

§ 2. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В § 1 мы показали, как различные комбинации значений S и T объединяются в рамках неприводимого представления группы SU_4 . Напомним также (гл. 11, § 7), что октет барионов имеет спин $S = \frac{1}{2}$, а декуплет — спин $S = \frac{3}{2}$. Естественно было бы попытаться расширить произведение групп симметрии $SU_2^S \times SU_3$ до группы SU_6 с тем, чтобы получить вышеупомянутую связь между спином S бариона и SU_3 -мультиплетом $(\lambda\mu)$, членом которого он является, в рамках неприводимого представления группы SU_6 . Нам нет нужды подробно останавливаться здесь на свойствах группы SU_6 , так как все необходимое для наших целей мы можем получить, используя метод § 1. (Напомним, что общий случай группы SU_N рассматривается в гл. 18.)

Определим шестимерное пространство, в котором действует группа SU_6 , как тензорное произведение трехмерного пространства представления $D^{(10)}$ группы SU_3 на пространство представления $D^{(1/2)}$ спиновой группы. Ясно, что в этом пространстве определено представление $D^{(1/2)} \times D^{(10)}$ прямого произведения групп $SU_2^S \times SU_3$. То, что спин барионов из табл. 11.1 достигает значения $S = \frac{3}{2}$, означает, что нам необходимо построить произведение по меньшей мере трех фундаментальных представлений группы SU_6 . Такое тройное произведение можно исследовать тем методом, который привел нас к результатам (12.5). Как и ранее, состояния с $S = \frac{3}{2}$ полностью симметричны, а состояния с $S = \frac{1}{2}$ обладают смешанной симметрией $T^{(m)}$. Что же касается группы SU_3 , то на основании сказанного о произведении представлений в гл. 11, § 6, п. Б нетрудно показать, что

$$D^{(10)} \otimes D^{(10)} \otimes D^{(10)} = D^{(30)} \oplus 2D^{(11)} \oplus D^{(00)},$$

причем (задача 12.6) представление $D^{(30)}$ симметрично $D^{(11)}$ обладает смешанной симметрией, а $D^{(00)}$ полностью антисимметрично по отношению к перестановкам SU_3 -переменных. Таким образом, комбинируя представления группы SU_3 со спином S , мы получаем результат, анало-

гичный результату (12.5):

$$\begin{aligned}
 L_s: & \quad \left\{ \begin{array}{l} S = \frac{3}{2}, \quad D^{(30)}, \\ S = \frac{1}{2}, \quad D^{(11)}; \end{array} \right. \\
 L_m: & \quad \left\{ \begin{array}{l} S = \frac{3}{2}, \quad D^{(11)}, \\ S = \frac{1}{2}, \quad D^{(20)}, \\ S = \frac{1}{2}, \quad D^{(11)}, \\ S = \frac{1}{2}, \quad D^{(00)}; \end{array} \right. \\
 L_a: & \quad \left\{ \begin{array}{l} S = \frac{3}{2}, \quad D^{(00)}, \\ S = \frac{1}{2}, \quad D^{(11)}. \end{array} \right. \tag{12.7}
 \end{aligned}$$

Множеством состояний с одинаковыми свойствами относительно перестановок и в случае группы SU_6 порождается пространство неприводимого представления. Мы видим, что для симметрических состояний, образующих L_s , комбинации спина S с представлениями $(\lambda\mu)$ точно такие же, как и экспериментально наблюдающиеся у барионов. Соответствующее пространству L_s неприводимое представление группы SU_6 имеет размерность $d=6\times 7\times 8/1\times 2\times 3=56$, что совпадает с суммарной размерностью его $SU_2^S \times SU_3$ -компонент: $(4\times 10)+(2\times 8)=56$. Имеются указания на то, что более тяжелые барионы и резонансы с отрицательной четностью образуют 70-мерное представление группы SU_6 , определенное в пространстве L_m [формула (12.7)]. Не вдаваясь в детали, отметим, что мезоны группируются в 35-плет, соответствующий неприводимому представлению, которое фигурирует в разложении произведения фундаментального шестимерного представления группы SU_6 на его комплексно-сопряженное (см. также § 3).

Группа SU_6 позволяет не только объяснить связь между спином S и мультиплетом $(\lambda\mu)$, но и вывести формулы расщепления масс и соотношения между электромагнитными характеристиками частиц при условии, что сделаны

предположения о трансформационных свойствах соответствующих операторов. Эти соотношения не могут противоречить результатам, полученным на основе SU_3 -симметрии (гл. 11, § 8 и 9), так как SU_3 входит в группу SU_6 в качестве подгруппы. Роль SU_6 -симметрии состоит в том, что она дает новые соотношения в дополнение к полученным ранее на основе SU_3 -симметрии. Мы проиллюстрируем это на примере магнитных моментов барионов. Результаты гл. 11, § 9 говорят о том, что магнитные моменты октета могут быть выражены через две постоянные d и e [формула (11.18)]. Магнитные же моменты декуплета по аналогии с первым равенством формулы (11.14) даются выражением fQ , где f — еще одна постоянная. В случае группы SU_6 простейшее предположение относительно трансформационных свойств оператора магнитного момента состоит в том, что он преобразуется подобно мезонам по 35-мерному представлению и по отношению к подгруппе $SU_2^S \otimes SU_3$ имеет тип $S=1$, $(11) U=Q=0$. Теперь мы можем воспользоваться теоремой Вигнера — Эккарта применительно к группе SU_6 . Анализ соответствующих произведений представлений, аналогичный разложению (11.13), показывает, что в выражения для матричных элементов оператора магнитного момента между состояниями из 56-плета входит всего один приведенный матричный элемент. Это значит, что группа SU_6 позволяет выразить магнитные моменты октета и декуплета барионов через одну постоянную вместо трех! В частности, такой подход приводит к значению $\mu_p/\mu_n = -\frac{3}{2}$, что прекрасно согласуется с экспериментальным значением $\mu_p/\mu_n = -1,46$. Мы получим этот результат в § 3, исходя из определенной модели, хотя, конечно, это прямое следствие SU_6 -подхода.

§ 3. ТРЕХКВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

Группы SU_3 и SU_6 были привлечены к описанию элементарных частиц чисто эмпирически, в значительной мере потому, что по своим характеристикам — заряду, гиперзаряду, спину и изоспину — элементарные частицы объединяются в мультиплеты, отвечающие неприводимым представлениям групп SU_3 и SU_6 . При этом барионам соответствуют представления, которые проще всего получаются при разложении на неприводимые компоненты