

В физике элементарных частиц группа $SU(3)$ появилась впервые (под назв. «унитарная симметрия») в качестве обобщения *изотопической инвариантности* в связи с моделью С. Сакаты (Sh. Sakata, 1956), в к-рой все адроны считались составленными из трёх основных — протона, нейтрона и Λ -гиперона. Хотя модель Сакаты отвергнута экспериментом, унитарная симметрия сохранилась в виде «восьмеричного подхода» М. Гелл-Мана (M. Gell-Mann) и Ю. Неемана (Y. Neeman, 1964), в к-ром все адроны группируются в унитарные мультиплеты всего трёх типов: 1, 8, 10 (10 для античастиц). Примером является барионный октет, включающий протон, нейтрон, три Σ -гиперона, Λ -гиперон и два Ξ -гиперона. Отметим вырождение, о к-ром говорилось выше: октет содержит два элемента с $I_3 = I_8 = 0$. В барионном октете это Σ^0 и Λ . Вырождение снимают обычно, выбирая определённое значение *изотопического спина*, хотя с чисто групповой точки зрения возможны др. варианты.

Ограниченность набора типов унитарных мультиплетов являлась одной из основ феноменологич. модели кварков, составляющей мезоны из кварка и антикварка, а барионы из трёх кварков. Найдены убедительные свидетельства существования бескварковых мезонов (*глюболов*), но не доказано существование адронов, спектроскопия к-рых требовала бы добавочных кварк-антикварковых пар.

Унитарная симметрия осуществляется с худшей точностью, чем изотопическая. Тем не менее, даже с учётом её нарушения, удаётся получить ряд интересных соотношений между физ. величинами. Наиб. известным соотношением такого рода является ϕ -ла масс Гелл-Мана — Окубо (см. *Гипероны*), к-рая позволила Гелл-Ману предсказать существование и массу Ω -гиперона.

На кварковом уровне унитарная симметрия соответствует объединению трёх кварков u , d , s в унитарный триплет. Все остальные кварки считаются синглетами. В связи с такой структурой унитарной симметрии её часто называют *флейворной* $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_f$], чтобы отличить от др. приложений группы $SU(3)$ в физике частиц (флейвор — в переводе с англ. *аромат*). При кварковом подходе нарушение унитарной симметрии порождается заметным отличием массы s -кварка от масс u -, d -кварков. Возможность же объединения u -, d -, s -кварков в один триплет связана с тем, что различие их масс между собой мало по сравнению с их отличием от массы любого другого кварка.

Ещё одно чрезвычайно важное приложение группы $SU(3)$ к физике адронов — это цветовая симметрия. Установлено, что каждый кварк имеет три возможных состояния, различающихся по квантовому числу, названному цветом. Изменение цветового состояния оставляет инвариантным лагранжиан, что порождает цветовую группу $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_c$]. В отличие от флейворной цветовой симметрии локальная, т. е. преобразование цветового состояния можно производить независимо в разных пространственно-временных точках. С этим связано существование нового поля, глюонного (см. *Глюоны*), имеющего восемь цветовых состояний. Взаимодействие кварков с глюонным полем является «микроскопической» основой *сильных взаимодействий*. Оно описывается *квантовой хромодинамикой* — калибровочной квантовой теорией поля типа Янга — Миллса с локальной группой $SU(3)$. Ещё одно важное отличие цветовой симметрии от флейворной в том, что $SU(3)_c$ является точной симметрией, к-рую не нарушают никакие известные в настоящее время взаимодействия [в отличие от симметрий, основанных на группе $SU(2)$].

СИММЕТРИЯ $U(1)$. В квантовой физике обычно реализуется как инвариантность относительно группы $U(1)$ фазовых преобразований ψ -ций поля

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-i\alpha}, \quad (*)$$

где q — заряд поля [в общем случае генератор соответствующей группы $U(1)$], α — параметр преобразования (фаза), чёрточка означает комплексное сопряжение [1]. $U(1)$ — непрерывная компактная группа. Её образуют все комплексные числа, равные по абс. величине единице. Множество таких чисел замкнуто относительно операции умножения и удовлетворяет остальным требованиям, входящим в определение группы. Группа $U(1)$ служит накрывающей для группы двумерных вращений, и все представления последней являются одновременно и представлениями группы $U(1)$.

Согласно *Нётер теореме*, из инвариантности лагранжиана относительно преобразований типа (*) следует сохранение соответствующего нётеровского тока. В стандартной модели (СМ) *сильного взаимодействия* и *электрослабого взаимодействия* именно таким образом возникает сохранение барионного и лептонного чисел. Если фаза α не зависит от пространственно-временной координаты, $SU(1)$ наз. глобальной, в противном случае — локальной. Простейшим примером теории с локальной $SU(1)$ является электродинамика (см. *Калибровочные поля*).

Ряд нетривиальных эффектов связан с глобальными $SU(1)$ стандартной модели, к-рые становятся аномальными после учёта квантовых поправок (см. *Аномалии* в квантовой теории поля). В *квантовой хромодинамике* (КХД) наиб. интерес представляет группа $U(1)_A$ синглетных по ароматам аксиальных преобразований (генератором к-рых является аксиальный заряд кварковых полей. Лагранжиан КХД в случае безмассовых кварков инвариантен относительно таких преобразований. Но симметрия нарушается спонтанно (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) из-за образования кварк-антикваркового конденсата [2]. В соответствии с *Голдстоуна теоремой* такое нарушение $SU(1)$ должно сопровождаться появлением в спектре физ. частиц (в пределе нулевой массы кварков) строго безмассового *голдстоуновского бозона*. $U(1)$ -проблема [С. Вайнберг (S. Weinberg), 1975] состоит в том, что среди известных адронов нет лёгкого псевдоскалярного бозона, соответствующего спонтанно-нарушенной $SU(1)_A$, а в основном синглетный по глобальной группе симметрии $SU(3)$ η' -мезон (к-рый должен бы рассматриваться в качестве голдстоуновской частицы) является тяжёлым. Осн. идея решения $U(1)$ -проблемы была сформулирована в работах Г. т'Хофта (G. t' Hooft, 1976), Э. Виттена (E. Witten, 1979) и Дж. Венециано (G. Veneziano, 1979) и состоит в том, что вследствие киральной аномалии сохраняющийся синглетный *аксиальный ток* приобретает дивергенцию, пропорциональную плотности *топологического заряда* Q глюонного поля. Поэтому теорема Голдстоуна не применима к аномально нарушенной $SU(1)_A$ и масса η' -мезона даже в киральном пределе (т. е. при нулевых массах кварков) остаётся отличной от нуля. Она зависит от величины *корреляционной функции* (коррелятора) плотности топологич. зарядов $\langle QQ \rangle$. Этот коррелятор обращается в нуль во всех порядках теории возмущений, и его отличие от нуля, необходимое для решения $U(1)$ -проблемы, указывает на то, что основное состояние в КХД не может быть описано в рамках *возмущений теории*.

Потенциальная энергия в КХД периодически зависит от калибровочно-неинвариантной обобщённой координаты

$$X = \int d^3x K_0(x),$$

где K_0 — нулевая компонента глюонного тока K_μ , дивергенция к-рого равна плотности топологич. заря-

Лит.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Окубо Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Волошин М. В., Тер-Мартirosян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984. Я. И. Азимов.