и не требуют применения более широкой симметрии.

В заключение авторы благодарят Я.А. Смородицкого за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. A.Salam, R.Delbourgo, J.Strathdee. Proc. Roy. Soc., A284, 146 (1965).
R.Delbourgo, M.A.Rashid, A.Salam, J.Strathdee. Proc. Roy. Soc., A 285, 312 (1965).
B.Sakita, K.C.Wall. Phys. Rev. Lett., 14, 404 (1965).
M.A.Beg, A. Pais. Phys. Rev., 137, B1514 (1965).
W.Rühl. Nuovo Cim., 37, 301, 319 (1965); Phys. Lett., 15, 99, 101, 340 (1965).
J.M.Charap, P.T.Mathews. Phys. Lett., 16, 95 (1965).

Нгуен Ван Хьюе, Я.А. Смородицкий. Препринт ОИЯИ Р-2087, 1965.

П. Винтерхитц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьюе, Л.Г. Ткачев, М. Углирж
Препринт ОИЯИ Е-2184, 1965.

2. W.Rühl. Phys. Lett., 15, 99, 101, 340 (1965).

F.Nuczain, P.Rotelli, Phys. Lett., 16, 183 (1965). Oehme, R. Phys. Lett., 15, 284 (1965).

П. Винтерхитц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьюе, Л.Г. Ткачев, М. Углирж.
Препринт ОИЯИ Е-2248, 1965.

3. V.Bargmann and Wigner E. Proc. Nat. Acad. Sci., 34, 211 (1948).

4. R.Oehme. Phys. Lett., 15, 284 (1965), Preprint EFINS 65-37.

В.Б. Беляев, Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьюе. Препринт ОИЯИ Р-2228, 1965.

5. V.V.Aizovich, A.A.Anselm, Ya.I.Azimov, G.S.Danilov, and I.T.Dyatlov. Phys. Lett., 16, 194 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1965 г.