

ЧТО ТАКОЕ ЦВЕТОВОЙ ЗАРЯД, ИЛИ КАКИЕ СИЛЫ СВЯЗЫВАЮТ КВАРКИ

С. С. ГЕРШТЕЙН

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Московской обл.

WHAT THE COLOR CHARGE IS OR WHAT FORCES GLUE QUARKS

S. S. GERSHTEIN

The development of quark color and color charge concepts is considered. Why the conserved quantities – “charges” should be the sources of fields which determine interactions between charges is discussed. Properties of color charges are pointed out. It helps to explain the “confinement” of quarks and the absence of free quarks in the Nature.

Рассказано о том, как возникло понятие “цвета” кварков и цветового заряда, почему сохраняющиеся величины – цветовые заряды должны быть источниками полей, осуществляющих взаимодействие между кварками. Указаны свойства цветовых зарядов, которые могут объяснить “пленение” кварков и отсутствие их в свободном состоянии.

За последние три десятилетия физика сделала новый фундаментальный шаг в познании строения вещества. Было установлено, что частицы, обладающие сильным (ядерным) взаимодействием, так называемые адроны, в том числе нейтроны и протоны, которые долгое время считались элементарными, в действительности сами состоят из “более” фундаментальных объектов, названных кварками. Изучение кваркового строения вещества привело к открытию совершенно нового типа сил, связывающих кварки в адроны и определяющих динамику сильных взаимодействий. Настоящая статья является попыткой популярно объяснить природу этих сил и их свойства.

СИСТЕМАТИКА АДРОНОВ И ГИПОТЕЗА КВАРКОВ

К началу 60-х годов благодаря сооружению ускорителей высоких энергий, а также совершенствованию методов детектирования частиц и обработки экспериментальных данных было открыто несколько десятков нестабильных короткоживущих частиц – адронов. Открытие такого большого числа частиц позволило израильскому физику Ю. Ниману и американскому М. Гелл-Манну заметить определенную симметрию между частицами и выделить среди них группы “похожих” по своим свойствам частиц – так называемые супермультиплеты. В один и тот же супермультиплет объединялись частицы с одинаковым внутренним моментом (спином) и одинаковым барионным числом¹. Таким образом, в мире адронов была открыта систематика, напоминающая Периодическую систему Д.И. Менделеева для химических элементов. Подобно тому как Д.И. Менделееву, исходя из открытой им Периодической системы, удалось предсказать существование новых элементов и их свойства, так и систематика адронов предсказала

¹ Барионное число – понятие, введенное для описания наблюдавшегося на опыте сохранения числа тяжелых частиц (в частности, протонов и нейронов, которым приписывается значение барионного числа $B = 1$).

www.issep.rssi.ru

существование и свойства ряда частиц, необходимых для заполнения пустых мест в обнаруженных супермультиплетах. Аналогия с таблицей Д.И. Менделеева имеет и более глубокий смысл. Периодическая система элементов полностью объясняется на основе составного строения атомов и квантовых законов движения электронов. Точно так же систематику адронов удалось объяснить на основе их составного строения из “более” фундаментальных частиц – кварков.

Гипотеза о том, что все адроны с барионным числом $B = 1$ (барионы) состоят из трех кварков, а адроны с $B = 0$ (мезоны) – из пары кварк и антикварк, была высказана в 1964 году М. Гелл-Манном и австрийским физиком Г. Цвейгом. Необычность кварков состояла в том, что им следовало приписать дробное барионное число $B = 1/3$ и дробный электрический заряд, составляющий $Q = 2/3$ и $Q = -1/3$ от элементарного электрического заряда электрона ($-e$). Объекты с такими характеристиками в природе ранее не встречались. Г. Цвейг назвал их тузами (aces), а М. Гелл-Манн – кварками (со ссылкой на загадочную фразу в романе писателя Дж. Джойса “Три кварка для мистера Марка”). Прижилось в дальнейшем название “кварк”. Для объяснения строения всех известных к тому времени супермультиплетов понадобилось три типа кварков: u , d , s со спином $1/2$ и их антикварки (табл. 1). s -Кварк отличается

Таблица 1

Кварки			Антикварки				
	$B = 1/3$			$B = -1/3$			
$Q = 2/3$	u	c	t	$Q = 1/3$	\bar{d}	\bar{s}	\bar{b}
$Q = -1/3$	d	s	b	$Q = -2/3$	\bar{u}	\bar{c}	\bar{t}

от d -кварка наличием особой характеристики, названной странностью из-за того, что она сохраняется в сильных и может нарушаться в слабых взаимодействиях. Комбинируя эти три кварка (и их антикварки) можно было получить все наблюдаемые в то время адроны в мультиплетах (и при этом не получить ни одного лишнего). Простейшей иллюстрацией этого может служить супермультиплет барионов со спином $3/2$ (рис. 1). Аналогичным образом могут быть построены супермультиплет барионов со спином $1/2$ (к которому принадлежат протон и нейтрон) и супермультиплеты мезонов со спином $0, 1$ и др. Считая, что масса d -кварка на несколько мегаэлектронвольт больше, чем масса u -кварка, а масса странного s -кварка на 120 – 150 МэВ больше массы “легких” u - и d -кварков, можно объяснить и разность масс частиц, входящих в один и тот же мультиплет (см. рис. 1).

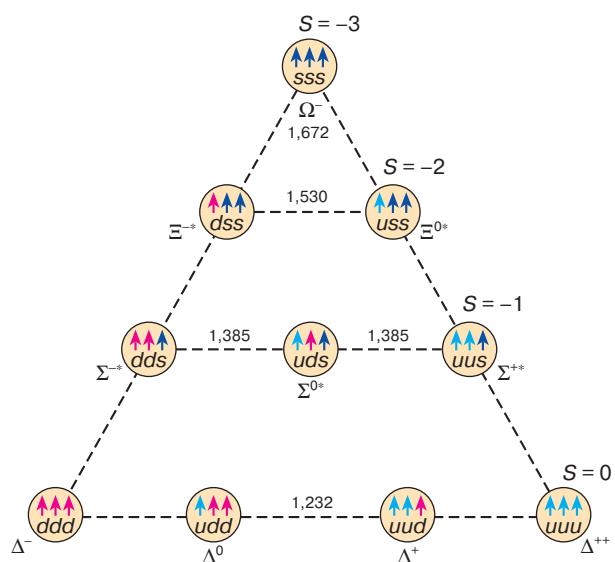


Рис. 1. Супермультиплет барионов со спином $3/2$. Цифры обозначают массы частиц mc^2 в гигаэлектронвольтах

Вопрос о том, как был предсказан и открыт в 1974 году четвертый – c -кварк, обнаружен на опыте в 1977 году пятый – b -кварк, а затем предсказан и открыт в 1994–1995 годах шестой – t -кварк, к сожалению, выходит за рамки настоящей статьи. Каждый из приведенных в табл. 1 кварков обладает своей определенной характеристикой (ее называют ароматом), которая сохраняется в процессах сильного взаимодействия и может изменяться только в процессах слабого взаимодействия. (Одним из таких ароматов является странность, о которой говорилось выше.)

КАЖДЫЙ КВАРК ДОЛЖЕН ИМЕТЬ ТРИ “ЦВЕТА”

Несмотря на блестящий успех первоначальной гипотезы кварков, она столкнулась с двумя серьезными проблемами. Во-первых, неудачей закончились попытки обнаружить частицы с дробным электрическим зарядом в опытах на ускорителях и в окружающей среде. Последнее было особенно обескураживающим, так как, по оценкам, проведенным Я.Б. Зельдовичем, Л.Б. Окунем и С.Б. Пикельнером, от начальной горячей стадии развития Вселенной должна была к настоящему времени сохраниться определенная, хотя и малая концентрация кварков. Однако установленный на опыте верхний предел для этой величины оказался на много порядков меньшим. Во-вторых, простейший способ составления мультиплетов барионов противоречил одному из основных положений квантовой механики – принципу Паули, согласно которому две одинаковые частицы со

ФИЗИКА

спином 1/2 (фермионы) не могут находиться в одном и том же состоянии. Между тем из рис. 1 наглядно видно, что в состояниях Δ^{++} (*uuu*), Δ^- (*ddd*) и Ω^- (*sss*) три одинаковых кварка должны находиться в одном и том же состоянии с параллельными спинами.

Для того чтобы сохранить привлекательность гипотезы кварков, объясняющей состав адронных мультиплетов, и вместе с тем не войти в противоречие с законами квантовой механики, достаточно было предположить, что *u*-кварки в составе Δ^{++} , *d*-кварки в Δ^- и *s*-кварки в Ω^- чем-то отличаются друг от друга. Тогда Δ^{++} , Δ^- , Ω^- были бы составлены соответственно из разных *u*, *d*, *s*-кварков и принцип Паули не был бы нарушен. Это “чем-то” и получило в дальнейшем название цвета кварков.

Таким образом, каждый тип (аромат) кварков должен быть представлен тремя цветовыми состояниями. Назовем их условно красным, синим и желтым. Антикваркам при этом следует приписать противоположное значение цвета: антикрасное, антисинее и антижелтое. Гипотеза, что каждый кварк имеет три различных цветовых состояния, была высказана в 1965 году независимо советскими физиками Н.Н. Боголюбовым, Б.В. Струминским и А.Н. Тавхелидзе и американскими М. Ханом и И. Намбу. (Еще раньше, в 1964 году, в несколько другой форме ее предложил американский физик О. Гринберг.) Для того чтобы сохранить наблюдаемые схемы мультиплетов, надо было дополнительно предположить, что все цветовые состояния каждого типа кварков имеют одинаковую массу и одинаково участвуют в сильных взаимодействиях, связывающих их в адроны. В соответствии с этим волновая функция, описывающая состояния мезонов, должна была представлять симметричную суперпозицию состояний кварков и антикварков различного цвета. Например, π^+ -мезон, состоящий из *u*-кварка и анти *d* (\tilde{d}) -кварка, должен представляться суперпозицией

$$\pi^+ = \frac{1}{\sqrt{3}}(u^r \tilde{d}^r + u^b \tilde{d}^b + u^y \tilde{d}^y), \quad (1)$$

где верхние индексы *r*, *b*, *y* отвечают соответственно красному, синему и желтому цветовому состоянию, а \tilde{r} , \tilde{b} , \tilde{y} – противоположному значению цвета. Такая суперпозиция представляет бесцветное состояние, так как противоположные цвета гасят друг друга.

Для барионов, состоящих из трех кварков, суперпозиция цветовых состояний должна быть такой, чтобы волновая функция бариона была антисимметрична относительно перестановки двух одинаковых кварков (в этом случае будет автоматически выполняться принцип Паули). Указанная комбинация трех цветовых со-

стояний также представляет бесцветное – белое состояние. Как известно, в оптике смесь дополнительных цветов дает белый свет. Эта аналогия и послужила основанием назвать внутреннюю характеристику кварка цветом, а наблюдаемые адроны, представляющие смесь дополнительных цветов, – белым состоянием. Симметрия, которая должна быть между кварками различного цвета, послужила ключом к открытию сил, действующих между кварками, и созданию современной теории сильных взаимодействий. Эта теория указала причину, по которой цветные кварки не наблюдаются в свободном состоянии.

СИММЕТРИЯ И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Под симметрией понимаются такие преобразования системы частиц (или полей), которые не меняют энергии системы. Немецкий математик Эмми Нёттер (Amalie Emmy Noether) доказала важнейшую теорему о том, что каждой симметрии соответствует закон сохранения определенной величины. Так, из симметрии относительно сдвигов и поворотов системы в четырехмерном пространстве–времени Минковского специальной теории относительности (СТО) следуют законы сохранения энергии, импульса и момента. Справедливо и обратное: каждой сохраняющейся величине соответствует своя симметрия. Это видно на примере сохранения электрического заряда. Пусть имеются два волновых поля $\phi_1(x)$ и $\phi_2(x)$, описываемых действительными функциями (под (x) подразумеваются три пространственные координаты и время). Пусть далее энергия системы определяется симметричным образом полями $\phi_1(x)$ и $\phi_2(x)$. (Для этого, в частности, частицы, соответствующие полям, должны иметь одинаковую массу.) Тогда энергия системы не изменится, если поля $\phi_1(x)$ и $\phi_2(x)$ заменить их комбинацией:

$$\begin{aligned} \phi'_1(x) &= \phi_1(x) \cos \alpha + \phi_2(x) \sin \alpha, \\ \phi'_2(x) &= -\phi_1(x) \sin \alpha + \phi_2(x) \cos \alpha. \end{aligned} \quad (2)$$

При этом будет выполняться соотношение

$$\{\phi_1(x)\}^2 + \{\phi_2(x)\}^2 = \{\phi'_1(x)\}^2 + \{\phi'_2(x)\}^2. \quad (3)$$

Преобразование (2) аналогично повороту системы координат на угол (α) вокруг оси *z* (если ϕ_1 и ϕ_2 рассматривать как координаты *x*, *y* в некотором пространстве). Из ϕ_1 и ϕ_2 можно составить комплексные поля:

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \quad \phi^* = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Преобразование (3) будет выглядеть для них как изменение фазы:

$$\phi'(x) = e^{i\alpha} \phi_1(x), \quad \phi^{*'}(x) = e^{-i\alpha} \phi_2(x). \quad (5)$$

ФИЗИКА

Можно доказать, что из симметрии относительно преобразований (2) или (5) вытекает закон сохранения электрического заряда, а комплексные поля (4) описывают соответственно заряженную частицу и ее античастицу с противоположным знаком заряда.

ЛОКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ И КАЛИБРОВОЧНЫЕ (КОМПЕНСИРУЮЩИЕ) ПОЛЯ

Величина α в (2) подразумевается постоянной. Такая симметрия называется глобальной. Для реальных поворотов (2) согласование значения $\alpha = \text{const}$ во всем пространстве требовало бы сигналов с бесконечной скоростью. Поэтому с точки зрения СТО более естественной является локальная симметрия, при которой угол поворота выбирается независимо в каждой пространственно-временной точке, то есть величина α является произвольной функцией координат и времени $\alpha(x)$. Однако для существования локальной симметрии требуется дополнительное условие. Дело в том, что импульс частицы в квантовой механике определяется путем дифференцирования волновой функции (или, как говорят, применением оператора $p_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x^i}$), а при преобразовании (5) в импульсе частицы возникает неопределенная функция $\frac{d\alpha}{dx^i}$ (что недопустимо для физической величины). Возникшую неопределенность можно устранить, предположив, что сохраняющиеся величины (в рассматриваемом примере заряд и его ток) являются источником некоторого векторного поля (A_i), характеризуемого четырьмя компонентами в пространстве времени СТО: $A_i(A_0, A_x, A_y, A_z)$, которое также изменяется при преобразовании (5) и компенсирует при этом произвольную функцию, появляющуюся в импульсе. Для электромагнитного поля таким компенсирующим (или, как его называют, калибровочным) преобразованием является

$$A'_i = A_i + \frac{\hbar c}{e} \frac{\partial \alpha}{\partial x^i}, \quad (6)$$

где e – заряд частицы, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света. Величины A_i играют роль потенциалов. Согласно (6), они определены с точностью до производной произвольной функции. Однако для антисимметричных комбинаций производных векторного потенциала:

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k} \quad (7)$$

неопределенная функция $\alpha(x)$ выпадает в силу условия $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^i \partial x^k} = \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^k \partial x^i}$. Поэтому величины F_{ik} не зависят от произвола в выборе функции $\alpha(x)$, а именно они как раз и представляют компоненты напряженности электрического и магнитного полей. Исходя из требований СТО, именно для этих величин однозначно получаются уравнения электромагнитного поля (уравнения Максвелла). Сам векторный потенциал не может входить в энергию поля из-за неоднозначности (6). Отсюда следует, что масса покоя фотона равна нулю.

Обобщим сказанное выше.

1. Сохраняющимся величинам отвечает определенная симметрия.

2. Для того чтобы эта симметрия была локальной, сохраняющиеся величины должны быть источником векторных калибровочных полей.

3. Константы, характеризующие взаимодействие сохраняющихся величин с калибровочными полями, называются зарядами. Калибровочные поля осуществляют взаимодействие между заряженными частицами (то есть соответствующие калибровочным полям безмассовые частицы являются переносчиками взаимодействия).

4. Существуют комбинации калибровочных полей (или/и их производных), не зависящие от произвольных функций. СТО позволяет однозначно получить уравнения, определяющие законы калибровочных полей.

Таким образом, современная физика пришла к удивительному выводу: симметрии однозначно определяют динамику взаимодействия частиц¹.

Для электродинамики указанный вывод был сделан советским физиком В.А. Фоком еще в 1926 году. Затем эти идеи развивал немецкий математик Г. Вейль (Hermann Weyl). Важнейшее обобщение, послужившее основой как для открытия единой природы слабых и электромагнитных сил, так и для создания современной теории сильных взаимодействий, сделали в 1954 году американские физики Ц.Н. Янг и Р.Л. Миллс.

ЦВЕТОВОЙ ЗАРЯД. ГЛЮОНЫ

Применим теперь представления о локальной симметрии к кваркам. Как отмечалось выше, каждый тип кварков (аромат) должен обладать внутренней характеристикой, которая может принимать три значения (названные цветом). Сильное взаимодействие должно быть одинаково для всех цветных состояний. Это означает,

¹ Если отождествить понятие красоты с симметрией, то, перифразируя известное высказывание Ф.М. Достоевского, можно сказать: “Симметрия управляет миром”.

что должна существовать определенная симметрия между цветами. Одна из простейших симметрий заключается в том, что каждый цветной кварк заменяется суперпозицией всех остальных цветных кварков того же типа. Предположение, что указанная симметрия имеет локальный характер (то есть коэффициенты суперпозиции α_{ik} являются функциями пространственно-временной точки), требует, чтобы цветовые состояния были источниками векторных калибровочных полей. Величина, характеризующая силу взаимодействия цветных кварков с этими калибровочными полями, и называется цветовым зарядом кварков. Ее численное значение должно определяться из опыта (в точности так же, как из опыта определяются электрические заряды частиц). При этом кварки различного типа (аромата) имеют одинаковый цветовой заряд, антикварки – противоположный. Поскольку калибровочные поля осуществляют взаимодействия между цветовыми зарядами, склеивая цветные кварки в белые адроны, частицы, соответствующие этим полям, назвали глюонами (от glue – клей). Подобно фотонам, переносящим электромагнитное взаимодействие между электрическими зарядами, глюоны переносят сильное взаимодействие между цветовыми зарядами. Подобно фотонам, глюоны должны иметь спин, равный единице, и нулевую массу покоя. В отличие же от фотона, который является нейтральной частицей и не имеет электрического заряда, глюоны сами обладают цветовым зарядом. Остановимся на этом подробнее.

Математически преобразование цветовой симметрии можно аналогично преобразованию (2) рассматривать как некоторый поворот в особом цветовом пространстве. Однако в отличие от (2) преобразование цвета включает в себя повороты вокруг разных осей. Такие повороты, как говорят, некоммутативны. Результат двух поворотов вокруг разных осей зависит от порядка, в каком эти повороты производятся. Соответствующая им симметрия называется неабелевой. При преобразованиях неабелевой симметрии одновременно с цветовыми зарядами кварков должны поворачиваться и соответствующие им калибровочные поля. Это означает, что глюоны также должны иметь цветовой заряд. Чтобы во всех взаимодействиях глюонов и кварков цвет сохранялся, глюоны должны быть двухцветными, содержа в себе какой-либо цвет и антицвет (рис. 2). Очевидно, что должно быть шесть глюонов, содержащих разные цвета: $(r\tilde{b})$, $(r\tilde{y})$, $(b\tilde{y})$, $(b\tilde{r})$, $(y\tilde{r})$ и $(y\tilde{b})$. Кроме того, могут быть три комбинации из определенного цвета и антицвета: $(r\tilde{r})$, $(b\tilde{b})$, $(y\tilde{y})$. Симметричная суперпозиция цветовых состояний $(r\tilde{r}) + (b\tilde{b}) + (y\tilde{y})$ не будет поворачиваться при цветовых преобразовани-

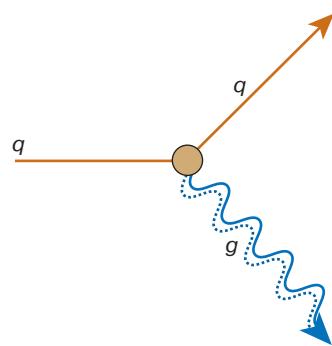


Рис. 2. Взаимодействие кварка с глюоном. Цвет изображен сплошной линией, антицвет – штриховой

ях, то есть будет бесцветной. Две же другие суперпозиции будут при поворотах в цветовом пространстве поворачиваться вместе с остальными шестью глюонами и взаимодействовать с цветными кварками с тем же самым цветовым зарядом. Таким образом, три цветовых состояния кварков могут испускать восемь типов цветных глюонов. Обладая цветовым зарядом, глюоны могут сами испускать другие глюоны. Свойства цветовой симметрии позволяют однозначно указать элементарные законы, по которым один глюон может превратиться в два или три глюона (рис. 3). Взаимодействие кварков происходит путем обмена глюонами (рис. 4). На малых расстояниях оно аналогично кулоновскому. По аналогии с квантовой теорией электромагнитного

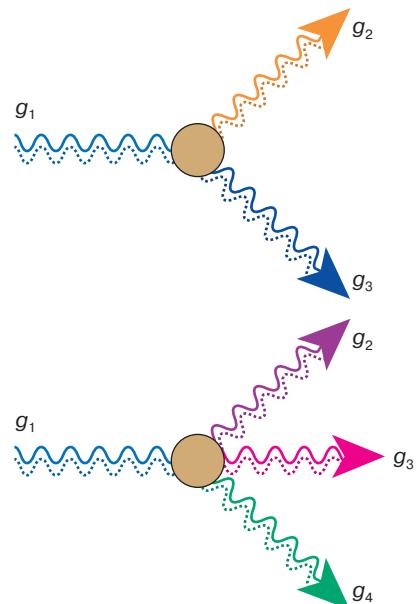


Рис. 3. Взаимодействие глюонов

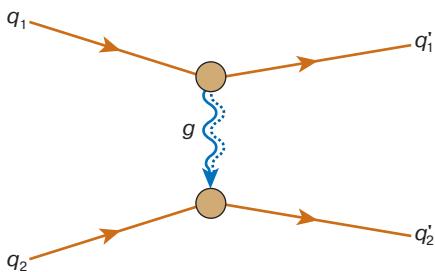


Рис. 4. Взаимодействие夸克ов путем обмена глюоном

поля — квантовой электродинамикой теория цветовых полей и их взаимодействий была названа квантовой хромодинамикой.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА. АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА И “ПЛЕНЕНИЕ” ЦВЕТОВЫХ ЗАРЯДОВ

Как известно, электрический заряд, помещенный в диэлектрик, поляризует его так, что он оказывается окруженным зарядами противоположного знака. Поэтому на расстояниях, больших, чем размер молекулы диэлектрика, заряд оказывается частично заэкранированным и меньше внесенного. Нечто аналогичное происходит с электрическим зарядом в вакууме. Дело в том, что, согласно квантовым представлениям, в вакууме могут на короткое время рождаться электрон-позитронные пары, которые под действием внесенного заряда смещаются так, что заряд оказывается частично экранированным. Радиус этой экранировки по порядку величины равен так называемой комптоновской длине электрона

$$\frac{\hbar}{mc} = 3,862 \cdot 10^{-11} \text{ см},$$

где \hbar — постоянная Планка, m — масса электрона, c — скорость света. На меньших расстояниях заряд частицы начинает возрастать с уменьшением расстояния, так как в этой области при уменьшении расстояния начинает уменьшаться экранировка затравочного заряда, возникающая за счет поляризации вакуума. Указанный эффект приводит, в частности, к сдвигу уровней энергии электронов в атоме и хорошо изучен экспериментально вплоть до расстояний порядка радиуса слабых взаимодействий ($\sim 2 \cdot 10^{-16}$ см) (см. ниже).

В отличие от электрического заряда цветовой заряд не растет, а падает с уменьшением расстояния. Поэтому взаимодействие夸克ов на очень малых расстояниях уменьшается и они становятся асимптотически свободными. Это объясняется неабелевой природой глюонных полей. Как уже отмечалось выше, глюон сам может

переходить в два глюона. Благодаря этому цветовой заряд, согласно квантовой хромодинамике, не экранируется цветовыми зарядами глюонов, а, если так можно выразиться, антиэкранируется, то есть растет с ростом расстояния, усиливаясь цветовым зарядом окружающих его глюонов. Таким образом, при увеличении расстояния между цветовыми зарядами взаимодействие между ними (притяжение) должно расти и, возможно, становиться бесконечно большим. Эта особенность цветовых сил открывает путь к пониманию неразделимости (пленения) цветовых зарядов и отсутствию в природе свободных夸克ов и глюонов.

К сожалению, указанное свойство цветовых зарядов теоретически установлено и экспериментально подтверждено пока только в области достаточно малых расстояний, меньших, чем 10^{-14} см. Это связано с отсутствием математических методов рассмотрения динамики сильного взаимодействия при большой величине цветовых зарядов на больших расстояниях. Безразмерной величиной, характеризующей интенсивность взаимодействия цветовых зарядов (например, вероятность излучения глюона夸克ом), является величина $\alpha_s = e_c^2/(\hbar c)$. Символ e_c обозначает здесь цветовой заряд (color), а индекс s в величине α_s указывает на сильное взаимодействие (strong). Как показывает опыт, на расстояниях порядка 10^{-14} см $\alpha_s \approx 0,2$, а на расстояниях порядка 10^{-16} см $\alpha_s \approx 0,11$. Для сравнения можно привести значения аналогичной величины для электромагнитного взаимодействия: $\alpha = e^2/(\hbar c)$. На расстояниях порядка 10^{-16} см $\alpha_s \approx 1/128$, а на расстояниях, больших $4 \cdot 10^{-11}$ см, значение α стремится к постоянному пределу, равному $\alpha \approx 1/137$. Для $\alpha \leq 1$ в электродинамике была развита так называемая теория возмущений, позволяющая последовательно учитывать большое число актов взаимодействия и представить результаты расчетов в виде степенного ряда по постоянной α . Аналогичным образом в квантовой хромодинамике могут быть рассмотрены процессы сильного взаимодействия (но уже на малых расстояниях, когда $\alpha_s < 1$). На больших же расстояниях ($\geq 10^{-13}$), где величина α_s приближается к единице, теория возмущений неприменима, и поэтому проблему невылетания夸克ов нельзя считать окончательно решенной.

Тем не менее выводы квантовой хромодинамики о свойствах цветовых зарядов позволяют строить различные модели их пленения. В частности, одной из распространенных моделей является модель струн. Согласно этой модели,夸克 и анти夸克 в мезонах или три夸克 в барионах связаны особыми силовыми трубками (струнами), в которых заключено глюонное поле. Если какому-либо夸克 в адроне сообщается в

результате взаимодействия (например, с рассеивающимся на нем нейтрино) большой импульс и он отлетает от своих партнеров, то глюонная струна натягивается и может разорваться в одном или нескольких местах. В результате возникающие на концах разрыва цветные кварки и антикварки вновь объединяются в белые адроны, многие из которых полетят в направлении улетевшего кварка, образовав целую струю адронов. По направлению струи и суммарной энергии в ней можно сделать заключение об импульсе, сообщенном кварку. Похожие адронные струи могут создаваться и излучаемыми глюонами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Предсказания квантовой хромодинамики были подтверждены во многих десятках опытов, проведенных в основном на ускорителях со встречными пучками — коллайдерах. Эти опыты полностью согласуются с тем, что кварки существуют в трех цветовых состояниях и имеют дробный электрический заряд. Они доказали существование глюонных струй и подтвердили, что спин глюона (так же как и фотона) равен единице. Из этих опытов следует, что с уменьшением расстояний цветовой заряд уменьшается, а электрический растет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время установлено, что источником сильных взаимодействий является цветовой заряд кварков, который создает глюонные поля (частицы которых, в

свою очередь, имеют цветовой заряд). С уменьшением расстояний, на которых происходит взаимодействие, цветовой заряд уменьшается в отличие от электрического заряда, который при этом растет. Это свойство цветового заряда указывает, с одной стороны, пути для объяснения пленения кварков и глюонов, а с другой — на возможность того, что электрический и цветовой заряды на очень маленьких расстояниях (порядка 10^{-29} см) сравниваются между собой. Это наводит на мысль, что электрослабые и сильные взаимодействия могут иметь общую природу. Великое Объединение всех калибровочных полей (то есть всех сил Природы, включая гравитацию) является путеводной звездой современной физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окуни Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1984.
2. Семь путешествий в микромир: (Сб. ст. из журн. "Природа"). М., 1986. (Наука и технический прогресс).
3. Окуни Л.Б. о/в/у... З. М., 1985. (Б-чка "Квант"; Вып. 45).

Рецензент статьи В.Ч. Жуковский

Семен Соломонович Герштейн, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Московского физико-технического института, главный научный сотрудник Института физики высоких энергий (Протвино), член-корреспондент РАН. Автор более 250 научных работ и трех открытий.