

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

**СТРОЕНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И СВЯЗИ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ СИЛАМИ ПРИРОДЫ****Б. А. Арбузов, А. А. Логунов**

Систематика элементарных частиц и составная кварковая модель — Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией и единое описание слабых и электромагнитных взаимодействий.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование строения вещества, поиски мельчайших частиц материи, изучение их структуры и сил, действующих между ними, всегда были одним из главных направлений науки. Поскольку окружающий нас мир состоит из мельчайших частиц материи, свойства этих частиц, законы их движения и взаимодействия определяют свойства макроскопических тел и процессы, происходящие в них. Таким образом, знания в области строения элементарных «кирпичиков» материи являются фундаментом для всех естественных наук, основой для исследования сил природы.

Крупные открытия в этой области ведут в конечном счете к коренным изменениям в технике, к возникновению новых производств, к научно-техническим революциям. Именно открытия в области строения атома и атомного ядра, сделанные в первой половине XX века, явились основой современной научно-технической революции. Эти открытия не только дали ключ к многочисленным приложениям, но лежат также в основе современной химии, физики твердого тела, электроники и целого ряда других наук, которые в свою очередь являются фундаментом для самых различных отраслей современной техники.

Можно вспомнить такие фундаментальные скачки в познании, как установление связи между электрическими и магнитными явлениями, открытие строения атома и открытие строения атомного ядра. Осознание того, что атомы состоят из положительно заряженного ядра и отрицательных электронов, а взаимное движение их управляется законами вновь созданной теории — квантовой механики, произвело революцию как во всем естественно-научном мировоззрении, так и в технике. Можно с уверенностью сказать, что к настоящему времени квантовая механика превратилась по существу в инженерную науку, с приложениями которой мы сталкиваемся в многочисленных областях техники и даже в повседневной жизни. Это и техника полупроводников, которая находит такое широкое применение в радиоэлектронике и без которой было бы невозможно создание современных мощных электронно-вычислительных машин.

Это и явление сверхпроводимости, которое уже имеет техническое применение и, несомненно, богатейшие перспективы в будущем? Это и квантовая электроника, которая привела к созданию лазеров и мазеров. Список примеров можно было бы продолжить и далее. Открытие строения ядра, т. е. того факта, что оно состоит из нейтронов и протонов, повело, с одной стороны, к дальнейшему углублению наших знаний о строении вещества, а с другой — привело к таким общеизвестным приложениям, как ядерная энергетика, многочисленные применения радиоактивных изотопов и т. д.

Фундаментальное значение имеет наряду с выяснением состава тех или иных элементов материи (атомов, ядер и т. д.) также и познание свойства сил, действующих в природе. Наиболее яркий пример здесь — это открытие Фарадеем связи между электрическими и магнитными явлениями, которое получило в дальнейшем математическое выражение в уравнениях Максвелла. Это открытие имело решающие последствия для развития науки. Оно привело, во-первых, к созданию теории физического поля и, во-вторых, к созданию теории относительности. Обе эти теории вместе с квантовой механикой и составляют фундамент современного научного мировоззрения. С другой стороны, создание теории электромагнитных явлений повело к поистине неисчислимым приложениям. Без электротехники, радиотехники, радиоэлектроники немыслима современная техника и повседневная жизнь.

Мы видим, что каждый решительный успех в познании фундаментальных физических закономерностей, углубляя наши знания и давая импульс для дальнейших исследований, в то же время существенно расширял власть человека над силами природы и приводил к многочисленным приложениям в технике и промышленности. Действительно, достижения электродинамики, атомной и ядерной физики составляют сейчас фундамент технического прогресса, научно-технической революции.

В настоящее время фронт работ по познанию новых фундаментальных законов природы продвинулся еще глубже. На очереди дня стоит вопрос о структуре элементарных частиц, составляющих атомы и атомные ядра. Из чего состоят протон и нейтрон, какие силы действуют между его составными частями — вот самый фундаментальный вопрос современной физики. Этими вопросами и многочисленными, связанными с ними проблемами занимается бурно развивающаяся область физики — физика высоких энергий, которую иногда называют также физикой элементарных частиц.

Последние годы ознаменовались существенным прогрессом в физике высоких энергий. В первую очередь это связано с многочисленными важнейшими экспериментальными результатами, полученными в крупнейших ускорительных центрах: ИФВЭ (Серпухов), ЦЕРН (Женева), ФНАЛ (Батавия), СЛАК (Стэнфорд) и в ряде других. Подчеркнем, что мощные ускорители частиц являются основным инструментом исследования физики элементарных частиц, поэтому прогресс в решении физических проблем теснейшим образом связан с прогрессом в физике и технике ускорителей, с расширением ускорительной базы физики высоких энергий. С другой стороны, крупные успехи были достигнуты в теории элементарных частиц, которые связаны, прежде всего, с более глубокой разработкой составных кварковых моделей элементарных частиц, с использованием неабелевых калибровочных вариантов квантовой теории поля и с применением в теории понятий вырождения вакуума и спонтанного нарушения инвариантности. По-видимому, мы находимся в настоящее время на пороге нового уровня понимания явлений в мире элементарных частиц и их внутренней

структуры. Однако нельзя сказать, что этот уровень уже достигнут. Еще остаются нерешенные проблемы как теоретического, так и экспериментального плана, и для решения их требуется дальнейшее развитие ускорительной базы экспериментальных исследований, создание ускорителей со сверхвысокими энергиями и напряженные усилия физиков, как экспериментаторов, так и теоретиков. Если картина структуры элементарных частиц и их взаимодействий, о которой пойдет речь ниже, подтвердится, мы, несомненно, получим ключ к пониманию многообразных явлений природы, начиная от глобальных астрофизических проблем и кончая проблемами взаимодействия мельчайших частиц материи. Несомненно, что выяснение строения элементарных частиц будет представлять собой столь же значительный шаг, как и открытие строения атома и ядра. В качестве примера укажем на одну из возможностей, которая обсуждается в рамках составной кварковой модели. Если допустить, что кварки, из которых, по современным представлениям, состоят протоны и нейтроны, имеют большую массу, значительно превышающую массу протона, то дефект масс трех кварков в протоне будет огромным. Поэтому энергия, выделяющаяся при элементарном акте объединения трех кварков с образованием протона в этом случае будет в тысячи раз превышать энергию, выделяющуюся в элементарном акте ядерной реакции. Такая возможность возникает, если кварки могут существовать в свободном, несвязанном состоянии. Эта возможность не исключается экспериментом (см. также ниже). Применение новых теоретических принципов, о которых мы упоминали и о которых подробнее будем говорить ниже, делает возможной постановку вопроса об объединении самых различных по характеру сил, действующих в мире частиц, о достижении понимания их единой основы. Такое объединение, в случае успеха, несомненно, будет иметь не меньшее значение, чем объединение электрических и магнитных явлений, достигнутое в прошлом веке усилиями, прежде всего, Фарадея и Максвелла.

Целью настоящей статьи является обсуждение принципиальных вопросов современного состояния физики высоких энергий и проблем, перед ней стоящих, особенно связанных с составным строением частиц и возможной единой природой различных взаимодействий.

Прежде всего мы остановимся на систематике элементарных частиц в рамках составной кварковой модели.

СИСТЕМАТИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И СОСТАВНАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

К настоящему времени открыто очень большое число элементарных частиц. Некоторые из них широко известны. Это протон и нейтрон, из которых состоят атомные ядра, электрон, заполняющий оболочки в атомах, фотон, т. е. квант света. Однако наряду с ними открыты и изучены многие другие частицы, которые отличаются друг от друга своими свойствами и характеристиками. Очень важным признаком частицы являются квантовые числа. Простейшим примером квантового числа является электрический заряд частиц. Заряд всех наблюдаемых до сих пор частиц оказывается кратным заряду электрона, причем частицы могут быть положительными, отрицательными либо нейтральными. Наряду с зарядом оказалось необходимым ввести другие квантовые числа: барионный заряд, которым обладают протон, нейтрон и ряд других частиц — гиперонов, но, например, фотон, электрон и целая группа частиц — мезонов им не обладает; изотопический спин и странность, которые различают между собой частицы с одинаковым барионным зарядом; лептонный

заряд, которым обладает электрон, мюон и нейтрино. Кроме того, частицы имеют различные массы, спины и четности.

В этом многообразии частиц тем не менее обнаруживается достаточно стройная система классификации. Прежде всего частицы по своим свойствам разделяются на три большие группы. Это, во-первых, наиболее многочисленная группа сильно взаимодействующих частиц — адронов, к которой принадлежат протон, нейтрон, гипероны, их античастицы, мезоны, несущие странность и не несущие ее, и большое число резонансов, т. е. короткоживущих частиц. Эти частицы сильно взаимодействуют между собой с силами, характерными для взаимодействия протона и нейтрона в ядре. Это взаимодействие получило название сильного взаимодействия, и оно отличается тем, что в нем сохраняются квантовые числа странности и изотопического спина.

Другая группа частиц — лептоны, т. е. электрон, мюон, нейтрино двух типов и их античастицы, не участвуют в сильном взаимодействии. Наиболее характерным для них является слабое взаимодействие, в котором участвуют также и все адроны и которое приводит к распадам почти всех частиц, а также к нейтринным реакциям. Стабильными оказываются лишь протон, электрон, нейтрино и фотон. Однако слабое взаимодействие приводит к сравнительно малым вероятностям распада, и поэтому оказывается возможным получать пучки нестабильных частиц, исследовать свойства их взаимодействия до того, как они распадутся. В слабом взаимодействии не сохраняются странность, изотопический спин и, что очень существенно, — четность.

Третью группу частиц образует пока единственная частица — фотон, который переносит электромагнитное взаимодействие. В электромагнитном взаимодействии участвуют в той или иной степени все частицы, как заряженные, так и нейтральные.

Кроме упомянутых законов сохранения, которые различаются для разных взаимодействий, по современным воззрениям, есть абсолютные законы. Это законы сохранения энергии и импульса, закон сохранения электрического заряда и, с некоторыми оговорками, законы сохранения барионного и лептонного чисел, которые требуются для обеспечения стабильности материи. Нужно отметить, что требования сохранения барионного и лептонного чисел не являются абсолютными. Более того, в некоторых моделях ^{1, 2} предполагается, что барионное число не сохраняется, что приводит к нестабильности протона, правда, с огромным временем жизни, которое не противоречит наблюдениям. Предположение о несохранении лептонного квантового числа приводит к интересному явлению — осцилляциям в нейтринных пучках, которое было рассмотрено Б. М. Понтекерво ³.

Столь же сильно, как и различные классы частиц, различаются между собой и типы взаимодействий: сильное, электромагнитное и слабое.

Одним из проявлений сильных взаимодействий являются ядерные силы, благодаря которым нейтроны и протоны связываются в атомные ядра. Представление об этих силах, как о силах новой, неизвестной ранее природы, появилось сразу же после открытия строения ядра. Было установлено, что ядерные силы обладают очень малым радиусом действия, порядка 10^{-13} см. Этим фактом, кстати, объясняется то, что ядерные силы были обнаружены на несколько веков позже известных дальнедействующих сил — электромагнитных и гравитационных. В начале 30-х годов для объяснения короткодействующего характера ядерных сил И. Е. Таммом, а также Д. Д. Иваненко была выдвинута гипотеза об обменном характере этих сил. В дальнейшем Юкава предположил, что взаимодействие между нуклонами осуществляется посредством обмена новой гипо-

тетической частицей точно так же, как электромагнитное взаимодействие между заряженными элементарными частицами происходит за счет обмена фотонами. Однако, для объяснения малого радиуса ядерных сил, переносчик их должен, в отличие от фотона, обладать довольно большой массой покоя, примерно в 300 раз большей массы электрона. Правильность этой гипотезы блестяще подтвердилась открытием π -мезона. Вместе с тем сформировалось представление о существовании новых сил — сильных взаимодействий. Современные гипотезы о природе сильных взаимодействий мы рассмотрим ниже.

Первое представление о слабых взаимодействиях было получено в 1934 г., когда Ферми показал, что для объяснения основных закономерностей радиоактивного β -распада атомных ядер необходимо предположить существование особых сил, под действием которых нейтрон в ядре превращается в протон с одновременным испусканием электрона и антинейтрино. Силы, которые вызывают распад, должны действовать между 4 частицами со спином $1/2$ на очень маленьких расстояниях. Относительная величина этих сил при энергиях, характерных для β -распада, на 12 порядков (т. е. в 10^{12} раз) меньше электромагнитных. В конце 40-х годов, когда были открыты π - и μ -мезоны, было установлено, что их распады также вызываются силами, сравнимыми с силами, приводящими к β -распадам, и, таким образом, возникла идея об универсальном характере слабых взаимодействий. Однако доказательство такой универсальности и установление законов слабых взаимодействий потребовало проведения огромной исследовательской работы, которую нельзя считать полностью завершенной в настоящее время. Важнейшим этапом изучения слабых взаимодействий явилось открытие в 1956 г. несохранения четности, т. е. нарушения лево-правой симметрии в слабых взаимодействиях. Последовавшие за этим открытием интенсивные экспериментальные и теоретические исследования, привели к установлению универсальной $V-A$ -теории слабых взаимодействий. Важное значение при этом имела гипотеза Л. Д. Ландау о двухкомпонентном продольном нейтрино. Согласно $V-A$ -теории слабые взаимодействия сводятся к взаимодействию особых слабых токов, аналогично тому, как электромагнитные взаимодействия частиц представляются взаимодействием их электромагнитных токов. Однако, в отличие от электромагнитного тока, слабый ток — заряженный. Он устроен так, что после взаимодействия происходит превращение частиц с изменением их заряда. Кроме того, слабый ток состоит из двух компонент — векторной и аксиально-векторной, которые отличаются друг от друга пространственной четностью. Важным свойством слабого тока является закон сохранения его векторной части, аналогичный закону сохранения электромагнитного тока. Гипотеза о сохранении векторного тока была высказана С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем ⁴.

В 1973 г. были открыты нейтральные нейтринные реакции, которые могут происходить лишь при существовании нового вида слабых токов — нейтральных. Как мы увидим ниже, открытие нейтральных слабых токов служит важным указанием на единую природу слабых и электромагнитных взаимодействий.

Важное значение в физике слабых взаимодействий имеет также проблема нарушения CP -инвариантности. Гипотеза о справедливости такой инвариантности была высказана Л. Д. Ландау, Вигнером, Ли и Янгом сразу же после открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях. При таком предположении восстанавливается право-левая симметрия мира, причем левому миру частиц теперь соответствует симметричный ему правый мир античастиц. Эта гипотеза получила широкое признание, однако в 1964 г. были открыты распады нейтральных K -мезо-

нов, в которых эта симметрия явно нарушалась. Проблема нарушения CP -инвариантности до сих пор остается в числе нерешенных проблем физики элементарных частиц. Ей уделяется большое внимание при разработке современных калибровочных теорий слабых взаимодействий.

Очень большое значение имеет изучение самого многочисленного семейства частиц — адронов и их основного взаимодействия — сильного. Многочисленные факты свидетельствуют в пользу составной структуры адронов. Среди этих фактов нужно прежде всего выделить систематику частиц, т. е. закономерности распределения квантовых чисел изотопического спина и странности у частиц с одинаковыми спинами и четностями. Оказывается, что частицы объединяются в некоторые группы, называемые сверхмультиплетами. Например, в сверхмультиплет барионов со спином $1/2$ входят наряду с известными протоном P и нейтроном N также частицы, имеющие ненулевую странность: Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- (странность -1) и Ξ^0 , Ξ^- (странность -2). Мезоны, т. е. частицы со спином 0 и отрицательной четностью, также объединяются в восьмерку: π^+ , π^0 , π^- , η (странность 0) K^+ , K^0 (странность $+1$), K^- , \bar{K}^0 (странность -1). Аналогичным образом группируются в сверхмультиплеты и барионные, и мезонные резонансы, т. е. состояния, быстро распадающиеся на адроны. Например, имеется 9 векторных, т. е. обладающих спином 1 и отрицательной четностью, частиц: ρ^+ , ρ_0 , ρ^- , ω , ϕ ($S = 0$), $K^{*+}K^{*0}$ ($S = +1$), K^{*-} , \bar{K}^{*0} ($S = -1$). На математическом языке можно описать наблюдаемую систематику частиц в рамках группы симметрии $SU(3)$, которая была введена в физику частиц в работах Гелл-Манна и Неемана.

Заметим, что массы этих частиц в основном группируются вокруг значения $1 \text{ Гэв}/c^2$ (1 Гэв — миллиард электрон-вольт). Например, для массы протона $M_{p c^2} = 0,9383 \text{ Гэв}$, мезонов $M_{\pi^+ c^2} = 0,1396 \text{ Гэв}$, $M_{K^+ c^2} = 0,4938 \text{ Гэв}$, $M_{\phi c^2} = 1,019 \text{ Гэв}$. В самое последнее время открыты новые частицы, имеющие более высокие массы, в интервале $\sim 2-3 \text{ Гэв}$. Для их классификации требуется новое квантовое число, которое получило название «чарм». Это частицы со спином 0 и отрицательной четностью D^+ , D^0 ($1,86$) ($S = 0$, чарм $C = +1$), D^- , D^0 ($S = 0$, $C = -1$)⁵, а также семейство векторных частиц J/ψ ($3,1$)⁶ ($S = 0$, $C = 0$) D^{*+} , D^{*0} ($2,01$) ($S = 0$, $C = +1$), \bar{D}^{*-} , \bar{D}^{*0} ($2,01$) ($S = 0$, $C = -1$). (В скобках указана масса в $\text{Гэв}/c^2$.) Аргументы в пользу введения этого нового квантового числа мы более подробно разберем ниже, а здесь мы отметим, что это новое число не укладывается в рамки $SU(3)$ -симметрии, и мы с необходимостью приходим к более широкой группе. В качестве такой группы была предложена группа $SU(4)$ ⁷, которая содержит как раз необходимое число⁸ аддитивно сохраняющихся в сильных взаимодействиях квантовых чисел, проекцию изотопического спина I_3 , странность S и чарм C .

Классификацию частиц в рамках группы симметрии, например $SU(3)$ или $SU(4)$, иногда сравнивают с классификацией химических элементов согласно таблице Менделеева, которая находит объяснение в квантовомеханической составной теории строения атома. Точно таким же образом закономерности систематически частиц находят естественное объяснение в гипотезе о том, что адроны имеют сложное строение и состоят из более фундаментальных частиц, которые и получили название кварков.

Надо отметить, что, еще до гипотезы кварков, в 1949 г. Ферми и Янг рассмотрели модель, согласно которой π -мезон является связанным состоянием нуклона и антинуклона. Исходя из этой модели, М. А. Марков предсказал существование частиц, которые представляют собой возбужденные состояния в системе нуклон-антинуклон и должны распадаться на π -мезоны. Тем самым было предсказано существование нестабильных

частиц π -мезонных резонансов, которые впоследствии были открыты в экспериментах (например, упоминавшиеся нами ρ - и ω -мезоны).

При переходе от $SU(3)$ к $SU(4)$ увеличивается и число кварков, т. е. частиц, а точнее, объектов (поскольку мы не уверены, что можем с полным правом применять к кваркам название «частица»), которые образуют мультиплет, преобразующийся по фундаментальному представлению группы, в данном случае $SU(4)$. Напомним, что кварки были введены в рамках группы $SU(3)$ ⁸ для того, чтобы можно было понять наблюдающуюся симметрию в классификации адронов на языке составной модели. Фундаментальное представление группы $SU(3)$ имеет размерность 3 и описывает поэтому 3 кварка q_α ($\alpha = 1, 2, 3$). Сопряженное ему представление описывает 3 антикварка $\bar{q}^{\bar{\alpha}}$. Из представления q_α и сопряженного ему $\bar{q}^{\bar{\alpha}}$ мы можем построить любые представления группы $SU(3)$, в том числе и те, которые классифицируют наблюдаемые частицы. Для этого, как известно, требуется приписать всем кваркам и антикваркам спин $1/2$ и барионное число: $B = 1/3$ для q_α , $B = -1/3$ для $\bar{q}^{\bar{\alpha}}$. Такая возможность и явилась основой для построения составной кварковой модели, в которой мезоны описывались как связанные состояния кварка и антикварка, а барионы — как связанное состояние трех кварков. При этом эти кварки и антикварки имеют следующие основные квантовые числа:

$$\begin{aligned} q_1 &\equiv u \left(Q = \frac{2}{3}e, S = 0, B = \frac{1}{3} \right), & \bar{q}^1 &\equiv \bar{u} \left(Q = -\frac{2}{3}, S = 0, B = -\frac{1}{3} \right), \\ q_2 &\equiv d \left(Q = -\frac{1}{3}e, S = 0, B = \frac{1}{3} \right), & \bar{q}^2 &\equiv \bar{d} \left(Q = \frac{1}{3}e, S = 0, B = -\frac{1}{3} \right), \\ q_3 &\equiv s \left(Q = -\frac{1}{3}e, S = -1, B = \frac{1}{3} \right), & \bar{q}^3 &\equiv \bar{s} \left(Q = \frac{1}{3}e, S = 1, B = -\frac{1}{3} \right). \end{aligned}$$

Тогда легко видеть, что, например, протон P , т. е. частица с барионным зарядом $+1$, зарядом $+e$ и странностью 0, строится из трех кварков:

$$P = (uud),$$

нейтрон:

$$N = (ddu).$$

Мезоны, имеющие барионное число 0, строятся из кварка и антикварка, например,

$$\begin{aligned} \pi^+ &= (u\bar{d}), & \pi^- &= (d\bar{u}), \\ K^+ &= (u\bar{s}), & K^0 &= (d\bar{s}), \dots \end{aligned}$$

Оказывается, что такая простая кварковая модель, дополненная естественными динамическими предположениями, которые в разных приложениях называются по-разному, как то: модель квазинезависимых кварков, аддитивная кварковая модель, партонная модель и т. д., дает достаточно хорошее описание не только систематики частиц, но и динамики их взаимодействий. В качестве примеров наиболее успешных применений кварковой модели можно привести вычисление магнитных моментов протона и нейтрона, описание глубоко-неупругих реакций электронов и нейтрино с нуклонами. Представление о кварке, как о частице, с размерами, значительно меньшими, чем размеры обычных частиц, или, как говорят, о точечной подобности кварка, приводит в случае последних реакций к тому, что в целом глубоко-неупругая реакция подобна реакции на точечной частице, как впервые предсказал М. А. Марков. Очень интересны закономерности, которые получили объяснение простым счетом числа

кварков в частицах. Примером является соотношение между полными сечениями взаимодействия π -мезонов с нуклонами и нуклонов с нуклонами⁹. В первом случае взаимодействует частица, содержащая 2 кварка (мезон), с частицей, содержащей 3 кварка (нуклон). Во втором случае обе частицы состоят из 3 кварков. Если кварки взаимодействуют между собой одинаково и независимо и, кроме того, в соответствии с известной теоремой И. Я. Померанчука, сечения взаимодействия кварка с кварком и антикварка с кварком сравниваются при высоких энергиях, то отношение вероятностей взаимодействий мезона с нуклоном и нуклона с нуклоном, т. е. соответствующих полных сечений, составляет $2/3$. Близкое к этому значение наблюдается на опыте. Простым счетом числа кварков объясняются также интересные закономерности в упругом рассеянии на большие углы¹⁰.

Как мы уже отмечали, оказалось необходимым дополнить старую кварковую модель хотя бы одним новым кварком s , носителем нового квантового числа чарма C . Приведем таблицу основных квантовых чисел в современной четырехкварковой модели (табл. I). Легко видеть, что

Таблица I

	Q/e	B	I	I_3	S	C
u	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0
c	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1
\bar{u}	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
\bar{d}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
\bar{s}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	1	0
\bar{c}	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	-1

квантовые числа выбраны здесь таким образом, что формула связи заряда с основными квантовыми числами, обобщающая известное соотношение Гелл-Мана — Нишиджими, теперь выглядит следующим образом:

$$Q = e \left(\frac{B}{2} + \frac{S}{2} + \frac{C}{2} + I_3 \right). \quad (1)$$

Теперь в состояния частиц, как мезонные, так и барионные, могут входить наряду с обычными и новые кварки s , \bar{s} . В частности, мезонные состояния q^B , q_A , которые ранее классифицировались по представлениям с размерностями 8 и 1 группы $SU(3)$, теперь описываются представлениями 15 и 1 группы $SU(4)$, т. е. мы получаем 7 новых мезонных состоя-

ний. В настоящее время накоплена некоторая информация относительно таких состояний со спином и четностью 0^- и 1^- . Напомним, что в рамках кварковой модели оба эти состояния соответствуют орбитальному моменту системы кварк-антикварк, равному нулю, и отличаются лишь тем, как складываются спины кварка и антикварка. На языке атомной физики расщепление между такими состояниями называется сверхтонким. Введем данные, известные о таких состояниях, в табл. II и III, в которых

Таблица II

0^-	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}	\bar{c}
u	π^0, η (η')	π^+	K^+	$\bar{D}^0 (1,86)$
d	π^-	π^0, η (η')	K^0	$D^- (1,86)$
s	K^-	\bar{K}^0	η (η')	$F^- (?)$
c	$D^0 (1,86)$	$D^+ (1,86)$	$F^+ (?)$	$X (2,8)$

Таблица III

1^-	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}	\bar{c}
u	ρ^0, ω	ρ^+	K^{*+}	$\bar{D}^{*0} (2,01)$
d	ρ^-	ρ^0, ω	K^{*0}	$D^{*-} (2,01)$
s	K^{*-}	\bar{K}^{*0}	φ	$F^{*-} (?)$
c	$D^{*0} (2,01)$	$D^{*+} (2,01)$	$F^{*+} (?)$	$J/\psi (3,1)$

мезон, состоящий из кварка и антикварка, находится на пересечении соответствующих строки и столбца.

Следует отметить, что состояния F^- , F^+ , F^{*-} и F^{**} не наблюдаются (пока), интерпретацию состояния $X (2, 8)$ нельзя считать окончательной.

Относительно новых барионных состояний информация пока не очень велика (см., однако, ¹¹), поэтому мы не будем приводить соответствующих таблиц.

Таким образом, систематика частиц, а также совокупность данных, из которых мы привели лишь некоторые примеры, убеждают нас в плодотворности кварковых представлений. Однако при этом возникает ряд вопросов как теоретического, так и экспериментального характера. Первый из них связан с одним из самых глубоких принципов квантовой теории — с принципом запрета Паули, согласно которому тождественные частицы со спином $1/2$ не могут находиться в симметричном квантовом состоянии. Для правильного описания систематики барионов (протона, нейтрона, гиперонов, их резонансов) требуется именно симметричное состояние. Наиболее ярко это проявляется на примере Ω^- -частицы со странностью —3. Кварковое содержание этой частицы sss , причем все три одинаковых кварка находятся в симметричном состоянии. Выход из этого затруднения был найден Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским, А. Н. Тавхелидзе ¹², которые предложили считать кварки, составляющие барионы, и Ω^- , в частности, различными. Таким образом, следует предположить, что существуют 3 сорта каждого из кварков (q_1, q_2, q_3) и различаются эти сорта неким новым квантовым числом, за которым утвердилось название «цвет». Тогда, например, кварковое содержание Ω^- есть $s_1 s_2 s_3$ и никаких трудностей с принципом Паули не возникает. При этом кварки уже не обязательно имеют дробные заряды, как это отмечено в табл. IV. Можно рассматривать различные возможности, из которых наиболее популярны две, изображенные ниже схематически (в клетках табл. IV заряды кварков — в единицах элементарного заряда). Первая возможность является прямым обобщением модели кварков и является сейчас наиболее популярной. Вторая возможность ^{12, 13} также имеет ряд преимуществ.

ществ и используется во многих вариантах теории. Обе возможности приводят к одинаковым результатам в систематике частиц, но, вообще говоря, приводят к различным схемам взаимодействий кварков.

Таблица IV

	1	2	3
<i>u</i>	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
<i>d</i>	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
<i>s</i>	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
<i>c</i>	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{3}{3}$

	1	2	3
<i>u</i>	1	1	0
<i>d</i>	0	0	-1
<i>s</i>	0	0	-1
<i>c</i>	1	1	0

Следующий очень важный вопрос: почему, несмотря на интенсивные поиски, кварки не были обнаружены на опыте? Есть различные варианты ответов на этот вопрос. Во-первых, кварки могут иметь очень большую массу. Тогда они должны будут в конце концов обнаружены в опытах на будущих ускорителях со сверхвысокими энергиями. Следующая возможность заключается в том, что кварки (с целыми зарядами) нестабильны, что и объясняет отрицательный результат их поисков. И, наконец, наиболее широко обсуждается в последнее время возможность «невыветания кварков». Согласно этой гипотезе, кварки имеют небольшие массы, но взаимодействие между ними устроено таким образом, что кварки не могут покинуть внутренней области частицы. Простейшая модель такой ситуации — потенциал с бесконечными стенками. Существует ряд вариантов таких моделей «мешков», которые феноменологически достаточно хорошо описывают данные. Ниже мы кратко остановимся на возможностях, которые рассматриваются в квантовой теории поля для объяснения таких «мешков».

Следует заметить, что недавно опубликованы данные эксперимента по поиску свободных кварков¹⁴, точнее, частиц с дробным электрическим зарядом, результаты которого указывают на существование зарядов $e/3$ и $-e/3$. Если этот положительный результат, после долгих лет безуспешных поисков, окажется справедливым и будет подтвержден дальнейшим исследованием, то это будет означать справедливость первой возможности — тяжелые стабильные кварки с дробными зарядами. При этом окажутся ненужными напряженные усилия, которые прилагают сейчас теоретики, с тем чтобы получить абсолютное заключение о невыветании кварков. Решение вопроса о том, существуют ли свободные кварки, представляет собой фундаментальную задачу, и мы пользуемся случаем, чтобы призвать экспериментаторов приложить усилия, с тем чтобы подтвердить или опровергнуть результаты упомянутой работы.

В своем дальнейшем изложении мы не будем считать себя связанными результатами этого недавнего эксперимента, который, несомненно, требует проверки.

Итак, основой современных представлений о строении адронов является составная модель с цветными кварками. Как мы увидим ниже,

введение цветовых степеней свободы позволяет не только решить проблему статистики кварков, но и рассмотреть привлекательную новую возможность формулировки основ сильных взаимодействий частиц.

Мы уже упоминали ряд следствий составной кварковой модели, которые хорошо подтверждаются опытом. В последние несколько лет выяснилось, что для исследования внутренней структуры частиц исключительную ценность представляют инклюзивные реакции, рассмотренные впервые в работе ¹⁵.

Очень важным для изучения и понимания структуры адронов оказалось свойство масштабной инвариантности в инклюзивных процессах, открытое в нуклон-нуклонных взаимодействиях на ускорителе ИФВЭ ¹⁶. Свойство масштабной инвариантности и отклонения от нее исследовались затем в большом числе процессов. Очень важными оказались также процессы с участием электромагнитных и слабых взаимодействий.

Мы рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих это положение. Начнем с процесса аннигиляции e^+ , e^- в адроны, который изучается с помощью встречных электрон-позитронных пучков. В рамках кварковой модели естественно представлять, что этот процесс идет по схеме через обмен фотоном:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}. \quad (2)$$

При этом предполагается, что кварки можно рассматривать как точечные частицы. Кварки, родившиеся в таком элементарном акте, должны с вероятностью единица дать некоторое адронное состояние, поскольку сами они, по крайней мере при существующих энергиях, в свободном виде не появляются. Эти рассуждения сразу же приводят к тому, что сечение аннигиляции e^+ , e^- в адроны при больших энергиях имеет вид

$$\sigma_h = \sigma_0 \sum_q \left(\frac{Q_q}{e} \right)^2, \quad (3)$$

где σ_0 — сечение аннигиляции в пару точечных частиц с единичным элементарным зарядом, например, μ^+ , μ^- , а суммирование проводится по всем сортам кварков таким, что рассматриваемая энергия достаточна для рождения частиц, содержащих соответствующие кварки. Таким образом, мы получаем известное соотношение для отношения сечений

$$R = \frac{\sigma_h}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = \sum_q \left(\frac{Q_q}{e} \right)^2. \quad (4)$$

Мы можем теперь привести значения R для различных вариантов кварковой модели:

- 1) $R = 2/3$ для старой модели с тремя кварками без цвета,
- 2) $R = 10/9$ для 4 кварков без цвета,
- 3) $R = 2$ для 3 сортов кварков с цветом и с дробными зарядами,
- 4) $R = 3^{1/3}$ для 4 сортов кварков с цветом и с дробными зарядами,
- 5) $R = 4$ для цветных кварков с целыми зарядами без чарма,
- 6) $R = 6$ для цветных кварков с целыми зарядами с чармом.

Экспериментальные данные дают для отношения значение, близкое к 2 в области суммарной энергии e^+ , e^- до ~ 4 Гэв, затем следует резкий подъем, сопровождаемый резонансными пиками, и после 4,5 Гэв вновь устанавливается постоянное поведение на уровне 5 ± 1 до доступной к настоящему времени энергии 7,8 Гэв. Такое поведение R полностью исключает модели без цвета (возможности 1) и 2)) и лучше всего согласуется с моделью цветных кварков с дробными зарядами. Действительно, в районе 4 Гэв находится порог парного рождения частиц с чармом,

поскольку наименьшие состояния, имеющие это квантовое число, имеют массы в районе 2 Гэв (см. приведенные выше таблицы). Следовательно, до 4 Гэв мы ожидаем $R = 2$, что хорошо согласуется с опытом, и выше 4 Гэв следовало бы иметь $R = 3^{1/3}$, что, правда, несколько ниже наблюдаемого значения. Последнее обстоятельство может оказаться связанным с тем, что введение нового, четвертого кварка недостаточно и следует ввести еще более новые кварки с другими квантовыми числами. Такие многокварковые модели широко обсуждаются в настоящее время. Кроме того, в измеряемое отношение R могут давать вклад и состояния, не являющиеся в строгом смысле адронными, в первую очередь тяжелые лептоны. В самом деле, указания на существование тяжелых лептонов τ^+ , τ^- с массой $\approx 1,9 \text{ Гэв}$, полученные впервые в СЛАК в реакции ¹⁷

$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm \mu^\mp + Y,$$

где Y — ненаблюдаемое (неадронное) состояние, получили в последнее время подтверждение в данных ДЭЗИ (Гамбург) ¹⁸ по реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu (e) + \text{адроны}.$$

По-видимому, следует считать установленным существование тяжелого лептона τ^+ с массой $\approx 1,9 \text{ Гэв}$ (и его античастицы) с каналами распада

$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + e^+ + \nu_e \quad (\sim 17\%),$$

$$\tau^+ \sim \bar{\nu}_\tau + \mu^+ + \nu_\mu \quad (\sim 17\%),$$

$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{адроны} \quad (\sim 66\%).$$

Последний распад очевидным образом дает вклад в отношение R и приводит к его эффективному увеличению.

Еще одна важная черта аннигиляции e^+ , e^- в адроны служит подтверждением составной кварковой модели. Мы имеем в виду адронные струи, на которые разделяется конечное адронное состояние при высоких энергиях (больше 5 Гэв ¹⁹). Качественно можно представить себе картину таким образом, что кварки, родившиеся в элементарном акте (2), сбрасывают с себя адроны с малым поперечным импульсом относительно исходного направления движения кварка и, таким образом, адронное состояние разделяется на две струи, которые разлетаются в противоположные стороны в системе центра инерции. Характеристики этих струй оказываются согласующимися с вычислениями в кварковой модели. Что очень существенно, угловое распределение струй относительно направления импульсов e^+ и e^- характерно для «частицы» со спином $1/2$. Это, по-видимому, наиболее важный факт, указывающий на то, что объектом, породившим струю, является именно кварк.

Таким образом, совокупность данных по аннигиляции e^+ , e^- в адроны, из которых мы упомянули лишь наиболее существенные, свидетельствует в пользу кварковой структуры частиц и, что очень существенно, именно с цветными кварками.

Другой, очень важной, областью проверки кварковых представлений являются инклюзивные глубоко-неупругие реакции лептонов (электронов, мюонов и нейтрино) с нуклонами. Речь идет о реакциях

$$e^\mp + N \rightarrow e^\mp + \text{адроны}, \quad (5a)$$

$$\mu^\mp + N \rightarrow \mu^\mp + \text{адроны}, \quad (5б)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}, \quad (5в)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны}. \quad (5г)$$

Отметим, что эксперименты с нейтрино высоких энергий, в частности изучение реакций (5в) и (5г), дают очень глубокую физическую информацию как о структуре слабых взаимодействий, так и о строении частиц. Большое значение эти эксперименты имеют также для поисков новых частиц. Впервые нейтринные эксперименты на ускорителях были предложены М. А. Марковым и Б. М. Понтекорво.

Анализ реакций (5а) — (5г) обычно проводится в рамках кварк-партоновой модели²⁰. Напомним кратко основные положения этой модели. Мы представляем себе, что нуклон (как и всякий другой адрон) содержит прежде всего кварки, определяющие его квантовые числа (так называемые валентные), и, кроме того, содержит некоторое количество пар кварк-антикварк, которые присутствуют с заметной вероятностью, поскольку взаимодействие между кварками сильное. Затем мы считаем, что кварки внутри адрона являются почти свободными и поэтому поперечный импульс их относительно направления движения адрона невелик. При импульсах нуклона много больше этого небольшого значения можно представить себе, что импульс нуклона P делится между составляющими его кварками (и антикварками), причем каждый кварк имеет некоторую долю x импульса: $p_q = xP$. Вероятность того, что данный кварк q имеет свою долю x , определяется функцией распределения $q(x)$. Кроме того, естественно предположить, что взаимодействие лептонов с различными сортами кварков происходит независимо. Тогда процесс глубоко-неупругого рассеяния можно представлять себе следующим образом: лептон с начальным импульсом k взаимодействует с одним из точечных кварков в нуклоне, имеющий импульс xP , приобретая в результате взаимодействия конечный импульс k' . Прореагировавший кварк вместе с остальными высвечивается с вероятностью единица в некоторое адронное состояние. Вычисления в такой модели становятся предельно простыми, причем доля импульса x оказывается непосредственно связанной с наблюдаемыми кинематическими переменными, если мы можем пренебречь массами кварков по сравнению с другими энергетическими переменными:

$$x = -\frac{q^2}{2(Pq)}, \quad q = k - k'. \quad (6)$$

Другой удобной инвариантной переменной является $y = (Pq)/(Pk)$. Характерной чертой переменных x, y является их безразмерность, т. е. они являются масштабно-инвариантными переменными. Кинематически разрешенная область изменения для обеих переменных — интервал (0,1). В качестве примера приведем получающиеся выражения для инклюзивных дифференциальных сечений для реакций нейтрино и антинейтрино (5в) и (5г) на «усредненном» нуклоне, т. е. на мишени, содержащей равное количество протонов и нейтронов.

1) Реакция (5в):

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} s x [(u(x) + d(x)) + (1-y)^2 (\bar{u}(x) + \bar{d}(x))]. \quad (7a)$$

2) Реакция (5г):

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} s x [(u(x) + d(x)) (1-y)^2 + (\bar{u}(x) + \bar{d}(x))]; \quad (7б)$$

здесь $s = (P + k)^2$ — квадрат полной энергии в системе центра инерции, G — фермиевская константа слабого взаимодействия, а $u(x), d(x), \dots$ описывают распределения соответствующих кварков в протоне. Наиболее характерной чертой сечений (7) является масштабная инвариантность, поскольку сечения, за исключением растущего энергетического множи-

теля, зависят лишь от масштабно-инвариантных переменных x , y . Нужно заметить, что до энергий лептонов 30 Гэв масштабная инвариантность хорошо подтверждается на опыте. Далее наблюдаются отклонения, которые и представляют наибольший интерес, так как могут быть связаны, с одной стороны, с рождением частиц с новыми квантовыми числами, а с другой — с проявлением поправок от сильного взаимодействия. Конкретный вид последних поправок очень важен для проверки справедливости различных моделей сильных взаимодействий, в частности тех, которые мы рассмотрим ниже.

Мы хотели бы здесь остановиться на двух моментах партонной картины и ее соответствия экспериментальным данным. Поскольку в выражениях для сечений нейтринных реакций (5в) и (5г) и в соответствующие выражения для реакций глубоко-неупругого электророжения (5а) и (5б) входят одни и те же функции распределения $u(x)$, $d(x)$, $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, а сечения реакций (5а) и (5б) очевидным образом зависят от зарядов кварков, из сравнения двух типов реакций можно извлечь простое правило сумм, позволяющее определить сумму квадратов зарядов кварков $(Q/e)_u^2 + (Q/e)_d^2$, которая для модели с дробными зарядами должна быть равна $5/9$. Эксперимент дает согласующееся с этим числом значение. В первую очередь это указывает на непротиворечивость стандартной кварковой модели. Однако пока нельзя считать этот результат доказательством того, что кварки имеют дробные заряды. В ряде двух моделей, например в калибровочной модели с целозаряженными кварками¹, для упомянутого правила сумм получаются предсказания, также согласующиеся с экспериментом. Но, разумеется, в стандартной кварковой модели число $5/9$ получается наиболее естественно.

Второй момент связан с основами кварк-партонной модели. По смыслу партонной модели суммарный импульс всех составляющих адрон кварков должен быть равен импульсу самого адрона. Это приводит к простому правилу сумм

$$\sum_q \int_0^1 x q(x) dx = 1, \quad (8)$$

где суммирование проводится по всем сортам кварков и антикварков. Однако на опыте соотношение (8) оказывается грубо нарушенным. Вместо единицы в первой части эксперимент дает $\approx 0,5$. Таким образом, половину импульса адрона несут отнюдь не кварки, но что-то другое, что не испытывает ни слабых, ни электромагнитных взаимодействий. Это другое было названо «глюонами», т. е. частицами или полями, которые переносят только сильное взаимодействие и «склеивают» кварки внутри адронов. Однако такая интерпретация создает очень серьезные трудности для моделей кварковых «мешков», которые описывают систематику адронов и их статические свойства, такие как магнитные моменты, электромагнитные радиусы и т. д. В самом деле, например, при получении соотношения для магнитных моментов нейтрона и протона $\mu_N/\mu_P = -2/3$, которое прекрасно согласуется с опытом, мы пользуемся волновыми функциями нейтрона и протона, построенными исключительно из кварковых волновых функций и обладающими совершенно определенными свойствами симметрии. Введение же сильной примеси глюонов, обладающих к тому же, как мы увидим ниже, спином 1, должно, казалось бы, совершенно нарушить эту симметрию. Такие же соображения относятся и к ряду других моментов систематики адронов. Таким образом, одной из важных проблем современной составной модели является согласование сильного нарушения правила сумм (8) и факта хорошего выполнения предсказаний

простой кварковой для статических свойств адронов. Мы хотели бы подчеркнуть этот существенный момент как пример нерешенной проблемы на пути к достижению нового уровня понимания физики частиц, о котором мы говорили во введении к статье.

Заканчивая обсуждение составной кварковой модели, мы отметим, что подавляющее большинство фактов указывает на справедливость стандартной кварковой модели, в которой существует не менее четырех сортов кварков с дробными зарядами, каждый в трех цветных состояниях. В то же время нельзя исключить и некоторые альтернативные модели, например калибровочную модель Пати — Салама¹ с кварками, обладающими целыми электрическими зарядами.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ СО СПОНТАННО НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИЕЙ И ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Перейдем теперь к обсуждению современных предсказаний и динамике взаимодействия элементарных частиц. Как известно, аппаратом описания этих взаимодействий является квантовая теория поля²¹. До последнего времени мы имели лишь один пример хорошо работающей теории — квантовую электродинамику, т. е. теорию взаимодействия фотонов с заряженными лептонами. Квантовая электродинамика обладает двумя наиболее существенными преимуществами. Во-первых, эта теория является перенормируемой. Это означает, что математические неопределенности, возникающие при перемножении обобщенных функций, с которыми имеет дело квантовая теория поля, при совпадающих аргументах, оказывается возможным устранить в каждом порядке теории возмущений путем переопределения значений заряда и масс частиц. Другими словами, в этом случае удастся провести программу перенормировок в каждом порядке теории возмущений. После выполнения перенормировок все вычисления по теории возмущений становятся однозначными и вступает в действие второе преимущество — малое значение константы связи, точнее, параметра разложения $e^2/4\pi = \alpha = 1/137$. Малость параметра разложения приводит к поразительно хорошему согласию результатов расчетов по теории возмущений с опытом. Попытки применения методов, разработанных в квантовой электродинамике, к другим взаимодействиям, а именно к сильному и слабому, до последнего времени не приводили к существенным успехам. Можно было думать, что для сильных взаимодействий причиной являются лишь вычислительные трудности, связанные с большими значениями константы связи. В то же время для слабых взаимодействий возникли принципиальные трудности. Четырехфермионная V—A-теория Ферми — Гелл-Манна — Фейнмана оказалась перенормируемой, что, в частности, проявляется в росте сечений нейтринных взаимодействий с энергией, как это легко видеть из приведенных выше выражений (7а), (7б). Как было впервые отмечено Д. И. Блохинцевым, такое поведение при очень высоких энергиях вступает в противоречие с условием унитарности (сохранения вероятности). Энергия $s \approx 2\pi/G \approx (1000 \text{ Гэв})^2$, при которой наступает это противоречие, получила название унитарного предела. Очевидно, что при энергиях порядка и более унитарного предела мы уже не можем пользоваться теорией возмущений и, в частности, формулами (7а), (7б), а должны рассматривать ряд теории возмущений в целом, что представляется невероятно сложной задачей. Несмотря на некоторые успехи в этом направлении (см., например,²² и приведенные там ссылки), мы еще очень далеки от решения этой проблемы

Поэтому, естественно, всегда было желание избавиться от перенормируемости слабых взаимодействий и в первую очередь от роста нейтринных полных сечений. Последняя цель достигается сравнительно простыми средствами. Именно, если мы вместо четырехфермионного взаимодействия заряженных токов $H_{вз} = (G/\sqrt{2}) J_\alpha J_\alpha^\dagger$, где $J_\alpha = \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_2 (1 - \gamma_5) d + \dots$, введем взаимодействие с заряженным векторным бозоном W_α : $H_{вз} = g J_\alpha W_\alpha$, $g^2/M_W^2 = G/\sqrt{2}$, то получим теорию, которая совпадает с четырехфермионной при энергиях $s \ll M_W^2$ и приводит к постоянному нейтринному сечению при $s \gg M_W^2$. Однако теория с заряженным векторным бозоном остается тем не менее перенормируемой, что проявляется, в частности, в росте ряда других сечений, например сечения процесса $\bar{\nu}\nu \rightarrow W^+W^-$. Если мы введем еще и нейтральный векторный бозон Z^0 , то можно и в этой реакции устроить механизм сокращения растущих членов за счет обмена Z^0 . Именно такая возможность и осуществляется, как мы увидим, в калибровочных теориях со спонтанно нарушенной симметрией. Основы таких теорий уже неоднократно обсуждались в литературе²³. Мы проиллюстрируем смысл проблемы на простом примере.

Рассмотрим модель Хиггса²⁴ с лагранжианом

$$\mathcal{L} = \frac{\partial \varphi^\dagger}{\partial x^\mu} \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + ie \left(\varphi^\dagger \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} - \frac{\partial \varphi^\dagger}{\partial x^\mu} \varphi \right) A_\mu + e^2 A_\mu A_\mu \varphi^\dagger \varphi, \quad (9)$$

где $\varphi = (\varphi_1 + i\varphi_2)/\sqrt{2}$ — комплексное скалярное поле, A_μ — векторное поле и $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu / \partial x^\mu - \partial A_\mu / \partial x^\nu$. Теория, описываемая таким лагранжианом, является перенормируемой, но содержит безмассовое векторное поле. Поэтому на первый взгляд она может быть применена только для описания электромагнитного взаимодействия. Этот лагранжиан очевидным образом инвариантен относительно калибровочных преобразований

$$\begin{aligned} \varphi &\rightarrow e^{i\theta(x)} \varphi, & \varphi^\dagger &\rightarrow e^{-i\theta(x)} \varphi^\dagger, \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \frac{\partial \theta}{\partial x^\mu}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, мы имеем случай симметрии относительно простейшей группы $U(1)$. При этом действительная и мнимая части поля φ преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi'_1 &= \cos \theta \varphi_1 - \sin \theta \varphi_2, \\ \varphi'_2 &= \sin \theta \varphi_1 + \cos \theta \varphi_2, \end{aligned}$$

т. е. имеется симметрия относительно вращения в плоскости φ_1, φ_2 и нет никакого выделенного направления в этой плоскости. Очевидно, что у рассматриваемой задачи есть решение, которое удовлетворяет исходной симметрии и имеет нормальный вакуум такой, что

$$\langle 0 | \varphi_1 | 0 \rangle = \langle 0 | \varphi_2 | 0 \rangle = 0.$$

Однако данная задача интересна тем, что в ней также осуществляется решение с вырожденным вакуумом, иными словами, со спонтанно нарушенной симметрией. Известно, концепция вырожденного вакуума сыграла решающую роль в таких задачах статистической физики, как сверхтекучесть, сверхпроводимость, ферромагнетизм. Общий метод решения задач с вырожденным вакуумом разработан Н. Н. Боголюбовым²⁵. Следуя этому методу, мы исследуем нашу простую задачу и с этой целью добавим

к лагранжиану (9) малый член $\varepsilon\varphi_1$, нарушающий симметрию (10), с тем чтобы в конце перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$. В этом случае вакуумное среднее от φ_1 уже отлично от нуля:

$$\langle 0 | \varphi_1 | 0 \rangle = \eta_1 \quad (11)$$

и мы проведем переопределение полей:

$$\langle 0 | \chi | 0 \rangle = \langle 0 | \psi | 0 \rangle = 0. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10) с учетом малой добавки, получим

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} + \frac{1}{2} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} - \frac{m^2}{2} (\psi^2 + \chi^2) - m^2 \chi \eta - \frac{m^2}{2} \eta^2 - \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + e \left(\psi \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} - \chi \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \right) A_\mu - e \eta \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} A_\mu - \\ & - \frac{\lambda}{4} [\psi^4 + 2\psi^2 (\chi^2 + 2\chi\eta + \eta^2) + \chi^4 + 4\chi^3\eta + 6\chi^2\eta^2 + 4\chi\eta^3 + \eta^4] + \\ & + \frac{e^2}{2} A_\mu A_\mu (\psi^2 + \chi^2 + 2\chi\eta + \eta^2) + \varepsilon\eta + \varepsilon\chi. \quad (13) \end{aligned}$$

Требование (12) приводит в низшем порядке к уравнению компенсации

$$\lambda\eta^3 + m^2\eta = \varepsilon. \quad (14)$$

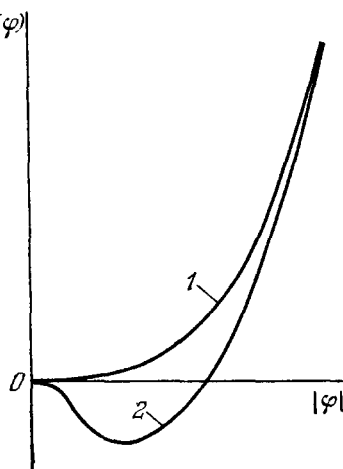
Легко видеть, что при $\varepsilon \rightarrow 0$ уравнение компенсации (14) имеет два решения: первое $\eta = 0$, которое соответствует нормальному вакууму и сохранению исходной симметрии, и решение

$$\eta^2 = -\frac{m^2}{\lambda} = \frac{m_0^2}{\lambda}, \quad (15)$$

которое осуществляется, если параметр $m^2 = -m_0^2$ отрицателен. Появление решения (15) в этом случае наглядно можно понять, если рассмотреть зависимость классической энергии H от значения скалярного поля φ . Действительно, если мы запишем выражение для $H(\varphi)$ в случае постоянного поля φ , то получим

$$H(\varphi) = m^2 |\varphi|^2 + \lambda |\varphi|^4.$$

Если изобразить зависимость на рисунке (см. рисунок), то получаются качественно различные кривые для случаев $m^2 > 0$ (кривая 1) и $m^2 = -m_0^2 < 0$ (2). Как мы видим, в первом случае минимуму энергии соответствует значение $|\varphi| = 0$, т. е. тривиальное решение. Во втором



случае значению $|\varphi| = 0$ также соответствует точка экстремума, но в этом случае она не соответствует минимуму энергии, который расположен в точке $|\varphi|^2 = m_0^2/\lambda$. Поэтому здесь осуществляется решение (15). В этом решении вакуум является вырожденным относительно вращений в плоскости φ_1, φ_2 , а выбор определенного направления, который осуществляется введением исходного возмущения $\varepsilon\varphi_1$, означает нарушение первоначальной симметрии (10). Таким образом, смысл явления заключается в том, что симметричная задача, имеющая симметричные уравнения, обладает несимметричным вырожденным решением. Рассмотрим теперь,

что происходит с полями χ и ψ , если осуществляется решение (15). Для этого выпишем кинетические члены этих полей, т. е. квадратичные по полям:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} + \frac{1}{2} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} + \frac{m_0^2}{2} (\psi^2 + \chi^2) - \frac{\lambda}{2} \eta^2 \psi^2 - \frac{3}{2} \lambda \eta^2 \chi^2. \quad (16)$$

Используя решение (15), мы убедимся, что поле ψ оказывается безмассовым, а поле χ имеет массу $m_\chi = \sqrt{2}m_0$. Появление безмассового поля ψ является отражением общего свойства теории с вырожденным вакуумом, в которой обязательно должны существовать возбуждения, спектр которых начинается с нуля. Эта общая теорема была доказана в статистической физике Н. Н. Боголюбовым и в применении к задачам квантовой теории поля Голдстоуном. Появление безмассовых скалярных полей в задачах квантовой теории поля с вырожденным вакуумом на некоторое время задержало применение этой плодотворной и привлекательной концепции в теории элементарных частиц. Действительно, если в задачах статистической физики нулевые возбуждения реально существуют и проявляются в эксперименте, то дальнотействующие силы, которые должны быть связаны с безмассовым скалярным полем, отсутствуют в природе. Крупным шагом вперед явилось осознание того, что в калибровочных теориях, пример которых мы здесь рассматриваем, эта проблема успешно разрешается. Действительно, рассмотрим наряду с членами (16) и другие квадратичные члены, содержащие также и векторное поле:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} + \frac{1}{2} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} - m_0^2 \chi^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} - e\eta \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} A_\mu + \frac{e^2}{2} \eta^2 A_\mu A_\mu. \quad (17)$$

Если мы теперь введем новое поле $B_\mu = A_\mu - (1/e\eta) \partial\psi/\partial x^\mu$, то легко видеть, что (17) преобразуется к виду

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu} - m_0^2 \chi^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{e^2 \eta^2}{2} B_\mu B_\mu, \\ F_{\mu\nu} = \frac{\partial B_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial x^\mu}. \quad (18)$$

Таким образом, безмассовое поле ψ исчезло из кинетической части лагранжиана, а вместо этого мы видим, что векторное поле B_μ приобрело массу $m_B = e\eta$. Физически это явление, получившее название явления Хиггса, совершенно понятно. Исходное безмассовое векторное поле A_μ имело два состояния поляризации. Массивное поле B_μ имеет три таких состояния. Именно на создание дополнительной степени свободы и потребовалось ненужное нам безмассовое скалярное поле ψ , однако другое скалярное поле χ остается наблюдаемым, что характерно для всех таких теорий. Таким образом, выяснилось, что в калибровочных теориях решение с вырожденным вакуумом не содержит нежелательных нулевых возбуждений и потому возникла возможность применения их к конкретным физическим проблемам. Важным моментом явилось также доказательство того, что вырождение вакуума не разрушает перенормируемость теории²⁶, несмотря на то, что векторные поля приобретают массу.

Мы уже отмечали выше, что массивные векторные частицы, как заряженные, так и нейтральные, были бы крайне желательны для создания перенормируемой теории слабых взаимодействий. При этом необходимо использование мультиплетов векторных калибровочных полей, впервые введенных Янгом и Миллсом²⁷. В этом случае калибровочные преобразования (10) обобщаются. Например, если векторное поле Янга — Миллса A_μ^i является триплетом группы $SU(2)$, а комплексное скалярное

поле φ является дублетом, то калибровочно-инвариантный лагранжиан записывается следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{\partial \varphi^+}{\partial x^\mu} \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} - m^2 \varphi^+ \varphi - \lambda (\varphi^+ \varphi)^2 - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \\ + ie \left(\varphi^+ A_\mu \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} - \frac{\partial \varphi^+}{\partial x^\mu} A_\mu \varphi \right) + e^2 A_\mu A_\mu \varphi^+ \varphi, \quad (19)$$

где $A_\mu = (\tau^i/2) A_\mu^i$, τ^i — матрицы Паули ($i = 1, 2, 3$), а

$$G_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} + ie (A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu).$$

Калибровочные преобразования, относительно которых лагранжиан инвариантен, выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &\rightarrow \exp \left[i \frac{\tau^k \theta^k(x)}{2} \right] \varphi = S \varphi, \\ \varphi^+ &\rightarrow \varphi^+ \exp \left[-i \frac{\tau^k \theta^k(x)}{2} \right] = \varphi^+ S^{-1}, \\ A_\mu &\rightarrow S A_\mu S^{-1} + \frac{i}{e} S \frac{\partial S^{-1}}{\partial x^\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Далее оказывается возможным провести ту же самую программу, что и в рассмотренном выше простом примере Хиггса. Таким образом, мы получаем возможность получить в перенормируемой теории за счет вырождения вакуума заряженные и нейтральные массивные векторные поля, которые могут служить переносчиками слабого взаимодействия. При этом, в зависимости от способа нарушения, часть векторных полей может остаться безмассовой и одно из них может быть использовано для описания электромагнитного поля. Таким образом, в рамках калибровочной теории с вырожденным вакуумом возникает возможность единого описания слабых и электромагнитных взаимодействий. Этот решающий успех калибровочных теорий кажется нам очень знаменательным. Он свидетельствует о том, что мы, по-видимому, достигли качественно новой ступени понимания природы взаимодействий частиц. Проводя историческую аналогию, можно было бы сравнить объединение слабых электромагнитных взаимодействий с объединением электрических и магнитных полей в рамках уравнений Максвелла, которое повело к таким плодотворным результатам в самых различных областях человеческой деятельности.

Конкретные схемы объединения слабых и электромагнитных взаимодействий зависят от группы симметрии, которую мы выбираем для калибровочной теории. К настоящему времени выяснилось, что минимальной группой, в которой мы можем объединить слабые и электромагнитные взаимодействия, не вступая в противоречие с экспериментом, является группа $SU(2) \times U(1)$, которая приводит к известной модели Салама — Вайнберга²⁸. Это означает, что мы в исходной ненарушенной теории имеем триплет безмассовых векторных полей $W_\mu^+, W_\mu^0, W_\mu^-$ и такой же синглет B_μ . После проведения программы спонтанного нарушения симметрии приобретают массу заряженные бозоны W^+, W^- , а также суперпозиция полей $Z^0 = \cos \theta W^0 + \sin \theta B$, в то время как ортогональная ей суперпозиция $-\sin \theta W^0 + \cos \theta B$ остается безмассовой и сопоставляется фотону. Угол смешивания θ остается свободным параметром теории и называется углом Салама — Вайнберга. Из соответствия с известными константами слабого и электромагнитного взаимодействий

получаются значения для масс W^\pm - и Z^0 -бозонов:

$$M_W = \frac{1}{2 |\sin \theta|} \sqrt{\frac{e^2}{\sqrt{2} G}} \approx \frac{37 (\Gamma_{ee}/c^2)}{|\sin \theta|},$$

$$M_Z = \frac{M_W}{|\cos \theta|} = \frac{74 (\Gamma_{ee}/c^2)}{|\sin 2\theta|}. \quad (21)$$

Существование нейтрального промежуточного бозона означает, что в слабых взаимодействиях наряду с известными заряженными токами, которые приводят, например, к реакциям (5в), (5г), имеются и нейтральные токи, взаимодействующие с помощью обмена бозоном Z^0 . В рамках группы симметрии $SU(2) \times U(1)$ нейтральный ток состоит из двух частей: одна соответствует третьей компоненте «слабого» изотопического спина, который связан с группой $SU(2)$, и вторая пропорциональна электромагнитному току:

$$J_\mu^0 = J_{3\mu} - \sin^2 \theta J_{\mu \text{ э.-м.}}$$

Электромагнитный ток нам известен: он определяется зарядами кварков, а третью компоненту изотопического спина мы можем получить из заряженных компонент, соответствующих известным заряженным токам, пользуясь групповыми соотношениями:

$$[I^+, I^-] = 2I_3, \quad (22)$$

где

$$I^\pm = \int d^3x J_0^\pm(x), \quad I_3 = \int d^3x J_{30}(x);$$

здесь $J_0(x)$ — временная компонента соответствующего тока. Нам известна форма заряженного тока для лептонов, а также для обычных кварков, которая следует из соответствия многочисленным данным по распадам и нейтринным реакциям:

$$J_\mu^+ = \bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)v_e + \bar{\mu}\gamma_\mu(1-\gamma_5)v_\mu + (\cos\theta_C \bar{d} + \sin\theta_C \bar{s})\gamma_\mu(1-\gamma_5)u, \quad (23)$$

где θ_C — известный угол Кабиббо. Первый член в кварковой части тока соответствует слабым процессам без изменения странности, а второй, пропорциональный $\sin\theta_C \approx 0,22$, приводит к процессам с изменением странности. Воспользуемся теперь выражениями (22) и (23) для вычисления нейтрального тока. При этом в лептонной части тока будут присутствовать члены $\bar{\nu}_\mu\nu_\mu$, $\bar{\nu}_e\nu_e$, $\bar{e}e$, $\bar{\mu}\mu$, в то время как кварковая часть

$$J_{3\mu} = \bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)u + \cos^2\theta_C \bar{d}\gamma_\mu(1-\gamma_5)d + \\ + \sin\theta_C \cos\theta_C [\bar{s}\gamma_\mu(1-\gamma_5)d + \bar{d}\gamma_\mu(1-\gamma_5)s] + \\ + \sin^2\theta_C \bar{s}\gamma_\mu(1-\gamma_5)s \quad (24)$$

наряду с первыми двумя членами, которые проявляются в эксперименте в нейтральных нейтринных реакциях вида $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}$, содержит и третий, крайне нежелательный член. Дело в том, что этот член приводит к взаимодействию нейтральных токов с изменением странности, что решительным образом противоречит эксперименту. В частности, если бы (24) было справедливо, с заметной вероятностью должны были бы наблюдаться распады

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}\nu, \quad K_L \rightarrow \mu^+\mu^-, \dots$$

Экспериментальные ограничения на вероятности этих распадов полностью исключают возможность существования нейтральных токов с изме-

нением странности вида (24). Если мы хотим исключить такие токи, сохранив в то же время вид заряженного тока (23) для известных частиц, мы приходим к единственному выходу — к введению нового кварка s с новым квантовым числом — «чармом». При этом к выражению (23) нужно добавить новый член, в который входит комбинация d - и s -кварков, ортогональная использованной в (24):

$$(-\sin \theta_c \bar{d} + \cos \theta_c \bar{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s. \quad (25)$$

Тогда при коммутировании заряженных токов нейтральные токи с изменением странности, которые получаются из (23) и (25), взаимно сокращаются и мы приходим к диагональному нейтральному току, который не только не содержит противоречий с экспериментом, но и хорошо описывает имеющиеся данные по нейтральным нейтринным реакциям. Эта аргументация, которой мы обязаны работе Глэшоу с сотрудниками²⁹, показывает, что в рамках калибровочных теорий, при наличии обычных нейтральных токов, существование четвертого кварка s является обязательным. Мы хотели бы подчеркнуть поэтому, что открытие очарованных частиц (D -мезонов) совершенно по-существу на кончике пера, а это показывает, что мы в основном понимаем структуру взаимодействий элементарных частиц.

Следует отметить, что данные по нейтральным нейтринным реакциям

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\rightarrow \nu_\mu + X, \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{X}, \\ \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + e &\rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + e \end{aligned}$$

хорошо согласуются с предсказаниями модели Салама — Вайнберга при значении угла смешивания $\sin^2 \theta \approx 0,35$. Такое значение угла приводит для масс промежуточных векторных частиц $M_W c^2 \approx 62 \text{ Гэв}$ и $M_{Zc^2} \approx 78 \text{ Гэв}$. Разумеется, в настоящее время мы не можем считать, что верна именно эта конкретная модель. В литературе обсуждается большое количество моделей, которые используют различные группы симметрии и разное число кварков и лептонов. Некоторые из них также хорошо согласуются с экспериментом, но дают другие значения масс промежуточных бозонов. Разумеется, наиболее кардинальным решением о справедливости единых калибровочных теорий, вообще, и о конкретном выборе модели, в частности, было бы доказательство существования этих векторных частиц и определение их массы. Это может быть достигнуто либо путем прямого наблюдения W или Z , либо путем изучения поведения сечений слабых взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Действительно, поскольку при наличии промежуточных частиц в сечении (7) входит фактор $M_W^2/(M_W^2 - q^2)^2$, он будет сказываться при энергиях $s \geq M_W^2$. Поскольку предсказания для масс промежуточных бозонов в различных моделях варьируются в пределах 50—150 Гэв, оба метода поиска требуют создания ускорительных установок с энергией в системе центра инерции более 200 Гэв. Подчеркнем еще раз, что решение проблемы объединения слабых и электромагнитных взаимодействий имеет фундаментальное значение.

После формулировки единых калибровочных теорий слабых взаимодействий, естественно, предпринимались попытки включить в единую калибровочную схему также и сильные взаимодействия. Здесь пока еще не удалось добиться столь же стройных построений, как в предыдущем случае. В то же время рассмотрение различных возможностей привело к формулировке калибровочной теории взаимодействия кварков с цвет-

ными безмассовыми векторными полями (глюонами)³⁰, которая рассматривается сейчас как серьезный кандидат на роль теории сильных взаимодействий. Мы очень кратко остановимся сейчас на этой возможности. Мы знаем, что если кварки существуют, то они имеют три цветных состояния. Простейшей группой, описывающей симметрию этих состояний, является группа $SU_c(3)$, где нижний значок указывает на «цветной» характер этой группы. В упомянутой теории, которая получила название квантовой хромодинамики, предполагается, что сильные взаимодействия переносятся цветными калибровочными векторными полями, которые образуют октетное представление группы $SU_c(3)$. Эти поля полностью аналогичны полям Янга — Миллса, которые мы обсуждали выше. Лагранжиан взаимодействия этих полей с кварками записывается тогда очень простым образом:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = g \sum_q \bar{q} \gamma_\mu B_\mu^i \lambda^i q, \quad (26)$$

где суммирование производится по всем сортам кварков, B_μ^i — октеты калибровочных полей ($i = 1, 2, \dots, 8$), λ^i — 8 генераторов группы $SU_c(3)$ в кварковом представлении (3×3). Предполагается, что в этом случае не происходит спонтанного нарушения инвариантности и потому глюоны не имеют массы и симметрия $SU_c(3)$ является точной.

Эта модель имеет ряд достоинств. Во-первых, в ее рамках понятно, почему лептоны, которые являются синглетами относительно группы $SU_c(3)$, не имеют сильных взаимодействий. Действительно, синглет никак не может взаимодействовать с октетом так, чтобы взаимодействие было $SU(3)$ -инвариантно. Во-вторых, эта теория является «асимптотически свободной», т. е. в ней эффективная константа сильного взаимодействия с глюонами $\alpha_s(k^2)$ убывает при больших значениях k^2 , что объясняет выполнение масштабной инвариантности в глубоко-неупругих процессах. И, в-третьих, равенство нулю массы глюонов и характер их взаимодействия между собой позволяют высказывать надежду на то, что в этой теории осуществляется заключение кварков и глюонов внутри частиц. Кстати, требование заключения является обязательным для справедливости квантовой хромодинамики, поскольку, если бы глюонные поля существовали вне частиц, это привело бы к сильным дальнедействующим силам. Однако до сих пор доказать то, что в квантовой хромодинамике осуществляется заключение, т. е. наблюдаемыми являются лишь состояния, синглетные относительно $SU_c(3)$, не удалось. Поэтому для описания составной модели частиц в рамках квантовой хромодинамики используются феноменологические подходы, из которых наиболее популярны два. Первый можно назвать потенциальным подходом. В нем постулируется, что на малых расстояниях, например между кварком и антикварком, справедлив обычный потенциал Кулона с соответствующей константой и с логарифмическими поправками. На больших же расстояниях потенциал линейно растет с расстоянием до бесконечности, что и создает непреодолимую преграду для вылетаания кварков из частиц. Такая модель с соответствующим образом подобранными параметрами дает хорошее согласие для масс большого количества состояний.

Другой подход называется моделью «мешков». В этом подходе частица имеет вполне определенную, хотя и деформируемую поверхность с размерами порядка 10^{-13} см, граничные условия на которой сформулированы таким образом, что она является непроницаемой для цветных объектов, т. е. для кварков и глюонов, но прозрачной для синглетов по цвету (лептоны, фотоны). В такой модели также удается добиться успехов в описании спектра адронов и их статических свойств.

Важными проблемами для составной модели в рамках квантовой хромодинамики является вопрос о состояниях с нестандартным количеством кварков и антикварков в частице. Так, например, ничто не мешает существованию мешка вообще без кварков, содержащего только глюоны. С другой стороны, могут существовать мешки с аномально большим количеством кварков, вплоть до макроскопических количеств. Проблема «глюония» является важной экспериментальной проблемой. Пока среди известных состояний нет кандидатов на эту роль. С другой стороны, вопрос о существовании мешков с огромным количеством кварков — кварковых звезд — представляет собой проблему для астрофизических исследований.

По нашему мнению, степень обоснованности квантовой хромодинамики как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения пока еще уступает уровню, достигнутому в единых теориях слабого и электромагнитного взаимодействий. Однако на рассмотренных примерах мы видим, что калибровочные теории являются привлекательными с самых различных точек зрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы рассмотрели основные положения современных представлений о структуре элементарных частиц и их взаимодействиях. Следует подчеркнуть, что уровень, достигнутый экспериментом и теорией, пока не позволяет сделать окончательное заключение о справедливости такой картины. Действительно, в теории обсуждаются различные альтернативные возможности, как основанные на кварках и калибровочных полях, так и использующие другие основные предположения. Поэтому основной проблемой, стоящей перед физикой высоких энергий, является работа по проверке основных положений обсужденных выше представлений. Прежде всего это относится к исследованию вопроса о том, с каким набором основных частиц мы имеем дело в природе.

Учитывая наши обсуждения, суммируем, что нам известно, что мы предполагаем и что мы хотели бы узнать о трех основных группах частиц:

а) Адроны состоят из кварков, которых должно быть не менее 4 сортов, каждый в трех цветных разновидностях. Здесь основной проблемой является вопрос о том, являются ли они абсолютно «плененными» или нет. Очень важно также выяснить, обладают ли они именно теми квантовыми числами, какие мы им приписываем, прежде всего, являются ли их заряды дробными. Следующий вопрос: не нужно ли дополнить семейство из 12 кварков еще более новыми кварками? И, наконец, является ли протон абсолютно стабильным?

б) Известно в настоящее время 10 лептонов e , ν_e , μ , ν_μ , τ и их античастицы. Существуют ли другие лептоны, в частности нейтрино, соответствующие тяжелому лептону τ ? С какой степенью точности сохраняется лептонное квантовое число и числа, различающие между собой отдельные лептоны (e , μ , τ)? Здесь большую ценность будут иметь опыты по осцилляциям нейтрино.

в) Семейство промежуточных частиц, которое состояло из одного лишь фотона, пополнилось новыми, пока гипотетическими, калибровочными частицами: слабыми промежуточными бозонами W^+ , W^- , Z^0 и 8 цветными глюонами. Основной вопрос здесь: действительно ли они существуют? Что касается W и Z , мы должны получить прямой ответ при достижении энергии более 200 Гэв в системе центра инерции. Вопрос о существо-

вании цветных глюонов связан с вопросом о справедливости абсолютного заключения. Решением вопроса было бы также открытие «глюония». Следующий вопрос: достаточно ли нам только этих промежуточных частиц, или существуют и другие? Во всех схемах, объединяющих сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия, требуется значительно большее число промежуточных калибровочных полей. И, наконец, существуют ли скалярные хиггсовы частицы?

Мы видим, что число составляющих в каждой из трех групп увеличивается по мере накопления экспериментальных данных и развития теории. Мы не можем сказать, существует ли предел этому процессу, и если да, то где он находится. В качестве иллюстрации мы можем привести интересную модель, развиваемую в цикле работ (см. ²). В этой модели сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия объединяются в рамках исключительной группы E_7 . Максимальной подгруппой E_7 является группа $SU(6) \times SU(3)$. Последний сомножитель отождествляется с цветной группой $SU_c(3)$. Основное представление группы E_7 , соответствующее, по предположению, частицам со спином $1/2$, следующим образом разбивается на представления относительно ее подгруппы $SU(6) \times SU_c(3)$:

$$(6, 3) + (\bar{6}, \bar{3}) + (20, 1),$$

где первый индекс означает кратность представления относительно группы $SU(6)$, различающей частицы по квантовым числам, и второй — кратность по цвету. Таким образом, мы получаем 6 кварков в трех цветных разновидностях, их антикварки (второй член) и 20 лептонов, которые являются синглетами по цвету. Итак, в этой модели предсказываются, кроме известных четырех, еще два новых кварка с зарядом $-e/3$ и, кроме известных 10 лептонов, еще 10 новых, заряженных и нейтральных. Что касается промежуточных векторных частиц, то их здесь должно быть очень много. Среди них уже знакомые нам W , Z , безмассовые глюоны и более сотни новых, с очень большими массами. Справедлива ли эта или какая-либо другая модель, могут показать лишь дальнейшие исследования.

Что касается динамики взаимодействия элементарных частиц, то многообразные проблемы здесь связаны по-существу со всеми процессами, которые исследуются сейчас и которые могут быть исследованы на будущих ускорителях. Это относится ко всем взаимодействиям — сильным, электромагнитным и слабым.

Несомненную принципиальную ценность для понимания структуры частиц и их взаимодействий имеют опыты при высоких и сверхвысоких энергиях по определению полных сечений взаимодействий частиц, дифференциальных сечений, инклюзивных спектров, особенно при больших поперечных импульсах рожденных частиц, по выявлению закономерностей множественного рождения частиц и образования струй. Очень важны опыты по уточнению спектра «старых» частиц и резонансов и по исследованию закономерностей рождения новых частиц. Принципиальную информацию уже дали и, несомненно, еще дадут в будущем опыты по исследованию реакций электронов, мюонов и нейтрино с адронами и процессов аннигиляции электронов и позитронов. Многие принципиальные вопросы физики слабых взаимодействий можно изучать, исследуя закономерности распадов частиц. Это, например, относится к очень важной проблеме нарушения CP -инвариантности. Разумеется, трудно предугадать направление исследований, в котором будут получены наиболее важные результаты. Очевидно одно, что исследования должны вестись широким фронтом.

В заключение мы хотели бы высказать уверенность в том, что предстоящие исследования в физике высоких энергий поведут к новым успехам в понимании основ строения частиц и закономерностей их взаимодействий. А ведь эти закономерности определяют в конечном счете все явления природы.

Институт физики высоких энергий,
Серпухов (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Salam, in: Proc. of 18th Intern. Conference on High Energy Physics, v. II, Dubna, 1977, p. 91.
2. F. Gursey, P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. 36, 755 (1976).
3. Б. М. Понтекоров, Письма ЖЭТФ 13, 281 (1971).
4. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 29, 698 (1955).
5. I. Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37, 569, 1531 (1976).
6. J. J. Augustin et al., ibid. 33, 1404 (1974).
J. E. Augustin et al., ibid., p. 1406.
7. B. J. Bjorken, S. L. Glashow, Phys. Lett. 11, 255 (1964).
B. В. Владимировский, ЯФ 2, 1087 (1965).
8. M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964).
G. Zweig, CERN Rept. No. 8419/TH (1964).
9. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Письма ЖЭТФ 2, 105 (1965).
10. V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze, Lett. Nuovo Cimento 7, 719 (1973).
11. В. Кнапп et al., Phys. Rev. Lett. 37, 882 (1976).
12. Н. Н. Боголюбов и др., Препринты ОИЯИ Д-1968, Д-2015, Р-2141, Дубна, 1965.
13. M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. 139B, 1006 (1965).
14. G. S. LaRue et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1011 (1977).
15. A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguyen Van Hieu, Phys. Lett. B25, 611 (1967).
16. Yu. B. Bushnin et al., ibid. 29B, 506 (1969).
17. M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).
18. J. Burmester et al., Preprint DESY 77/24, 25 (1977).
19. G. G. Hanson, цит. в¹ сборник, p. 131.
20. Р. П. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.
21. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, М., «Наука», 1973.
22. A. T. Filipponi, in: Proc. Topical Conference on Weak Interactions, Geneva, CERN, 1969.
B. A. Arbuzov, in: Proc. CERN School of Physics, Loma-Koli, 1970, CERN, Geneva, 1971.
23. А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, УФН 112, 685 (1974).
24. P. H. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964).
25. N. N. Bogolubov, Physica, Suppl. 26 (1960).
26. G. 'tHooft, Nucl. Phys. B35, 173 (1974).
27. C. N. Yang, R. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954).
28. A. Salam, Elementary Particle Physics, Stockholm, 1968.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
29. S. Glashow, J. Illiopulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1971).
30. D. J. Gross, F. Wilczek, ibid. D8, 3633 (1973).