

539.1

8.85

МОСКОВСКИЙ
ОРДENA ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИЯ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. Б. Окунь

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, XII-я.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ
И ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

МОСКВА 1981

539.1

В 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

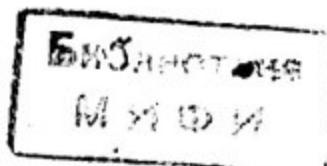
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л.Б. Окунь

*Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, х. д.*

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ
И ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Текст лекций



Москва 1981

УДК 539.12

О к у н ь Л. Б. Современное состояние и перспективы физики высоких энергий. — Текст лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1981, 68 с.

Дан обзор основных направлений физики элементарных частиц: квантовой хромодинамики, теории электрослабого взаимодействия, включая хиггсовы бозоны и техникварки, моделей великого объединения и суперобъединения.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	4
2. Основные принципы	5
3. Основные частицы	7
4. Электромагнитное взаимодействие	11
5. Сильное взаимодействие	12
6. Слабое взаимодействие	23
7. Скаляры	30
8. Техни цвет: новая физика в районе тераэлектрон-вольта?	33
9. Великое объединение	37
10. Суперобъединение.	47
11. Астрофизика и космология	53
12. Новые стабильные частицы? Новые дальнодействия?	58
13. Заключительные замечания	62
Список литературы	64

1. ВВЕДЕНИЕ

Основная трудность в описании современного состояния физики высоких энергий заключается, пожалуй, в том, что эта наука представляет собой совокупность очень большого числа очень разнородных областей. Само название "физика высоких энергий" является в некотором смысле условным, так как речь идет не только о физических экспериментах на больших ускорителях или в космических лучах, но и о реакторных нейтрино, о масс-спектроскопии окружающего нас вещества, о проверке его стабильности, об астрофизических наблюдениях и многом другом.

Не менее разнообразны и теоретические направления: от феноменологической параметризации экспериментальных данных до поисков нового математического аппарата для построения квантовой теории гравитации.

Все эти столь различные виды экспериментальной и теоретической деятельности подчинены единой задаче: установить основные физические законы Природы.

Главная трудность в описании перспектив фундаментальной физики заключается в том что развитие физики кажется логически последовательным только в ретроспективе. Если же обратиться не к "послесказаниям", а к предсказаниям, то очередной важный шаг почти всегда неожидан и очень часто не воспринимается всерьез не только теми, кто смотрит со стороны, но и тем, кто его делает.

Если попытаться, тем не менее, выделить основное своеобразие современной картины физики высоких энергий и ее основную тенденцию, то можно сказать следующее. Сегодня, впервые в истории физики, сформулирована квантово-полевая теория трех из четырех основных сил природы: электромагнитных, слабых и сильных. Усилия направлены на то, чтобы создать единую теорию всех сил, включая квантовую теорию гравитации, и на ее основе построить полную картину мироздания.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ

Важнейшие достижения последних десятилетий в физике элементарных частиц связаны с симметриями. Симметрии — даже нарушенные — составляют сердцевину современной физики.

Одним из наиболее глубоких результатов физики XX столетия является формулировка принципа, согласно которому симметрия определят не только кинематику фундаментальных процессов, но и их динамику. Более точно, динамика определяется локальной симметрией. Принцип этот не является новым: на нем основана созданная в начале века классическая теория гравитации — общая теория относительности, уравнения которой инвариантны относительно локальных преобразований координат.

В рамках квантовой теории поля принцип локальной симметрии привел к созданию теорий электрослабого и сильного взаимодействий. Уравнения этих теорий инвариантны относительно так называемых калибровочных преобразований — локальных преобразований фаз полей. В случае электромагнитного взаимодействия — это абелевы (коммутирующие друг с другом) преобразования фаз электрически заряженных полей, отвечающие группе $U(1)$. В случае сильного взаимодействия — это неабелевы (не коммутирующие друг с другом) преобразования фаз полей, несущих так называемые цветовые заряды, отвечающие группе $SU(3)$. Единая теория электрослабого взаимодействия описывается нарушенной локальной симметрией $U(1) \times SU(2)$. В отличие от группы координатных преобразований Пуанкаре \mathcal{P} , которую называют геометрической, группы преобразований типа $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ и т.д. называют внутренними, поскольку они относятся к так называемым внутренним (т.е. не пространственно-временным) переменным типа изотопического спина.

Итак, теории электрослабого и сильного взаимодействий основаны на локальной внутренней симметрии $H = U(1) \times SU(2) \times SU(3)$.

Следует подчеркнуть, что несмотря на все своеобразие калибровочных симметрий и механизмов их нарушения, созданные на их основе теории не потребовали выхода за пределы стандартной квантовой теории поля. Как теория сильного взаимодействия, так и теория электрослабого взаимодействия описываются лагранжианами. Н. Бор вряд ли причислил бы их к тем "безумным" теориям, о необходимости которых он говорил в конце 50-х годов. В наследство от теории относительности наши

теории получили скорость света c , в наследство от квантовой механики — квант действия \hbar . Вопреки многочисленным прогнозам мы не обнаружили пока никакой дискретности пространства и времени, и к фундаментальным постоянным c и \hbar не добавилась пока третья фундаментальная постоянная — элементарная длина или максимальный элементарный переданный импульс. Более того, все серьезней кажется догадка, что естественной размерной единицей физики высоких энергий является масса Планка $m_p = (G_N / \hbar c)^{1/2} \approx 10^{19}$ ГэВ/с² — величина, которую Планк ввел в физику в первый год нашего века, комбинируя ньютоновскую гравитационную константу G_N , \hbar и c . На расстояниях $1/m_p$ (здесь и в дальнейшем мы пользуемся единицами $\hbar = c = 1$) гравитационное взаимодействие становится сильным, в нем существенную роль должны играть квантовые эффекты.

На то, что m_p является естественной размерной единицей, указывают следующие соображения, связанные с симметрией. Строгая (ненарушенная) локальная симметрия природы имеет вид:

$$\rho \times U(1)_{em} \times SU(3)_c,$$

где группа ρ связана с гравитационными полями; $U(1)_{em}$ — с электромагнитным полем, а $SU(3)_c$ — с глюонным. Так вот, константы взаимодействия фотонов $\alpha_{em} (= e^2 / \hbar c)$ и глюонов α_s безразмерны, и на фундаментальном уровне единственная размерная константа — это постоянная Ньютона G_N и, следовательно, m_p .

Теперь, когда в общих чертах охарактеризованы теории отдельных взаимодействий и введены единицы, можно попытаться сформулировать, чего мы ожидаем от будущего.

Прежде всего, мы надеемся найти группу симметрии G , которая включила бы в себя в качестве подгрупп все известные в настоящее время внутренние симметрии ($G \supset H$) и описала все типы калибровочных взаимодействий с помощью единой константы взаимодействия α_G . Это — программа так называемого великого, или гранд-объединения. Принципиальная возможность гранд-объединения основана на том, что благодаря явлению поляризации вакуума "заряды" различных калибровочных взаимодействий электромагнитного α_{em} , слабого α_W и сильного α_s зависят от расстояния. При этом, например, эффективный электрический заряд частицы растет по мере проникновения в глубь ее, а ее сильный и слабый заряды падают.

В результате заряды, различные на больших расстояниях, могут стать одинаковыми на малых расстояниях. Несомненно, что на пути к гранд-объединению будут открыты новые типы сил и соответствующих калибровочных полей. Некоторые из этих полей предсказываются существующими гранд-моделями, другие могут появиться совершенно неожиданно и привести к построению более сложных схем.

Второй этап, существенно более фундаментальный, заключался бы в объединении внутренней симметрии G и геометрической симметрии ρ в единую суперсимметрию $S \supset \rho \times G$, объединяющую все силы, включая гравитацию. Это — программа суперобъединения. Мы ожидаем, что суперобъединение позволит не только определить константу α_G , но и вычислить соотношения между различными масштабами, которые существуют в природе. Оно установило бы связь между массой Планка m_P и другими массами: массой протона m_p , массой электрона m_e и т.д., т.е. объяснило бы иерархию масс $m_P \dots m_p \dots m_e \dots$. В некотором смысле объяснение этой иерархии является конечной задачей физики высоких энергий. Заодно мы объяснили бы весь Мир. (Это утверждение, разумеется, не следует понимать слишком буквально, а, так сказать, *cum grano salis*.)

3. ОСНОВНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Прежде чем переходить к подробному обсуждению отдельных взаимодействий и проблем, связанных с их объединением, дадим беглый обзор основных частиц. Обсудим, что известно о них из опыта, что мы хотели бы узнать о них, зачем они нужны, т.е. какова их роль в природе. Частицы естественно расположить на лестнице спинов:



Экспериментальный статус этих частиц различен. Без всяких оговорок существуют фотон γ и лептоны (e , μ , τ , ν_e , ν_μ ; существование ν_τ почти доказано). Существование цвет-

ных кварков (q) и глюонов (g) кажется несомненным для физиков, работающих с ними, но у широкой публики эти частицы еще долго будут вызывать недоверие своей неизвлекаемостью из адронов, которые построены из них. Нам известны пять сортов (ароматов) кварков ($q=u, d, s, c, b$), каждый из которых существует в трех цветовых разновидностях (желтой, синей, красной). Электрические заряды u - и c -кварков равны $+2/3$, а d -, s -, b -кварков $-1/3$. Глюоны — переносчики сильного взаимодействия — являются синглетами по аромату (они электрически нейтральны) и компонентами октета по цвету.

Свойства промежуточных бозонов W^+ , W^- , Z^0 -переносчиков слабого взаимодействия — однозначно предсказываются теорией электрослабого взаимодействия. В частности, $m_W \approx 80$ ГэВ, $m_Z \approx 90$ ГэВ. Мы ожидаем, что эти частицы будут открыты в течение ближайших двух лет на встречных пучках протонов и антiproтонов, строительство которых близится к завершению в ЦЕРНе.

Ситуация с элементарными скалярными частицами (так называемыми хиггсовыми бозонами) существенно более неопределенная. Эти частицы играют важную роль в теории, являясь основой механизма, приводящего к возникновению масс у лептонов, кварков и промежуточных бозонов. К сожалению, однако, мы не знаем, чему должны равняться массы самих скалярных бозонов. Они могут быть сравнительно легкими (~ 10 ГэВ), но могут быть и очень тяжелыми, гораздо тяжелее промежуточных бозонов. В последнем случае мы столкнемся с новым короткодействующим сильным взаимодействием при энергии порядка 1 ТэВ. Вопрос о существовании и свойствах скалярных бозонов является одним из узловых вопросов физики элементарных частиц.

Векторные X - и Y -бозоны, существование которых предсказывается большинством схем великого объединения, очень тяжелые. Их ожидаемые массы порядка 10^{15} ГэВ, так что для их рождения понадобились бы ускорители длиной около светового года. Но о том, что эти частицы существуют, мы могли бы узнать, вообще не обращаясь к ускорителям. Дело в том, что взаимодействия этих частиц с лептонами и кварками не сохраняют барионное и лептонное квантовые числа и ведут к нестабильности протона. Если ведущиеся сейчас поиски действительно обнаружат распад протона, то это явится триумфом идеи великого объединения.

Хорошо известно, что экспериментальное обнаружение квантов гравитационного поля — гравитонов — является фантастически трудной задачей из-за слабости гравитационного взаимодействия. В лабораторных условиях не удалось до сих пор зарегистрировать даже классические гравитационные волны. Что касается частиц с $J = 3/2$, так называемых гравитино, предсказываемых схемами суперобъединения, то сегодня трудно даже сказать, является ли их обнаружение сравнительно простой экспериментальной задачей или это задача еще более сложная, чем детектирование гравитонов. Это связано, в частности, с тем, что мы не знаем, почему должна равняться масса гравитино.

Элементарные частицы с $J > 2$ обычно отвергаются теоретиками, так как попытки их непротиворечивого теоретического описания наталкиваются на серьезные трудности. Тем не менее, мне кажется, что их рано сбрасывать со счетов: они сыграют важную роль в будущей теории всех частиц и всех взаимодействий.

Короткая экскурсия по лестнице спинов приводит к парадоксальному заключению: из известных типов фундаментальных частиц современной физики большинство (5 из 9) пока экспериментально не обнаружены. Мы как бы живем в доме, где есть две стены и часть крыши, а все остальное существует лишь на бумаге. Это впечатление еще более усиливается, если учесть, что на каждой ступени лестницы, кроме уже обсужденных нами частиц, могут (или должны, если верить тем или иным конкретным теоретическим моделям) присутствовать многие другие частицы. Среди них: сверхтяжелые хиггсовы бозоны, необходимые в гранд моделях, дополнительные частицы с $J = 1/2$ — так называемые фотино и глюино, предсказываемые в рамках супергравитации, дополнительные векторные бозоны и т.д.

Другое парадоксальное заключение состоит в том, что мы гораздо лучше понимаем, зачем нужны те частицы, которые еще не открыты, чем многие из тех, в существовании которых мы удостоверились экспериментально. Чтобы убедиться в этом, посмотрим более внимательно на лептоны и кварки. Обычно их подразделяют на три подобных по квантовым числам поколения, обнаруживающих специфическую симметрию между лептонами и кварками:

u	c	t	(?)
d	s	b	
ν_e	ν_μ	ν_τ	
e	μ	τ	

(В этой схеме имеется одна недостающая частица — t -кварк). Поиски реакции его рождения на встречных электрон-позитронных пучках ПЕТРА привели к заключению, что масса t -кварка больше 18 ГэВ. Ничего противоестественного в том, чтобы кварк был даже еще более тяжелым, нет, и наше последующее обсуждение основано на предположении, что t -кварк существует. (Альтернативная теоретическая схема, не содержащая t -кварка, будет рассмотрена ниже, в разделе, посвященном гранд-моделям).

Вопрос о роли лептонов и кварков в природе имеет две стороны: условно назовем их макроскопической и микроскопической. Макроскопическая роль частиц первого поколения ясна — это тот материал, из которого построен окружающий нас мир и без которого он не может функционировать. Из u - и d -кварков построены ядра атомов, из электронов — атомные оболочки; электронное нейтрино является необходимым участником термоядерных реакций, без которых погасли бы Солнце и звезды. Что касается макроскопической роли частиц последующих поколений, то она, на первый взгляд, кажется ничтожной. Эти частицы напоминают черновые наброски, которые Бог выбросил как неудачные, а мы с помощью нашей изощренной техники откопали в его мусорной корзине. Сейчас мы начинаем догадываться, что эти частицы играют важную роль в первые мгновения большого взрыва. По-видимому, именно из-за них возник тот небольшой избыток барионов над антибарионами, благодаря которому во Вселенной есть не только реликтовые фотоны и нейтрино, но и обычное вещество.

Еще менее ясна нам микроскопическая роль фермионов. Каков тот принцип, в силу которого их присутствие в лагранжиане вообще необходимо? Векторные частицы нужны для калиброчечной симметрии, скалярные — чтобы нарушать эту симметрию. А зачем нужны фермионы? Ответ на этот вопрос должна дать суперсимметрия, объединяющая в единые мультиплеты бозоны и фермионы. Она же, по-видимому, сможет ответить и на вопрос о том, каково должно быть полное число фермионных поколений. Некоторые ограничения на это число, налагаемые, с одной стороны, гранд-моделями, а с другой стороны, — астрофизикой, мы обсудим в соответствующих разделах.

Поистине ярмарочное обилие и разнообразие элементарных частиц находится в резком констрaste с той тенденцией к единству, о которой шла речь выше, при обсуждении фундаментальных принципов физики. Эстетический критерий простоты под-

сказывает нам, что все эти частицы действительно элементарны, более того, что, возможно, все они неэлементарны и состоят из небольшого числа истинно фундаментальных частиц. В литературе существует очень много различных названий для этих фундаментальных частиц — пракварки, метакварки, преоны, ришины, глики и т.д. Но, к сожалению, простой и красивой модели проматерии пока нет.

4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Большинство процессов — физических, химических, биологических, с которыми мы имеем дело в повседневной жизни, — это электромагнитные процессы. Неудивительно поэтому, что электромагнитные силы изучены гораздо лучше, чем другие фундаментальные силы. Теория взаимодействия фотонов с электронами и другими заряженными лептонами — квантовая электродинамика — наиболее разработанная из всех физических теорий. Ее предсказания имеют беспрецедентную точность. Беспрецедентной точностью обладают и эксперименты, в которых эти предсказания проверены и подтверждены, в частности, измерение магнитного момента мюона.

Электроны и мюоны широко используются в качестве электромагнитных инструментов исследования менее изученных частиц. Примерами могут служить процессы рождения адронов на встречных электрон-позитронных пучках или реакции глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах.

Квантовая электродинамика с ее калибровочной инвариантностью и перенормируемой теорией возмущений послужила прототипом при создании более сложных теорий — квантовой хромодинамики, теории электрослабого взаимодействия и моделей великого объединения. Поучительно, что при создании этих теорий оказались конструктивно использованными не только достоинства, но и недостатки квантовой электродинамики. Дело в том, что сама по себе квантовая электродинамика не является полностью самосогласованной теорией. Из-за поляризации вакуума эффективный заряд электрона, частично заэкранированный на больших расстояниях, т.е. при малых переданных импульсах, растет с ростом переданного импульса и при достаточно большом импульсе обращается в бесконечность. Хотя в чистой электродинамике это явление наступает при таких больших импульсах, которые никогда не смогут быть получены в лабораторных

условиях, тем не менее с чисто принципиальной точки зрения оно вызывало неудовлетворенность. Дальнейшее теоретическое изучение поляризации вакуума привело к открытию того замечательного факта, что в неабелевых калибровочных теориях, вместо вакуумной экранировки заряда, может иметь место антиэкранировка, так что эффективный заряд не растет, а падает с ростом переданного импульса. Это явление, называемое асимптотической свободой, играет первостепенную роль в квантовой хромодинамике и в моделях великого объединения.

В настоящее время квантовая электродинамика вошла в качестве составной части в единую теорию электромагнитного и слабого взаимодействий. Поэтому, на первый взгляд, кажется естественным перейти сразу же к рассмотрению физики слабого взаимодействия. Однако, поскольку электрослабая симметрия спонтанно нарушена, ее рассмотрение влечет за собой обсуждение свойств скалярных частиц и других связанных с этим вопросов. Поэтому до того, как переходить к слабому взаимодействию, мы рассмотрим сильное взаимодействие, теория которого в большей степени самозамкнута.

5. СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В понимании свойств сильного взаимодействия в течение 70-х годов был достигнут разительный прогресс. Была сформулирована и развита квантовая хромодинамика — теория сильного взаимодействия, которая сегодня не имеет конкурентов, и выводы которой подтверждаются в целом ряде различных физических явлений.

Квантовая хромодинамика дала естественное качественное объяснение большому числу установленных ранее эмпирических, или, лучше сказать, феноменологических закономерностей, таких как изотопическая инвариантность сильного взаимодействия, "ароматическая" $SU(3)$ -симметрия, киральная симметрия $SU(2)_L \times SU(2)_R$ и ее обобщение $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Согласно квантовой хромодинамике, эти симметрии следуют из универсальности константы взаимодействия глюонов с кварками, векторного характера глюонов и, как будет ясно из дальнейшего, из легкости u - и d -кварков и (в меньшей степени) s -кварка.

В рамках квантовой хромодинамики нашли свое объяснение и, вместе с тем, свои естественные пределы нерелятивист-

ская модель кварков, описывающая систематику адронов, и партонная модель, описывающая глубоконеупругие процессы.

Наконец, справедливость квантовой хромодинамики была подтверждена открытием в последние годы ряда новых объектов и явлений. Вот краткий перечень некоторых из них.

1. Чармний, система $c\bar{c}$, первый уровень которой — J/ψ -мезон ($m=3,097$ ГэВ) был открыт в 1974 г. С тех пор были найдены другие 3S_1 -уровни этой системы: $\psi'(3,685)$, $\psi''(3,77)$, $\psi'''(4,03)$, а также ряд 3P_J -уровней: $\chi_0(3,55)$, $\chi_1(3,51)$, $\chi_2(3,55)$. В 1979 г. в Стэнфорде был, наконец, найден η_c -мезон (2,98), представляющий собой основное состояние парачармния (1S_0) (в скобках указаны массы в гигаэлектрон-вольтах).

2. Частицы с явным очарованием — мезоны $D^0[c\bar{u}](1,863)$, $D^+[c\bar{d}](1,868)$, $F^+[c\bar{s}](2,04)$ и барион $\Lambda_c^+[cd\bar{u}](2,27)$.

3. Ипсилоний, система $b\bar{b}$, первый уровень которой τ (9,46) был найден в 1976 г. За ним последовали другие 3S_1 -уровни: $\tau'(10,02)$, $\tau''(10,40)$, $\tau'''(10,55)$. Последний из них, открытый недавно на встречных кольцах в Корнелле, имеет ширину порядка 10 МэВ, в то время как ширины предыдущих уровней измеряются килоэлектрон-вольтами. Естественная интерпретация заключается в том, что τ''' распадается на пары мезонов B^+B^- и (или) $B^0\bar{B}^0$, где $B^-=b\bar{u}$, $B^0=b\bar{d}$.

4. Кварковые струи в e^+e^- -аннигиляции, открытые в 1975 г. и представляющие собой узкие пучки адронов, возникающие, согласно общепринятой в настоящее время интерпретации, при "фрагментации" кварков в процессе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

5. Глюонные струи в e^+e^- -аннигиляции, открытые на электронно-позитронном накопителе PETRA в 1979 г. Эти струи возникают в результате адронной фрагментации глюонов в процессах $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ и $\tau \rightarrow 3g$.

Итак, множество фактов, относящихся к физике адронов, согласуются качественно, а в ряде случаев и количественно, с квантовой хромодинамикой. Нет ни одного факта, который бы противоречил этой теории. Нет ни одной теоретической модели, которая могла бы соперничать с ней. И тем не менее, теория сильных взаимодействий отнюдь не построена. Да, сегодня мы не сомневаемся, что нашли правильный лагранжиан, лежащий в основе сильных взаимодействий. Однако решать вытекающие из него уравнения мы умеем лишь в пределе малых расстояний.

Как уже указывалось выше, эффективная константа взаимодействия глюонов с кварками падает с ростом переданного импульса Q . При $Q \rightarrow \infty$ царит асимптотическая свобода:

$$\alpha_s(Q) \simeq \frac{2\pi}{b(Q) \ln Q/\Lambda} \longrightarrow 0.$$

Здесь $b(Q) = 11 - \frac{2}{3} n_f(Q)$, где $n_f(Q)$ — число сортов

кварков, массы которых удовлетворяют условию $m \ll Q$. (В силу соотношения неопределенностей экранировка цветового заряда, обусловленная более тяжелыми кварками с массами m , не меняется на расстояниях $r \gtrsim 1/2m$.) Если двигаться в сторону малых импульсов, то $\alpha_s(Q)$ растет. Размерная константа Λ (ее величина будет обсуждена ниже) указывает то значение импульса, при котором выражение для α_s полностью теряет смысл, обращаясь в бесконечность. Иногда про это говорят так: α_s имеет инфракрасный полюс при $Q = \Lambda$. При $Q \gg \Lambda$ работает теория возмущений, там мы умеем вычислять. При $Q \approx \Lambda$ мы попадаем в область действительно сильного взаимодействия и вычислять не умеем. Здесь работают догадки и интуиция.

Обычно предполагают, что на расстояниях порядка $1/\Lambda$ взаимодействие между взаимно дополнительными цветными зарядами в бесцветном адроне столь велико, что развести их на расстояния, большие $\sim 1/\Lambda$, невозможно. Эта гипотеза конфайнмента (пленения) кварков и глюонов внутри белых адронов находится в согласии со всем, что мы знаем из опыта о сильных взаимодействиях. Но доказать справедливость этой гипотезы на основе квантовой хромодинамики и, что главное, теоретически рассчитать механизм конфайнмента мы пока не умеем. Это значит, например, что мы не умеем рассчитать процесс адронной фрагментации в кварковых или глюонных струях. Не умеем проследить до конца и путь от лагранжиана до нерелятивистской потенциальной модели или до так называемой модели мешков.

Своебразие хромодинамики по сравнению с электродинамикой обусловлено тем, что цветовая калибровочная группа $SU(3)$ неабелева и, следовательно, глюоны несут цветовые заряды и испускают друг друга. Это "свечение света" приводит к антиэкранировке цветовых зарядов. В результате глюонного самодействия вакуум в квантовой хромодинамике имеет сложную структуру. Так, в классическом пределе он представляет собой вырожденную систему бесконечного числа состояний,

отличающихся один от другого лишь топологическими свойствами чисто калибровочных потенциалов, каждому из которых отвечают нулевые напряженности полей. В квазиклассическом приближении между этими вырожденными состояниями вакуума возникают туннельные переходы, получившие название инстантонов. Инстантоны — это квазиклассические вакуумные флуктуации, амплитуды которых пропорциональны $\exp\left(-\frac{2\pi}{\alpha_s}\right)$.

В силу свойства асимптотической свободы инстантонам малого размера отвечает $\alpha_s \ll 1$ и вероятность их появления мала. В этом случае говорят о разреженном газе инстантонов. По мере того, как размер инстантонов приближается к $1/\Lambda$, вероятность их появления возрастает, они "слипаются", "плавятся": вакуумные флуктуации становятся очень сложными. Возможно, именно сложные инфракрасные вакуумные флуктуации типа "расплавленных инстантонов" приводят к невылетанию глюонов и кварков.

Несмотря на то, что проблема конфайнмента не решена, в ряде случаев удается получить инфракрасно-устойчивые результаты. Так, например, полное сечение аннигиляции

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{адроны}$$

при асимптотически больших энергиях равно

$$4\pi \frac{\alpha^2}{S} \sum_q e_q^2 \left[1 + \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} + (1.98 - 0.115 n_f(Q)) \left(\frac{\alpha_s(Q)}{\pi} \right)^2 + \dots \right].$$

Здесь e_q — заряд кварка, и сумма берется по всем сортам кварков; S — квадрат полной энергии сталкивающихся электрона и позитрона в системе центра масс, $Q^2 = -S$. Таким образом, сечение при больших времениподобных импульсах выражается через значение α_s при больших пространственно-подобных импульсах. К сожалению, точность соответствующих экспериментов пока недостаточна для надежного определения $\alpha_s(Q)$.

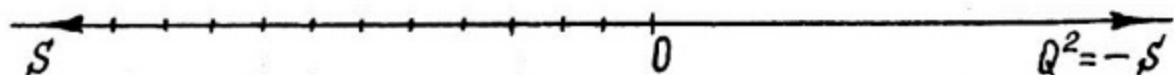
Мостом между областью асимптотической свободы и физической областью служат дисперсионные соотношения, используя которые можно получить квантовохромодинамические правила сумм, имеющие вид:

$$\int \sigma_{exp}(s) \rho(s, Q^2) ds = F(\rho)(Q^2)_{theor}.$$

Левая часть этого равенства представляет собой интеграл по физической области от экспериментально измеряемого сечения, взятый с некоторой специально подобранный весовой функцией ρ . Амплитуда F в правой части теоретически вычисляется в области, где еще работает теория возмущений:

Физическая область

Область асимптотической свободы



Идея заключается в том, чтобы удачным выбором $\rho(s, Q^2)$ выделить в левой части вклад интересующего нас резонанса в σ_{exp} , а в правой — иметь при этом контролируемо малые поправки к теории возмущений. На языке кварково-глюонных диаграмм теоретическая амплитуда может быть представлена в виде суммы четырех членов:

$$F_{theor} = F_{AF} + F_{pert} + F_{semipert} + F_{nonpert}.$$

Диаграммы, дающие вклад в эти члены, изображены на рис. 1, а — д, где сплошные линии изображают пропагаторы кварков, штриховые — пропагаторы глюонов, даваемые теорией возмущений, а волнистые — внешние токи. Разрывы линий, отмеченные крестиками, указывают на то, что импульсы, отвечающие соответствующим пропагаторам, малы, и эти пропагаторы не описываются теорией возмущений.

Первому члену отвечает график асимптотически свободных кварков (см. рис. 1, а).

Второй член учитывает взаимодействие кварков и глюонов по теории возмущений. Простейший график такого рода изображен на рис. 1, б. Здесь все виртуальные частицы несут большие импульсы, и поэтому их пропагаторы описываются теорией возмущений.

Третий член отвечает диаграммам, в которых лишь по некоторым пропагаторам протекают большие импульсы, в то время, как импульсы, протекающие по другим пропагаторам, близки к нулю (см. рис. 1, в и д). Эти последние формируются под

действием крупномасштабных вакуумных флюктуаций, и их вклад пропорционален ненулевым вакуумным средним кварковых полей $\langle q \bar{q} \rangle$ и глюонных полей $\langle G G \rangle$. На рис. 1, в и г им отвечают, соответственно, разорванные кварковые и глюонные линии.

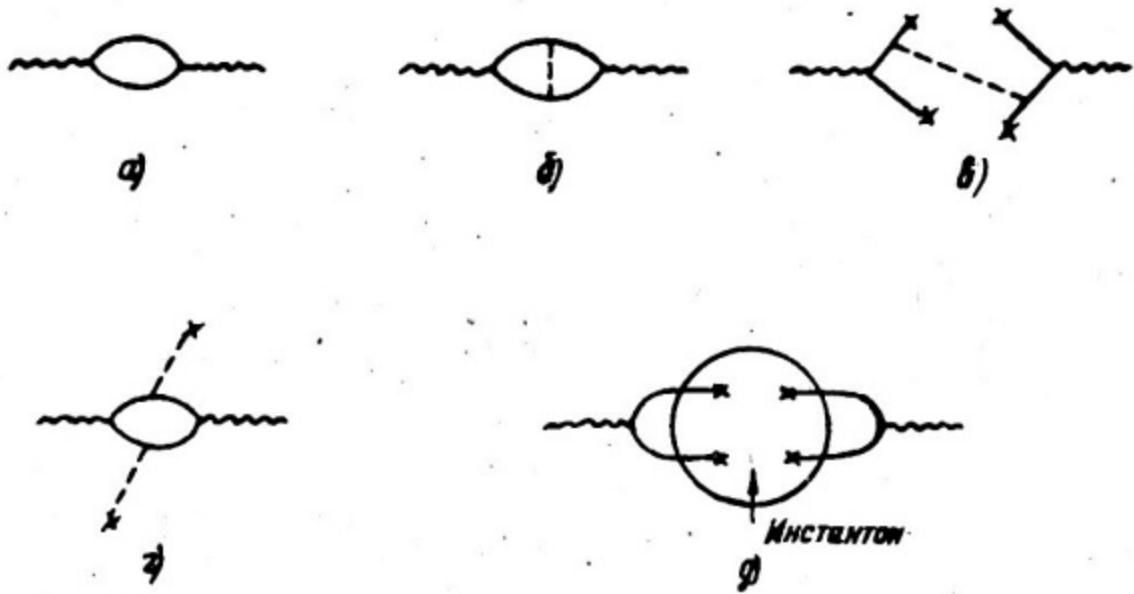


Рис. 1.

Кварк-глюонные диаграммы, дающие вклад в правила сумм для аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны

Наконец, четвертый член соответствует таким графикам (рис. 1, д), в которых ни одна из виртуальных частиц не несет большого импульса; он весь протекает через мелкомасштабную вакуумную флюктуацию (инстантон).

Квантохромодинамические правила сумм были применены к целому ряду кваркониев — мезонных систем типа $q\bar{q}: J/\psi, \chi, \eta_c, \tau, \rho, \omega, \pi, K$. С помощью небольшого числа параметров они дали возможность связать между собой (а в некоторых случаях и предсказать) большое число физических наблюдаемых величин: масс и ширин распада различных мезонов. (В частности, следует отметить предсказание массы η_c -мезона, подтвержденное опытом, и предсказание массы ρ — уровня ипсилония: $m_{\rho} - m_{\gamma} = 370 \pm 30$ МэВ, ожидающее своей проверки.) К упомянутым параметрам относятся кварковые и глюонные вакуумные средние ($\langle q \bar{q} \rangle$ и $\langle G G \rangle$) и, наконец, параметр Λ , определяющий величину α_s при данном Q .

В квантовой хромодинамике массы кварков уменьшаются с ростом переданного кварку импульса Q . В случае легких кварков теория дает для масс так называемых токовых кварков (т.е. при $Q \gg \Lambda$) следующее выражение:

$$m_q(Q) = m_q^0 [\alpha_s(Q)]^{4/b(Q)}, \quad q = u, d, s,$$

где найденные из опыта параметры m_q^0 равны:

$$m_u^0 = 3,5 - 5 \text{ МэВ};$$

$$m_d^0 = 6,5 - 10 \text{ МэВ};$$

$$m_s^0 = 100 - 250 \text{ МэВ}.$$

Формально эти значения m_q^0 отвечают значениям $Q \approx e\Lambda$, при которых $\alpha_s(Q) \approx 1$. Однако при таких малых Q приведенное выше выражение для m_q неприемлемо, и мы имеем дело не с токовыми, а с так называемыми конституентными (блоковыми) кварками. Для тяжелых кварков ($q = c, b$) при $Q \gg m_q$ параметризация выглядит следующим образом:

$$m_c(Q) \approx 1,37 [\alpha_s(Q)/\alpha_s(m_c)]^{4/b} \text{ ГэВ};$$

$$m_b(Q) \approx 4,8 [\alpha_s(Q)/\alpha_s(m_b)]^{4/b} \text{ ГэВ}.$$

(Заметим, что изотопическая инвариантность сильных взаимодействий нарушается не только из-за различия зарядов u - и d -кварков, но и из-за различия их масс. Нейтрон тяжелее протона, потому что d -кварк тяжелее u -кварка).

Вакуумные средние полей легких кварков равны:

$$\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle \approx \langle \bar{s}s \rangle \approx -\left(\frac{1/\Gamma_3 B}{4}\right)^3.$$

Через вакуумное среднее глюонных полей выражается плотность энергии физического вакуума ε :

$$\varepsilon = -\frac{g}{32\pi} \langle \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle \approx -\left(\frac{1/\Gamma_3 B}{4}\right)^4$$

(здесь $G_{\mu\nu}^a$ — напряженности глюонных полей; $a = 1, 2, \dots, 8$). Знак величины ε находится в согласии с тем, чего можно было бы ожидать, исходя из так называемой модели мешков: разрушение физического вакуума внутри мешка создает поло-

жительную объемную плотность мешка β . Однако величина β , используемая при описании адронов, состоящих из легких кварков, примерно на порядок меньше, чем ϵ . Это означает, что в таких адронах физический вакуум разрушен лишь частично.

Параметр Λ , получаемый из хромодинамических правил сумм, оказывается равным примерно 100 МэВ или даже несколько меньше. Это означает, что α_s мало при импульсах ≤ 1 ГэВ, и асимптотическая свобода разрушается не высшими порядками теории возмущений по α_s , а вакуумными флуктуациями (графиками типа в, г и д (см. рис. 1)), дающими так называемые степенные поправки вида $\langle \bar{q}q \rangle^2/Q^6, \langle G^2 \rangle/Q^4, \Lambda''/Q''$ и т.д.

Существенно большие значения Λ ($\gtrsim 500$ МэВ) давала до последнего времени обработка экспериментальных данных по глубоко неупругим взаимодействиям нейтрино и мюонов с нуклонами. Однако последние данные по рассеянию мюонов, по-видимому, согласуются с $\Lambda \sim 100$ МэВ. Было бы крайне желательно еще раз вернуться к нейтринным опытам. Интерпретация данных по глубоко неупругим процессам более сложна, чем анализ кваркониев с помощью правил сумм, поскольку в глубоко неупругих процессах амплитуда зависит от большего числа кинематических инвариантов и содержит внешние адронные линии. В результате возникает опасность принять степенные по Q поправки (в частности, так называемые члены твиста 4 и выше) за логарифмические по Q поправки, пропорциональные α_s . Ситуация становится однозначной при $Q^2 \gg 10$ ГэВ², где степенные поправки должны быть пренебрежимо малы.

Надежное знание величины Λ (а следовательно, и α_s) необходимо как для понимания собственно сильного взаимодействия, так и при анализе моделей великого синтеза, о чем более подробно будет сказано в соответствующем разделе. Если пренебречь массами кварков, что является вполне законным приближением для адронов, состоящих из легких кварков, то лагранжиан квантовой хромодинамики не имеет размерного параметра, так как константа α_s — безразмерна. Так называемая размерная трансмутация — появление масштаба Λ в масштабно-инвариантной теории — связана с тем, что из-за квантовых поправок α_s — бегущая константа, зависящая от Q . Нельзя задать ее величину, не оговорив, при каком Q эта величина задана. Если считать естественным масштабом в физике массу Планка (m_P), то можно заключить, что величина Λ определяется тем, каково значение $\alpha_s(m_P)$.

В идеале, овладев квантовой хромодинамикой, мы должны научиться выражать через Λ (и массы кварков) все величины, характеризующие адроны. Укажем здесь лишь некоторые, наиболее фундаментальные из них.

1. Константа f_π . На опыте эта константа, определяющая распад пиона, равна примерно 130 МэВ. В теории f_π характеризует спонтанное нарушение киральной $SU(2)_L \times SU(2)_R$ -симметрии, при котором из безмассовых кварков возникают массивные нуклоны и безмассовые голдстоновские возбуждения — пионы.

2. Масса пиона — m_π . По существу вычисление m_π сводится к тому, чтобы выразить через Λ^3 вакуумное среднее кварковых операторов $\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle$, поскольку существует известное соотношение:

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -(m_d + m_u) \langle 0 | \bar{u}u + \bar{d}d | 0 \rangle.$$

3. Масса η' -мезона. На первый взгляд, в пределе безмассовых кварков, масса η' так же, как массы π^- и η^- мезонов, должна равняться нулю. Учитывая возмущения, связанные с массами кварков, но не учитывая инстантонов, можно показать, что η' -мезон должен быть легче η -мезона. То, что в действительности он существенно тяжелее, составляет сущность так называемой $U(1)$ -проблемы. В данном случае под $U(1)$ подразумевается симметрия, которая отвечает сохранению $SU(3)$ -синглетного аксиального тока. Решение

$U(1)$ -проблемы связано с тем, что сохранение синглетного аксиального тока нарушается в квантовой хромодинамике аксиальной глюонной аномалией. Вычисление массы η' -мезона означало бы вычисление вклада глюонных флуктуаций вакуума.

Особый интерес представляет открытие и изучение частиц, содержащих "живые", валентные глюоны, существование которых предсказывается квантовой хромодинамикой. Прежде всего, речь здесь идет о состояниях глюония, или, как их называют иначе, глюболах — мезонах, в состав которых валентные кварки вообще не входят. Простейшие глюболы должны состоять из двух или трех глюонов: $G=2g$ или $G=3g$. Квантохромодинамические правила сумм позволяют лишь весьма грубо оценить массы M и ширины Γ глюолов:

J^ρ	$G=2g$				$G=3g$	
	0^+	0^-	2^+	2^-	1^+	1^-
$M, \text{ГэВ}$:	1,2	2,5	1,2	1,2	2,5	2,5
$\Gamma, \text{МэВ}$:	300	300	30	30	100	100

Неопределенности здесь составляют примерно $\pm 0,3$ ГэВ для масс и фактор $2^{\pm 1}$ — для ширин. Наилучшим местом для поисков глюония являются распады систем $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$, в частности, радиационные распады $\gamma \rightarrow G\gamma$ и $J/\psi \rightarrow G\gamma$, идущие через промежуточные состояния $gg\gamma$.

Недавно были обнаружены распады

$$J/\psi \rightarrow E(1420) + \gamma,$$

где E -мезон распадается по каналу

$$E \rightarrow \pi\delta \rightarrow \pi K\bar{K}$$

в отличие от распадов типа $E \rightarrow \bar{K}K^* \rightarrow \bar{K}K\pi$, характерных для обычных E -мезонов. Если новый E -мезон является узким состоянием глюония, его спин, как следует из таблицы, должен равняться двум.

Иногда глюонием называют η' -мезон, дающий доминирующий вклад в правило сумм для псевдоскалярного глюонного тока $G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$. Учитывая, однако, что доминирующей структурной компонентой в η' являются пары валентных кварков (это подтверждается распадом $\eta' \rightarrow 2\gamma$), было бы правильней называть η' глюконием — своеобразным гибридом глюония и кваркония.

Представляют интерес поиски мезонов, содержащих одиночные валентные глюоны, например, $c\bar{c}g$ или $b\bar{b}g$. Проведенное недавно в модели мешков рассмотрение указывает на то, что состояние $b\bar{b}g$ с экзотическим, т.е. отсутствующим в системе "кварк + антикварк", набором квантовых чисел $J^{PC} = 1^-+$ может оказаться легче, чем γ'' .

Дальнейшее развитие теории сильных взаимодействий, как и до сих пор, будет происходить в широком веере направлений, на одном фланге которого — феноменологическая интерпретация экспериментальных данных, а на другом — сугубо абстрактные математические построения, то, что иногда называют теоретической теорией.

Замечательно, что для теории большую ценность представляют эксперименты не только при высоких, но и при низких энергиях. Эти последние позволяют навести порядок в спектроскопии адронов, в частности таких, как экзотические (не типа $q\bar{q}$ и qqq) мезоны и барионы, барионий, двухбарионные разонансы. Здесь еще могут сыграть свою роль старые ускорители, но особенно ценную информацию даст строящееся в ЦЕРНе антiprotonное кольцо низкой энергии. Было бы крайне

желательно также построить встречные электронно-позитронные пучки с энергиями порядка нескольких ГэВ и высокой светимостью ($L \geq 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$).

При высоких энергиях основные усилия будут направлены на поиски новых адронов, как содержащих новые тяжелые кварки ($t^?$), так и состоящих из легких夸克ов и глюонов, а также на изучение эксклюзивных и инклузивных реакций и особенно адронных струй, детальное исследование которых, возможно, поможет проследить связь между взаимодействиями на малых и больших расстояниях. Следует помнить также о необычных явлениях, обнаруженных в космических лучах (их мы обсудим в дальнейшем). Возможно, что некоторые из этих явлений обусловлены существованием новых тяжелых адронов (сверхтяжелых квантов δH с массами 5 – 10 ГэВ, ультратяжелых UH , 30 – 80 ГэВ, миникентавров), состоящих из легких夸克ов и глюонов. На последнее обстоятельство указывают большие сечения образования этих адронных состояний.

Что касается "теоретической теории", то здесь наблюдается очень большая и многообещающая активность. Упомянем лишь некоторые направления:

Компьютерные эксперименты с глюодинамикой (хромодинамикой без夸克ов) на решетке.

Исследование глюодинамики в пределе бесконечного числа цветов ($N_c \rightarrow \infty$). Анализ связей между глюонными контурами и дуальными моделями.

Минимерные точно решаемые модели (*sin*-Гордон, ϕ -модель, модель $C\varrho^{n-1}$, все в пространстве двух измерений, $d=2$, трехмерный аналог модели Изинга и т.д.). Цель исследования этих моделей — проследить связи между инстантонами, асимптотической свободой и конфайнментом и найти методы поиска скрытых симметрий, существование которых подозревается некоторыми теоретиками в глюодинамике.

Во всех этих направлениях ярко выражена связь со статистической физикой, в частности, с теорией фазовых переходов. Многие из родившихся здесь идей уже проникли в реальный мир с непрерывным четырехмерным пространством и тремя цветами夸克ов. Несомненно, что процесс этот будет продолжаться.

6. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Две характерные черты калибровочной теории электрослабого взаимодействия, резко отличающие ее от чистой электродинамики и от хромодинамики, заключаются в том, что: 1) электрослабая симметрия $SU(2)_L \times U(1)$ спонтанно нарушена; как следствие этого — промежуточные бозоны W^\pm , Z^0 массивны; 2) теория зеркально несимметрична. Эта диссимметрия заложена в основы теории: левые компоненты фермионов, $\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$, образуют изотопические дублеты относительно группы $SU(2)_L$,

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t? \\ b' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L,$$

в то время как правые компоненты, $\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$, — изотопические синглеты.

Нижние компоненты дублетов d' , s' , b' являются линейными суперпозициями d , s , b — собственных состояний сильного взаимодействия. Связывающая их 3×3 матрица определяется четырьмя физическими параметрами: тремя углами ϑ_1 , ϑ_2 , ϑ_3 и одной CP -неинвариантной фазой δ . Через эти параметры выражаются коэффициенты всех десяти заряженных кварковых токов $\bar{u}d$, $\bar{u}s$, ..., $\bar{t}b$. Если массы нейтрино отличны от нуля, то аналогичная матрица заряженных лептонных токов может быть еще сложней (см. ниже).

На опыте хорошо известен лишь параметр ϑ_1 , характеризующий, в основном, перемешивание d - и s -кварков: $\vartheta_1 \approx 0,23$. По существу именно этот параметр проявляется в распадах γ -лептона и в распадах очарованных частиц; другие параметры здесь проявляются слабо.

Последние измерения распадов γ -лептона находятся в идеальном согласии с теоретическими ожиданиями. Что касается очарованных частиц, то здесь первые эксперименты принесли неожиданный результат. Речь идет о нелептонных распадах D -мезонов. Ожидалось, что в этих распадах C -кварки будут распадаться, "не обращая внимания" на то, какие кварки находятся с ними по соседству. Если бы эта наивная картина имела место, то времена жизни D^+ - и D^0 -мезонов были бы одинаковы. Опыты показали, однако, что $\tau_{D^+} \approx (3 \div 5) \tau_{D^0}$. Возможно, это означает, что в D^0 -мезоне имеет место интенсив-

ный аннигиляционный процесс $s\bar{u} \rightarrow s\bar{d}$, идущий за счет взаимодействия заряженных токов ($\bar{s}c$) и ($\bar{d}u$) и сопровождающийся, по-видимому, испусканием тормозных глюонов. Усложнение картины полулептонных распадов связано только с виртуальными сильными взаимодействиями и не затрагивает наших представлений о слабом взаимодействии. Об этом говорит, в частности, и то, что, судя по парциальным ширинам, полуlepтонные распады c -кварка происходят в полном соответствии с ожиданиями.

Кратко обсудим теперь три других параметра, определяющих заряженные кварковые токи. К сожалению, они известны довольно плохо: $0,1 \leq |\vartheta_2| \leq 0,50$, $|\vartheta_3| \leq 0,5$, $|\delta| = 0,02 \div 0,04$. Недавнее наблюдение продуктов распада b -кварков (в реакции $\gamma'' \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \dots$) подтверждает, что ток $\bar{c}b$ "сильнее" тока $\bar{u}b$. Измерение распадов очарованных частиц, а также относительных вероятностей различных распадов b -кварка и его времени жизни позволило бы найти все углы ϑ_i . Параметр δ мог бы проявиться в зарядовых асимметриях в распадах B^0 -мезонов. Открытие t -кварка и измерение его распадов послужили бы для контроля правильности всей картины.

Во втором порядке по слабому взаимодействию заряженных кварковых токов они дают вклад в разность масс K_L - и K_S -мезонов и в параметры, характеризующие нарушение CP -инвариантности в распадах этих мезонов. В частности, оказывается, что в отличие от модели сверхслабого нарушения CP -инвариантности, здесь предсказывается ненулевая разность $\delta\eta$ амплитуд η_{+-} и η_{00} , характеризующих распады $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ соответственно. Предсказанная разность $\delta\eta \approx 2 \cdot 10^{-5}$ очень мала, но ее измерение представляет очень большой интерес, так как оно дало бы сведения о механизме нарушения CP -инвариантности. Заметим, что ожидаемый вклад параметра δ в другое низкоэнергетическое CP -нечетное явление, а именно в дипольный момент нейтрона, как минимум на 8 порядков меньше существующей верхней границы ($1,6 \cdot 10^{24}$ е · см) и практически недостижим для эксперимента. О возможных вкладах хиггсовых бозонов в $\delta\eta$ и d_n будет сказано в другом месте.

Обратимся теперь к нейтральным токам. Стандартная теория электрослабого взаимодействия содержит только диагональные токи типа $e\bar{e}$, $d\bar{d}$ и т.д. в согласии с тем, что проявления недиагональных нейтральных токов (типа $\bar{e}\mu$ или

$\bar{d}s$) в природе не обнаружены, несмотря на высокую точность поисковых опытов (речь идет о распадах $\mu \rightarrow e\bar{\nu}$, $K \rightarrow \mu\bar{\nu}$, $K \rightarrow \mu\bar{e}$ и т.д.).

Отношение констант аксиальных токов — нейтрального и заряженного — характеризуются константой ρ , которая в стандартной теории должна равняться единице. На опыте $\rho =$

$= 0,985 \pm 0,023 \pm 0,013$, где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Что касается векторных токов, то их отношение характеризуется свободным параметром теории — слабым углом θ_W . Три наиболее точных эксперимента дают для $\sin^2 \theta_W$:

$0,228 \pm 0,018$	<i>CDHS</i> , 1979 г. (γ)
$0,218 \pm 0,014$	<i>CHARM</i> , 1979 г. (ν)
$0,224 \pm 0,08 \pm 0,01$	<i>SAC</i> , 1979 г. (e)

Первые два числа получены в двух различных нейтрильных экспериментах в ЦЕРНе. Последнее число получено в эксперименте по глубоко неупругому рассеянию электронов на дейтонах и протонах; в нем указаны, соответственно, статистическая и систематическая ошибка и ошибка, обусловленная теоретическими неточностями, связанными с квантовой хромодинамикой. Таким образом, наиболее вероятное значение $\sin^2 \theta_W$ лежит в интервале $0,21 - 0,24$. С этим значением θ_W согласуются также результаты эксперимента в Новосибирске, где наблюдался поворот плоскости поляризации лазерного света при прохождении через пары атомарного висмута. Это явление обусловлено слабым несохранением четности во взаимодействии атомных электронов с ядром атома. Несколько меньший эффект наблюдают пока группы в Сиэтле и Оксфорде. В самое последнее время о своем расхождении с теорией заявила группа ФИАН (Москва), не обнаружившая поворота плоскости поляризации.

В принципе можно построить теоретические модели, которые, воспроизводя предсказание стандартной модели электрослабого взаимодействия для глубоко неупругого рассеяния как нейтрино, так и электронов, в то же время для взаимодействия атомных электронов с ядрами допускают широкий интервал возможностей, включая отсутствие ρ -нечетного эффекта. Эти модели отвечают более сложным калибровочным симметриям:

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1) \text{ или } SU(2) \times U(1) \times U(1);$$

они требуют существования дополнительных χ^0 -бозонов. Пока нет оснований для того, чтобы отказываться от стандартной теории в пользу этих моделей.

Если эксперименты по несохранению четности в атомах поддаются однозначной теоретической интерпретации, то эффекты несохранения четности в ядрах существенно более сложны и менее понятны. Здесь должны давать вклад как нейтральные, так и заряженные токи. В последние годы была открыта и измерена большая ($\sim 10^{-4}$) P -нечетная асимметрия в угловом распределении осколков деления ядер ^{234}U , ^{236}U и ^{240}Pu , происходящего под действием поляризованных нейтронов. Эти результаты важны для понимания механизма деления. Вообще эксперименты по исследованию несохранения четности в ядерных силах имеют тенденцию обнаруживать P -нечетные эффекты, на порядок превышающие теоретические предсказания. Так было несколько лет тому назад с радиационным захватом нейтронов $n\rho \rightarrow d\gamma$. Сейчас возникли подозрения, что аномально большие P -нечетные эффекты существуют в $\rho\rho$ -рассеянии и рассеянии нейтронов на олове. Очень важно добиться здесь полной экспериментальной ясности.

1980 г. ознаменовался "нейтринным бумом". Массы нейтрино и нейтринные осцилляции внезапно привлекли к себе особое внимание не только физиков, но и средств массовой информации. Вопрос о нейтринных осцилляциях не нов: его обсуждение не прекращается с середины 50-х годов. Всплеск интереса к нему связан с некоторыми обстоятельствами. Основным, по-видимому, является то, что идея безмассового нейтрино перестала казаться красивой. С приходом новейших калибровочных теорий изменилось понятие о прекрасном и естественном. Если раньше неестественным, "некрасивым" считалось малое, но не-нулевое отношение m_ν/m_e , то теперь мы понимаем, что неестественным является равенство нулю какой-либо массы, если этого не требует калибровочная симметрия, как это имеет место в случае фотона. Но никаких калибровочных симметрий, которые требовали бы равенства нулю массы нейтрино, мы не знаем. Более того, ряд моделей великого объединения предсказывает очень маленькие, но отличные от нуля нейтринные массы. Изменения в общественном сознании привели к возникновению лавинообразного процесса новой интерпретации старых экспериментальных лабораторных и наблюдательных астрофизических данных и к постановке новых экспериментов. Астрофизические проявления массы нейтрино будут рассмотрены в специальном разделе. Здесь мы дадим краткий обзор лабораторных экспериментов.

Начнем с реакторных экспериментов. Группа, работающая на реакторе Саванна-ривер, сообщила, что наблюдает осцилляции пучка реакторных антинейтрино $\tilde{\nu}_e$. Предположим, что $\tilde{\nu}_e$ является суперпозицией двух состояний ν_1 и ν_2 , имеющих определенные массы m_1 и m_2 :

$$\tilde{\nu}_e = \nu_1 \cos \alpha + \nu_2 \sin \alpha,$$

где α — угол смешивания. Тогда вероятность того, что нейтрино $\tilde{\nu}_e$, пройдя некоторое расстояние, останется самим собой, будет иметь вид:

$$\rho(\tilde{\nu}_e \rightarrow \tilde{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \left(1,27 \frac{\delta m^2 L}{E} \right).$$

Здесь E — энергия нейтрино (в МэВ); L — расстояние от источника до детектора (в метрах); $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ (в эВ^2). Такие осцилляции должны привести к тому, что наблюдаемый спектр $\tilde{\nu}_e$ будет зависеть от расстояния L . Спектр $\tilde{\nu}_e$ был измерен на реакторе Саванна-ривер в 1978 г. на двух расстояниях: 6 и 11,2 м. Сравнение этих результатов с расчетным спектром привело в 1980 г. группу авторов к выводу, что $\delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2$.

Вслед за этим были опубликованы результаты анализа другого эксперимента на реакторе Саванна-ривер, проведенного в 1979 г. на расстоянии $L = 11,2$ м. В этом эксперименте сравнивались между собой выходы двух реакций: $\tilde{\nu}_e d \rightarrow n p e^+$, идущей за счет заряженных токов, и $\tilde{\nu} d \rightarrow n \rho \tilde{\nu}$, идущей за счет нейтральных токов. Такое сравнение в меньшей степени зависит от возможных неопределенностей в расчетном $\tilde{\nu}_e$ -спектре реактора. Вторая реакция является реперной: ее выход не осциллирует, поскольку нейтральные токи одинаковы для любых типов нейтрино. По заключению авторов, $\rho(\tilde{\nu}_e \rightarrow \tilde{\nu}_e) \approx 0,4 \pm 0,2$ и

$$\delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2, \quad \alpha = 0,5.$$

К сожалению, это заключение находится в прямом противоречии с предварительным результатом эксперимента, осуществленного в Гренобле в 1980 г. Этот эксперимент по измерению реакции $\tilde{\nu}_e \rho \rightarrow e^+ n$ при $L = 8,7$ м не обнаружил осцилляций ($\rho(\tilde{\nu}_e \rightarrow \tilde{\nu}_e) \approx 0,87 \pm 0,14$), и по мнению его авторов, исключает значение $\delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$ и $\alpha \approx 0,5$.

Другая группа экспериментов выполнена на ускорителях с пучками нейтрино высоких энергий с характерными значениями $E/L \approx 10^2$. Опыты с обычными пучками нейтрино от распадов

π^- и K^- -мезонов не обнаружили каких-либо эффектов осцилляций, в частности, они не обнаружили "утечки" мюонных нейтрино. Не обнаружили осцилляций и измерения выхода реакций $\nu_e d \rightarrow p \bar{p} e^-$, $\bar{\nu}_e d \rightarrow n \bar{n} e^+$ и $\bar{\nu}_e \rho \rightarrow n e^+$, проведенные на мезонной фабрике в Лос-Аламосе. Источниками нейтрино для этих реакций были остановившиеся мюоны; среднее расстояние от источника до детектора $L = 9$ м.

Возможно, что на "утечку" $\bar{\nu}_e$ указывают эксперименты с так называемыми прямыми нейтрино от распадов очарованных частиц. В этих экспериментах пучок протонов из ускорителя бьет в массивную металлическую мишень, в которой долгоживущие частицы (π^- , K^- -мезоны и гипероны) поглощаются, не успев распасться, и нейтринный пучок оказывается обогащенным нейтрино, возникшими от распадов очарованных частиц. Такой пучок прямых нейтрино должен содержать поровну мюонных и электронных нейтрино, если только мы хорошо понимаем распады очарованных частиц. Опыты с прямыми нейтрино осуществлены в ЦЕРНе, где на пути пучка стоят три детектора. Для отношения числа $\bar{\nu}_e$ к числу $\bar{\nu}_\mu$ эти детекторы дали:

$$BEBC: \quad 0,49 \begin{array}{l} +0,25 \\ -0,15 \end{array}$$

$$СИЯРМ: \quad 0,49 \pm 0,21$$

$$СДНС: \quad 0,77 \pm 0,18 \pm 0,24$$

Два первых результата указывают на возможную утечку примерно половины электронных нейтрино, последний согласуется с отсутствием утечки. По-видимому, без новых нейтринных экспериментов на ускорителях ситуация здесь не прояснится.

Весной 1980 г. были подведены предварительные итоги многолетнего эксперимента группы ИТЭФ по измерению верхнего конца спектра электронов в распаде трития $H^3 \rightarrow H^3 + e^- + \bar{\nu}$.

Анализируя форму спектра, авторы пришли к выводу, что $14 \text{ эВ} \leq m \bar{\nu}_e \leq 46 \text{ эВ}$ на 90%-ном уровне достоверности. Это очень виртуозный эксперимент: спектрометр, на котором он выполнен, имеет рекордную точность. Тем не менее, а может быть, именно поэтому, окончательное заключение о том, что масса электронного нейтрино действительно близко к 30 эВ, можно будет сделать лишь после того, как будут выполнены незави-

симые измерения спектра трития в других экспериментах. Было бы хорошо, в частности, взять другой источник трития вместо тритированного валина ($NH_2C_4H_8COOH$), использованного в ИТЭФ.

Коснемся теперь феноменологии нейтринных осцилляций. Если лептонное квантовое число сохраняется, то нейтрино могут иметь лишь дираковы массы, переводящие друг в друга состояния с данным лептонным числом и противоположными спиральностями. В этом случае после диагонализации, как и в случае кварков, три поколения лептонов описываются тремя нейтринными массами, а 9 левых заряженных лептонных токов — тремя углами и фазой.

Другой простой случай отвечает несохранению лептонного квантового числа при наличии нейтринных состояний только с левой спиральностью, а антинейтринных — только с правой. В этом случае нейтрино имеют левые майорановы массы, переводящие друг в друга левые нейтрино и правые антинейтрино. После диагонализации мы опять имеем три массы, при этом девять левых заряженных лептонных токов характеризуют 3 угла и 3 фазы.

На основе моделей великого объединения можно ожидать, что в природе осуществляется именно случай левоспиральных майорановых нейтрино. При этом, в отличие от диракова случая, должны иметь место осцилляции с изменением лептонного числа и, скажем, исходный пучок антинейтрино может, в принципе, рождать не только позитроны, но и электроны. Однако из-за сохранения спиральности выход электронов при этом будет подавлен множителем $\left(\frac{m}{E}\right)^2$, где m — масса нейтрино, а E — его энергия.

В общем случае, когда имеются как левые, так и правые нейтрино и антинейтрино и лептонное число не сохраняется, в лагранжиане могут присутствовать три типа массовых членов — дираковы, левые майорановы и правые майорановы массы. После диагонализации возникают 6 своеобразных диагональных нейтринных состояний. Их можно назвать майораноподобными, так как каждое из этих состояний, подобно майорановой частице, одиночно: оно не имеет вырожденного по массе парного состояния — античастицы. С другой стороны, в отличие от обычных майорановых нейтрино, майораноподобные нейтрино не переходят сами в себя при C или CP -сопряжении, а переходят в некоторые нефизические состояния. В майораноподобном случае 9 левых и 9 правых токов характеризуют 12 углов и 12 фаз.

При этом возможны максимальное перемешивание и максимальная утечка нейтрино в ненаблюдаемые состояния.

До сих пор мы обсуждали феноменологию слабых ток-токовых взаимодействий. Сделаем несколько замечаний о промежуточных бозонах. Ожидается, что в 1982 г. эти частицы будут обнаружены на встречных пучках протонов и антипротонов (2×270 ГэВ) в ЦЕРНе. В середине 80-х годов массовое производство Z^0 -бозонов должна начаться на встречных пучках e^+e^- -ускорителя ЛЭП, первая очередь которого будет иметь энергию 2×50 ГэВ. Не станем обсуждать здесь того, что будет, если W^\pm и Z -бозоны не будут открыты. Возможность того, что эти частицы не существуют, не кажется мне сколько-нибудь правдоподобной.

В рамках стандартной модели ожидаемые свойства промежуточных бозонов предсказываются с высокой точностью. Отметим, в частности, что учет радиационных поправок повышает ожидаемые массы этих частиц примерно на 3 ГэВ. Такие большие радиационные поправки возникают из-за того, что массы бозонов очень велики по сравнению с массами легких лептонов и кварков, где обычно нормируется электромагнитная константа.

В литературе широко обсуждаются модели, содержащие дополнительные W - и Z -бозоны, некоторые из которых могут быть даже легче, чем стандартные W и Z . Жесткие ограничения на существование таких частиц налагаются экспериментальными данными по проверке квантовой электродинамики в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, полученными недавно при максимально достижимых энергиях накопителя ПЕТРА. Гораздо трудней будет экспериментально проверить модели, в которых все дополнительные бозоны тяжелее стандартных. В частности, данные по измерению продольных поляризаций частиц в β^- -распаде или распадах K - и \bar{K} -мезонов не исключают существования правых токов, если массы соответствующих правых бозонов больше или порядка 300 ГэВ. В моделях, содержащих такие бозоны, например, $SU(2)_L \times SU(2)_R$ или $U(2)_L \times U(2)_R$ при высоких переданных импульсах восстанавливается зеркальная симметрия.

7. СКАЛЯРЫ

В современной теоретической литературе скалярные хиггсовы H -бозоны играют роль тайных благодетелей: они дают массы всем частицам и определяют все углы смешивания в сла-

бых заряженных токах, но сами остаются неуловимыми. До сих пор не было зарегистрировано ни одного прямого экспериментального проявления этих частиц.

С помощью скаляров осуществляется механизм спонтанного нарушения колибровочной симметрии $SU(2)_L \times U(1)$. Ответственным за это нарушение в стандартной модели является специфический потенциал самодействия $\lambda(|\varphi|^2 - \eta^2)^2$, где λ — безразмерная константа; φ — изодублетное скалярное поле; $\eta = (\sqrt{2} G)^{-1/2} \approx \frac{1}{4} \text{ ТэВ}$. Минимум этого потенциала отвечает существованию скалярного конденсата, ненулевого вакуумного среднего поля $\langle \varphi \rangle : |\varphi| = \eta$. Благодаря взаимодействию скалярного поля с калибровочными полями возникновение конденсата приводит к появлению масс у промежуточных бозонов:

$$m_W = \eta \sqrt{\pi \alpha} / \sin \theta_W, \quad m_Z = m_W / \cos \theta_W.$$

Юкавские взаимодействия скаляров с лептонами и кварками типа $f \bar{\psi}_L \psi_R + f^* \bar{\psi}_R \psi_L$ дают массы этим фермионам $m = f \eta$. Из-за малого отношения m/η юкавские константы f должны быть малы, что и является причиной неуловимости скаляров: сечения их рождения содержат малый множитель $(m/\eta)^2$.

Каждой массе, диагональной или недиагональной, отвечает своя юкавская константа. После диагонализации массовой матрицы возникают углы смешивания в слабых токах. Даже без учета масс нейтрино (см. выше) число юкавских констант очень велико: 6 масс кварков, 3 массы заряженных лептонов, 3 угла и одна фаза. Такое обилие произвольных констант, которые надо фиксировать "руками", свидетельствует о явной незавершенности теории. Многим кажется также неестественным и сам скалярный потенциал с ненулевым вакуумным конденсатом.

В простейшем варианте стандартной теории электрослабого взаимодействия имеется один физический нейтральный скалярный бозон H^0 . В более сложных вариантах вводятся дополнительные бозоны как нейтральные, так и заряженные. Однако их введение требует предосторожности, поскольку они могут привести к переходам, которые запрещены на опыте, например, к интенсивным переходам типа $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$. Этих переходов, как и вообще несохранения аромата в нейтральных токах, трудно избежать, если учесть не только так называемое древесное приближение, но и петли радиационных поправок. На эту трудность

наталкиваются, в частности, теоретические попытки получить соотношения между углами смешивания и массами夸克ов (например, $\vartheta \simeq (m_d/m_s)^{1/2}$ на основе каких-либо дискретных симметрий).

Дополнительные скалярные бозоны дают дополнительные возможности для нарушения $C\bar{P}$ -инвариантности. В принципе

$C\bar{P}$ -четность могла бы нарушиться в нелинейном потенциале их самодействия. Ожидаемые эффекты в этом случае могли бы быть близки к экспериментальным верхним границам как для разности $\eta_{+-} - \eta_{00}$, так и для дипольного момента нейтрона. Напомним, что если единственным источником нарушения $C\bar{P}$ является фаза δ в матрице заряженных токов (т.е. в юкавских вершинах), то ожидаемые $C\bar{P}$ -нечетные эффекты малы. Особенно это относится к d_n . Таким образом, обнаружение дипольного момента нейтрона могло бы служить косвенным указанием на то, что элементарные скаляры существуют.

Одна из причин того, что скалярные бозоны трудно найти на опыте, заключается в том, что в отличие от W -бозонов массы H -бозонов теория не предсказывает. В стандартной минимальной модели существует соотношение $m_H = 2\lambda^{1/2}\eta$, но величина λ является свободным параметром.

От того, какой окажется величина λ , существенно зависит вся физика скалярных и векторных бозонов при высоких энергиях в районе тераэлектронвольта. Если λ мала (H -бозон в этом случае легкий), то теория возмущений будет справедлива вплоть до сколь угодно высоких энергий. (Заметим, что в минимальной модели минимальная масса H -бозона порядка 10 ГэВ, что отвечает $\lambda \sim \alpha^2$). Если же λ велика, так что $m_H \gg m_W$, то, начиная примерно с тераэлектрон-вольта, должно иметь место сильное взаимодействие с участием скалярных и векторных бозонов. Это новое короткодействующее ($r \sim 10^{-7}$ см) взаимодействие может привести к возникновению целого семейства специфических резонансов с массами порядка ТэВ. Очень важно подчеркнуть, что наличие этого сильного взаимодействия между бозонами при высоких энергиях практически не должно сказаться на взаимодействиях между фермионами при низких энергиях. Все предсказания стандартной модели для ток-токовых амплитуд остаются неизменными. В частности, по-прежнему будет выполняться равенство $\beta = 1$, если только скалярные частицы — изоспиноры. Снаружи все будет тихо, даже если внутри бушует штурм.

Из-за радиационных поправок эффективное самодействие скалярных полей содержит вклады, пропорциональные g^4 и f^4 , где g — калибровочные, а f — юкавские константы. Учитывая эти вклады и предполагая, что имеет место теория возмущений (легкие H -бозоны), можно получить ограничения на величины юкавских констант, а следовательно, и на массы фермионов. Эти ограничения имеют вид:

$$m(\text{кварка}) \leq 76 \text{ ГэВ};$$

$$m(\text{лептона}) \leq 100 \text{ ГэВ}.$$

Работая в рамках теории возмущений, можно показать, что большие массы фермионов привели бы к нестабильности в скалярном секторе. Если бы были открыты лептоны или кварки с большими массами, то это означало бы, что на малых расстояниях имеет место сильное взаимодействие, о котором речь шла выше.

Экспериментальные поиски скалярных частиц являются первоочередной задачей. К сожалению, ожидаемые сечения рождения H^0 -бозонов очень малы (как правило, $\lesssim 10^{-35} \text{ см}^2$). Очень перспективным кажется совместное рождение Z -и H -бозонов: $e^+e^- \rightarrow Z^0H^0$. Поиски этой реакции являются одной из важнейших задач ЛЭП. Открыть H^\pm -бозоны, если они существуют, будет легче, поскольку пары H^+H^- должны рождаться электромагнитно, например, $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$.

8. ТЕХНИЦВЕТ: НОВАЯ ФИЗИКА В РАЙОНЕ ТЕРАЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТА?

Техницвет — это не совсем удачное название гипотетического сильного взаимодействия с радиусом конфайнмента порядка 10^{-17} см и характерным масштабом энергий порядка 1 ТэВ. У этого и подобных ему взаимодействий в литературе есть и другие названия: "метацвет", "гиперцвет". Но представляется разумным использовать эти другие названия при обсуждении гипотетических сильных взаимодействий при существенно больших энергиях вплоть до m_p , оставив приставку "техни" для взаимодействия, экспериментальное исследование которого находится в пределах технических возможностей нашего века.

Первоначально гипотеза техницвета была выдвинута для того, чтобы избавиться от элементарных скалярных частиц с их многочисленными недостатками, заменив их составными частицами

цами, построенными из фермионов, так называемых техникварков. Согласно гипотезе, существуют специальные техникварки, взаимодействующие путем обмена техниглюонами и образующие техниадроны. Массы большинства техниадронов должны быть порядка тераэлектрон-вольта. Однако некоторые из них должны быть безмассовыми (это голдстоновские бозоны, отвечающие нарушению точных глобальных симметрий, которым подчиняются техникварки) или очень легкими (это псевдоголдстоновские бозоны, отвечающие приближенным симметриям). Если предположить, что лагранжиан техницвета обладает строгой киральной

$SU(2)$ -симметрией, то отвечающий нарушению этой симметрии триплет голдстоновских бозонов "съедается" триплетом безмассовых векторных бозонов, которые в результате становятся массивными. При этом в силу $SU(2)$ -инвариантности техницвета будут выполняться соотношения $M_W = M_Z \cos \theta_W$ и $\rho = 1$, характерные для случая спонтанного нарушения симметрии элементарными изоспинорными скалярами.

К сожалению, для получения ненулевых масс лептонов и кварков одного техницвета недостаточно. Чтобы решить эту задачу предполагают, что техницвет (ТС) является частью расширенного техницвета (ЕТС). При испускании ЕТС-бозона обычный кварк

q переходит в техникварт Q . В результате $m_q \sim \frac{\langle \bar{Q}Q \rangle}{m_{ETC}^2}$, где $\langle \bar{Q}Q \rangle \approx 1$ ТэВ — вакуумное среднее конденсата техникварков, а m_{ETC} — массы векторных ЕТС-бозонов. Видно, что эти массы должны быть порядка 100 ТэВ. Получить их можно за счет еще одного взаимодействия "техницвет прим" (ТС'). Мы видим, что вместо одного (пусть обладающего некоторыми недостатками) скаляра приходится вводить целую иерархию взаимодействий, что кажется существенно менее привлекательным.

Как и обычная хиггсова схема, модель техницвета предсказывает существование частиц с нулевыми спинами. Некоторые из них должны быть псевдоскалярны, поскольку возникают из-за нарушения киральной симметрии. Отметим, в частности, технианалог обычного η (или η')-мезона, обсуждению свойств которого в последнее время был посвящен ряд статей. Как уже отмечалось, могут существовать и многочисленные легкие голдстоновские бозоны, в частности, отвечающие так называемой горизонтальной симметрии, т.е. симметрии между правыми кварками одного заряда: $u_R \leftrightarrow c_R \leftrightarrow t_R$, $d_R \leftrightarrow s_R \leftrightarrow b_R$. Чтобы избавиться от нежелательных голдстоновских бозонов, нужно предположить, что горизонтальная симметрия локальна и что соответствующая калибровочная константа достаточно мала.

Я не разделяю предубеждения многих теоретиков против элементарных скалярных частиц. Мне кажется, что $J = 0$ не хуже, чем $J = 1/2$ или $J = 1$. Так что если считать элементарными последние, то разумно ожидать, что и первые элементарны. И, наоборот, если строить, несмотря ни на что, модель, в которой скалярные бозоны составные, то естественно, чтобы были составными и лептоны, и кварки, и, даже, "священные" векторные бозоны.

В последнее время широко обсуждается возможность построения в моделях типа технициста составных лептонов и кварков. Сложность здесь заключается в том, что, если руководствоваться аналогией с обычными составными барионами, то ожидаемые массы таких составных лептонов и кварков будут огромны, порядка обратного радиуса конфайнмента. (Такая оценка непосредственно следует из соотношения неопределенностей.) Единственный обсуждавшийся в литературе путь, позволяющий обойти эту трудность, связан с использованием киральной симметрии. Если элементарные фермионы безмассовы и обладают кирально-инвариантными взаимодействиями, то для составных частиц имеется в принципе две возможности.

1. Киральная симметрия реализуется линейно: аксиальный ток сохраняется за счет того, что безмассовы составные фермионы. При этом все составные бозоны, вообще говоря, массивны.

2. Киральная симметрия реализуется нелинейно: аксиальный ток сохраняется за счет того, что имеются безмассовые псевдоскалярные голдстоновские бозоны. При этом составные барионы массивны.

В случае квантовой хромодинамики осуществляется второй вариант. Может ли вообще осуществляться первый вариант, пока неясно. Необходимым условием для этого является равенство аксиальных аномалий для составных и элементарных фермионов. В случае $SU(3)$ -симметрии оно не выполняется, так как мультиплеты составных и элементарных фермионов имеют различные триальности. Так что квантовая хромодинамика не имеет выбора. Однако даже в тех случаях, когда равенство аномалий выполняется (как, например, для групп 0 ($2n + 1$)), имеются серьезные сомнения в том, что составные фермионы останутся безмассовыми. Похоже на то, что в пределе больших n этого во всяком случае не происходит. По-видимому, чтобы получить легкие составные фермионы, необходимо выйти за пределы привычных моделей и представлений и заняться поисками совершенно новых механизмов, а возможно, и принципов вза-

имодействия частиц на малых расстояниях. В этой связи кажутся очень интересными исследования конформно-инвариантных теорий: если бы в таких теориях существовали связанные состояния, они должны бы быть безмассовыми.

Имеются ли экспериментальные указания на то, что на расстояниях порядка $\sim 10^{-17}$ см $\sim \text{ТэВ}^1$ работает какая-то новая физика? До сих пор энергии порядка или больше ТэВ в системе центра инерции были достижимы лишь в космических лучах. При этих энергиях здесь обнаружен ряд необычных явлений.

Во-первых, это пять событий типа кентавр (из которых особенно убедительны два). В этих событиях при лабораторной энергии порядка 10^3 ТэВ рождалось примерно 100 заряженных частиц с суммарной массой порядка 200 – 300 ГэВ и не рождались π^0 -мезоны. Удовлетворительного объяснения эти явления пока не нашли. Некоторые авторы считают, что здесь мы имеем дело с распадом массивных частиц нового типа, представляющих собой сгустки сверхплотной кварковой материи.

Во-вторых, это 13 событий типа миникентавр, отвечающих рождению нескольких десятков частиц с суммарной массой 30 – 40 ГэВ.

В-третьих, это данные о том, что при лабораторных энергиях порядка 100 ТэВ в ливнях появляются вторичные частицы с аномально высокой проникающей способностью — так называемый Тянь-Шанский эффект.

В-четвертых, это данные о быстром росте с энергией множественности вторичных частиц и их поперечных импульсов. Так, при лабораторной энергии $\sim 10^3$ ТэВ множественность гораздо выше той, которая получается при логарифмической экстраполяции данных, полученных на ускорителях. Говорят даже о том, что рост идет по закону $E^{1/4}$. Измеряемые поперечные импульсы достигают 10 ГэВ. Наблюдаются также так называемые бинокулярные события: две узкие струи с большими поперечными импульсами. Не исключено, что вся эта группа явлений может найти свою интерпретацию, по крайней мере, частично, в рамках квантовой хромодинамики.

Мне не кажется, что перечисленные явления имеют отношение к техникуству. Дело в том, что в силу малых размеров области техниконфайнента сечения рождения технических частиц должны быть очень малы: порядка 10^{-4} , а скорей даже 10^{-6} от полного сечения. В то же время эффекты, о которых говорят космофизики, по их словам, имеют сечения порядка $10^{-2} - 10^{-1}$ от полного сечения.

Из сказанного выше должно быть очевидно, что в перспективе нет задачи более важной, чем проникнуть в область тераэлектрон-вольтных энергий с помощью ускорителей. Первым этапом на этом пути было бы создание ускорительно-накопительного комплекса УНК со встречными $p\bar{p}$ -пучками 2×3 ТэВ. В конце 70-х годов неоднократно обсуждался вопрос о строительстве в конце этого века очень большого международного ускорителя VBA со встречными пучками $p\bar{p}$ с энергией 2×30 ТэВ. Наконец, в тераэлектрон-вольтную область, возможно, придут и электронные ускорители, если будет реализована идея встречных линейных электронных и позитронных пучков ВЛЭП.

9. ВЕЛИКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ

Простейшие варианты, реализующие идею великого объединения, исходят из того, что никаких новых фундаментальных сил нет не только при тераэлектрон-вольте, но и при существенно более высоких энергиях, вплоть до колоссальных энергий порядка 10^{15} ГэВ. Ниже мы рассмотрим достигнутые на этом пути успехи и трудности. Начнем с $SU(5)$ -простейшей из ныне живущих моделей великого объединения, а затем коснемся более сложных моделей: $SO(10)$, E_6 и т.д.

Группа $SU(5)$ имеет минимальный ранг среди полупростых групп Ли, содержащих в качестве подгруппы произведение $H = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Каждое поколение фермионов описывается в $SU(5)$ -модели приводимым представлением. Так, например, 16 левоспиральных спиноров первого поколения следующим образом разбиваются на неприводимые мультиплеты:

$$10(u_i, \tilde{u}_i, d_i, e^+)_L + \bar{5}(\tilde{d}_i, \tilde{e}^-, \gamma)_L + 1(\tilde{\nu})_L,$$

здесь $i = 1, 2, 3$ — цветовой индекс. Обычно синглеты — левое нейтрино и соответствующая античастица правое антинейтрино — с самого начала изгоняются из рассмотрения, так как они не взаимодействуют с калибровочными полями.

Поскольку электрический заряд является одним из генераторов группы $SU(5)$; суммарный заряд $SU(5)$ -мультиплета должен равняться нулю. Это устанавливает связь между зарядами лептонов и кварков. В частности, из $Q_y = 0$ следует, что $Q_d = +1/3 Q_e$, а $Q_u = -2/3 Q_e$. Таким образом, получают объяснение дробные заряды кварков.

Теория содержит 24 калибровочных поля: γ, W^\pm, Z , 8 глюонов, 6 X -бозонов и 6 Y -бозонов. Свойства X и Y -бозонов необычны. Они цветные и имеют дробные электрические заряды: $X_i^{\pm 4/3}$, $Y_i^{\pm 1/3}$. О массах этих бозонов можно судить по тому, что при импульсах, больших этих масс, симметрия $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ восстанавливается до $SU(5)$.

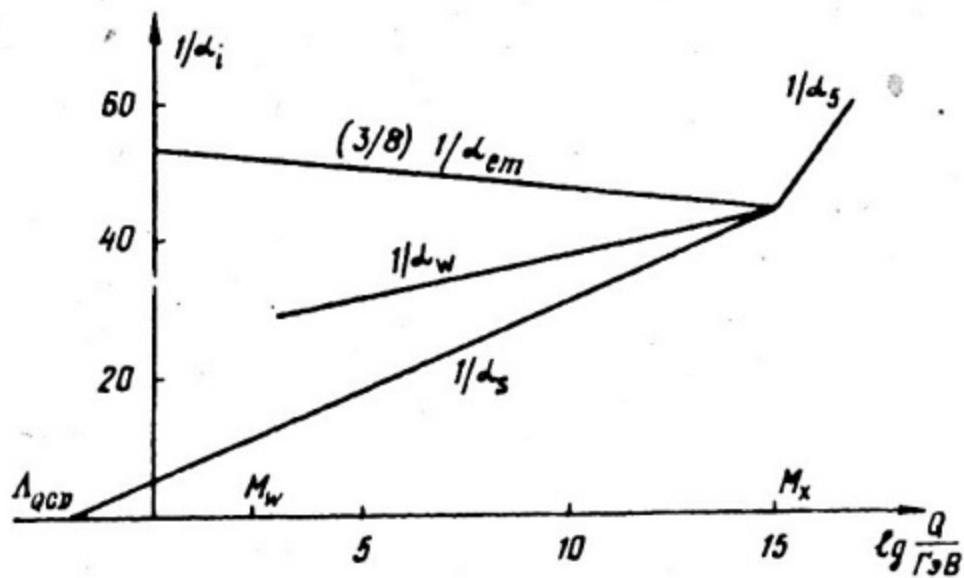


Рис. 2.

Зависимость калибровочных констант фундаментальных взаимодействий от переданного импульса

Посмотрим на "карту" фундаментальных сил рис. 2. Здесь по оси абсцисс отложен логарифм переданного импульса, а по оси ординат обратные значения квадратов "бегущих" калибровочных констант сильного ($1/\alpha_s$), слабого ($1/\alpha_w$) и электромагнитного ($1/\alpha_{em}$) взаимодействий. (Множитель 3/8 дает электромагнитной константе ту же нормировку, что и у констант α_w и α_s). При этом сумма квадратов зарядов частиц мультиплета равна сумме квадратов проекций их изоспина.)

Зависимость констант α_i от импульса Q обусловлена поляризацией вакуума и дается соотношением

$$\alpha_i^{-1}(Q_1) - \alpha_i^{-1}(Q_2) = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{Q_1}{Q_2},$$

здесь

$$b_{em} = \frac{22}{3} \sum Q_1^2 - \frac{4}{3} \sum Q_{1/2}^2 - \frac{1}{3} \sum Q_0^2;$$

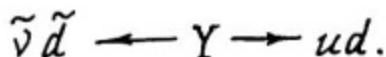
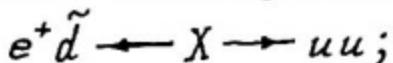
$$b_S = 11 - \frac{2}{3} n_f(Q);$$

$$b_W = \frac{22}{3} - \frac{2}{3} n_f - \frac{1}{6} n_H,$$

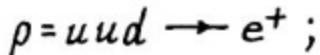
где Q_1 , $Q_{1/2}$, Q_0 — электрические заряды частиц со спином 1, 1/2 и 0 соответственно, а сумма берется по всем этим частицам; $n_f(Q)$ — число различных ароматов кварков с массами $m \ll Q$, а n_H — число скалярных дублетов с $m \ll Q_0$. Пунктирная линия изображает продолжение траектории $1/\alpha_W$ в том случае, если бы W -бозоны и фермионы были безмассовы.

Мы видим, что "бегущие константы" встречаются в одной точке. Координаты этой замечательной точки $\alpha_{GU} \approx 0,02$; $Q_{GU} \approx 5 \cdot 10^{14}$ ГэВ. Индекс GU — от английского "grand unification".

Ожидаемые массы X -и Y -бозонов должны быть порядка Q_{GU} . Рассматривая взаимодействие X -и Y -бозонов с фермионами, легко увидеть, что X и Y должны переходить как в пары антилептон + антiquark, так и в пары кварков:



В результате этих переходов, идущих с несохранением барионного заряда, нуклоны могут превращаться в лептоны:



(Разумеется, в силу сохранения энергии и импульса, одиночный лептон вылететь не может, и речь идет о распадах типа $\rho \rightarrow e^+ \pi^0$, $\rho \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$ и т.д.). По теоретическим оценкам время жизни протона составляет $\tau_p^{teor} = 10^{30 \pm 3}$ лет. Эксперимент дает

$\tau_p^{\text{эксп}} > 10^{30}$ лет. Основная неопределенность в $\tau_p^{\text{теор}}$ связана с массой X -бозона M_X . Заметим, что $\tau_p \propto M_X^{-4}$, а $M_X \propto \Lambda_{QCD}$ (см. рис. 2). Теоретическая величина 10^{30} лет отвечает значению $\Lambda = 400$ МэВ. Если принять $\Lambda = 100$ МэВ, в соответствии с аргументами, изложенными выше при обсуждении квантовой хромодинамики, то для обнаружения распада протона оказалось бы достаточно бочки воды. Сопоставим это с масштабом планируемых и уже ведущихся подземных экспериментов, имеющих дело с массами $10^3 - 10^4$ тонн и способных измерить $\tau_p \approx 10^{33}$ лет.

Проведенная выше теоретическая оценка времени жизни протона относится к варианту так называемой минимальной $SU(5)$ -модели с минимальным набором мультиплетов скалярных частиц: 24, 5, 5. Если добавить к ним 45-плет скаляров, то можно поднять ожидаемое время жизни протона выше возможностей самого чувствительного из готовящихся экспериментов. Заметим, что в других гранд-моделях, основанных на группах более высокого ранга, о которых речь будет идти ниже, неопределенности в предсказании τ_p не меньше. Так что, если распад протона будет обнаружен экспериментально, то это надо будет рассматривать как особую благосклонность Природы к физикам.

Наблюдение распада протона было бы необыкновенно важно. Это был бы эксперимент века. Подобно камертону, он настроил бы всю физику высоких энергий на планковские частоты. Доказав законность экстраполяций на 14 порядков по энергии, этот эксперимент определил бы дальнейшее развитие физики высоких энергий на многие годы.

Измеряя парциальные ширины отдельных каналов, измеряя угловые распределения и поляризации продуктов распада, выясняя правила отбора, которым подчиняются отдельные каналы распада, можно было бы много узнать о физике очень малых расстояний.

Среди наиболее интересных вопросов укажем на вопрос о том, сохраняется ли разность барионного и лептонного квантовых чисел $B - L$. (В минимальной $SU(5)$ -модели она сохраняется.) Другой интересный вопрос — это перемешивание фермионов различных поколений при их взаимодействии с X - и Y -бозонами. Если это перемешивание мало, как в минимальной $SU(5)$ -модели, то, скажем, $\Gamma(\rho \rightarrow e^+ \pi^0) \gg \Gamma(\rho \rightarrow \mu^+ \pi^0)$. В противном случае это не так.

Если бы распад протона был обнаружен, нам бы удалось заглянуть, как сквозь замочную скважину, в "горячую лабораторию" великого объединения. К сожалению, на большее мы сегодня рассчитывать не можем.

Несохранение барионного заряда позволяет в принципе объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в главе, посвященной астрофизике.

Кратко коснемся других предсказаний $SU(5)$ -модели. Модель предсказывает значение $\sin^2 \theta_W = 0,20 - 0,21$. Это число, с одной стороны, настолько близко к экспериментальному ($0,22 - 0,24$), что случайное совпадение кажется неправдоподобным. С другой стороны, однако, намечается некоторое несовпадение двух чисел, которое при дальнейшем уточнении как теории, так и опыта, может оказаться роковым для модели.

В ненарушенной $SU(5)$, выше энергии великого объединения, массы заряженного лептона и "нижнего" кварка (с $Q = -1/3$) в каждом поколении должны быть равны друг другу. Если учесть рост массы кварка при переходе от $\sim 10^{15}$ ГэВ к ~ 1 гигаэлектрон-вольту (масса лептона меняется при этом несущественно), то можно получить:

$$\frac{m_b}{m_\Sigma} \approx \frac{m_s}{m_\mu} \approx \frac{m_d}{m_e} \approx 3.$$

Для b -кварка и τ -лептона это соотношение выполняется неплохо. Для двух других пар — не выполняется. Расхождение можно устранить с помощью дополнительных скалярных мультиплетов или путем введения дополнительного неперенормируемого взаимодействия типа $\frac{1}{M} \bar{\varphi} \varphi \bar{\psi} \psi$, где φ и ψ — скалярное и спинорное поля, соответственно, а константа M — порядка массы Планка.

Из формулы для массы b -кварка $m_b(Q) \approx \simeq 4,8(\alpha_s(Q)/\alpha_s(m_b))^{4/6}$ ГэВ видно, что экстраполяция зависит от числа кварковых ароматов n_f , поскольку $b = 11 - \frac{2}{3} n_f$. Легко убедиться, что соотношение $m_b/m_\tau \approx 3$ сильно нарушается, если число фермионных поколений не 3, а, скажем, 6. Важно подчеркнуть, что это ограничение на число фермионных поколений относится и к вкладам очень тяжелых фермионов.

$SU(5)$ -модель не дает жестких предсказаний относительно массы нейтрино. Хотя наиболее естественными для этой модели считаются безмассовые нейтрино, в ней существуют в принципе и другие возможности. Так, например, введя скалярный 15-плет, можно дать майоранову массу левому нейтрино m_L . Однако для того чтобы она была приемлемо мала, соответствующая юкавская константа должна быть крайне малой, что кажется неестественным. Привлекая синглет ψ_R , можно в принципе получить и диракову массу m_D . Заметим, что майоранову массу m_L может дать и неперенормируемое взаимодействие $\sim \frac{1}{M_P} \bar{\psi} \varphi^* \times \bar{\psi} \psi$, в этом случае

$$m_L \sim \frac{M_N^2}{M_P} \sim 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ эВ.}$$

Наиболее сложной нерешенной проблемой $SU(5)$ -модели является проблема иерархии масс. Массы всех частиц в этой модели генерируются механизмом спонтанного нарушения симметрии в скалярном секторе теории. При этом в простейшем варианте нарушение $SU(5)$ до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ дает вакуумное среднее $\langle H_{24} \rangle \approx 10^{15}$ ГэВ, а нарушение $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ до $SU(3) \times U(1)$ дает вакуумное среднее $\langle H_5 \rangle \approx 10^2$ ГэВ. Скалярные бозоны H_{24} и H_5 связаны между собой. В любом случае такая связь должна существовать за счет обменов калибровочными полями. До сих пор непонятно, каким образом, несмотря на радиационные поправки, может возникнуть и не нарушиться различие вакуумных средних, составляющее 13 порядков. Проблема иерархии масштабов существует не только в $SU(5)$, но и в других гранд-моделях, к обсуждению которых мы сейчас переходим.

Группа 5-го ранга $SO(10)$ имеет некоторые достоинства по сравнению с $SU(5)$. Прежде всего, все фермионы одного поколения входят в неприводимое представление $SO(10)$: $16 = 1 + \bar{5} + 10$. Модель $SO(10)$ имеет 45 калибровочных бозонов. В модели автоматически отсутствуют так называемые треугольные аномалии. Минимальная $SO(10)$ -модель содержит четыре скалярных мультиплета: 10, 16, $\bar{16}$, 45. Рассматриваются также варианты, включающие скалярные мультиплеты 120 и 126. (Приведем $SU(5)$ -состав некоторых $SO(10)$ -представлений: $10 = 5 + \bar{5}$, $45 = 24 + \bar{10} + \bar{10} + 1$, $120 = 45 + 45 + 10 + 10 + 5 + 5$, $126 = 50 + 45 + \bar{15} + 10 + 5 + 1$).

Нарушение $SU(10)$ -симметрии может происходить различными путями:

- 1) $SU(10) \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$;
- 2) $SU(10) \xrightarrow{M_A} SU(4) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{M_B} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{M_C} SU(3) \times U(1)$;
- 3) $SU(10) \rightarrow \dots \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1) \xrightarrow{N_R} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$.

В первой цепочке вакуумное среднее $\langle H_{16} \rangle$ нарушает $SU(10)$ до $SU(5)$, $\langle H_{45} \rangle$ нарушает $SU(5)$ до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, $\langle H_{10} \rangle$ дает последнее нарушение. Отметим, что две другие цепочки дают возможность получить значения $\sin^2 \theta_W$, большие, чем в $SU(5)$ -модели. Так, например, во второй цепочке $\sin^2 \theta_W = 0,23$ при $M_A \approx 10^{15}$ ГэВ и $M_B \approx 10^{12}$ ГэВ. В третьей цепочке $0,25 > \sin^2 \theta_W > 0,21$ при $10^6 \leq M_R \leq 10^{11}$ ГэВ.

Маленькая масса левого нейтрино m_L может появиться в $SU(10)$ естественным образом за счет перемешивания $\nu_L \rightarrow \tilde{\nu}_L$,

$$\nu_L \quad m_L \quad \tilde{\nu}_L = \quad \nu_L \quad m_D \quad \nu_R \quad m_R \quad \tilde{\nu}_R \quad m_D \quad \tilde{\nu}_L$$

Здесь учтено, что m_L дает переходы $\nu_L \leftrightarrow \tilde{\nu}_L$,

$$m_R - \nu_R \leftrightarrow \tilde{\nu}_R, \text{ и } m_D - \nu_L \leftrightarrow \nu_R \text{ и } \tilde{\nu}_L \leftrightarrow \tilde{\nu}_R.$$

Естественная величина m_R в $SU(10)$ должна быть очень большой. Для варианта, содержащего скалярный 126-плет, $m_R \sim \sim 10^{15}$ ГэВ, поскольку 126-включает $SU(5)$ -синглет. Для минимального варианта $m_R \neq 0$ возникает лишь при учете радиационных поправок и поэтому меньше: $m_R \sim 10^{10}$ ГэВ. Если принять $m_D \sim 1$ ГэВ, как для c -кварка, то, глядя на рисунок, легко получить следующее значение эффективной майоранновой массы левого нейтрино:

$$m_L^{\text{эфф}} \sim \frac{m_D^2}{m_R} \sim 10^{-1} - 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Эта оценка относится к ν_μ . Для ν_e в этом случае естественно было бы ожидать меньших значений, а для ν_τ — больших.

В моделях великого объединения и, в частности, в $SU(10)$ -модели, наряду с обычным распадом протона, могут возникнуть процессы с изменением барионного квантового числа на две единицы.

ницы. Речь идет о распадах, в которых два нуклона переходят в мезоны, и осцилляционных переходах "нейтрон \longleftrightarrow антинейтрон" в вакууме. Источником таких процессов является взаимодействие夸克ов со скалярными полями типа того, которое изображено на диаграмме рис. 3. Здесь волнистые линии описывают скалярные частицы, а крестиком отмечено вакуумное среднее $\langle H_{126} \rangle$.

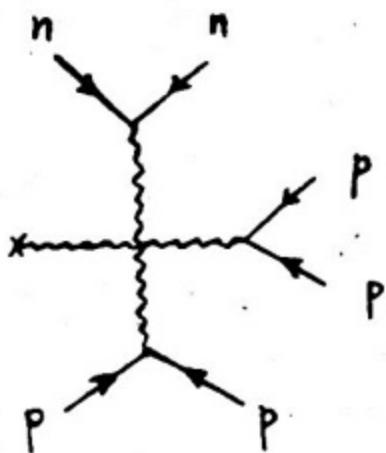


Рис. 3.

Диаграмма, служащая источником процессов с изменением барионного числа на две единицы в моделях великого объединения

Размерные соображения позволяют связать между собой частоту осцилляций и вероятность распада, исходя из того, что первая величина линейна, а вторая — квадратична по эффективной константе взаимодействия:

$$\tau_{\text{расп}} \sim \tau_{\text{осц}}^2 \cdot m_P.$$

10^{30} Из этого соотношения следует, что времени жизни порядка лет отвечает период осцилляций порядка года. Экспериментальные поиски таких осцилляций на интенсивных пучках медленных нейтронов кажутся осуществимыми и представляют очень большой интерес. Возможно, имело бы смысл поискать на опыте осцилляционные переходы обычных атомов в антиатомы (например, $e^- p \rightarrow e^+ \bar{p}$), хотя в настоящее время не видно теоретических оснований для таких переходов и, даже, если бы такие переходы существовали, они были бы очень медленные из-за больших размеров атомов.

Модель, основанная на исключительной группе 6-го ранга, E_6 обладает рядом своеобразных свойств.

Сегодня модель E_6 выглядит несколько великоватой для описания известных частиц. Группа E_6 содержит $SO(10)$ в качестве своей подгруппы. Так, например, 16 левоспиральных фермионов одного поколения, образующих фундаментальное представление $SO(10)$, входят в группе E_6 в 27-плет: $27 = 16 + 10 + 1$. Среди остальных 11 состояний 6 принадлежат синглетному кварку с $Q = -1/3$, одно — синглетному майоранову лептону N^0 и 4 — дублету лептонов (L^+, L^0). По предположению все они сверхтяжелые. Модель E_6 не содержит треугольных аномалий. В ней 78 калибровочных бозонов ($78 = 45 + 16 + 16 + 1$).

Простейшие хиггсовы мультиплеты в E_6 : 27 и 351 ($27 \times 27 = 27 + 351' + 351_\mu$, где $351 = 144 + 126 + 54 + 16 + 10 + 1$; $351' = 144 + 120 + 45 + 16 + 16 + 10$). Как видно, хиггсовы мультиплеты (27 и 351') обладают тем свойством, что их можно представить в виде билинейных комбинаций фермионов. Поэтому скалярные бозоны в принципе могут рассматриваться как составные. В случае группы $SO(10)$ это не так, поскольку среди хиггсовых мультиплетов в этой группе имеются 16 и 45, которые нельзя представить как билинейные комбинации фермионов ($16 \times 16 = 126 + 120 + 10$). Наряду с цепочкой нарушений $E_6 \rightarrow SO(10) \rightarrow SU(5)$ группа E_6 может нарушаться и многими другими путями. В частности, ее можно сразу нарушить до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Все три рассмотренные выше модели обладают тем свойством, что три фермионных поколения содержатся в них независимо друг от друга, не объединяясь в единый мультиплет. Второе и третье поколение являются как бы ксерокопиями первого. Имеется большое число других моделей такого "ксероксового" типа, например, $SU(8)_L \times SU(8)_R$ или $SU(16)$. Чем выше ранг группы, тем больше частиц в ее мультиплетах, тем разнообразнее цепочки нарушений. В модели $SU(5)$ от 10^2 ГэВ до 10^{14} ГэВ нет никакой новой физики, а происходит лишь медленное изменение калибровочных констант. Об этой области энергий часто говорят как о калибровочной пустыне. В моделях более высокого ранга в пустыне появляются базисы новых взаимодействий. Их становится все больше по мере роста ранга группы. Постепенно они сливаются в огромный экзотический сад.

Как правило, еще более богаты новыми явлениями модели, в которых все поколения объединены в одну большую семью. Рассматривалось несколько типов таких "истинно великих" моделей:

с 2^{2n} 1) ортогональные: $SO(18)$, $SO(22), \dots, SO(4n+2)$ частицами в спинорном мультиплете;

2) унитарные: $SU(8)$, $SU(11)$, $SU(14), \dots$;

3) произведения простых групп, связанных дискретной симметрией так, что имеется лишь одна калибровочная константа:

$$[SU(5)]^2, [SO(10)]^2, [SU(6)]^4, \dots;$$

4) исключительные группы: E_6, E_7, E_8 . Эти модели содержат калибровочные бозоны, дающие так называемые горизонтальные переходы между поколениями. Если массы этих бозонов достаточно малы, то должны существовать редкие распады типа $\mu \rightarrow e\gamma$.

Некоторые из "истинно великих" моделей являются настолько "тесными", "жесткими", что, по-видимому, смогут быть проверены в самом ближайшем будущем. В первую очередь это относится к модели E_6 (не путать ее с "ксероксовой" E_6 , рассмотренной выше). В этой модели все известные фермионы входят в один 27-плет, который содержит 2 кварка с $Q = +2/3, 4$ кварка с $Q = -1/3, 5$ лептонов с $Q = 0$ и 4 лептона с $Q = -1$:

<i>u</i>	<i>c</i>
<i>d</i>	<i>s</i>
ν_e	ν_μ
<i>e</i>	μ
<i>b</i>	<i>t</i>
ν_τ	ν_λ
ν	λ

(С учетом цвета мы имеем 18 кварков и 9 лептонов.) Таким образом, модель предсказывает существование еще четырех пока не обнаруженных частиц. Заметим, что среди них нет t -кварка! В модели должны существовать нейтральные токи, меняющие аромат кварков. Рассмотренные в литературе варианты модели, в которых эти нейтральные токи не содержат переходов между легкими кварками, исключают заряженные токи, переводящие b -кварки в c -кварк. Это предсказание, по-видимому, противоречит экспериментальным данным, полученным в самое последнее время при изучении продуктов распада γ''' -мезона.

Особой точкой в океане моделей является самая старшая из исключительных групп — E_8 . Ее интересным свойством является, то, что размерность фундаментального и присоединенного представлений одинаковы: 248 фермионов и 248 калибровочных бозонов. К сожалению, скалярные частицы в модели исчисляются тысячами. Это обстоятельство отпугивало теоретиков, и детального изучения модели E_8 в литературе нет.

Подводя итоги обзора гранд-моделей, следует заключить, что идея великого объединения является, несомненно, очень привлекательной и многообещающей. Существует ряд указаний на то, что великое объединение действительно реализуется в природе. С другой стороны, имеется большое число трудностей и нерешенных вопросов. Сегодня мы еще не в состоянии сделать выбор между различными конкурирующими моделями. Мы как бы пытаемся восстановить облик динозавра по нескольким костям. Трудно представить себе, что с этой задачей можно будет справиться, если не будет зарегистрирован распад протона. Конечно, точные данные о нейтральных токах или нейтриноных массах являются чрезвычайно важными. Но только экспериментальное открытие несохранения барионного заряда переведет обсуждение великого объединения из сослагательного наклонения в изъявительное. Перефразируя высказывание М. Голдхабера: "Если уж протону суждено умереть, пусть он умрет у нас на руках и поскорей!"

Среди наиболее серьезных пороков моделей великого объединения выделяются два: 1) эти модели не включают гравитацию; 2) их хиггсов сектор, в отличие от калибровочного, выглядит произвольным и неестественным. Существует надежда, что от обоих этих пороков удастся исцелиться на путях суперобъединения в рамках так называемой расширенной супергравитации.

10. СУПЕРОБЪЕДИНЕНИЕ

Алгебра суперсимметрии, наряду с обычными генераторами группы Пуанкаре, — пространственно-временных сдвигов ρ_μ и вращений $M_{\mu\nu}$, — содержит спинорные генераторы Q_α . Наряду с обычными коммутаторами, эта алгебра содержит антикоммутатор спинорных генераторов (подобные алгебры называются градуированными): $\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2\rho_\mu (\delta'_\mu)_{\alpha\beta}$, где δ'_μ — матрицы Дирака.

Суперсимметричные мультиплеты содержат и бозоны и фермионы. Простейшим примером является мультиплет, содержащий фотон и безмассовое майораново нейтрино. Бозонные и фермионные состояния в мультиплете связаны спинорными генераторами.

Суперсимметрия открывает уникальную возможность объединения внутренних симметрий с геометрическими. Практически это осуществляется "навешиванием" на спинорный генератор некоторого внутреннего индекса i : Q_α^i . То, что получается в результате, называется расширенной суперсимметрией.

Суперсимметрия может быть как глобальной, так и локальной. Примером модели с расширенной глобальной суперсимметрией является модель, содержащая 11 безмассовых частиц: одну с $J = 1$, четыре с $J = 1/2$ и шесть с $J = 0$ (всего 8 бозонных и 8 фермионных состояния с определенной спиральностью). Эта модель обладает глобальной $SU(4)$ -симметрией.

Поскольку инвариантность относительно локальных преобразований координат влечет за собой включение гравитационного поля, то локально суперсимметричная теория должна содержать гравитоны — безмассовые частицы с $J = 2$. Кроме того, она должна содержать гравитино — безмассовые частицы со спином $3/2$. Простейшим примером локальной суперсимметричной теории супергравитации является теория, содержащая один гравитон и одно гравитино. Простейшая расширенная супергравитация содержит один гравитон, два гравитино и один фотон. Это — так называемая $N=2$ супергравитация. Последовательно действуя на гравитон и последующие компоненты мультиплета спинорными генераторами Q_α^i , легко убедиться в том, что максимально расширенная супергравитация, не содержащая частиц с $J > 2$, отвечает $N = 8$. Мультиплет $N = 8$ супергравитации содержит следующие безмассовые частицы: 1 гравитон, 8 гравитино, 28 бозонов с $J = 1$, 56 фермионов с $J = 1/2$ и 70 скаляров (т.е. 128 бозонных и 128 фермионных состояний с данной спиральностью). Такая теория обладает симметрией $SU(8)$. С расширенной супергравитацией связаны очень большие ожидания "суперожидания": существует надежда, что развитие супергравитации приведет к единой теории всех взаимодействий. Объединение всех частиц в один супермультиплет фиксирует размерности различных гранд-мультиплетов и, в частности, скалярных, а также фиксирует юкавские константы.

Хорошо известно, что петли виртуальных фермионов и бозонов дают вклады противоположных знаков. В суперсиммет-

рии эти вклады компенсируют друг друга. Так, например, недавно было показано, что в упомянутой выше $SU(4)$ -модели с произвольной дополнительной калибровочной инвариантностью функция Гелл-Манна — Лоу равна нулю не только в одно- и двух-, но и в трехпетлевом приближении. Подобные компенсации могли бы иметь место и для масс скалярных частиц, обеспечивая иерархию масштабов. Если зануление имеет место во всех порядках, то теория конформно инвариантна.

Проявления фермион-бозонных компенсаций имеются и в супергравитации. Так, для обычной квантовой гравитации (без вещества) доказано, что расходимость отсутствует в однопетлевом приближении. В то же время для $N = 1$ супергравитации расходимостей нет также и в двухпетлевом приближении.

Очень интересной физической величиной, для которой обсуждаемые компенсации могут быть жизненно важными, является так называемый космологический член λ , который описывает гравитационное воздействие вакуума. λ -член должен возникнуть из-за квантовых флуктуаций в вакууме. На основе наивных размерных соображений можно было бы думать, что $\lambda \sim m_p^4 \sim 10^{78}$ ГэВ⁴. Но эта энергетическая плотность невообразимо велика: как если бы все нуклоны Вселенной были заключены в каждой ячейке пространства, имеющей нуклонный комптоновский объем. Даже если бы такой объем содержал массу только одного нуклона, все равно получилась бы неприемлемо большая величина $\lambda \sim m_p \sim 1$ ГэВ⁴. Наблюдательные же астрономические данные указывают на то, что

$\lambda < 10^{-47}$ ГэВ⁴ и отвечает примерно одной протонной массе в кубометре вакуума. Это означает, что осуществляются сверх-сверхтонкие компенсации между вакуумными флуктуациями различных полей, и только поэтому вакуум выглядит как пустое пространство. Как говорил И.Я. Померанчук: "Вакуум наполнен глубочайшим физическим содержанием".

Супергравитация находится пока в младенческом возрасте. Только недавно была построена $N = 2$ супергравитация со всеми вспомогательными полями. Большие значения N еще ждут своей очереди. Очень далека от своего решения и проблема нарушения симметрии в супергравитации.

Когда в N -супергравитации калибруется группа $SO(N)$ с зарядом e , то возникают масса гравитино порядка $e m_p$ и космологический член порядка $e^2 m_p^4$. Нарушение симметрии должно происходить таким образом, чтобы полностью скомпенсировать этот огромный член.

При построении супергравитационных моделей важную роль играют пространства высших размерностей, вплоть до $d=11$, включающие наше четырехмерное пространство в качестве подпространства. Может быть, когда-нибудь, дополнительные 7 измерений станут столь же физичны, как кварки сегодня. Отметим здесь также интересную попытку объединить в единое пространство не только обычные координаты x_μ и антимутирующие спинорные переменные θ^i (образующие так называемое суперпространство), но и физические поля, входящие в супермультиплет.

Здание современной физики строится одновременно на различных уровнях, и мы переходим сейчас к обсуждению феноменологических применений пока еще несуществующей нарушенной расширенной супергравитации. Одна из серьезных трудностей здесь заключается в том, что даже максимальная из групп $SU(8)$ слишком тесна, чтобы вместить группу известных взаимодействий $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ со всеми необходимыми калибровочными и фермионными полями. Обсуждается два возможных способа преодоления этой трудности:

- 1) перейти к $N > 8$, включив поля со спинами $J > 2$;
- 2) найти и использовать некую скрытую симметрию теории с $N = 8$.

На первом пути серьезных успехов пока не было. Но легким этот путь и быть не может. В некотором смысле прогресс теории элементарных частиц можно рассматривать как подъем (а временами и спуск, например, с $J = 2$ до $J = 3/2$) по лестнице спинов, обсуждавшейся в начале конспекта лекции. Те ступеньки, которые уже покорены, не кажутся нам трудными. Но покорение каждой из них требовало поистине альпинистской техники.

По существу, все головокружительные успехи неабелевых калибровочных теорий сводятся к тому, что мы научились (или думаем, что научились?) работать не только с векторным дальнодействием (фотонами), но и с векторным близкодействием — глюонами, W^- , Z^- и H -бозонами. Очевидно, что работающая квантовая теория полей с $J > 2$ была бы достижением более серьезным, чем все созданные до сего времени теории.

На втором пути в последние два-три года наметилось интересное развитие. Было обнаружено, что $N = 8$ супергравитация с глобальной $SU(8)$ -симметрией содержит скрытую локальную нелинейную $SU(8)$ -симметрию. Следующий шаг заключался в предположении, что благодаря квантовым поправ-

кам вспомогательные векторные поля приобретут кинетические члены и начнут распространяться. (Такое явление было обнаружено в двумерной нелинейной Sp^{n-1} -модели.) В сущности было предположено, что 63 калибровочных поля $SU(8)$ являются связанными состояниями исходных фундаментальных полей, входящих в мультиплет $N=8$ супергравитации. Группа

$SU(8)$ достаточно широка, чтобы вместить в себя цвет, слабый изоспин и поколения фермионов, так что $SU(8)$ -супермультиплет связанных состояний по предположению содержит не только наши калибровочные поля, но и кварки, лептоны и скалярные бозоны. Все они теперь составные. Кроме того, в него входит и большое число других связанных состояний, в частности, с $J > 1$.

Для дальнейшего очень важно понятие перенормируемого подмножества частиц. Описывая мая $SU(8)$ -теория неперенормируема и характерный масштаб в ней — масса Планка m_P . Поэтому массы частиц в этой теории должны быть, вообще говоря, порядка m_P . Исключение составляет подмножество частиц с

$J \leq 1$, взаимодействие между которыми перенормируемо и которые, в силу этого, могут остаться безмассовыми. По существу здесь речь идет о соображениях, основанных на размерности. Неперенормируемые взаимодействия степенным образом растут вплоть до импульсов порядка m_P , а при перенормируемой логарифмической зависимости от импульса вклад малых расстояний в квантовые поправки мал. Чтобы "выжить", "спастись" из области m_P и остаться безмассовой и динамической при малых энергиях, частица должна вместе с некоторыми другими "избранными" частицами ограничить свои взаимодействия только такими, которые описываются эффективным перенормируемым калибровочным лагранжианом. Все остальные частицы становятся сверхтяжелыми (порядка m_P) из-за своих неперенормируемых сильных взаимодействий.

Понятие "группы спасшихся частиц", обладающих калибровочным перенормируемым взаимодействием, является более общим, чем обсуждаемая $SU(8)$ -модель. Оно может явиться объяснением той важной роли, которую играют перенормируемые калибровочные взаимодействия в Природе. Используя это понятие, можно попытаться, в частности, выйти за рамки $N=8$ и рассматривать супергравитационные схемы с $N > 8$, содержащие частицы с $J > 2$. Все равно все эти частицы будут иметь массы порядка m_P и на больших расстояниях не проявятся.

Попытка выделить набор "спасшихся частиц" в случае $SU(8)$ -теории привела к очень интересному и поучительному результату. При некоторых дополнительных предположениях оказалось, что эти частицы и взаимодействия между ними описываются калибровочной $SU(5)$ -симметрией с ее 24 векторными бозонами. При этом, что очень важно, имеется только три фермионных поколения с мультиплетами $\bar{5} + 10$ в каждом и минимальный набор скалярных бозонов: $5 + 5 + 24$. Таким образом, "гора" расширенной супергравитации "родила мышь" минимальной $SU(5)$ -модели. Если эта картина правильна, то не должно быть более высоких гранд-симметрий типа $SO(10)$, E_6 и т.д.; не должно быть техницвета, не должно быть доступных наблюдению суперсимметричных частиц: гравитино, глюино, фотино. Но должен существовать распад протона со временем жизни, не превышающим 10^{33} лет. И должна существовать "калибровочная пустыня", а новое сильное взаимодействие появится лишь вблизи m_P .

Большинство физиков не верит в перспективу калибровочной пустыни. Мы привыкли к тому, что до сих пор каждое новое продвижение по шкале энергий открывало новые физические явления. Но если бы облака вокруг Земли были так плотны, что только наше поколение, прорвавшись сквозь них, впервые увидело бы звезды, готовы ли мы были поверить, что между нами и ближайшей звездой лежит безбрежная пустыня?

Заканчивая обсуждение супергравитации, уместно сделать несколько замечаний о собственно гравитационном взаимодействии и константе G_N . Имеется ряд попыток построить перенормируемую теорию гравитации. При этом G_N не рассматривается как фундаментальная константа, а возникает в результате спонтанного нарушения симметрии. Если бы удалось построить такую теорию, то в ней гравитационное взаимодействие не было бы сильным не только ниже m_P , но и в постпланковской области.

С другой стороны, нельзя считать исключенным, что масса Планка — это просто мираж, такой же, каким был в свое время классический радиус электрона: αm_e^{-1} . Возможно, что гравитационное взаимодействие модифицируется на не очень малых расстояниях. Ведь закон Ньютона проверен на опыте лишь до сантиметровых расстояний да и то с не очень высокой точностью. Вообще, константа Ньютона G_N известна лишь с точностью до четырех значащих цифр. Мне не кажется правдоподобной возможность упомянутой модификации, но исключить ее нельзя.

11. АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Еще десять — двадцать лет тому назад могло показаться, что из трех основных элементов физики — наблюдения, эксперимента и теории — первый целиком принадлежит истории. Роль астрономии в установлении новых физических законов, столь реющая во времена Ньютона, казалось, сошла на нет. В последние годы, однако, положение резко меняется. Астрофизические и космологические данные играют все возрастающую роль в фундаментальной физике, особенно при оценке жизнеспособности тех или иных физических моделей строения частиц. С другой стороны, физики все в большей степени перетендуют на то, чтобы опираясь на знание свойств элементарных частиц, вычислить такие свойства Вселенной, которые традиционно рассматривались как "священные начальные условия". Претензии физики растут.

В основе современной космологии лежит теория горячей Вселенной, получившая почти всеобщее признание после открытия реликтового теплового радиоизлучения. Мы знаем, что чем моложе была Вселенная, тем она была горячей. Из того факта, что теория первичного нуклеосинтеза хорошо согласуется с наблюдательными данными о распространенности элементов, следует, что мы уверенно можем описывать поведение Вселенной в первые секунды ее существования, когда температура измерялась в МэВ. В настоящее время не видно каких-либо препятствий для экстраполяции нашего описания к более высоким температурам, вплоть до m_p . Поведение Вселенной при этих температурах определяется поведением элементарных частиц на таких малых расстояниях, где должны проявляться динамические свойства теорий суперобъединения и великого объединения. Таким образом, ранняя Вселенная является как бы естественной лабораторией для проверки этих теорий.

Среди основных параметров, характеризующих Вселенную, есть несколько, которые в последнее время привлекают к себе особое внимание. Об удивительной малости или равенстве нулю космологической постоянной λ мы уже говорили. Другим, не менее удивительным фактом является то, что наблюдаемая средняя плотность вещества во Вселенной ρ близка к критической плотности ρ_c . Чтобы пояснить смысл ρ_c мысленно вырежем во Вселенной шар и рассмотрим нерелятивистское движение пробной массы на поверхности шара. При $\rho = \rho_c$ мы имеем так называемый плоский случай, когда кинетическая

энергия T_{kin} и потенциальная энергия U пробного тела равны друг другу. При $\rho > \rho_c$ расширение Вселенной должно смениться сжатием, так как $|U| > T_{kin}$ при $\rho < \rho_c$ $|U| < T_{kin}$, и расширение неограниченное. (Эти три случая похожи на поведение брошенного камня, когда его скорость равна, меньше или больше второй космической скорости). Учитывая, что в начальные мгновения как T_{kin} , так и U были очень велики, а сумма $T_{kin} + U$ такая же, как и сегодня, мы видим, что и в этом случае имеется столь же удивительная компенсация двух больших величин, как и в случае космологической постоянной.

Обратимся теперь к проблеме барионной асимметрии Вселенной. Одна из наиболее глубоких идей, высказанных в середине 60-х годов, заключается в том, что эта асимметрия возникла в результате несохранения барионного числа и нарушения $C\bar{P}$ - и C -инвариантности. Барионная асимметрия Вселенной характеризуется отношением средней плотности барионов n_b к средней плотности фотонов n_γ . Наблюдения дают $n_b/n_\gamma \approx 10^{-9}$. В рамках гранд-моделей основной вклад в барионную асимметрию должны давать распады сверхтяжелых хиггсовых бозонов. Эти бозоны живут дольше, чем калибровочные бозоны X и Y , и распадаются в эпоху, когда температура Вселенной ниже их массы ($T \ll M$), так что избыток барионов, возникающий при распаде этих бозонов, не исчезает. В рамках $\delta U(5)$ -модели для получения наблюдаемого значения n_b/n_γ необходимы два набора скалярных квинтетов $5 + \bar{5}$. В рамках $SU(10)$ -модели для получения асимметрии необходимо, чтобы лево-правая симметрия, присущая этой модели, нарушалась очень рано: массы правых бозонов (связанных с правыми токами) должны быть очень велики, $m_{W_R} \gtrsim 10^{11}$ ГэВ. В противном случае C -инвариантные взаимодействия "выжигают" избыток барионов.

Даже при отсутствии взаимодействий, нарушающих сохранение барионного заряда, барионный избыток мог бы возникнуть за счет $C\bar{P}$ - и C -несимметричного испарения черных дыр. Однако количественные оценки здесь менее надежны.

За последние годы появилась серия статей, посвященных космологической судьбе магнитных монополей. С одной стороны, как хорошо известно, монополи в природе не обнаружены. С другой стороны, такие гранд-модели, как $\delta U(5)$, $SU(10)$ и E_6 содержат классические монопольные решения, причем массы таких монополей примерно на два порядка больше массы великого объединения, т.е. порядка 10^{16} ГэВ. Наивные оценки рождения и выгорания монополей, сделанные несколько лет тому назад,

дали неприемлемо большую концентрацию реликтовых монополей и тем самым поставили под сомнение справедливость упомянутых выше гранд-моделей. В самое последнее время был, возможно, найден выход из этой трудности. Чтобы пояснить, в чем он заключается, напомним, что, согласно теории электрослабого взаимодействия, фотон является линейной суперпозицией двух полей — изовекторного W^0 и изоскалярного B^0 : $A = B^0 \cos \theta_W + W^0 \sin \theta_W$, где θ_W — слабый угол. Известно, что пара B монополей противоположного знака не может разойтись из-за явления магнитного конфайнмента при $T < \eta \approx \frac{1}{4} T_{\text{эВ}}$, поскольку поток магнитных силовых линий, сохраняющийся и при $T < \eta$, сжимается скалярным конденсатом в трубку. Новое наблюдение состоит в том, что W^0 монополи также должны испытывать конфайнмент, но не в холодной фазе, а в горячей плазме, при $T > \eta$. Если это правильно, то обе компоненты электромагнитных монополей должны проаннигилировать.

Астрофизика дает очень жесткие ограничения на возможные свойства различных гипотетических частиц и, в частности, тяжелых нейтральных лептонов. Рассмотрение выгорания гипотетических свободных夸克ов дает такие неприемлемо большие значения для сегодняшней концентрации этих частиц, что приходится заключить, что свободные дробнозаряженные夸克и не существуют.

Мягкое, спонтанное нарушение $C\bar{P}$ -инвариантности, если бы оно осуществлялось в природе, должно было бы в процессе остывания Вселенной приводить к образованию доменной структуры вакуума. В областях, причинно не связанных друг с другом, $C\bar{P}$ -нечетный конденсат имел бы, вообще говоря, различные знаки. Движущиеся стенки доменов должны были бы сильно возмутить изотропию реликтового излучения. Наблюдения не обнаруживают такого возмущения, и это является аргументом в пользу того, что $C\bar{P}$ -инвариантность в природе нарушена жестко.

Существование галактических магнитных полей с размерами порядка 10^{22} см позволяет заключить, что комптоновская длина волны фотона не меньше, чем эти размеры и, следовательно, его масса не превышает 10^{-27} эВ. В свою очередь, практическая безмассовость фотона, как можно показать, исключает возможность процессов с несохранением электрического заряда, таких, например, как $e^- \rightarrow \bar{\nu}_e \gamma$ или $Ga \rightarrow Ge + \gamma$.

Но, пожалуй, ни об одной другой частице астрофизические наблюдения не сообщают нам столько уникальных сведений, сколько о нейтрино. Наблюданная распространенность 4He ограничивает число различных типов безмассовых или легких ($m_\nu \ll 1$ МэВ) нейтрино N_ν . Такая чувствительность распространности гелия к значению N_ν связана с тем, что в то время, когда формировалось современное отношение распространностей нейтронов и протонов, именно нейтрино (наряду с фотонами) определили плотность энергии во Вселенной и, следовательно, темп ее расширения. В литературе можно часто увидеть оценку $N_\nu \leq 4$ но, по-видимому, более осторожно и надежно было бы сказать, что $N_\nu < 4 \div 6$.

Данные о хэббловском разбегании галактик в сочетании с независимыми данными о возрасте Земли, Солнца и звезд ограничивают плотность вещества во Вселенной: $\rho \lesssim \rho_c$. С другой стороны, теория горячей Вселенной позволяет выразить число реликтовых нейтрино, непосредственное наблюдение которых практически невозможно, через известное число реликтовых фотонов. В результате оказывается возможным найти верхнюю границу для суммы масс различных типов нейтрино:

$$\sum_{i=1}^{N_\nu} m_{\nu_i} \lesssim \begin{cases} 30 - 40 \text{ эВ, если } \lambda = 0; \\ 100 - 200 \text{ эВ, если } \lambda < 0. \end{cases}$$

Напомним, что космологический член λ характеризует гравитационное действие вакуума. Если бы оказалось, скажем, что $\sum m_{\nu_i} \sim 100$ эВ, то это означало бы, что $\lambda < 0$ и что, следовательно, вакуум антигравитирует.

Астрофизические наблюдения дают ряд указаний не только на верхнюю границу масс нейтрино, но и на нижнюю, но указания эти менее определены.

Аргументом в пользу ненулевой массы нейтрино является существование во Вселенной так называемой скрытой массы в невидимых гало, окружающих галактики и скопления галактик. (Существование этих гало выявляется при анализе распределения звездных скоростей.) Согласно последним оценкам, скрытая масса примерно в тридцать раз больше, чем видимая масса этих объектов. Пока совершенно не доказано, что эта скрытая масса принадлежит действительно нейтрино. Например, она могла бы существовать в виде холодных звезд типа Юпитера. Однако наблюданная распространенностьдейтерия указывает на то, что скрытые частицы — не нуклоны.

Вообще космологи приветствовали бы нейтринные массы порядка 10 — 20 эВ, хотя и подчеркивают, что их аргументы не претендуют на роль доказательств. В частности, нейтрино с такими массами дают естественное объяснение того, каким образом формируются самые большие структурные ячейки Вселенной, так называемые блины (их насчитывается в наблюдаемой части Вселенной порядка 10^6). При $T \lesssim m_\nu \approx 10$ эВ холодные нейтрино становятся гравитационно нестабильными и начинают образовывать нейтринные облака, которые позднее (при $T \lesssim 1$ эВ) начинают собирать атомную пыль. Плотность нейтринных облаков $\rho \sim T^4 \sim m_\nu^4$, а их характерные размеры порядка времени их образования t (напомним, что $c = 1$, которое в теории горячей Вселенной определяется соотношением $t \approx m_p T^{-2} \sim m_p m_\nu^{-2}$). В результате объем блина оказывается $V \sim t^3 \sim m_p^3 m_\nu^{-6}$, и мы получаем удивительно простое и красивое соотношение, выражающее массы блинов, самых крупных объектов во Вселенной, через массы нейтрино — самых легких элементарных частиц:

$$M \sim V\rho \sim m_p^3 m_\nu^{-2},$$

что при $m_\nu \approx 10$ эВ дает значение близкое к наблюдаемому.

На существование нейтринных осцилляций, возможно, указывают результаты многолетней охоты за солнечными нейтрино. Для детектирования этих нейтрино служит реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, выход которой измеряется в солнечных нейтринных единицах ($1 SNU = 1$ захват в с 10^{36} ядер). Ожидаемый эффект должен был составить $7 \div 8 SNU$, в то время как измерения дали $2,2 \pm 0,4$. Одно из возможных объяснений этого расхождения заключается в том, что благодаря осцилляциям солнечные электронные нейтрино вблизи Земли частично переходят в инертное состояние, например, в ν_τ . Не исключено, однако, что причиной расхождения является неадекватная модель внутренней структуры Солнца. Решить этот вопрос могли бы подготавливаемые измерения потока мягких солнечных нейтрино с помощью галлиевого детектора. Я не буду касаться многих других явлений, обсуждаемых в литературе: взрывов сверхновых, черных дыр, возможности существования нестабильного ложного вакуума. Поистине, сегодняшняя физика устремлена в небо.

12. НОВЫЕ СТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ? НОВЫЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ?

До сих пор, говоря о будущих экспериментах, мы имели в виду поиски тех частиц и явлений, существования которых можно в той или иной степени ожидать, опираясь на известные факты и теоретические построения. В отличие от этого, в данном разделе мы обсудим такие гипотетические частицы и взаимодействия, на возможное существование которых нет никаких, даже косвенных указаний. Сегодня они никому не нужны. Было бы неправильно, однако, ограничивать роль эксперимента только проверкой имеющихся теорий. Ведь ни мюон в 1937 г., ни γ -лептон в 1975 г. никому нужны не были. Совершенно неожиданным было и открытие в 1964 г. CP -неинвариантного взаимодействия. Эти примеры легко умножить. Можно не сомневаться, что экспериментаторы и в дальнейшем будут совершать "незапланированные" открытия, следуя девизу Галилея: "Измеряй все доступное измерению и делай недоступное измерению доступным".

Начнем с обсуждения поисков новых стабильных частиц. Нижний предел для масс новых заряженных частиц $M \gtrsim 17$ ГэВ дают эксперименты на встречных пучках ПЕТРА, не обнаружившие рождения новых частиц вплоть до $\sqrt{S} \approx 35$ ГэВ. Массспектрометрический анализ стабильного вещества воды проводился до $M \lesssim 300$ ГэВ. Объектом поисков служил аномально тяжелый, "дикий водород", для обогащения которым вода подвергалась электролизу. Была получена нижняя граница для отношения концентраций "диких" и обычного водорода в воде: $n_x/n_p < 10^{-21}$. Мне кажется очень важным всемерное расширение диапазона масс и увеличение чувствительности этих поисков. Было бы интересно также от воды перейти к другим веществам, в частности, провести поиски аномально тяжелых атомов в метеоритах, в тяжелых минералах и в продуктах извержения вулканов. Легко оценить, что если масса частиц, о которых идет речь, меньше, чем примерно $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ, атомы, содержащие эти частицы, еще недостаточно сильно притягиваются Землей, чтобы это притяжение разорвало их химические связи. Более тяжелые частицы (в частности, так называемые максимоны с $m \sim m_p$) должны проваливаться к центру Земли.

Открытие "месторождения" отрицательно заряженных тяжелых частиц могло бы иметь не только научный интерес. Оно могло бы совершить переворот в энергетике. Дело в том, что

такие частицы можно было бы использовать для холодного катализа реакций слияния, например, $d + t + X^- \rightarrow He^4 + n + X^- + 17 \text{ МэВ}$, где X^- — тяжелая стабильная частица. К сожалению, эффективность такого катализа ограничена из-за прилипания X^- к He^4 . Разрушение "ионов" $X^- He^4$ и регенерация X^- требует времени, энергии и сложной технологии, так что с теми малыми количествами X^- -частиц, которые можно было бы получить на самых интенсивных ускорителях будущего, "каши не сваришь": полученной энергии не хватит на электроплитку. Если бы, однако, удалось найти месторождение, хотя бы несколько килограмм X^- -частиц, то это могло бы решить все энергетические проблемы человечества.

Тяжелые стабильные частицы с массой $\approx 1 \text{ ТэВ}$ предсказываются моделью техни цвета. Но мне кажется, что новые частицы следует искать во всем доступном диапазоне масс, не привязываясь к определенным теоретическим схемам. Чем тяжелее частица, тем легче ее обнаружить в спектрометре как по аномально большому времени пролета, так и по аномально малому отклонению в магнитном поле.

Очень интересны и поиски дробнозаряженных частиц. Сообщалось о наблюдении дробных зарядов в ниобиевых шариках. Недавно была указана возможная причина появления ложного эффекта в такого рода опытах. Поиски дробных зарядов очень интересны. Следует заметить, что дробными зарядами могут обладать не только цветные свободные кварки (в существование которых я не верю), но и бесцветные частицы — фрактоны. Одной из разновидностей фрактонов являются так называемые хидроны, представляющие собой адроны, в которых один из кварков заменен нейтральной частицей, принадлежащей цветному триплету гипотетических хиггсовых бозонов.

Наконец, не исключено существование частиц, которые, обладая лишь гравитационным взаимодействием с обычным веществом, могут тем не менее довольно сильно взаимодействовать друг с другом, образуя специфическое ψ -вещество. Так, недавно обсуждалась гипотеза о том, что колебания Солнца с периодом 160 мин, о существовании которых несколько лет назад сообщили астрономы из Крымской обсерватории, а затем из Стэнфорда, могут быть вызваны ψ -планетой, с массой порядка массы Луны, движущейся на глубине порядка 20 000 км от поверхности Солнца.

В связи с наблюдаемыми возмущениями в движении Нептуна, Плутона и кометы Галея, в начале 70-х годов обсуждалась гипотеза о том, что эти возмущения обусловлены гипотетической 10-й планетой с массой Юпитера, расположенной на расстоянии 60 астрономических единиц от Солнца. Поиски этой планеты дали отрицательный результат. Более того, последующие уточненные расчеты показали, что такая планета, даже если бы она существовала, не привела бы к согласию между наблюдениями и расчетами. Этот пример показывает, однако, что в Солнечной системе могут существовать массивные не обнаруженные до сих пор тела. Было бы интересно предпринять поиски невидимых планет и астероидов в Солнечной системе с помощью космических кораблей.

Гравиметрические опыты представляют интерес и в связи с другим вопросом, а именно в связи с поисками новых дальнодействующих сил. Здесь речь идет уже о лабораторных опытах типа опыта Этвеша. Точные эксперименты по проверке равенства инертной и гравитационной масс исключают кулоноподобные или ньютонаоподобные силы между лептонами и(или)нуклонами, даже если эти силы на 10 порядков слабей гравитационного притяжения между этими частицами. Но сегодня не кажется невероятным, что при дальнейшем увеличении точности экспериментов новые дальнодействующие силы могут быть обнаружены. Одним из важных уроков последних лет явилось то, что не следует бояться очень больших или очень малых чисел. До последнего времени большие числа встречались лишь в космологии (число нуклонов, возраст Вселенной). В физике слабого, сильного и электромагнитного, взаимодействий, пожалуй, самым большим параметром было m_p/m_e и, например, масса нейтрино порядка 10 эВ считалась "эстетически неприемлемой". Теперь с приходом гранд-моделей (и особенно супермоделей с их масштабом m_p) наша психология изменилась. Нам уже не кажутся странными ни легкое (но не безмассовое) нейтрино, ни долгоживущий (но распадающийся) протон. Не должны нам казаться невероятными и очень малые константы взаимодействий.

Говоря о дальнодействии, мы имели в виду потенциалы типа $1/r$, которым отвечают безмассовые частицы. Существенно слабей ограничения на гипотетические взаимодействия типа $e^{-\mu r}/r$ с конечным, но большим радиусом, скажем, порядка километра или сантиметра. Для поисков таких сил опыты типа опыта Кавендиша предпочтительней опытов типа опыта Этвеша. Особенно интересно искать дальнодействующие силы, растущие с

ростом энергии сталкивающихся частиц (или сталкивающихся систем частиц, например, ядер или кусов вещества) быстрей, чем гравитационные. Такие силы отвечали бы обмену очень легкими частицами с $J > 2$.

Следует учесть, что по отношению к новым дальнодействующим силам известные нам частицы могут оказаться "нейтральными", обладая не "зарядами", а лишь соответствующими дипольными "магнитными" моментами, если их спин равен $1/2$. (При $J > 1/2$ они могли бы иметь более высокие "электрические" и "магнитные" мультипольные моменты. Если новое взаимодействие $C\rho$ неинвариантно, то у частиц должны быть и "электрические" дипольные моменты.)

Среди возможных сил, относительно которых известные нам частицы нейтральны, особенно интересными свойствами обладали бы силы, отвечающие неабелевым калибровочным полям с большим (даже с макроскопическим) радиусом конфайнмента. Если посмотреть на приводившуюся выше карту фундаментальных сил, то идея о возможности макроскопического радиуса конфайнмента не покажется странной. Действительно, на этой карте видно (см. пунктирную прямую), что если бы W - и Z -бозоны были безмассовы, то радиус конфайнмента для обычных слабых сил измерялся бы миллиметрами.

Предположим на минуту, что наряду с известными калибровочными симметриями, имеется еще одна: $SU(2)_\theta$, калибровочными полями которой являются три θ -глюона. Известные нам θ -частицы не имеют θ -зарядов, они θ -нейтральны, но могут существовать более тяжелые частицы, несущие θ -заряды. Эти частицы в принципе могут обладать и обычными электрослабыми и сильными взаимодействиями, и мы сможем создавать их на ускорителях, когда подъемемся над порогом их рождения. Если справедливы общепринятые представления о конфайнменте, то рожденная на ускорителе пара частиц, обладающих противоположными θ -зарядами, должна быть связана θ -глюонной нитью. Толщина этой θ -нити должна быть порядка радиуса конфайнмента R_θ , удельная линейная плотность порядка R_θ^{-2} , а ее длина L ограничена лишь имеющейся энергией: $L = E R_\theta^2$, где E — кинетическая энергия пары θ -частиц. Если предположить, что $R_\theta \approx 10^{-6}$ см и взять $E \approx 10$ ГэВ, то L — порядка метра. Частицы, сидящие на концах нити, могли бы за счет электромагнитного взаимодействия (если у них отрицательный электрический заряд) или сильного взаимодействия (если их заряд

положительный или равен нулю) связываться с ядрами обычных атомов. При том, если сила натяжения нити меньше силы химической связи между атомами (порядка $\text{эВ}/10^8$ см), то атомы, сидящие на концах нити, могли бы химически приклеиваться к обычному веществу (для этого надо, чтобы $R_\theta \gg 10^{-6}$ см).

Отчень толстой θ -нить быть не может, так как при $R_\theta \gtrsim 1$ см она должна раствориться в газе реликтовых θ -глюонов, температура которого порядка 3 К.

Поразительны свойства θ -нитей: они должны быть абсолютно прочными, могут неограниченно удлиняться и совершенно свободно прорезать стены, горы, земной шар!

13. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Физика элементарных частиц имеет в своем все раширяющемся арсенале самые разнообразные инструменты: ядерные реакторы, лазеры, масс-спектрометры, оптические, радио- и нейтринные телескопы и даже гравиметры. И все же, конечно, основой этой науки были и останутся ускорители. Трудно представить себе ее дальнейший рост без роста энергии ускорителей. Каковы пределы этого роста?

Около тридцати лет тому назад Ферми упомянул об ускорителе будущего, опоясывающем земной шар. Отправившись в научно-фантастическое путешествие, представим себе гигантское кольцо вокруг Земли с радиусом $\rho \approx 7000$ км. На высоте порядка 1000 км, где оно расположено, хороший вакуум ($\leq 10^{-5}$ частиц/см³) и изобилие солнечной энергии ($\approx 1,4$ кВт/м²). Если заполнить все это кольцо магнитами с $H \approx 50$ кГс, то энергия протонов в кольце будет порядка 10^7 ГэВ. Напомним, что

$$\left(\frac{\rho c}{\Gamma_{\text{эВ}}} \right) = 30 \left(\frac{H}{\text{килогаусс}} \right) \cdot \left(\frac{\rho}{\text{км}} \right).$$

Энергии 10^7 ГэВ в системе центра масс сталкивающихся протонов отвечает в случае неподвижной мишени энергия в лабораторной системе порядка 10^{23} эВ. Такие энергии не наблюдались до сих пор даже в космических лучах. Можно ли подняться еще выше, увеличив магнитное поле или радиус ускорителя, доведя его, скажем, до 40000 км — радиуса геостационарной орбиты? К сожалению, из-за синхротронного излучения подняться существенно выше 10^8 ГэВ нельзя. Энергия, излученная за один оборот, составляет

$$\left(\frac{E_{\text{изл}}}{\Gamma_{\text{ЭВ}}}\right) = 8 \cdot \left(\frac{pc}{10^7 \Gamma_{\text{ЭВ}}}\right)^4 \cdot \left(\frac{1000 \text{ км}}{\rho}\right)$$

или $\frac{E_{\text{изл}}}{pc} \approx \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{2\gamma^3}{m\rho}$, где m — масса частицы, $\gamma = \frac{pc}{m}$ — ее лоренцов фактор. При $pc \approx 10^9 \text{ ГэВ}$ вся энергия протона излучится за несколько оборотов. Для электронов потолок энергии расположен примерно на 10^4 ГэВ .

Более реалистичным, чем создание гигантских космotronов, является другой путь, а именно создание сравнительно небольших ускорителей с высокими напряженностями полей. Так, обсуждающийся сейчас проект встречных линейных электронно-позитронных пучков исходит из темпа ускорения МэВ/см. Это дает энергию порядка 10^3 ГэВ при длине ускорителя порядка 10 км.

Опубликованы предложения использовать пучки больших протонных ускорителей для ускорения электронов и нестабильных частиц с темпом ускорения порядка 30 МэВ/см.

Некоторые физики возлагают надежды на лазерные методы ускорения. Прогресс необходим не только в повышении энергии ускорителей, но и в повышении их светимости. Последнее обстоятельство особенно важно, если учесть, что сечения наиболее интересных процессов квадратично падают с ростом энергии.

Против строительства все более мощных ускорителей можно возразить, что даже 10^7 ГэВ все еще на 12 порядков меньше, чем масса Планка, которая является, по-видимому, естественным энергетическим масштабом физики и которая и через сотни лет останется все такой же недоступной. Следует, однако, помнить, что горизонт знания по мере нашего подъема по шкале энергий расширяется неравномерно, и, поднявшись на новый перевал, мы можем увидеть совершенно новые земли и перспективы.

Вернемся из далекого будущего в ближайшие десятилетия. Наша очередная цель — энергии порядка 0,1 ТэВ в системе центра масс сталкивающихся лептонов и (или)夸克ов. Можно надеяться, что эта область будет исследована достаточно подробно к концу 80-х годов. Технологически возможно покорить следующую область энергий еще до конца этого столетия, построив встречные протон-антипротонные пучки с энергией несколько

десятков ТэВ. Если окажутся успешными разработки линейных электронных ускорителей с высоким темпом ускорения, то к этой установке могли бы добавиться встречные электрон-позитронные пучки с энергиями несколько ТэВ. Все, что мы знаем сегодня, как на основе теоретических экстраполяций, так и из разведочных данных, полученных в космических лучах, гарантирует, что в этой области имеется много интереснейших физических явлений, ожидающих своего исследования. Именно в этой области лежат ответы на многие вопросы, обсуждавшиеся выше. Несомненно также, что она таит множество еще более глубоких вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основные принципы

1. Янг Ч. Эйнштейн и физика второй половины XX века. — УФН, 1980, т. 132, с. 169.
2. Бергман П. Единые теории поля. — УФН, 1980, т. 132, с. 177.

Нобелевские лекции по физике 1979 г.

3. Вайнберг С. Идейные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий. — УФН, 1980, т. 132, с. 201.
4. Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене. — УФН, 1980, т. 132, с. 219.
5. Салам А. Калибровочные объединения фундаментальных сил. — УФН, 1980, т. 132, с. 229.
6. Иллиопулос Дж. Введение в калибровочные теории. — УФН, 1977, т. 132, с. 565.
7. Арбузов Б.А., Логунов А.А. Строение элементарных частиц и связи между различными силами природы. — УФН, 1977, т. 123, с. 505.
8. Берестецкий В.Б. Нуль-заряд и асимптотическая свобода. — УФН, 1976, т. 120, с. 439.
9. Владимиров А.А., Ширков Д.В. Ренормализационная группа и ультрафиолетовые асимптотики. — УФН, 1979, т. 129, с. 407.

Основные частицы

Нобелевские лекции по физики 1976 года:

1. Рихтер Б. От ψ к очарованию: Эксперименты 1975—1976 годов. — УФН, 1978, т. 125, с. 201.
2. Тинг С. Открытие J -частицы: личные впечатления. — УФН, 1978, т. 125, с. 227.
3. Перл М. Открытие новой элементарной частицы — тяжелого лептона. — УФН, 1979, т. 129, с. 671.
4. Азимов Я.И., Франкфурт Л.Л., Хозе В.А. Новая частица в e^+e^- -аннигиляции — тяжелый τ -лептон. — УФН, 1978, т. 124, с. 459.
5. Азимов Я.И., Хозе В.А. Современный статус τ -лептона. — УФН, 1980, т. 132, с. 201.
6. Ледерман Л. Ипсилон-частица. — УФН, 1979, т. 128, с. 693.
7. Глэшоу Ш. Кварки с цветом и ароматом. — УФН, 1976, т. 119, с. 715.
8. Клейн Д., Майн А., Руббия К. В поисках новых семейств элементарных частиц. — УФН, 1976, т. 120, с. 113.

Электромагнитное взаимодействие

1. Филд Дж., Пикассо Э., Комбли Ф. Проверка фундаментальных физических теорий в опытах со свободными заряженными лептонами. — УФН, 1979, т. 127, с. 553.
2. Дрэлл С. Квантовая электродинамика и эксперимент. — УФН, 1980, т. 130, с. 507.

Сильное взаимодействие

1. Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И., Новиков В.А., Окунь Л.Б., Шифман М.А. Чармоний и квантовая хромодинамика. — УФН, 1977, т. 123, с. 217.
2. Дремин И.М. О глюонных струях. — УФН, 1980, т. 131, с. 537.
3. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. Глюоны. — УФН, 1980, т. 132, с. 443.
4. Бьерькен Дж.Д., Иоффе Б.Л. Аннигиляция e^+e^- в адронах. — УФН, 1975, т. 116, с. 115.

5. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. — УФН, 1979, т. 127, с. 51.
6. Дремин И.М., Квигг К. Кластеры в процессах множественного рождения адронов. — УФН, 1978, т. 124, с. 535.
7. Намбу Й. Почему нет свободных夸克ов. — УФН, 1978, т. 124, с. 147.

Слабое взаимодействие

1. Биленький С.М., Понтекорво Б.М. Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино. — УФН, 1977, т. 123, с. 181.
2. Шехтер В.М. Слабое взаимодействие с нейтральными токами. — УФН, 1976, т. 119, с. 593.
3. Ермолов П.Ф., Мухин А.И. Нейтринные эксперименты при высоких энергиях. — УФН, 1978, т. 124, с. 385.
4. Алексеев В.А., Зельдович Я.Б., Собельман И.И. Об эффектах несохранения четности в атомах. — УФН, 1976, т. 118, с. 385.
5. Москалев А.Н., Рындин Р.М., Хриплович И.Б. Возможности изучения слабых взаимодействий в атомной физике. — УФН, 1976, т. 118, с. 409.
6. Данилян Г.В. Несохранение пространственной четности при делении ядер. — УФН, 1980, т. 131, с. 329.
7. Барков Л.М., Золотарев М.С., Хриплович И.Б. Наблюдение несохранения четности в атомах. — УФН, 1980, т. 132, с. 409.

Скаляры

1. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. Хиггсовские частицы. — УФН, 1980, т. 131, с. 537.

Великое объединение

1. Гелл-Манн М., Рамон П., Сланский Р. Цветная симметрия, распределения электрического заряда и стабильность протона в единых калибровочных теориях. — УФН, 1980, т. 130, с. 459.
2. Матинян С.Г. На пути объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий: $SU(5)$. — УФН, 1980, т. 130, с. 3.

Суперобъединение

1. Огиевецкий В.И. Мезинческу Л. Симметрия между бозонами и фермионами и суперполя. — УФН, 1975, т. 117, с. 637.
2. Славнов А.А. Суперсимметричные калибровочные теории и их возможные приложения к слабым и электромагнитным взаимодействиям. — УФН, 1978, т. 124, с. 487.
3. Фридман Д., ван Ньюенхейзен П. Супергравитация и унификация законов физики. — УФН, 1979, т. 128, с. 135.

Астрофизика и космология

1. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б. Космология и элементарные частицы. — УФН, 1980, т. 130, с. 559.
2. Зельдович Я.Б. Тяготение, заряды, космология и ко-герентность. — УФН, 1977, т. 128, с. 487.
3. Гришук Л.П. Гравитационные волны в космосе и в лаборатории. — УФН, 1977, т. 121, с. 629.
4. Коноплева Н.П. Гравитационные эксперименты в космосе. — УФН, 1977, т. 123, с. 537.
5. Руденко В.Н. Релятивистские эксперименты в гравитационном поле. — УФН, 1978, т. 126, с. 361.
6. Эйнасто Я.Э. Структура систем галактик. — УФН, 1976, т. 120, с. 497.

Ускорители

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц. — УФН, 1978, т. 124, с. 561.
2. Рихтер Б. Следующее поколение ускорителей с электрон-позитронными встречными пучками. Лекция, посвященная памяти Г.И. Будкера. — УФН, 1980, т. 130, с. 707.
3. Рихтер Б. Следующее поколение ускорителей. — УФН, 1980, т. 130, с. 717.
4. Капица С.П. Семинар по крупным Европейским проек-там. — УФН, 1979, т. 129, с. 549.
5. Ярба В.А. О сооружаемых и проектируемых ускорите-лях частиц на сверхвысокие энергии. — УФН, 1979, т. 129, с. 347.

Окунь Лев Борисович

**“СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ
И ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ”**

Редактор Е.Г. Станкевич
Техн. редактор Н.М. Генкина
Корректор Е.А. Жадан

Л-86145. Подписано в печать 4/У-1981г. Формат 60 x 84 1/16
Объем 4,25 п.л. Уч.-изд.л. 4 Тираж 800 экз.
Цена 9коп. Изд. № 059—1 Заказ 687

Типография МИФИ, Каширское ш., 1