

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ В СЛАБО НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $SU(3)$

Е.М. Левин, Л.Л. Франкфурт

В данном письме предложен новый вывод соотношений между массами частиц с произвольными спинами, принадлежащих различным мультиплетам $SU(3)$, исходя из следующих предположений.

I. Трехмерные интегралы от временных компонент векторного тока $(Q_\alpha^V(t) = \int d^3x I_0^\alpha(x, t))$ являются генераторами алгебры $SU(3)$ [1], т.е.

$$[Q_\alpha^V(t), Q_\beta^V(t)] = i f_{\alpha\beta\gamma} Q_\gamma^V(t) \quad (1)$$

и переводят одночастичные состояния в близлежащие по энергиям одночастичные. При этом существенно использование ковариантного форма-

лизма работы [2]. Это приближение соответствует тому, что существуют определенные мультиплеты $SU(3)$, несмотря на неравенство масс соответствующих частиц.

II. Существует четырехвектор $L_{\mu}^{\alpha}(x, t)$, преобразующийся по октетному представлению $SU(3)$, расходимость которого удовлетворяет коммутационному соотношению

$$\left[\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} L_{\mu}^{K^*}(x, t), Q_{K^*}^V(t) \right] = 0. \quad (2)$$

В рамках точной $SU(3)$ уравнение (2) следует из того, что L_{μ}^{α} преобразуется по октетному представлению $SU(3)$, т.е.

$$\left[L_{\mu}^{\alpha}(x, t), Q_{\rho}^V(t) \right] = i f_{\alpha\beta\gamma} L_{\mu}^{\gamma}(x, t). \quad (3)$$

Примером оператора L_{μ}^{α} , удовлетворяющего предположению II в приближенной симметрии, служит векторный ток в модели, где нарушение $SU(3)$ в гамильтониане преобразуется как T_3^3 [2]; аксиальный ток в модели кварков [3] или в гипотезе частичного сохранения аксиального тока, которая позволила сделать предсказания, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом [4]. Отметим, что для выполнения (2) достаточно только, чтобы $\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} L_{\mu}^{\alpha}(x, t)$ преобразовывалась по представлению с U -спином, равным 1.

Используя технику, развитую в [2], и предположение I, легко доказать неперенормируемость векторной константы (теорема Адемолло-Гатто [5]) для частиц с произвольным спином, принадлежащих любому представлению $SU(3)$ [6]. Для этого необходимо рассмотреть систему коммутаторов (1) между одночастичными состояниями и ограничиться одночастичными промежуточными состояниями в силу I. Решением полученной системы являются коэффициенты Клебша-Гордона группы $SU(3)$. Независимость от спинов частиц возникает из-за того, что $Q_{\alpha}^V(t)$ не меняет поляризации частиц. Смысл теоремы Адемолло-Гатто состоит в том, что в данном приближении одночастичные состояния преобразуются по определенному представлению $SU(3)$, несмотря на различие соответствующих масс.

Исходя из коммутатора (2), используя в качестве оператора L_{μ}^{α} векторный ток, мы получим массовую формулу Гелл-Манна - Окубо, линей-

нуу для барионов и квадратичнуу для бозонов, аналогично работе [2], но для частиц с произвольным спином.

Рассматривая коммутатор (3) между одночастичными состояниями, принадлежащими разным мультиплетам $SU(3)$, можно доказать пропорциональность формфакторов $\langle a | L_{\mu}^{\alpha} | b \rangle$ (при соответствующем их выборе) коэффициентам Клебша-Гордона группы $SU(3)$ по крайней мере при $\Delta^2 = 0$, где $\Delta^2 = (p_a - p_b)^2$.

Рассматривая коммутатор (2) между различными состояниями и зная из предыдущего, как перенормируются формфакторы, получаем следующие массовые формулы.

1. При произвольном выборе оператора L_{μ}^{α} , удовлетворяющего условию II, мы доказываем справедливость формулы Гелл-Манна - Окубо внутри мультиплета, но в отличие от предыдущего не можем доказать, что для барионов имеет место только линейная формула, а для бозонов - квадратичная. Это связано с тем, что при использовании в качестве L_{μ}^{α} векторного тока пренебрегалось слагаемыми, содержащими произведение двух недиагональных элементов $\langle a | Q_{\mu}^{\nu}(t) | b \rangle$ [2].

2. Рассматривая коммутатор (2) между различными мультиплетами $SU(3)$ и используя тот факт, что существует по крайней мере один оператор L_{μ}^{α} , переводящий из мультиплета в другой мультиплет - аксиальный ток, получаем: для октетов мезонов с произвольными спинами - универсальность разности масс (квадратов масс) частиц с квантовыми числами K и \bar{K} . Это соотношение для октетов O^+ и O^- было выведено в [7] из других соображений; для октетов $O^+ - K^2 - \bar{K} = 0,226 \text{ Гэв}^2$, для $O^- - K^{*2} - \rho^2 = 0,212 \text{ Гэв}^2$, для $2^+ - K_{1405}^2 - A_2^2 \text{ I}324 = 0,224 \text{ Гэв}^2$. Согласие следует считать удовлетворительным. Заметим, что из предыдущего следует универсальность параметров формулы Окубо для разностей масс бозонов, что согласуется с утяжелением третьего кварка [8].

Внутри барионов имеем соотношение между массами октета и декуплета с произвольными спинами $\Xi_{\frac{1}{2}}^{\circ} - \Sigma_{\frac{1}{2}}^{\circ} = \Xi^{\circ} - \Sigma^{\circ}$. Для декуплета $\frac{3}{2}^+$ $\Xi_{\frac{3}{2}}^{\circ} - \Sigma_{\frac{3}{2}}^{\circ} = 147 \text{ Мэв}$, для октета $\frac{1}{2}^+$ $\Xi^{\circ} - \Sigma^{\circ} = 125 \text{ Мэв}$, для окте-

та $\frac{3^-}{2}$ @ 1820 - Σ 1660 = 160 Мэв. Эта связь получалась в $SU(6)$ между октетом $\frac{1^+}{2}$ и декуплетом $\frac{3^+}{2}$ при некоторых дополнительных предположениях [9].

Между октетами барионов получаем соотношение:

$$a_p (\Sigma^0 - \rho - \Xi_r^0 + \rho_r) + a_D (\Sigma^0 - \lambda - \Sigma_r^0 + \lambda_r) = 0. \quad (4)$$

Если существует представление 27 для барионов, то каждая скобка в (4) равна нулю, что соответствует универсальности параметров формулы Окубо для разностей масс барионов. Если это не так, то (4) есть уравнение на F/D отношение, при условии, что (2)-(3) удовлетворяются только аксиальным током.

Таким образом показано, что некоторые наблюдаемые закономерности в спектре масс могут быть объяснены исходя из схемы слабо нарушенной симметрии, не прибегая к фундаментальным гипотезам (существование кварков, высшие симметрии).

В заключение авторы благодарят В.М.Шехтера за стимулирующие дискуссии и полезные советы и Я.И.Азимова, А.А.Ансельма, В.Н.Грибова и И.Т.Дятлова за обсуждение результатов.

Физико-технический институт

им.А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

17 декабря 1965 г.

Литература

- [1] M.Gell-Mann, R.F.Dashen. Phys. Lett., 17, 145, 1965.
- [2] S.Fubini, G.Furlan, C.Rosetti. Cern. preprint, 65/998/5 TH 578, 1965.
- [3] R.P.Feynman, M.Gell-Mann, G.Zweig. Phys. Rev.Lett., 13, 678, 1964.
- [4] M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys. Rev., 111, 354, 1958;
W.I.Weisberger. Phys. Rev. Lett., 14, 1047, 1965; S.L.Adler.
Phys. Rev. Lett., 14, 1051, 1965.
- [5] M.Ademollo, K.Gatto. Phys. Rev. Lett., 13, 264, 1964.

- [6] В.И.Захаров, И.В.Тютин. Ядерная физика, 2, 705, 1965.
- [7] S.Coleman, S.L.Glashow. Phys. Rev., 134B, 671, 1964.
- [8] L.Zweig. Cern. preprint, 8419/TH 412, 1964.
- [9] M.A.B.Beg, V.Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 418, 1964;
T.K.Kuo, T.Yao. Phys. Rev. Lett., 13, 415, 1964.