ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2237

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дао Вонг Дык

РАСПАДЫ $\frac{3}{2}^{+} \to \frac{1}{2}^{+} + 0^{-}$ В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $\tilde{U}$ (12)

1965

P-2237

Дао Вонг Дык

РАСПАДЫ $\frac{3}{2}^{+} \to \frac{1}{2}^{+} + 0^{-}$ В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $\tilde{U}(12)$

Схема симметрии $\tilde{U}(12)$, предложенная Саламом и др.[1] и являющаяся релятивистским обобщением симметрии $SU(6)$ [2], позволяет написать S-матрицу процесса сильного взаимодействия релятивистски инвариантным образом. В этой схеме $\frac{3}{2}^+$ и $\frac{1}{2}^+$ барионы описываются тензорами, удовлетворяющими уравнениям Баргманна-Вигнера[3], и принадлежат мультиплету 364, а 0^-- и 1^--мезоны – мультиплету 143.

Несмотря на большие успехи, эта схема оказывается несовместимой с условием унитарности[4], и в связи с этим в последнее время стали вводить "импульсный шпурион"[5], который преобразуется как компонента представления 143. Таким образом, формальная симметрия $\tilde{U}(12)$ нарушается не только применением уравнений Баргманна-Вигнера, но и введением шпуриона. При этом эффект без шпуриона считается эффектом нулевого приближения, а эффект со шпурионом – следующего приближения.

Цель настоящей работы – найти соотношения между константами связи распадов $\frac{3}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ + 0^-$ в упомянутой шпурионной теории.

1. Сильный распад

В схеме $\tilde{U}(12)$ $\frac{3}{2}^+$ и $\frac{1}{2}^+$ барионы описываются симметричным тензором[1]

$$\psi_{ABC}(p) = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \frac{1}{m} [(\hat{p} + m)\gamma_\mu C]_{\alpha\beta} D_{\mu\gamma,abc} + \tag{1}$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{6}} \frac{1}{m} \{ [(\hat{p} + m)\gamma_5 C]_{\alpha\beta} \epsilon_{abs} N^s_{\gamma,c} + \text{цикл} \},$$

а 0^-- и 1^--мезоны – тензором

$$\Phi^B_A(q) = \frac{1}{\mu} [(\hat{q} + \mu)(\gamma_5 P^b_a + \gamma_\mu V^b_{\mu,a})]^\beta_\alpha , \tag{2}$$

где $A \equiv \alpha a$, $B \equiv \beta b$, $C \equiv \gamma$; α, β, γ – спинорные индексы; a, b, c – унитарные индексы; m, μ – средняя масса барионов и мезонов, соответственно.

В нулевом приближении, т.е. без учета шпуриона, мы имеем единственное выражение для матричного элемента

$$\bar{\psi}^{CDB}(p')\,\psi_{CDA}(p)\;\bar{\Phi}_B^{\;A}(q). \qquad (3)$$

Сразу видно, что соотношения между интересующими нас константами распада, найденные из (3), ничем не отличаются от тех, которые были получены /6/ на основе точной симметрии SU (3).

Рассмотрим вопрос в следующем приближении, где учитывается эффект со шпурионом. Будем выбирать шпурион в виде:

$$S = \hat{p} \times \lambda_8,$$

в котором учитывается также нарушение SU (3) симметрии.

Шпурион приводит к следующим дополнительным членам для матричного элемента:

$$\bar{\psi}^{CDB}\;\psi_{CDA}\;S_B^{\;E}\;\bar{\phi}_E^{\;A} \qquad (5)$$

$$\bar{\psi}^{CDB}\;\psi_{CDA}\;\phi_B^{\;E}\;S_E^{\;A} \qquad (6)$$

и

$$\bar{\psi}^{CDB}\;\psi_{CEA}\;S_D^{\;E}\;\bar{\Phi}_B^{\;A}. \qquad (7)$$

Подставляя (1), (2), (4) в (3), (5)-(7), мы приходим к следующему выражению для матричного элемента перехода:

$$M = \{ a_0\,\epsilon^{bcs}\,\bar{N}_s^{\;d}\,D_{\mu,cda}\,\bar{P}_b^{\;a} + a_1\,\epsilon^{8cs}\,\bar{N}_s^{\;d}\,D_{\mu,cda}\,\bar{P}_8^{\;a} +$$

$$+ a_2\,\epsilon^{bcs}\,\bar{N}_s^{\;d}\,D_{\mu,cd8}\,\bar{P}_b^{\;8} + a_3(\epsilon^{bcs}\,\bar{N}_s^{\;8} + \epsilon^{b8s}\,\bar{N}_s^{\;c})\,D_{\mu,c8a}\,\bar{P}_b^{\;a} \}\, q_\mu . \qquad (8)$$

Отсюда и из общего выражения

$$G\,\bar{\psi}(p')\,\psi_\mu(p)\,q_\mu\,\phi(q)$$

для амплитуды распада $\frac{3}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ + 0^-$ мы можем выразить константы связи G(B*, BP) через a_i:

$$(N^*, N\pi) \equiv G\,(N^*, N\pi) = a_0$$

$$(N^*, \Sigma K) \equiv -G\,(N^*, \Sigma K) = a_0 + a_1$$

$$(Y^*, N\tilde{K}) \equiv \sqrt{3}\,G\,(Y^*, N\tilde{K}) = a_0 + a_2$$

$$(Y^*, \Lambda\pi) \equiv \sqrt{2}\,G\,(Y^*, \Lambda\pi) = a_0 + a_3$$

$$(Y^*, \Sigma\pi) \equiv -\sqrt{3}\,G\,(Y^*, \Sigma\pi) = a_0 + a_3$$

$$(Y^*, \Sigma\eta) \equiv -\sqrt{2}\,G\,(Y^*, \Sigma\eta) = a_0 + \frac{2}{3}a_1 + \frac{2}{3}a_2 + \frac{1}{3}a_3$$

$$(Y^*, \Xi K) \equiv -\sqrt{3}\,G\,(Y^*, \Xi K) = a_0 + a_1 + a_3$$

$$(\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) \equiv \sqrt{2}\,G\,(\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) = a_0 + a_2 + a_3$$

$$(\Xi^*, \Sigma\tilde{K}) \equiv -\sqrt{2}\,G\,(\Xi^*, \Sigma\tilde{K}) = a_0 + a_2 + a_3$$

$$(\Xi^*, \Xi\eta) \equiv -\sqrt{2}\,G\,(\Xi^*, \Xi\eta) = a_0 + \frac{2}{3}a_1 + \frac{2}{3}a_2 + \frac{4}{3}a_3$$

$$(\Xi^*, \Xi\pi) \equiv -\sqrt{2}\,G\,(\Xi^*, \Xi\pi) = a_0 + 2a_3$$

$$(\Omega, \Xi\tilde{K}) \equiv -\frac{1}{\sqrt{2}}\,G\,(\Omega, \Xi\tilde{K}) = a_0 + a_2 + 2a_3$$

Отсюда получим следующие восемь соотношений для констант связи:

	левая часть	правая часть	
$(Y^*,\Lambda\pi) = (Y^*, \Sigma\pi)$	0,93	0,90	(9)
$(N^*,N\pi) + (\Xi^*,\Xi\pi) = (Y^*,\Lambda\pi) + (Y^*,\Sigma\pi)$	1,87	1,83	(10)
$(\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) = (\Xi^*,\Sigma\tilde{K})$	0,98	0,93	(11)
$(\Omega,\Xi\tilde{K}) + (Y^*,N\tilde{K}) = (\Xi^*, \Lambda\tilde{K}) + (\Xi^*,\Sigma\tilde{K})$	1,96	1,91	(12)
$(Y^*,\Lambda\pi) + (Y^*,\Sigma\eta) = (N^*,N\pi) + (\Xi^*, \Xi\eta)$	1,83	1,87	(13)
$(Y^*,N\tilde{K}) + (Y^*,\Lambda\pi) = (N^*,N\pi) + (\Xi^*,\Lambda\tilde{K})$	1,98	1,98	(14)
$(N^*, \Sigma K) + (Y^*,\Lambda\pi) = (N^*,N\pi) + (Y^*,\Xi K)$	1,79	1,82	(15)
$(Y^*, \Xi K) + (\Xi^*,\Lambda\tilde{K}) = \frac{1}{2}[3(\Xi^*,\Xi\eta) + (N^*,N\pi)]$	1,80	1,81	(16)

Наряду с каждым соотношением мы написали для его левой и правой частей значения, вычисленные по данным работы [7] (таблица 1), причем для удобства величина $(N^*, N\pi)$ принимается за единицу. Видно, что они хорошо удовлетворяют правилам сумм (9) - (16) (расхождение в среднем составляет 2,5%).

Отметим, что в найденных результатах содержатся все соотношения, полученные на основе нарушенной SU (3) симметрии. Действительно, комбинируя (9) - (16), можно получить, например, все соотношения (9,1) - (9,7) работы [8].

Соотношения (9) и (16) связывают величины наблюдаемых распадов. Если берем относительные знаки констант связи в соответствии с их знаками в нулевом приближении (т.е. знаки при a_o), что является вполне естественным, то мы получаем из этих соотношений:

$$\sqrt{\gamma\,(Y^* \to \Lambda\pi)} = \sqrt{\tfrac{3}{2}\gamma\,(Y^* \to \Sigma\pi)} \tag{17}$$

$$\sqrt{6\gamma\,(Y^* \to \Sigma\pi)} = \sqrt{\tfrac{1}{2}\gamma\,(N^* \to N\pi)} + \sqrt{\gamma\,(\Xi^* \to \Xi\pi)}\,, \tag{18}$$

где γ - приведенная ширина, которая определяется как

$$\gamma = \frac{\Gamma}{p_f^3\,\frac{m_B}{m_{B^+}}}$$

(p_f - импульс конечного состояния).

По экспериментальным данным из работы [9] мы имеем следующие значения для левой и правой частей (17) и (18) :

$0{,}27 \pm 0{,}02$ и $0{,}17 \pm 0{,}06$ для (17)

$0{,}34 \pm 0{,}12$ и $0{,}41 \pm 0{,}02$ для (18) .

2. Слабый нелептонный распад

Аналогично предыдущему случаю в случае слабого нелептонного распада мы выберем шпурион в виде

$$S = \hat{p} \times \lambda_6 \qquad (\text{ или } \hat{p} \times \lambda_7)$$

для распада, сохраняющего четность (p. c распад), и

$$S = \hat{p}\,\gamma_5 \times \lambda_6 \qquad (\text{ или } \hat{p}\,\gamma_5 \times \lambda_7)$$

для распада, не сохраняющего четность (p.v распад). Их матричные элементы

содержат поэтому три члена вида (5) - (7). Однако легко видеть, что для p.v распада члены (5) и (6) дают нуль, а член (7) дает

$$\tfrac{1}{2}\left(1 + \frac{2m}{\mu}\right)\left(\epsilon^{ods}\,\bar{N}^b_s + \epsilon^{obs}\,\bar{N}^d_s\right)\gamma_5\,(\lambda_6)^e_d\,D_{\mu,oed}\;p_\mu\,\bar{P}^a_b\,. \tag{19}$$

Для p.c. распада имеем:

$$M = \{\, f_1\,\epsilon^{bos}\,\bar{N}^d_s\,D_{\mu,oda}\,(\lambda_6\bar{P})^a_b + f_2\,\epsilon^{bos}\,\bar{N}^d_s\,D_{\mu,oda}\,(\bar{P}\lambda_6)^a_b + \tag{20}$$

$$+ f_3\left(\epsilon^{bos}\,\bar{N}^d_s + \epsilon^{bds}\,\bar{N}^o_s\right)D_{\mu,oea}\,(\lambda_6)^e_d\,\bar{P}^d_b\,\}\,q_\mu\,.$$

Из (19), (20) и из общего выражения

$$\bar{\psi}(p')\,[A_{p.c} + A_{p.v}\gamma_5]\,\psi_\mu(p)\,q_\mu\,\phi\,(q)$$

для амплитуды слабого нелептонного распада $\frac{3}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ + 0^-$ получим следующие соотношения

$$A(Y^{*+}, p\pi^0) : A(Y^{*+}, n\pi^+) : A(Y^{*0}, p\pi^-) : A(Y^{*0}, n\pi^0) : A(Y^{*-}, n\pi^-) :$$

$$: A(\Xi^{*0}, p\,k^-) : A(\Xi^{*0}, n\bar{k}^0) : A(\Xi^{*-}, nk^-) : A(\Xi^{*0}, \Sigma^0\pi^0) : A(\Xi^{*0}, \Sigma^-\pi^+) : \tag{21}$$

$$: A(\Xi^{*-}, \Sigma^0\pi^0) : A(\Xi^{*-}, \Sigma^-\pi^0) : A(\Omega^-, \Lambda k^-) =$$

$$= 1 : 2\sqrt{2} : 1 : -\frac{3\sqrt{2}}{2} : -\sqrt{2} : \sqrt{2} : 2\sqrt{2} : -\sqrt{2} : -\sqrt{2} : -2\sqrt{2} : -2 : 2 : -2\sqrt{3} \tag{22}$$

$$A(\Xi^{*0}, \Sigma^+\pi^-) = A(\Omega^-, \Xi^0\pi^-) = A(\Omega^-, \Xi^-\pi^0) = 0 \quad (\text{запрещено})$$

для p.v амплитуд (d -волн), и

$$A(\Xi^{*0}, \Sigma^+\pi^-) : A(\Omega^-, \Xi^0\pi^-) : A(\Omega^-, \Xi\pi^0) = \frac{1}{\sqrt{3}} : 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{23}$$

$$A(Y^{*+}, p\pi^0) = A(Y^{*0}, p\pi^-) \tag{24}$$

$$A(Y^{*-}, n\pi^-) + 2A(Y^{*0}, n\pi^0) + 5A(Y^{*+}, n\pi^+) = 0 \tag{25}$$

и другие соотношения, для p. c амплитуд (p -волн). В частности, из (22) и (23) получим:

$$\gamma(\Xi^{*0} \to \Sigma^{+} + \pi^{-}) : \gamma(\Omega^{-} \to \Xi^{0} + \pi^{-}) : \gamma(\Omega^{-} \to \Xi^{-} + \pi^{0}) = \frac{1}{3} : 1 : \frac{1}{2} .$$

Автор выражает большую благодарность профессору Я.А.Смородинскому за ценные замечания и интерес к работе.

Литература

1. A.Salam, R.Delbourgo and J.Strathdee. Proc. Roy. Soc., 284, 146 (1965).
2. B.Sakita. Phys. Rev., 136, 1756 (1964).
   F.Gürsey and L.Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964).
3. V.Bargmann and E.P.Wigner. Proc. Nat. Acad. Sci., 34, 211 (1948).
4. M.A.B.Beg and A.Pais. Phys. Rev. Lett., 14, 509 (1965).
5. R.Delbourgo, M.A.Rashid and J.Strathdee. Phys. Lett., 14, 719 (1965).
   R.Blanckenbecler et al. Phys. Rev. Lett., 14, 518 (1965).
   R.Oehme. Phys. Rev. Lett., 14, 664 (1965).
   Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, Р-1991, Дубна, 1965.
6. J.J. de Swart. Rev. Mod. Phys., 35, 916 (1963).
7. G.R.Goldstein and N.R.Lipshutz. Preprint 1965.
8. B.Gupta and V.Singh. Phys. Rev., 135, B1442 (1964).
9. A.H.Rosenfeld et al.
   Доклад на международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1965 г.