

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

НОВЫЙ СТРУКТУРНЫЙ УРОВЕНЬ*)

О. У. Гринберг

Согласно стандартным представлениям о структуре материи существуют пять структурных уровней ее организации: молекулы, атомы, ядра, нуклоны, а также кварки и лептоны. Закономерности, которые начинают выявляться на пятом уровне, указывают, возможно, на существование еще более глубокого, шестого структурного уровня.

История физики малых расстояний — это в значительной степени история открытий, обнаруживающих новые структурные уровни строения материи. Каждое из них связано с использованием новых приборов и методов эксперимента и, в конечном счете, с появлением новой области физики. При этом мы последовательно считали некоторые наборы частиц элементарными составляющими материи, чтобы обнаружить впоследствии, что их необходимо рассматривать как состоящие из еще более фундаментальных частиц.

Таблица I

Структурные уровни

Составные	Составляющие	Связывающие силы	Типичные частицы	Размер r , см	Или обратная энергия $r/\hbar c$, МэВ	Масса M , МэВ/ c^2	Mc^2/\hbar
Макроскопическая материя	Молекулы	Ван-дер-ваальсовы					
Молекулы	Атомы	Химические	Атом водорода	$0,5 \cdot 10^{-8}$	1/0,004	340	$2 \cdot 10^5$
Атомы	Электроны и ядра	Кулоновские					
Ядра	Протоны и нейтроны	Ядерные					
Адроны	Кварки и антикварки	Цветные	Протон	10^{-13}	1/200	340	5
Кварки и лептоны	???	Метацветные	Электрон	$10^{-13} \leq 4 \cdot 10^{-17}$	$1/200$ $1/500000$	0,5	$\leq 10^{-6}$

*) Greenberg O. W. A New Level of Structure// Phys. Today. September 1985. V. 38. No. 9. P. 22—30. Перевод А. В. Леонидова.

О. У. Гринберг — профессор физики Мэрилендского университета, Колледж-Парк, США. Часть работы над настоящей статьей проходила во время его пребывания в Фермилабе.

© American Institute of Physics, 1985

© Перевод на русский язык, Издательство «Наука» Главная редакция физико-математической литературы «Успехи физических наук», 1987

Если не учитывать донаучных взглядов на материю как созданную из воздуха, огня, земли и воды, пять известных к настоящему времени структурных уровней материи показаны в табл. I. Большинство читателей этой статьи знакомы, вероятно, с фактами, подтверждающими существование каждого из этих структурных уровней; хороший обзор таких фактов дает книга¹.

ЭКОНОМНОСТЬ

Я не буду требовать, чтобы составная модель имела меньшее число базисных частиц, чем стандартная модель. Из прошлого нам известны примеры того, как прогресс был связан с временным отказом от такого рода экономности. Шаг от четырех составляющих в донаучной картине мира до атомной картины с более чем сотней элементов явно демонстрирует неэкономность такого рода и является, вместе с тем, очевидным прогрессом в нашем понимании материи. Шаг от атомов, отличающихся атомным номером Z , к ядрам, для которых используются как Z , так и массовый номер A , также «отрицает» экономность и также прогрессивен. Хотелось бы, чтобы «окончательная» теория была экономной, но если отказаться от утопической мечты о построении окончательной теории, нет разумных оснований для того, чтобы требовать экономности на каждом новом шаге. К тому же истинная экономность теории на более глубоком структурном уровне может быть выявлена только при обнаружении возбужденных состояний.

Другая важная задача физики — добиться единого понимания типов сил и частиц, которые до этого считались независимыми. Выдающимся примером такого рода объединения является теория электромагнетизма Джеймса Клерка Максвелла, которая объединяет электрические и магнитные силы, предсказывает существование электромагнитного излучения и приводит, вместе с квантовой механикой и атомной картиной материи, к единому пониманию межмолекулярных, молекулярных и атомных сил. Попытки объединения часто оказывались, однако, неудачными: об этом свидетельствуют попытки, сделанные в рамках классической теории Густавом Ми, Альбертом Эйнштейном, Германом Вейлем, Теодором Калуцей и Оскаром Клейном. В рамках квантовой теории ранняя попытка осуществления объединения была предпринята П. А. М. Дираком, когда он предложил интерпретировать решения с отрицательной энергией уравнения Дирака, которые мы теперь сопоставляем позитронам как соответствующие протонам, и построить, таким образом, единую теорию всех известных в то время частиц — протона, электрона и фотона. В более близкие нам времена предпринимались попытки построить «глобально симметричную» теорию для восьми барионов с положительной четностью и использовать релятивистскую SU (6) и более широкие группы симметрии в качестве возможных групп объединения для адронов. Сегодня нам известно, что экономного описания адронов можно достичь, если понимать их как частицы, составленные из кварков, а не искать объединения на адронном уровне. Теории великого объединения кварков и лептонов могут попасть в категорию неудачных попыток по сходным причинам. Например, в теориях великого объединения имеется огромный интервал энергий, разделяющий область энергий, о которой имеется экспериментальная информация, и область энергий, в которой непосредственно проявляется объединение, причем в этом промежуточном интервале не происходит ничего интересного. Трудно поверить, однако, что ничего не должно произойти в области от 10^2 ГэВ до 10^{14} ГэВ. Кроме того, отсутствие распада протона — одного из самых ярких предсказаний теорий великого объединения — на ожидавшемся уровне подрывает наше доверие к этим теориям.

Хотя стандартная модель описывает большое количество данных, в ней все же имеется очень большое число параметров, которые необходимо фиксировать экспериментально: массы фундаментальных кварков и лептонов,

угол Кабиббо и другие кварковые смешивания, слабый угол смешивания *), а также другие параметры. Классический способ объяснить значение свободных параметров на данном структурном уровне — спуститься на более глубокий структурный уровень. История успехов составных моделей в предсказании энергетических уровней или масс в атомной, ядерной и адронной физике является убедительным основанием для исследования возможности существования более глубокого структурного уровня, чем тот, на котором существуют кварки, лептоны и некоторые другие частицы стандартной модели.

Цель настоящей статьи — рассмотреть возможность существования этого шестого структурного уровня. Следуя Джогешу К. Пати из Мэрилендского университета и Абдусу Саламу из Международного центра теоретической физики в Триесте и Империял колледжа в Лондоне, я называю конститuentы шестого уровня «преонами». Предлагаю также термин «дирон» как название для элементарных частиц материи — фундаментальных кварков и лептонов стандартной модели. Все кварки и лептоны являются частицами Ферми — Дирака, для которых имеется общее название «фермион». Я думаю, что естественно связать имя Дирака с фундаментальными частицами на уровне электрона.

Я упоминал теории суперструн (см. ²), супергравитацию и теории Калуцы—Клейна как другие возможные модели, описывающие свойства дирионов. Однако эти теории уводят нас в область энергий, отстоящую от экспериментально доступных энергий еще дальше, чем теории великого объединения. Я не думаю, что эти подходы помогут преодолеть существующие проблемы физики элементарных частиц.

Я хочу, однако, подчеркнуть, что возросшее понимание структуры квантовой теории поля, возникшее в результате исследований теорий великого объединения, теорий Калуцы — Клейна, супергравитации и теорий суперструн, может иметь важное применение — хотя, быть может, в несколько ином контексте, чем это думают сейчас, так же как теории Янга — Миллса оказались адекватными совсем в других физических ситуациях, чем в рассмотрении изотопического спина нуклонов, в котором они впервые появились.

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Прежде чем излагать другие мотивы, побуждающие рассматривать составные модели, я коротко опишу стандартную модель, которая дает наиболее современное описание элементарных частиц, которое подтверждено экспериментально. Дополнительную информацию о стандартной модели можно получить в статье³. Фермионы стандартной модели (частицы, являющиеся составляющими материи), это дирионы — кварки и лептоны, имеющие спин 1/2. Обычную материю составляют «верхние» и «нижние» кварки, *u* и *d*, электрон *e* и электронное нейтрино ν_e . Были обнаружены еще четыре кварка **) и два других набора лептонов. Шесть «ароматов» кварков и шесть типов лептонов обычно группируются в три «поколения»:

Поколение	1	2	3
Кварковые дублеты	<i>ud</i>	<i>cs</i>	<i>tb</i>
Лептонные дублеты	<i>eν_e</i>	<i>μν_μ</i>	<i>τν_τ</i>

Заряженный *W*-бозон — переносчик слабого взаимодействия — взаимодействует с определенными линейными комбинациями, или «смесями», шести

*) Имеется в виду так называемый угол Вайнберга в стандартной модели электро-слабых взаимодействий Вайнберга — Салама. (Примеч. пер.)

**) Существование шестого аромата (*t*-кварка) еще не имеет достоверного экспериментального подтверждения. (Примеч. пер.)

ароматов кварков, которые имеют определенную массу (т. е. являются собственными состояниями оператора массы; рис. 1). Эти смеси называются собственными состояниями слабого взаимодействия, и их формирование является следствием осуществления своего рода «вращения» в пространстве

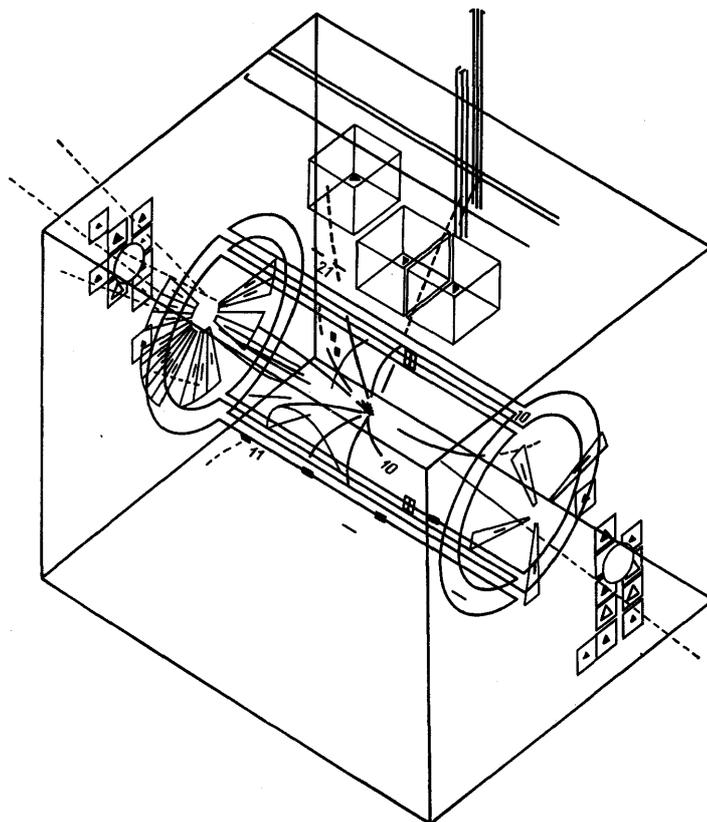


Рис. 1. Протон-антипротонное столкновение.

На рисунке, выполненном UA1-коллекцией в ЦЕРНе, показаны восстановленные треки частиц и точки, в которых частицы передали энергию детектору. Имеющие форму буквы С линии показывают местонахождение электромагнитного калориметра. Внешние кубы обозначают местонахождение адронного калориметра (на рисунке показано одно из первых зарегистрированных событий, в которых мюон рождается в результате взаимодействия с обменом W-бозоном. Открытие W-бозона подтвердило, что слабые взаимодействия в действительности не являются контактными (см. ниже.—*Red.*), как можно было бы предположить по данным, полученным при более низких энергиях. В экспериментах при более высоких энергиях может обнаружиться, что и W-бозон является составной частицей. (Рисунок любезно предоставлен UA1-коллекцией)

шести ароматов. Имеются, например, взаимодействующие слабым образом состояния вида

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C,$$

$$s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C.$$

Угол θ_C называется углом Кабиббо. Число частиц, принадлежащих к каждому из трех поколений (диронам приписывается число +1, а антидиронам — число -1), может сохраняться (я хочу подчеркнуть, что сохранение числа, характеризующего поколение, может относиться к поколениям по слабому взаимодействию, но не к собственным состояниям оператора массы). В настоящее время мы не знаем, существуют ли поколения, содержащие частицы с большими массами. Повторяемость поколений является главной загадкой физики элементарных частиц (рис. 2), которую, я надеюсь, удастся понять, рассматривая составные дироны.

Кварки, которые обладают тремя «цветами», имеют заряды, отвечающие сильному взаимодействию. Квантовая теория цветных сил называется квантовой хромодинамикой; она основывается на группе симметрии $SU(3)_c$, где c — цветовой индекс. Как кварки, так и лептоны имеют слабый и электромагнитный заряды. Калибровочная теория слабых и электромагнитных взаимодействий использует произведение групп $SU(2)_L \times U(1)_Y$, где L обозначает левый, а Y — слабый гиперзаряд. Переносчиками сил, связанных

Рис. 2. Загадка существования поколений кварков и лептонов.

«Дироны» группируются в три поколения частиц, имеющих сходную структуру; такая схема часто является результатом существования скрытой структуры. (Столбцы по цвету обозначены: (к)—красный, (з)—зеленый, (с)—синий.—Ред.)

(к) (з) (с)	(к) (з) (с)	(к) (з) (с)
u u u	c c c	t t t
d d d	s s s	b b b
ν_e e	ν_μ μ	ν_τ τ

с этими зарядами, являются векторные «калибровочные» частицы: восемь цветных глюонов — переносчики сильного, W^\pm - и Z^0 -бозоны — слабого, а фотон — электромагнитного взаимодействий. Эти калибровочные частицы называются «вейлонами» в честь Германа Вейля, который предложил калибровочный принцип. «Электрослабый» сектор теории требует появления дублета «хиггсовских» скаляров, которые играют важную роль в обеспечении массивности W - и Z -бозонов, а также кварков и лептонов (хиггсовские скаляры также нарушают исходную симметрию до электромагнитной $U(1)$ -симметрии). Хиггсовские скаляры являются единственными частицами стандартной модели, которые до сих пор не обнаружены.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

Поскольку стандартная модель описывает свойства лептонов с большой точностью, существующие экспериментальные данные налагают ограничения на возможность существования внутренней структуры у «элементарных» частиц. Я сосредоточу внимание на рассмотрении трех видов измерений:

- магнитные моменты, или, более конкретно, $g-2$, где g — гиромагнитное отношение;
- контактные взаимодействия;
- редкие процессы.

Я рекомендую обзор⁴, который содержит современные данные об имеющихся экспериментальных ограничениях на существование нового структурного уровня и обзоры^{5,6}, в которых обсуждаются основные теоретические идеи о составной структуре и дальнейшие ссылки.

Если дироны, т. е. кварки и лептоны, состоят из преонов, то существует энергия, которую я обозначу через Λ , при которой происходит диссоциация диронов на преоны, т. е. Λ/c^2 — характерный массовый масштаб структуры. Если известные сегодня дироны являются основными состояниями составных систем, мы можем ожидать появления многих возбуждений этих частиц при энергиях порядка $\hbar c/\Lambda$ (ниже я приведу аргументы в пользу того, что $\Lambda \gtrsim 1$ ТэВ).

Магнитные моменты. Стэнли Дж. Бродский и Сидней Д. Дрелл из СЛАК и независимо Гордон Л. Шоу и Деннис Дж. Силверман из Калифорнийского университета в Ирвине и Ричард Сланский из Лос-Аламоса показали, что согласие с данными эксперимента предсказаний квантовой электродинамики в случае фактора $g-2$ для мюона накладывает жесткие ограничения снизу на величину массовой шкалы структуры Λ

для теорий без киральной симметрии: Λ должно быть больше $3 \cdot 10^3$ ТэВ. Для теорий с киральной симметрией ограничение намного слабее: Λ должно быть больше 600 ГэВ.

Контактные взаимодействия. Эстия Эйхтен из Фермилаба, Кеннет Лэйн из Огайо и Майкл Пескин из СЛАК показали, что составные частицы, имеющие одинаковые конститuenty, генерируют при низких энергиях «контактные» взаимодействия. Более определенно, таким взаимодействиям отвечает плотность лагранжиана вида

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = \sum_{A,B} (g_{A,B}^2 \Lambda^{-2}) (\bar{\psi}_A \gamma^\mu \psi_A) (\bar{\psi}_B \gamma_\mu \psi_B).$$

Здесь суммирование производится по левым и правым частицам, т. е. индексы A и B отвечают «левой» или «правой» частице, если направления ее импульса и спина совпадают или противоположны соответственно.

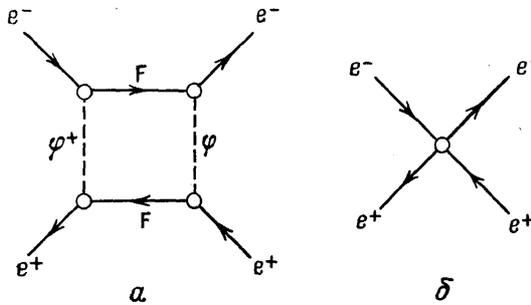


Рис. 3. Эффективное контактное взаимодействие. Диаграмма с обменом преонами (а) проявляется в низкоэнергетических взаимодействиях как диаграмма с контактным взаимодействием (б), так же как взаимодействие с обменом W - и Z -бозонами эффективно является контактным в низкоэнергетическом β -распаде и других слабых процессах при низких энергиях

Поле ψ есть четырехкомпонентное дираковское спинорное поле, а γ^μ — релятивистские 4×4 -матрицы Дирака; по индексу μ производится суммирование. Поле ψ может относиться к любому дирону, например к электрону. На рис. 3 приведена диаграмма для такого взаимодействия. Такие диаграммы должны возникать при взаимодействии идентичных частиц или античастиц, поскольку они имеют одинаковые составляющие. Вклад этих диаграмм напоминает вклад от диаграмм с обменом Z^0 -бозоном. Если Z^0 -бозон элементарен, то факт согласия данных эксперимента

с результатами стандартной модели позволяет дать жесткую оценку для отсутствия таких процессов и тем самым на массовую шкалу структуры: Λ должно быть больше 1 ТэВ. Если Z^0 — составная частица, то эти диаграммы содержат обмен Z^0 (но не исчерпываются им), и оценка становится менее жесткой.

Редкие процессы. Некоторые процессы, разрешенные сохранением энергии-импульса и электрического заряда, не наблюдались. Отсутствие таких редких процессов накладывает ограничения на составные модели. Подобным образом малость некоторых матричных элементов, таких, как матричные элементы переходов $K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0$, дает ограничения на масштаб структуры. Итсха Барс из Йельского университета (сейчас — в университете Южной Калифорнии) подчеркивал важность ограничений, следующих из редких процессов. Эти ограничения, в отличие от двух типов ограничений, рассматривавшихся выше, являются модельно-зависимыми. Например, никогда не наблюдался распад мюона на электрон и фотон: верхняя граница — менее одного распада на 10^{10} событий. Если такой распад разрешен, Λ должно быть больше 100 ТэВ, однако если распад запрещен правилом отбора, таким, как сохранение индекса поколения при взаимодействиях между преонами, то мы не можем извлечь никакой оценки. Подобным образом, тот факт, что распад $K_L \rightarrow \mu e$ если и имеет место, то менее чем в одном событии из 10^9 , означает, что Λ больше 100 ТэВ, если распад не запрещен из-за какой-либо симметрии или правила отбора. В стандартной

модели K_L является связанным состоянием кварков, ds , так что этот распад сохраняет индексы поколений, цвет и аромат, и, таким образом, видимо, распад не нарушает правил отбора. Ограничение, накладываемое им на существование структуры, кажется поэтому особенно сильным. Однако распад требует, чтобы индекс поколения обменивался между d и s , а цвет — между \bar{d} и \bar{s} , так что он будет запрещен, если один и тот же преон обладает одновременно индексом поколения и цветом. Эти вопросы, а также более тонкий вопрос о матричном элементе перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, недавно обсуждались в работе⁷, где был дан составной сценарий, с хорошей точностью иллюстрирующий стандартную модель.

Проблема диронной массы. Три типа ограничений, которые я описал выше, дают численные ограничения на величину структурной шкалы Λ . Другого рода ограничения дают массы самих кварков и лептонов. Сравните (см. табл. I) массу и ограничение на размер электрона с массами и размерами атома водорода и протона. Обращает на себя внимание тот факт, что для всех изученных до кварков и лептонов составных систем величина безразмерного отношения Mcr/\hbar (где M — масса составной системы, а r — ее размер) больше единицы. Для электрона, однако, эта величина должна быть меньше 10^{-6} . Эффективно электроны, а также кварки и лептоны вообще, являются безмассовыми по сравнению со шкалой, характеризующей их размер. Кажется правдоподобным, что чрезвычайная малость этого параметра следует из наличия симметрии, а не из-за происходящих с огромной точностью сокращений. Киральная симметрия, смягчающая ограничения, следующие из $(g-2)$, также «защищает» дироны от приобретения ими больших масс порядка структурной шкалы. Ниже в этой статье я еще буду обсуждать малость фермионных масс.

КАКИЕ ЧАСТИЦЫ ЯВЛЯЮТСЯ СОСТАВНЫМИ?

Имея в виду краткое описание стандартной модели и экспериментальные ограничения на возможность существования структуры, мы обсудим, какие из частиц стандартной модели должны будут рассматриваться как составные на новом структурном уровне.

Первыми кандидатами являются хиггсовские скаляры. «Хиггсовский сектор» — наименее привлекательный аспект стандартной модели. Хиггсовский потенциал в лагранжиане содержит произвольные параметры, а массу хиггсовского бозона нельзя определить по измеряемым сегодня величинам. Хотя существуют теоретические аргументы, ограничивающие его массу как сверху, так и снизу, интервал разрешенных значений велик и, несмотря на интенсивные экспериментальные поиски, хиггсовский мезон остается, как я уже отмечал, единственной необнаруженной частицей стандартной модели. Еще более усугубляет ситуацию тот факт, что взаимодействия хиггсовских частиц чрезвычайно чувствительны к квантовым поправкам и свойства стандартной модели, обуславливающие ее успех при работе в низших порядках, могут сильно измениться в худшую сторону из-за квантовых поправок в хиггсовском секторе.

Теории техницвета заменяют хиггсовский сектор с его произвольными параметрами и спонтанным нарушением симметрии новым набором «технифермионов», взаимодействующих посредством нового «техницветового» сильного калибровочного взаимодействия, генерирующего динамическое нарушение симметрии. Техницвет связывает технифермионы в синглетные по цвету «техниадроны». Технианалоги пионов играют роль составных хиггсовских частиц, которые «поглощаются» W - и Z -бозонами и делают их массивными (другие техниадроны должны появиться как физические частицы). Таким образом, модель техницвета является по своему типу составной моделью.

Следующими кандидатами на обладание структурой являются дионы. Сравнительно большое число ароматов кварков (шесть) и лептонов и легкость, с которой их можно сгруппировать по поколениям, также являются косвенным указанием на их возможную подструктуру.

Более обоснованное предположение о существовании подструктуры основывается на том уже обсуждавшемся факте, что массы дионов в стандартной модели полностью произвольны, а также на том, что, несмотря на значительные усилия, приложенные занимающимися теориями великого объединения, не было проведено удовлетворительного вычисления масс кварков и лептонов. В действительности масса кварка — понятие довольно неопределенное: удержание кварков внутри адронов не позволяет измерить массу изолированного кварка. Из-за сильного цветного взаимодействия масса кварка зависит от шкалы расстояний (энергий), на которой она измеряется. Грубо говоря, масса на малых расстояниях (масса алгебры токов) — это масса, которая входит в фундаментальный лагранжиан квантовой хромодинамики, а масса на больших расстояниях (конституентная масса) — масса, которую можно использовать для оценки массы адрона в терминах масс составляющих его кварков.

В стандартной модели массы кварков и лептонов пропорциональны константам их взаимодействия с хиггсовскими полями. Такое происхождение массы, скорее всего, будет перенесено и в преонные модели. В этом случае кварковые и лептонные массы будут связаны со сложными вершинными функциями, связывающими хиггсовские частицы и кварки или лептоны.

Имеющийся опыт свидетельствует о том, что спектр масс может быть вычислен в терминах более глубокого структурного уровня: боровская модель атома, оболочечная модель ядра и кварковая модель адронов были, с этой точки зрения, чрезвычайно успешными. Эти примеры дают веские основания надеяться на то, что в преонной модели кварков и лептонов будет определен их массовый спектр. Спектр масс дионов, входящих в лагранжиан, имеет несколько необычных свойств (табл. II). Разность масс дионов,

Таблица II
Массы, входящие в фермионный лагранжиан

Поколение 1	Поколение 2	Поколение 3
u , 5 МэВ d , 9 МэВ ν_e , < 30 эВ e , 511 кэВ	c , 1,5 ГэВ s , 180 МэВ ν_μ , < 520 кэВ μ , 106 МэВ	t , 30–50 ГэВ b , 4,8 ГэВ ν_τ , < 164 МэВ τ , 1,78 ГэВ
Для масс кварков даны приближенные значения.		

имеющих одинаковые квантовые числа, быстро возрастает с ростом массы. И наоборот, расстояние между атомными энергетическими уровнями уменьшается до нуля по мере того, как энергия приближается к энергии ионизации, а разность масс частиц, лежащих на так называемой реджевской траектории, практически постоянна. Кроме того, различие масс верхних и нижних дионов (т. е. дионов в тех же строках, что u и d) для одного поколения больше, чем разность масс дионов разных поколений.

В стандартной модели имеются несколько параметров, которые играют роль углов вращения в пространствах внутренних симметрии; они необходимы при вычислении массовых расщеплений и матричных элементов. Среди них — угол Кабиббо, связывающий слабые взаимодействия адронов, сохраняющие и не сохраняющие странность, углы, связанные с разностью масс

у собственного состояния массового оператора дирона и собственного состояния слабого взаимодействия (они входят в матрицу смешивания Кобаями — Маскавы), а также слабый угол смешивания *) при смешивании нейтрального калибровочного поля, связанного с $SU(2)_L$, с калибровочным полем $U(1)_Y$. Значения этих углов не фиксируются стандартной моделью. Я надеюсь, что в преонной модели эти параметры будут определены.

Перейдем к вопросу о композитности калибровочных бозонов стандартной модели. Теории с ненарушенной калибровочной симметрией, такие, как квантовая хромодинамика и электромагнетизм, так красивы, что это заставляет предположить, что в описании природы они играют фундаментальную роль. Эта красота блекнет в нарушенных калибровочных теориях, таких, как теория слабых взаимодействий; их фундаментальность может подвергаться сомнению, а соответствующие калибровочные бозоны W и Z могут оказаться и составными. Более конкретное указание на то, что слабые взаимодействия не являются фундаментальными, дает тот факт, что все обнаруженные до них короткодействующие взаимодействия оказывались остаточными эффектами длиннодействующих сил ненарушенной калибровочной теории, действующих на более глубоком структурном уровне (табл. III).

Таблица III

Длинно- и короткодействующие силы

Связывающие силы	Область действия	Интерпретация связывающих сил
Ван-дер-ваальсовы Химические Кулоновские Ядерные (юкавские) Цветные Метацветные	Короткодействие » Длиннодействие Короткодействие Длиннодействие »	Остаточные от кулоновских » Фундаментальные Остаточные от цветных Фундаментальные »

В частности, убедительна аналогия между короткодействующим сильным взаимодействием адронов как остаточным эффектом длиннодействующих цветных взаимодействий ненарушенной $SU(3)_c$, действующих на кварковом уровне, с короткодействующими слабыми взаимодействиями как остаточным эффектом длиннодействующего взаимодействия преонов. Длиннодействующие силы, которым отвечает «метацветное» или «гиперцветное» взаимодействие, связаны с калибровочной теорией $SU(N)_{mc}$, действующей на преонном уровне. В рамках этой аналогии W - и Z -бозоны являются составными; составляющие их преоны связаны метацветными взаимодействиями, так же, как пионы, ρ - и μ -мезоны — переносчики сильного взаимодействия в феноменологических моделях — оказались состоящими из кварков, связанных цветными силами.

На самом деле, существуют простые модели, в которых хиггсовские бозоны, кварки, лептоны, W - и Z -бозоны имеют общие составляющие. Таким образом, еще более привлекательно рассмотрение, в котором все эти частицы стандартной модели являются составными.

В этом месте я подведу черту. Оставшиеся частицы стандартной модели — фотон и цветные глюоны — связаны с ненарушенными локальными калибровочными теориями, которые красивы теоретически, с одной стороны, и экспериментально подтверждены, с другой. Я бы оставил фотон и цветные глюоны элементарными. Однако в некоторых смелых рассуждениях была рассмотрена возможная подструктура фотонов, глюонов и даже гравитонов. Я не буду обсуждать такие идеи в этой статье.

*) См. сноску на с. 337. (Примеч. пер.)

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА

Первый шаг в конструировании составных моделей — приписать преонам такие квантовые числа, чтобы воспроизвести квантовые числа дионов (кварков и лептонов) и других частиц стандартной модели. Существуют три возможности для выбора типа конститuentов:

- бозоны и фермионы;
- только фермионы;
- бозоны и монополи.

Б о з о н ы и ф е р м и о н ы . В такой теории можно приписать аромат, цвет (и, возможно, индекс поколения) разным преонам. В частности, можно приписать аромат фермиону, поскольку часть слабого взаимодействия, связанная с ароматами, имеет «ориентированную», или киральную, структуру, а цвет приписать бозону, поскольку цветное взаимодействие имеет некиральную «векторную» структуру. Модели этого типа обладают тем преимуществом, что ни одна степень свободы не дублируется, так что легко избежать появления нежелательных экзотических состояний. Кроме того, такие модели легко допускают выполнение условия воспроизведения аномалий 'т Хоофта, о котором еще будет сказано ниже. Варианты, в которых, например, цвет приписывается как бозонам, так и фермионам, приводят к появлению экзотических частиц, таких, как цветные W-бозоны и лептоны. Такие модели имеют нестандартную феноменологию, и их всегда можно привлечь, если эксперименты потребуют этого. В обоих случаях структура моделей отличается от структуры квантовой хромодинамики, в которой все конститuentы (в данном случае — кварки) — фермионы*). Модели, в которых конститuentами являются как бозоны, так и фермионы, могут быть специально сконструированы так, чтобы они обладали симметрией, называемой «суперсимметрией», преобразующей бозоны в фермионы и наоборот. Такие модели, обсуждаемые ниже, особенно интересны (если суперсимметрия реализуется в природе, то я также буду называть термином дионы «скварки» и «слептоны» — суперсимметричные партнеры кварков и лептонов, также являющиеся конститuentами материи).

В качестве примера рассмотрим простейшую бозон-фермионную модель, обеспечивающую нужные квантовые числа. Фермионы F_{fA} — безмассовые преоны спина 1/2, обладающие ароматом ($f = u, d$) и киральностью (A — левый, правый). Бозоны φ^α обладают цветом ($\alpha = 1, 2, 3$) и лептонным числом ($\alpha = 4$). Фермионы и, независимо, бозоны преобразуются по N -мерному представлению метациетной группы $SU(N)_{mc}$, так что $F\varphi^+$ есть синглет по метацивету. Электрические заряды (в единицах $|e|$): $+1/2$ и $-1/2$ для F_u и F_d соответственно, $-1/6$ для $\varphi^{1,2,3}$ и $+1/2$ для φ^4 .

Приведем выражения для первого поколения кварков и лептонов.

Левосторонние	Правосторонние
Кварковые дублеты:	
$u_L = F_{uL}\varphi_\alpha^+$	$u_R = F_{uR}\varphi_\alpha^+$
$d_L = F_{dL}\varphi_\alpha^+$	$d_R = F_{dR}\varphi_\alpha^+$
Лептонные дублеты:	
$\nu_{eL} = F_{uL}\varphi_4^+$	$\nu_{eR} = F_{uR}\varphi_4^+$
$e_L = F_{dL}\varphi_4^+$	$e_R = F_{dR}\varphi_4^+$

Чтобы включить в рассмотрение следующие поколения, необходимо добавить к φ соответствующий индекс.

*) Это утверждение неточно. В КХД с необходимостью возникают связанные состояния глюонов, являющихся бозонами, — глоболы. (Примеч. пер.)

Эта модель содержит, кроме обычных 15 спиральных состояний, формирующих поколение стандартной модели, правое нейтрино, которого в стандартной модели нет. Таким образом, нейтрино в этой модели являются массивными.

Выше я упоминал о том, что для того чтобы характерная шкала подструктуры Λ была порядка 1 ТэВ, необходима киральная симметрия. В квантовой хромодинамике киральная симметрия спонтанно нарушена, и составные фермионы, являющиеся в этом случае барионами, приобретают массы, которые действительно больше квантовохромодинамической шкалы конформанта $\Lambda_{\text{кхд}}$. Частицы, которые остаются (приближенно) безмассовыми, — это бозоны: пионы и их партнеры по ароматовой симметрии SU (3). Такой сценарий не должен иметь места в преонных моделях кварков и лептонов. По крайней мере, необходимо выявить различия между преонными моделями и квантовой хромодинамикой, которые смогут позволить сохранить киральную симметрию в первом случае, несмотря на то, что она нарушается во втором.

Суперсимметричные преонные модели имеют несколько отличий от квантовой хромодинамики. Они имеют различные составляющие материи: бозоны и фермионы, а не только фермионы. Кроме того, введение суперсимметричного метацивета вместо обычных цветовых сил приводит к появлению как векторных глюонов, так и их суперсимметричных партнеров, глюино со спином 1/2, в качестве переносчика удерживающих сил вместо векторных глюонов квантовой хромодинамики. Произведение групп метацивета вместо квантовохромодинамической SU (3) также может способствовать сохранению киральной симметрии. Можно предположить, что благодаря этим различиям киральная симметрия, в отличие от случая квантовой хромодинамики, остается ненарушенной в суперсимметричных преонных моделях. Позже я опишу еще один механизм, предохраняющий фермионы от приобретения ими масс порядка шкалы подструктуры, — суперсимметричный механизм Намбу — Голдстоуна, который имеется только в суперсимметричных моделях.

Суперсимметрия важна для бозон-фермионных моделей еще в одном аспекте. Суперсимметрия устраняет проблемы моделей с фундаментальными бозонами, возникающие из-за квадратично расходящихся квантовых поправок. При наличии суперсимметрии скаляры находятся в одном мультиплете со спинорами, и благодаря этому соответствующие квантовые поправки взаимно сокращаются⁸.

Т о л ь к о ф е р м и о н ы . В случае, когда все конститuentы — фермионы, каждое из квантовых чисел — аромат, цвет, индекс поколения — может быть связано с отдельным конститuentом. Такое предписание препятствует появлению экзотических частиц, т. е. частиц с такими квантовыми числами, которых нет в стандартной модели. С другой стороны, одна и та же квантовое число может быть приписано различным конститuentам: в этом случае модель содержит экзотические частицы, но можно построить ее так, чтобы существование экзотики не входило в противоречие с имеющимися данными. Как и в случае бозон-фермионных моделей, эти модели при необходимости также всегда готовы к экспериментальной проверке. Интересен вариант, когда фермионы помещаются в фундаментальное спинорное представление групп O (2N). Ценность этих моделей — в возможной связи с O (2N)-теориями великого объединения.

Модель ришонов, предложенная независимо Хаимом Харари из Вейцмановского института и Майклом А. Шупом из университета шт. Иллинойс, также содержит только фермионные конститuentы. Восемь заряженных кварковых и лептонных состояний, имеющих в каждом поколении стандартной модели, могут быть построены с использованием только двух типов фермионов: T с зарядом 1/3 и V с зарядом 0. Дироны являются восьмью воз-

можными трехчастичными перестановками: TTT, TTV, TVT, VTT, VTV, TVV и VVV. В исходной версии модели ришонов авторы предполагают, что триплеты частиц с одинаковым зарядом, такие, как TTV, TVT, VTT, могут отвечать трем цветам кварков. Таким образом, в модели ришонов делается смелая попытка объяснить возникновение цвета в рамках составной модели. К сожалению, эта попытка оказалась неудачной, поскольку в исходной версии модели эти три состояния являются линейно зависимыми; более того, без введения дополнительных степеней свободы нельзя обеспечить, чтобы только нужные состояния имели требуемую малую массу. Попытка справиться с этой трудностью привела к появлению более сложной модели, в которой имелись, к сожалению, другие теоретические проблемы и которая была в то же время менее радикальной.

Т о л ь к о б о з о н ы . В моделях с бозонными конститuentами избегают необходимости рассмотрения фермионов за счет использования связанных состояний монополей, чтобы получить таким образом и спин, и статистику Ферми — Дирака для фермионов. До сих пор, если не считать пионерских работ Пати, этим моделям внимания практически не уделялось. В этой статье я буду обсуждать бозон-фермионные модели.

В любой составной модели составляющие дирионов имеют такие квантовые числа, как метцвет, аромат, индекс поколения, а также спин. Какие из указанных квантовых чисел фундаментальны, а какие — вторичны? «Модельстроители» пытались главным образом объяснить цвет и индекс поколения; остальные степени свободы считались фундаментальными. Как отмечалось выше, попытка генерировать цвет кварков перестановками ришонов была неудачной. Модели, в которых поколение не является фундаментальным объектом, используют возможность добавления нейтральных объектов — скалярных частиц с вакуумными квантовыми числами, скаляр-антискалярных или фермион-антифермионных пар к основному состоянию. При этом генерируются другие поколения. В суперсимметричных моделях фермион-антифермионными парами могут быть метцветные пары глюино-антиглюино. Можно было бы также предположить, что поколения появляются как орбитальные или радиальные возбуждения порядка энергии связи, которая на несколько порядков величины больше разности масс между частицами первого, второго и третьего поколений.

МАЛОСТЬ МАСС ДИРОНОВ

Были предложены три механизма для предотвращения приобретения дирионами масс порядка шкалы подструктуры.

Первый механизм предложили Герард 'т Хоофт из Утрехтского университета и Савас Димопулос, Стюарт Раби (теперь в Лос-Аламосе) и Леонард Сасскинд из Стэнфордского университета. Во многих теориях, таких, как квантовая хромодинамика и ее аналоги, лагранжианы обладают киральной симметрией, т. е. они инвариантны относительно независимых унитарных преобразований левых и правых фермионов со спином $1/2$. Массовый член не инвариантен относительно этих преобразований и нарушает киральную симметрию. Если киральная симметрия не нарушена динамически, в теории имеются безмассовые фермионы со спином $1/2$. В том случае, когда этим фермионам можно приписать необходимые квантовые числа, их можно отождествить с кварками и лептонами. 'Т Хоофт предложил необходимое (но не достаточное) условие возможности такого отождествления. Из аксиальной аномалии конститuentов должна следовать аксиальная аномалия для составных частиц. Грубо говоря, условие воспроизведения аномалии 'т Хоофта необходимо для того, чтобы как преонная модель, так и эффективная теория на уровне дирионов были непротиворечивыми и перенормируемыми.

В таких теориях, как квантовая хромодинамика, где нет бозонов-конституентов *) и в которых у левых и правых фермионов одинаковые ароматы, киральная симметрия, как показали Дональд Вайнгартен из ИБМ и Кумран Вафа и Эдвард Виттен из Принстонского университета, нарушена. Более того, в теориях, в которых все преоны являются фермионами, условие воспроизведения аномалий столь ограничительно, что допустимы только весьма неправдоподобные решения. Оба этих аргумента свидетельствуют против фермионных моделей. В бозонно-фермионных моделях условие воспроизведения аномалий удовлетворить легко. Кроме того, не было показано, что негативный результат Вайнгартена и Вафы — Виттена справедлив и для теорий со скалярами. Есть надежда на то, что киральная симметрия не позволяет кваркам и лептонам в таких моделях приобретать большие массы.

Второй механизм для получения малых масс — спонтанное нарушение суперсимметрии, которое приводит к появлению безмассовых голдстоуновских фермионов — «голдстино». Этот механизм неудовлетворителен, так как приводит к появлению слишком малого числа безмассовых фермионов (появляется только по одному голдстино на каждый генератор нарушенной суперсимметрии).

Третий механизм, которому в последние два года уделялось много внимания, — это нарушение глобальной симметрии в суперсимметричной теории. Нарушение глобальной симметрии обычно приводит к появлению нambu-голдстоуновских бозонов, по одному на каждый генератор нарушенной симметрии. В суперсимметричной теории с этими бозонами ассоциированы их фермионные партнеры, которые также безмассовые. Несколькими авторами были построены квазиреалистические модели, использующие этот механизм. Они показали, что существует естественный способ отождествления диринов одного поколения с набором нambu-голдстоуновских фермионов, генерируемых в рамках простой схемы нарушения симметрии, а именно, нарушения $SU(6)$ до $SU(4) \times SU(2) \times U(1)$.

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Выше я рассматривал два довода в пользу того, чтобы не считать слабые взаимодействия фундаментальными:

— из прошлого опыта мы знаем, что многие короткоживущие взаимодействия являются остаточными эффектами сил, действующих на более глубоком структурном уровне;

— в большинстве моделей W - и Z -бозоны, переносчики слабого взаимодействия, могут быть построены из тех же преонов, из которых строятся дироны и хиггсовские мезоны. Почему бы не использовать эту возможность?

Сейчас я хочу рассмотреть эту возможность более подробно, обозначить, что необходимо сделать для ее существования, и дать обзор состояния теории с составными W - и Z -бозонами.

Подчеркну, что рассматривать слабые взаимодействия как остаточные, сохраняя электромагнитные взаимодействия фундаментальными, — это отход от частичного объединения электрослабых взаимодействий, которое рассматривалось в 1970 г. как грандиозный успех. Несмотря на это, аналогия между сильными взаимодействиями как остаточными для цветных и слабыми взаимодействиями как остаточными для метациетных так привлекательна, что мне хотелось бы отойти от частичного объединения.

Чтобы рассмотреть эту, идущую вразрез с традициями, идею серьезно, мы должны быть уверены, что результаты стандартной модели, в которой используется локальная калибровочная теория, правильно описывающая экспериментальные данные, полученные до сих пор, могут быть также получены и без калибровочной теории, а также в том, что альтернативная теория не слишком уродлива или сложна.

*) См. сноску на с. 344. (Примеч. пер.)

В 1978 г. Джеймс Бьёркен из СЛАК (теперь в Фермилабе) показал, что описание в рамках стандартной модели слабых взаимодействий при низких энергиях может быть воспроизведено и без использования калибровочной теории, если потребовать справедливости двух предположений:

— существует глобально симметричное фермиевское взаимодействие, в которое входит левый диронный ток с изоспином 1;

— существует смешивание нейтральной компоненты тока с электромагнитным током.

Эффективный лагранжиан слабых взаимодействий будет тогда иметь вид

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = -\frac{G}{\sqrt{2}} \mathbf{J}_\mu \mathbf{J}^\mu,$$

где \mathbf{J}_μ — левый слабый изовекторный ток дионов. Для частиц первого поколения ток имеет вид

$$\mathbf{J}_\mu = (\bar{u} \bar{d}') \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \left[\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right] \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_e \bar{e}) \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \left[\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}.$$

Штрихи означают, что кварковые поля — комбинации сохраняющих и не сохраняющих странность компонент, т. е. осуществлен поворот на угол Кабиббо. Более того, третьи компоненты диронных токов замещаются комбинацией слабых и электромагнитных токов, т. е. компоненты повернуты на слабый угол смешивания:

$$J_\mu^3 \rightarrow J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{\text{ЭМ}}.$$

Для дионов первого поколения электромагнитный ток имеет вид

$$J_\mu^{\text{ЭМ}} = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d - \bar{e} \gamma_\mu e.$$

Аналогичные выражения имеют место и для дионов других поколений.

Бьёркен предположил, что источником смешивания может быть существование у нейтрино зарядового радиуса, и указал, что требуется очень большое смешивание. Фам К. Хунг (ныне в Виргинском университете) и Джан Дж. Сакураи из Калифорнийского университета в Лос-Анджелесе разработали, развивая идеи Бьёркена, модель с явными обменами W - и Z -бозонами. Они, в согласии с Бьёркеном, нашли, что асимптотическая (при высоких энергиях) применимость симметрии стандартной модели $SU(2) \times U(1)_Y$, рассматриваемой как глобальная, дает ту же массовую формулу

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W},$$

что и стандартная модель. Позднее, опять-таки в согласии с Бьёркеном, они обнаружили, что большое смешивание фотона с W^0 -бозоном может происходить вследствие больших вкладов диронных петель в фотонную вакуумную поляризацию.

Бьёркен, Хунг и Сакураи не упоминали в своих работах о составных W - и Z -бозонах. Идея о том, что слабые взаимодействия есть проявление составной структуры W - и Z -бозонов, была впервые высказана Харари и Шупом в контексте упоминавшейся выше модели рионов. Позднее Пати и более детально Джозеф Сачер и я развивали эту идею в Мэрилендском университете в контексте бозон-фермионной модели, которую я использую в качестве примера в статье. В этой модели W - и Z -бозоны строятся из несущих аромат левокиральные преоны со спином $1/2$ F_L как потому, что слабые взаимодействия имеют киральную структуру, которую могут обеспечивать преоны со спином $1/2$, так и потому, что использование преонов со спином 0 приведет к появлению P -волнового состояния, волновая функция которого в нуле

равна нулю, а вместе с ней будет равным нулю (или, по крайней мере, очень малым) смешивание W^0 -мезона с фотоном. В модели, которую я описывал, был построен следующий левый триплет и синглет со спином 1 W -бозонов:

$$W_{\mu L}^{+,0,-} = (\bar{F}_{dL}\gamma_{\mu}F_{uL}, \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{F}_{uL}\gamma_{\mu}F_{uL} - \bar{F}_{dL}\gamma_{\mu}F_{dL}), \bar{F}_{uL}\gamma_{\mu}F_{dL}),$$

$$W_{\mu L}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{F}_{uL}\gamma_{\mu}F_{uL} + \bar{F}_{dL}\gamma_{\mu}F_{dL}).$$

Аналогично набор хиггсовских бозонов со спином 0 может быть построен с использованием $F_L F_R$ и $\bar{F}_R F_L$, а подобные выписанным наборы правых W -бозонов можно построить, используя правокиральные проекции преонов F_R со спином 1/2.

Чтобы слабые взаимодействия, передача которых осуществляется этими составными частицами, воспроизводили стандартную модель, необходимо потребовать, чтобы:

- левый триплет W -бозонов был намного менее массивен, чем правый триплет;
- имело место большое смешивание между W^0 -бозоном, принадлежащим этому триплету, и фотоном;
- возбужденные состояния всех этих частиц, существующие вследствие предположения об абсолютном конфайнменте преонов, должны иметь намного большую массу, чем W -бозоны в основном состоянии, чтобы только W -бозоны в основном состоянии вносили вклад в слабые взаимодействия при низких энергиях.

В некоторых моделях требуется, чтобы имела малую массу также и линейная комбинация левого и правого синглетов с нейтральной компонентой правого изовектора W . На первый взгляд кажется, что требуется очень многое, однако в последние годы несколько авторов, используя различные аргументы, связали эти требования с условием отличия масс левых W -бозонов от шкалы подструктуры на фактор 1/10—1/5, в то время как остальные W -бозоны и возбужденные состояния имеют массы порядка шкалы подструктуры и выше. Я лишен возможности вдаваться в детали в этой статье. Интересующийся читатель может найти изложение идеи векторной доминантности и ссылки на более ранние работы в⁹. Наиболее важными открытыми вопросами являются доказательство возможности того, что левые W -бозоны сравнительно легкие, и объяснение того факта, что массы наблюдаемых W - и Z -бозонов согласуются с предсказаниями стандартной модели с точностью порядка 5%.

ПОИСК ПОДСТРУКТУРЫ

Если дионы составные, доказательство этому дадут те же самые эксперименты, которые сегодня дают лишь ограничения. Тогда мы увидим отклонения в $g - 2$, найдем новые контактные взаимодействия и обнаружим редкие распады. Кроме того, из-за конфайнмента преонов составные кварки, лептоны, W - и Z -бозоны должны иметь дополнительно к дионам для основного состояния мезонов и барионов в квантовой хромодинамике иметь возбуждения. Масса, спин, аромат и другие квантовые числа возбужденных состояний дали бы важную информацию о преонной модели. Наконец, так же, как обладающие цветным зарядом партоны (кварки и глюоны) материализуются при «адронизации» в пионы, нуклоны и другие адроны, — несущие метакварт преоны будут материализовываться при «диронизации» в дионы. Рис. 4 иллюстрирует аналогию между этими двумя процессами. Экспериментальным свидетельством диронизации будет множественное рождение кварков и лептонов по способу, изображенному на рис. 3, на «мультиэвневных» e^+e^- -ускорителях или при еще больших энергиях на pp -коллайдерах.

Из истории физики элементарных частиц следует, что те характеристики, которые нельзя вычислить в стандартной модели (такие, как спектр масс кварков и лептонов), могут быть поняты при переходе к более глубокому структурному уровню, на котором многие частицы стандартной модели — составные. Современные экспериментальные данные и теоретическое понимание дают основания надеяться, что шкала новой структуры расположена при энергиях порядка 1 ТэВ.

Я описал некоторые из моделей, которые были построены для объяснения квантовых чисел кварков, лептонов, W- и Z-бозонов и скалярных бозонов в терминах их конstituентов. Большой прогресс имел место в поисках симметрии, обеспечивающих малость масс кварков и лептонов по сравнению

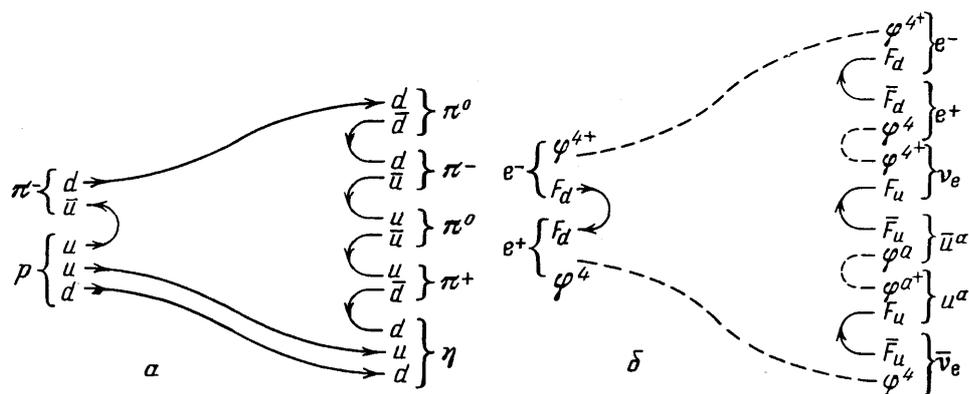


Рис. 4. Адронизация и диквонизация.

На рис. а показано, как рассеяние пиона на пионе протоне приводит к множественному образованию пионов, поскольку кварк-антикварковые пары формируют, покидая область взаимодействия, конечные адроны. На рис. б показано, как электрон-позитронная аннигиляция может привести к множественному образованию диквонизации при объединении в диквонизации преон-антипреонных пар

с шкалой подструктуры, в частности, киральной симметрии и механизма Намбу — Голдстоуна в суперсимметричных моделях.

Хотя были предложены привлекательные модели, ни одна модель для кварк-лептонной физики не кажется такой многообещающей, как кварковая модель адронной физики в 1964 г. Кварковая модель имела три разительных отличия от предыдущих моделей:

- дробный заряд кварков;
- существование скрытой степени свободы — цвета;
- абсолютный конфайнмент цветных кварков и глюонов (эффект больших расстояний) и асимптотическая свобода на малых расстояниях (убывание «бегущей» константы связи кварк-глюонного взаимодействия).

Мы пока не знаем, какие сюрпризы ожидают нас на преонном уровне. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования покажут, является ли идея композитности части стандартной модели адекватной для той области энергий, в которую вступает эксперимент.

* * *

Мне хочется поблагодарить Криса Кви́гга за оказанное гостеприимство в Фермилаб и Йоширо Намбы и Роберта Захса за гостеприимство в Институте им. Энрико Ферми (университет Чикаго). Я благодарен Раби Мохапатра, Самуэлю Нуссинову, Джогешу Пати и Джозефу Сачеру за многочисленные обсуждения преонных моделей в течение последних нескольких лет. Я благодарен Карлу Олбрайту, Эсти́л Эйхтену, Крису Кви́ггу и Яну Рознеру за полезные замечания к черновому варианту статьи. Эта работа частично финансировалась Национальным научным фондом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайнберг С. Открытие субатомных частиц.— М.: Мир, 1985.
2. Green M.//Phys. Today. 1985. V. 38. P. 17 *).
3. Georgi H., Glashow S. L.//Ibidem. 1980. V. 33. P. 30.
4. Lyons L.//Prog. Part. and Nucl. Phys. 1983. V. 10. P. 227.
5. Peskin M. E.//Proc. of 10th Intern. Symposium on Lepton-Hadron Interactions at High Energies/Ed. W. Pfeil.— Bonn: Univ. of Bonn. 1981. — P. 880.
6. Рессеи R. P.//ECFA-CERN Workshop on Feasibility of Hadron Colliders in the LEP Tunnel. Geneva: CERN.— 1984. P. 329.
7. Greenberg O. W., Mohapatra R. N., Nussinov S. N.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 148. P. 465.
8. Весс Дж., Баггер Дж. Суперсимметрия — супергравитация.— М.: Мир, 1986.
9. Schrempp B., Schrempp F. DESY preprint 84/055.— Hamburg, May 1984.

*) Ссылки ^{2,3} добавлены переводчиком. (Примеч. ред.)