

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Ю. М. Айвазян

О разностях масс в изотопических мультиплетах

Сравнительно недавно Окубо [1] получил формулу для масс частиц, преобразующихся по неприводимым представлениям группы  $SU(3)$ , хорошо согласующуюся с экспериментальными данными. Взаимодействие, которое рассматривал Окубо при получении своей формулы, было инвариантно относительно „сильной подгруппы“ группы  $SU(3)$  [2]. Формула Окубо получается в первом порядке по „сильному взаимодействию“ в теории возмущений. Мы здесь будем рассматривать расщепление по массам в изотопических мультиплетах частиц, преобразующихся по неприводимым представлениям  $D^8(1, 1)$  и  $D^{10}(3, 0)$  группы  $SU(3)$ .

В качестве взаимодействия, снимающего вырождение по массам изотопических мультиплетах, возьмем, например,  $(T_1^2 + \alpha)^2 + \beta$ , где  $\alpha, \beta$  — некоторые постоянные. Это взаимодействие инвариантно относительно „Электромагнитной подгруппы“ [2] группы  $SU(3)$ . Отметим, что полученные результаты справедливы при произвольной зависимости возмущения от  $T_1^2$ .

Девять инфинитезимальных операторов  $A_\alpha^a$  группы  $SU(3)$  подчиняются следующим перестановочным соотношениям:

$$[A_\alpha^a, A_\beta^b] = \delta_{\alpha\beta} A_\alpha^c - \delta_{\alpha\beta} A_\beta^c \quad (\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3). \quad (1)$$

Как показал Окубо [1], любой тензор  $T_\alpha^a$  в неприводимом представлении можно выразить через  $A_\alpha^a$  следующим образом:

$$T_\alpha^a = a A_\alpha^2 + b A_\alpha^3 + c (A \cdot A)_\alpha^1, \quad (2)$$

где  $(A \cdot A)_\alpha^1 = A_\alpha^2 A_\alpha^2$  и  $a, b, c$  постоянны для данного тензора в данном неприводимом представлении. Отсюда следует, что

$$T_1^2 = a + b A_1^2 + c (A \cdot A)_1^1. \quad (3)$$

Рассмотрим представление  $D^8(1, 1)$ . В качестве базиса в данном представлении выберем  $(p, n, \Xi^0, \Xi^-, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Lambda)$  или  $(K^+, K^0, \bar{K}^0, \bar{K}^-, \pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta)$ . В качестве матриц, осуществляющих это представление, выберем следующие:

$$A_1^1 = (-1, 0, 0, 1, -1, 0, 1, 0),$$

$$A_2^2 = (0, -1, 1, 0, 1, 0, -1, 0),$$

$$A_3^3 = (1, 1, -1, -1, 0, 0, 0, 0),$$

$$A_1^2 = -\sqrt{6} E_{-1}, \quad A_1^3 = -\sqrt{6} E_{-2}, \quad A_2^3 = -\sqrt{6} E_{-3},$$

$$(A_\mu^\nu)^\dagger = A_\mu^\nu.$$

Матрицы  $E$  для данного представления можно найти, например, в [3]. В этом представлении

$$(A^\dagger A)_1^1 = (1, 1, 1, 4, 1, \frac{5}{2}, 4, \frac{3}{2}).$$

Для поправок к массам получим

$$\begin{aligned} \Delta m_p &= (c - b + a)^2, & \Delta m_{\Sigma^+} &= (c - b + a)^2, \\ \Delta m_n &= (c + a)^2, & \Delta m_{\Sigma^0} &= (\frac{5}{2}c + a)^2, \\ \Delta m_{\Xi^0} &= (c + a)^2, & \Delta m_{\Xi^-} &= (4c + b + a)^2, \\ \Delta m_{\Xi^-} &= (4c + b + a)^2. \end{aligned}$$

Следовательно, должно выполняться соотношение

$$(M_n - M_p) + (M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}) = M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+}.$$

Это соотношение было получено другим способом в [4].

Для октета мезонов, аналогично, получим соотношение

$$M_{K^0} - M_{K^+} + M_{\bar{K}^+} - M_{\bar{K}^0} = M_{\pi^-} - M_{\pi^+},$$

которое просто выражает равенство масс частиц и античастиц.

Считая, что частицы  $(Z, \Xi^*, Y_1^*, N^*)$  преобразуются по десятичному представлению  $D^{10}(3,0)$  [5], посмотрим какие соотношения можно будет получить в данном случае. В качестве базиса выберем  $(Z, \Xi^{*0}, \Xi^{*-}, Y_1^{*+}, Y_1^{*-}, Y_1^{*-}, N^{*++}, N^{*+}, N^{*-}, N^{*-})$ . В этом базисе можно получить представление  $A_\mu^1$ , которое мы здесь из-за его громоздкости выписывать не будем. Укажем только, что

$$A_1^1 = (0, -1, 0, -2, -1, 0, -3, -2, -1, 0),$$

$$(A^\dagger A)_1^1 = (3, 5, 3, 7, 5, 3, 9, 7, 5, 3).$$

Поправки к массам имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta m_{\Xi^{*0}} &= (5b - c + a)^2, & \Delta m_{N^{*++}} &= (9b - 3c + a)^2, \\ \Delta m_{\Xi^{*-}} &= (3b + a)^2, & \Delta m_{N^{*+}} &= (7b - 2c + a)^2, \\ \Delta m_{Y_1^{*+}} &= (7b - 2c + a)^2, & \Delta m_{N^{*-}} &= (5b - c + a)^2, \\ \Delta m_{Y_1^{*-}} &= (5b - c + a)^2, & \Delta m_{N^{*-}} &= (3b + a)^2, \\ \Delta m_{Y_1^{*-}} &= (3b + a)^2. \end{aligned}$$

Из этих соотношений видим, что должны выполняться следующие соотношения между разностями масс:

$$M_{\Sigma^{*+}} - M_{\Sigma^{*-}} = M_{Y_1^{*+}} - M_{Y_1^{*-}} = M_{N^{*+}} - M_{N^{*-}}, \quad (12)$$

$$M_{Y_1^{*+}} - M_{Y_1^{*0}} = M_{N^{*+}} - M_{N^{*0}}. \quad (13)$$

В заключение, отметим еще раз, что эти соотношения справедливы при любой зависимости взаимодействия от  $T_1^1$ .

ИИИ физико-техническая лаборатория

АН Армянской ССР

Поступила 4 X 1963

Յու. Մ. Յովսեփյան

## ԻԶՈՏՈՊԻԿ ՍՈՒԼՏԻՊԼԵՏՆԵՐՈՒՄ ԶԱՆԳՎԱԾՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ս. Մ. Փ. Ո. Փ. Ո. Ռ. Մ.

Աշխատության մեջ ստացված են սանդղաձևային  $SU(3)$  խմբի  $D^{10}(3, 0)$  չքերվող պատկերացմամբ ձևափոխվող իզոտոպիկ մուլտիպլետներին պատկանող մասնիկների զանգվածների տարբերությունների միջև:

Ենթադրվում է իսոխաղցեցության որոշակի, բայց բավականաչափ ընդհանուր տեսք, որը վերացնում է իզոտոպիկ մուլտիպլետներում բաց զանգվածների եղած ալիասերվածությունը:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Okubo S. Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions. Prog. Theor. Phys., **27**, 949, 1962.
2. Baker M., Glashow S. L. Formal Similarities of Weak, Strong and Electromagnetic Interactions. Nuovo Cimento, **26**, 803, 1962.
3. Behrends R. E., Dreitlein I., Fronsdal C. and Lee W. Simple Groups and Strong Interactions Symmetries. Rev. Mod. Phys., **34**, 1, 1962.
4. Coleman S., Glashow S. L. Electromagnetic Properties of Baryons in the Unitary Symmetry Scheme. Phys. Rev. Lett., **6**, 423, 1961.
5. Glashow S. L., Sakurai I. I. On the Tenfold Way. Nuovo Cimento, **26**, 622, 1962.