

### § 132. Изогруппа $SU(2)$ и ее представления

Существование адронных мультиплетов с описанными выше свойствами наводит на мысль, что сильное взаимодействие элементарных частиц инвариантно относительно некоторой группы преобразований. Оказалось, что ею является группа  $SU(2)$ , которая в дальнейшем будет называться *изогруппой*. С математической точки зрения она тесно связана (почти эквивалентна) с группой вращений  $S(3)$ .

Группой  $SU(2)$  называется совокупность всех унитарных и унимодулярных (детерминант равен 1) матриц второго порядка:

$$g^+ g = g g^+ = I; \quad \det g = 1. \quad (132, 1)$$

Унитарные матрицы второго порядка допускают полезную геометрическую интерпретацию. Возьмем 2-мерное комплексное пространство векторов  $x$ , которые будем записывать в виде столбцов, и введем эрмитово сопряженные векторы  $x^+$ :

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}; \quad x^+ = (x_1^*, x_2^*) \equiv (x^1, x^2). \quad (132, 2)$$

Рассмотрим в этом пространстве линейное преобразование

$$x' = g x \quad \text{или} \quad x'_i = g'_i x_j \quad (132, 3)$$

(верхний индекс нумерует столбец, нижний — строку, они пробегают значения 1, 2, причем по дважды повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Унитарные матрицы второго порядка соответствуют матрицам преобразований (132,3), которые не изменяют квадратичную форму

$$x^+ x = x^i x_i = x_1^* x_1 + x_2^* x_2. \quad (132, 4)$$

Согласно § 3 инфинитезимальную матрицу  $g$  можно записать как

$$g \cong I + i \varepsilon_\alpha \tau_\alpha. \quad (132, 5)$$

Здесь  $\tau_\alpha$  — генераторы группы  $SU(2)$ , а  $\varepsilon_\alpha$  — ее параметры, число  $n$  которых (размерность группы) подлежит определению. Требование унитарности матриц  $g$  приводит к эрмитовости ее генераторов  $\tau_\alpha$ . Замечая, что с точностью до членов второго порядка малости по  $\varepsilon_\alpha$ , для инфинитезимальной матрицы (132,5)

$$1 = \det g \cong 1 + i \varepsilon_\alpha \text{Sp } \tau_\alpha,$$

приходим к выводу, что след генераторов  $\tau_\alpha$  равен нулю. Таким образом, они являются 2-рядными квадратными матрицами

со свойствами

$$\tau_{\alpha}^{\dagger} = \tau_{\alpha}; \quad \text{Sp } \tau_{\alpha} = 0. \quad (132,6)$$

На восемь действительных параметров комплексной 2-рядной матрицы эти ограничения накладывают пять (4 плюс 1) условий. Поэтому существуют три независимые матрицы со свойствами (132,6), что и определяет размерность группы  $SU(2)$ . В качестве ее генераторов можно взять матрицы Паули, которые эрмитовы и обладают нулевым следом:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (132,7)$$

Среди них нет взаимно коммутирующих, так что ранг  $SU(2)$  равен 1. Сумма квадратов матриц Паули коммутирует с каждой из них:

$$[\tau^2, \tau_{\alpha}] = 0, \quad \text{где} \quad \tau^2 \equiv \tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2. \quad (132,8)$$

Перейдем теперь к построению представлений группы  $SU(2)$ .

1. Простейшим является тривиальное представление. Его мультиплеты одномерны, т. е. содержат по одной волновой функции  $\varphi$ , которая не меняется при преобразовании (132,3):

$$\varphi' = \varphi. \quad (132,9)$$

Размерность этого представления равна 1, а его генераторами служат числа 0. Такое представление называется скалярным, а  $\varphi$  — *скаляром*.

2. Рассмотрим 2-мерное пространство векторов  $\varphi_i$ , которые преобразуются по тому же закону, что и векторы  $x$ :

$$\varphi'_i = g^j_i \varphi_j \quad \text{или} \quad \varphi'_i \cong (I + i\varepsilon_{\alpha} \tau_{\alpha})^j_i \varphi_j. \quad (132,10)$$

В результате возникают мультиплеты размерности 2, члены которых преобразуются по представлению той же размерности. Из (132,10) следует, что его генераторами являются сами матрицы  $\tau_{\alpha}$ :

$$(L_{\alpha})^j_i = (\tau_{\alpha})^j_i. \quad (132,11)$$

Это представление называется спинорным, а величины  $\varphi_i$  — *спинором* (ср. с формализмом, изложенным в гл. VIII).

3. Возьмем две величины  $\varphi^i$ , которые преобразуются так же, как компоненты вектора  $x^{\dagger}$ :

$$\varphi'^i = (g^{\dagger})^i_j \varphi^j \quad \text{или} \quad \varphi'^i \cong (I - i\varepsilon_{\alpha} \tau_{\alpha})^i_j \varphi^j. \quad (132,12)$$

В результате получим 2-мерное представление, которое называется *сопряженным* к спинорному. Его генераторами служат

матрицы

$$(L_\alpha)_i^j = -(\tau_\alpha)_i^j. \quad (132,13)$$

В действительности это представление эквивалентно спинорному, т. е. из величин  $\varphi^i$  можно образовать линейные комбинации, преобразующиеся по закону (132,10). Но его введение весьма удобно с формальной точки зрения.

4. Все остальные представления можно построить из спинорного и сопряженного ему. Рассмотрим совокупность  $2(p+q)$  величин  $\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$ , которые преобразуются как произведение  $p$  спиноров и  $q$  сопряженных спиноров, т. е. по закону

$$\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q} = g_{i_1}^{i'_1} \dots g_{i_p}^{i'_p} (g^+)^{j_1}_{j'_1} \dots (g^+)^{j_q}_{j'_q} \varphi_{i'_1 \dots i'_p}^{j'_1 \dots j'_q}. \quad (132,14)$$

Для инфинитезимального преобразования имеем

$$\begin{aligned} \varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q} \cong & (I + i\varepsilon_{\alpha_1} \tau_{\alpha_1})_{i_1}^{i'_1} \dots (I + i\varepsilon_{\alpha_p} \tau_{\alpha_p})_{i_p}^{i'_p} (I - i\varepsilon_{\beta_1} \tau_{\beta_1})_{j'_1}^{j_1} \dots \\ & \dots (I - i\varepsilon_{\beta_q} \tau_{\beta_q})_{j'_q}^{j_q} \varphi_{i'_1 \dots i'_p}^{j'_1 \dots j'_q}, \end{aligned} \quad (132,15)$$

так что генераторы этого представления имеют вид

$$\begin{aligned} (L_\alpha)_{i_1 \dots i_p, j'_1 \dots j'_q}^{i'_1 \dots i'_p, j_1 \dots j_q} = & \sum_{s=1}^p \delta_{i_1}^{i'_1} \dots \delta_{i_{s-1}}^{i'_{s-1}} (\tau_\alpha)_{i_s}^{i'_s} \delta_{i_{s+1}}^{i'_{s+1}} \dots \delta_{i_p}^{i'_p} \delta_{j'_1}^{j_1} \dots \delta_{j'_q}^{j_q} - \\ & - \sum_{s=1}^q \delta_{i_1}^{i'_1} \dots \delta_{i_p}^{i'_p} \delta_{j'_1}^{j_1} \dots \delta_{j'_{s-1}}^{j_{s-1}} (\tau_\alpha)_{j'_s}^{j_s} \delta_{j'_{s+1}}^{j_{s+1}} \dots \delta_{j'_q}^{j_q}. \end{aligned} \quad (132,16)$$

Полученное таким способом представление называется прямым произведением  $p$  спинорных и  $q$  сопряженных ему представлений. Символически

$$\underbrace{(1, 0) \otimes \dots \otimes (1, 0)}_{p \text{ раз}} \otimes \underbrace{(0, 1) \otimes \dots \otimes (0, 1)}_{q \text{ раз}}$$

(обозначения очевидны).

Если функция  $\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  симметрична по какой-то паре нижних (или верхних) индексов, то при преобразовании (132,13) это свойство сохраняется. Кроме того, неизменность квадратичной формы (132,4) приводит к сохранению свертки по любой паре верхнего и нижнего индекса, т. е. величины типа  $\varphi_{\dots i}^{\dots i} \dots$ . Поэтому набор всех функций  $\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  распадается на отдельные

мультиплеты, члены которых преобразуются только друг через друга, т. е. построенное представление является приводимым. В данном случае условие неприводимости сводится к тому, что  $\Phi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  должны быть симметричными отдельно по всем нижним и верхним индексам, причем свертка по любой паре нижнего и верхнего индекса обязана обращаться в нуль. Легко подсчитать число независимых величин  $\Phi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  такого типа, т. е. определить размерность соответствующего неприводимого представления. Общее число нижних (верхних) индексов, равных 1, может меняться от 0 до  $p$  (до  $q$ ), при этом остальные индексы равны 2. При условии симметрии порядок следования индексов безразличен, так что число различных полностью симметричных величин  $\Phi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  равно  $(p+1)(q+1)$ . Равенство нулю сверток накладывает на них  $pq$  условий, так что всего имеется

$$N = (p+1)(q+1) - pq = p + q + 1$$

независимых компонент. Описанное неприводимое представление будет обозначаться символом  $(p, q)$ , а его размерность —  $N(p, q)$ . Имеем

$$N(p, q) = p + q + 1. \quad (132,17)$$

Подчеркнем еще раз, что верхние и нижние индексы эквивалентны, так что неприводимое представление определяется по существу, полным числом индексов, которое равно  $p + q$ .

Рассмотрим важный для дальнейшего пример прямого произведения спинорного произведения на сопряженное ему, т. е. представление  $(1, 0) \otimes (0, 1)$ . Функции, преобразующиеся по этому представлению, образуют квадратную матрицу 2-го порядка. В соответствии с (132,13)

$$\prime\Phi_i^j = g_i^{j'} (g^+)^j{}_j \Phi_{i'}^{j'}. \quad (132,18)$$

Для инфинитезимальных преобразований (132,14) дает

$$\prime\Phi_i^j \cong (I + i\varepsilon_\alpha \tau_\alpha)_i^{j'} (I - i\varepsilon_\beta \tau_\beta)_j{}_{j'} \Phi_{i'}^{j'} \cong \{\delta_i^{j'} \delta_{j'}^j + i\varepsilon_\alpha [(\tau_\alpha)_i^{j'} \delta_{j'}^j - (\tau_\alpha)_j{}_{j'} \delta_i^{j'}]\} \Phi_{i'}^{j'}, \quad (132,19)$$

так что генераторы этого представления имеют вид

$$(L_\alpha)_{i'}^{j'} = (\tau_\alpha)_i^{j'} \delta_{j'}^j - \delta_i^{j'} (\tau_\alpha)_j{}_{j'}. \quad (132,20)$$

Для его разложения на неприводимые представления достаточно выделить из матрицы  $\Phi_i^j$  ненулевой след, т. е. переписать ее

в виде

$$\varphi_i^j \equiv \left( \varphi_i^j - \frac{1}{2} \delta_i^j \varphi_k^k \right) + \frac{1}{2} \delta_i^j \varphi_k^k. \quad (132,21)$$

Последнее слагаемое инвариантно относительно преобразований из группы  $SU(2)$ , т. е. является скаляром. След матрицы, стоящей в скобках, равен нулю. Она содержит три независимые компоненты, преобразующиеся по неприводимому представлению размерности 3, которое называется *векторным*. Символически разложение (132,21) записывается в форме

$$(1, 0) \otimes (0, 1) = (1, 1) \oplus (0, 0). \quad (132,22)$$

Из (132,16) и (132,8) следует, что для группы  $SU(2)$  инвариантными операторами являются величины  $L^2$ :

$$[L^2, L_\alpha] = 0, \quad \text{где } \underline{L}^2 \equiv L_1^2 + L_2^2 + L_3^2. \quad (132,23)$$

Используя (132,16) и (132,7) можно показать, что любая матрица  $\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  мультиплетта  $(p, q)$  является собственной функцией оператора  $L^2$ , причем

$$\underline{L}^2 \varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q} = (p + q)(p + q + 2) \varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}. \quad (132,24)$$

Собственные значения оператора  $L^2$  зависят только от типа мультиплетта (точнее, лишь от его размерности) и служат его характеристикой.

Для классификации базисных элементов мультиплетта, в качестве которых можно выбрать комбинации матриц  $\varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}$  лишь с одним ненулевым элементом, можно использовать собственные значения диагонального оператора  $L_3$ . Так как ранг группы  $SU(2)$  равен 1, этого квантового числа достаточно. Из (132,16) и (132,7) заключаем, что если среди  $p$  нижних индексов имеется  $p_2$ , а среди  $q$  верхних индексов  $q_2$  индексов, равных 2, то

$$L_3 \varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q} = [(p - q) - 2(p_2 - q_2)] \varphi_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_q}. \quad (132,25)$$

Соседние собственные значения генератора  $L_3$ , соответствующие базисным элементам данного мультиплетта, отличаются на 2. Из (132,25) видно, что минимальное из них равно  $-(p + q)$ , а максимальное  $+(p + q)$ , так что всего имеется  $p + q + 1$  независимых членов мультиплетта, и мы снова приходим к формуле (132,17) для размерности неприводимого представления.