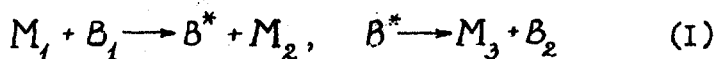


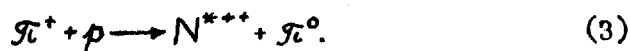
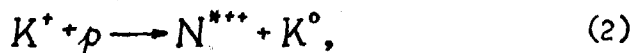
РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОБОБЩЕНИЕ $SU(6)$ -СИММЕТРИИ
И РОЖДЕНИЕ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов

Г. Стодольский и Сакураи выдвинули гипотезу [1], согласно которой в реакциях образования изобары в мезон-нуклонных соударениях



основную роль играет обмен векторным мезоном, причем вершина VB^*B по аналогии с фотоном описывается магнитно-дипольным переходом [2]. Следствия из этой модели особенно интенсивно проверялись в реакциях (2), (3) [3-II]:



Во всех случаях, за исключением [7] $k_{\rho} = I, I-1, 27$ Бэв/с в реакции (3), наблюдаемое угловое распределение продуктов распада изобары хорошо согласуется с предсказаниями модели Стодольского-Сакураи, в то время как зависимость сечения от s, t противоречит (см. [10]) модели [1, 12].

В настоящей заметке реакция рождения изобары, относящейся к декуплету, рассмотрена на основе $\tilde{U}(12)$ -симметрии сильных взаимодействий [13]. Показано, что в реакции (2) предсказываемое угловое распределение совпадает с полученным в работе [1]. В реакции (3) угловые корреляции имеют тот же вид, если в t -канале основную роль играет обмен состояниями с $T=1$, а не 2. Эти выводы не связаны с предположением о периферическом характере взаимодействия. Релятивистское обобщение $SU(6)$ -симметрии, рассмотренное Бегом и Пайсом [14], приводит к тем же результатам.

2. Барийонные октет и декуплет входят в один 364-плет, который описывается симметричным тензором Ψ_{ABC}^{ρ} ($A, B, C \sim I, \dots, I2$), а октет псевдоскалярных мезонов относится к представлению $[143]M_8^A$. Все процессы $(I43) + (364) \rightarrow (I43) + (364)$ определяются 4 амплитудами $A_1 - A_4$, причем A_1 не дает вклада в (1).

$$A_1(s, t) \bar{\Psi}^{ABC} \Psi_{ABC}^D M_{1F}^D M_{2D}^F, \quad A_2(s, t) \bar{\Psi}^{ABC'} \Psi_{ABC}^D M_{1C'}^D M_{2D}^C,$$

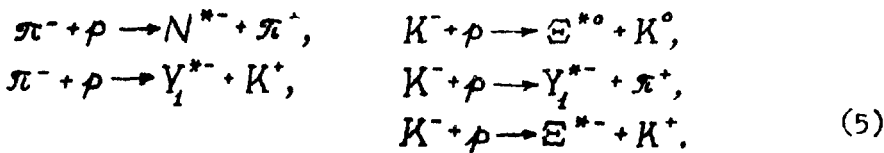
$$A_4(s, t) \bar{\Psi}^{AB'C'} \Psi_{ABC}^D M_{1B'}^D M_{2C'}^D, \quad A_3(s, t) \bar{\Psi}^{ABC'} \Psi_{ABC}^D M_{1D}^C M_{2C'}^D.$$

Используя явный вид тензоров Ψ_{ABC}^{ρ} и M_8^A [13], легко найти, что процессы (4) описываются амплитудами A_2, A_3 , но не A_4 :

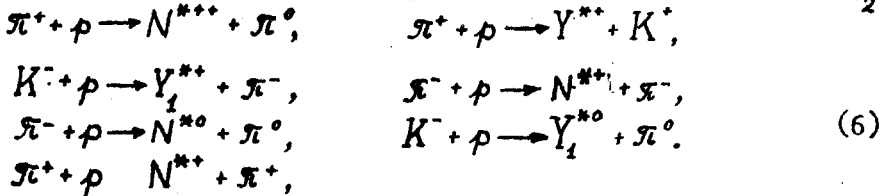
$$\begin{aligned} K^+ + p &\rightarrow N^{*++} + K^0, & K^- + p &\rightarrow N^{*+} + K^-, \\ K^+ + p &\rightarrow N^{*+} + K^+, & K^- + p &\rightarrow N^{*0} + \bar{K}^0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь мы ограничились реакциями с двумя заряженными частицами в начальном состоянии.

Существует также группа реакций (5), в которые дает вклад только амплитуда A_4 :



Наконец, реакции (6) определяются всеми амплитудами $A_2 - A_3$:



3. Матричные элементы реакций (4) имеют вид

$$M = A(s, t) e_{\alpha\beta\gamma\delta} \bar{u}_\delta u_\alpha k_\alpha^i k_\beta^j p_\gamma^l, \quad (7)$$

где A является линейной комбинацией A_2 и A_3 , различной для разных реакций. Здесь \bar{u}_δ - волновая функция частицы со спином $3/2$ в формализме Рарита-Швингера; $k_\alpha^i, k_\beta^j, p_\gamma^l$ - 4-мерные импульсы соответственно M_1, M_2, B_1 .

Возводя (7) в квадрат и суммируя по поляризациям начального и конечного нуклонов, получаем в системе покоя изобары

$$\frac{1}{2} |M|^2 \sim |A(s, t)|^2 (\varepsilon_1 + m)(\varepsilon_2 + m) [|\vec{k}_1 \vec{k}_2|^2] |\vec{p}_2|^2 (1 + 3 \cos^2 \theta), \quad (8)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - энергия начального и конечного нуклонов, θ - угол между нормалью к плоскости рождения и направлением импульса конечного нуклона.

Отметим, что (7) приводит к распределению Стодольского-Сакураи (8) без пренебрежения отдачей нуклона в отличие от результатов работы [12].

Угловое распределение в реакциях (5), которые могут быть обусловлены обменом векторным мезоном, имеет обычный адейровский вид [16]

$$1 + 3 \frac{(\vec{k}_1 \vec{p}_2)^2}{|\vec{k}_1|^2 |\vec{p}_2|^2}.$$

Угловые корреляции в реакциях (6) в общем случае $A_4 \sim A_2, A_3$ довольно сложны и совпадают с (7) только при тех s, t , когда

$$A_4(s, t) \ll A_2(s, t), \quad A_3(s, t). \quad (9)$$

Выражение (9) может быть проверено независимо по изотопическим соотношениям между различными сечениями. В случае реакции (3), например, (9) означает, что в t -канале основную роль играет обмен состояниями с $T=1$, а не 2.

Тот факт, что распределение $1+3\cos^2\theta$ наблюдается в реакции (2) при импульсе налетающего мезона $k_L^t = 0,9$ [3], 1,14 [4] Бэв/с и не согласуется [7] с экспериментальными данными в реакции (3) при $k_L^t \approx 1,2$ Бэв/с, является подтверждением $\tilde{U}(12)$ -симметрии. Таким образом, предсказания $\tilde{U}(12)$ относительно спиновой структуры амплитуд процессов (I) согласуются с опытом.

4. В то же время, как показано в работах [7, 18], поляризация Ξ^- -гиперона, рождающегося в реакции



равна 0 в приближении $\tilde{U}(12)$ -симметрии, что противоречит экспериментальным данным. Нам известны два возможных объяснения [7, 20] этого факта в рамках релятивистских обобщений $SU(6)$. Во-первых (см. [17]), сечение реакции мало (порядка 0,1 мбн при $k_L^t = 1,95$ Бэв/с), и можно предположить, что нарушение симметрии существенно.

Такая величина сечения соответствует предположению (9) о малости A_4 по сравнению с остальными амплитудами, так как в (10) дает вклад только A_4 . Во-вторых [20], поляризация Ξ^- не должна равняться 0, если величина ξ , введенная Бегом и Пайсом [14], комплексна. Все полученные результаты справедливы при произвольной $\xi(st)$.

Авторы благодарны И.Ю.Кобзареву, И.Я.Померанчуку за обсуждения.

Отделение ядерной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
25 июня 1965 г.

Литература

- [1] L.Stodolsky, J.J.Sakurai. Phys.Rev.Lett., II, 90, 1963.
- [2] M.Gourdin, Ph. Salin. Nuovo Cim., 27, 193, 1963.
- [3] B.Kehoe. Phys. Rev. Lett., II, 93, 1963.

- [4] E.Boldt, J.Dubor, N.H.Duong, P.Eberhard, R.George, V.P.Henri, F.Levy, J.Poyen, M.Pripstein. Phys. Rev., 133B, 220, 1964.
- [5] G.B.Chadwick, P.J. Crennel, W.T.Davies, M.Derrick, J.H.Mulvey, P.B.Jones, B.D.Radojicic, C.A.Wilkinson, A.Bettini, M.Cresti, S.Limentani, L.Perrazo, R.Santangelo. Phys.Lett., 6, 309, 1963.
- [6] M.Ferroluzzi, R.George, Y.Goldschmidt-Clermon, V.P.Henri, B.Jongejans, P.W.G.Leith, G.R.Lynch, F.Muller, J.M.Perreau. Nuovo.Cim., 36, 1101, 1965.
- [7] G.W.Tautfest, R.B.Willmann. Bull. Amer. Phys.Soc., 10, 114, 1965.
- [8] A.Daudin, M.A.Jabiol, C. Kochowski, C. Lewin, F.Selleri, S.Mongelli, A.Romano, P.Waloschek. Phys.Lett., 7, 125, 1963.
- [9] Saclay - Orsay - Bologna - Bari Collaboration. Phys. Lett., 13, 341, 1964.
- [10] M.A.Abolins, D.D. Carmony, Duong N. Hoa, R.L.Lander, C.Rindfleisch, Nguyen-huu Xuong Phys.Rev., 136B, 195, 1964.
- [11] Aachen - Berlin - Birmingham -Hamburg - London (I.C.) - Munich. Collaboration. Nuovo Cim., 34, 495, 1964.
- [12] J.D.Jackson, H.Bilkuhn. Nuovo Cim., 32, 906, 1964.
- [13] A.Salam, R.Delbourgo, J.Strathdee. Proc. Roy. Soc., A284, 146, 1965.
- [14] M.A.B.Beg, A.Pais. Phys. Rev., 137B, 1514, 1965; Phys.Rev. Lett., 14, 267, 577 (E), 1965.
- [15] W.Rarita, J.Schwinger. Phys. Rev., 60, 61, 1964.
- [16] R.K.Adair. Phys. Rev., 100, 1540, 1955.
- [17] J.M.Cornwell., P.G.O. Freund, K.T.Mahanthappa. Phys.Rev. Lett., 14, 515, 1965.
- [18] R.Blankenbcler, M.L. D Goldberger, K.Jonson, S.B.Treiman. Phys. Rev. Lett., 14, 518, 1965.
- [19] D.Carmony, G.Pjerrou, P. Schlein, W.Slater, D. Stork, H.K.Ticho. Phys. Rev. Lett., 12, 482, 1964.
- [20] Ngee Pong Chang, J.P. Sehpiz. Phys. Rev. Lett., 14, 617, 1965.