

ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л. Б. ОКУНЬ

ИТЭФ, Москва, СССР

Этот краткий обзор посвящен тому, что мы знаем сегодня о свойствах элементарных частиц (фотонов, лептонов и адронов) и о их взаимодействиях (электромагнитном, слабом, сильном, гравитационном). Мы остановимся также на явлении нарушения СР-инвариантности: возможно, оно является проявлением какого-то нового, пятого взаимодействия.

Так как сегодня фотон используется в основном как зонд для исследования других частиц, мы будем говорить о нем лишь в связи с этими другими частицами: лептонами и адронами.

I. Лептоны

Известны четыре лептона (e , μ , ν_e , ν_μ) и три типа взаимодействия в которых они участвуют:

1. электромагнитное—с фотоном;
2. слабое—между собой;
3. слабое—с адронами.

1. В электромагнитном взаимодействии электрона и мюона никаких аномалий не обнаружено*. Оба они ведут себя как точечные дираковские частицы несмотря на то, что точность, с которой они исследованы, является рекордной для физики высоких энергий. Так, например, точность, с которой измерен g -фактор мюона составляет $5 \cdot 10^{-7}$.

Теория электромагнитного взаимодействия лептонов—квантовая электродинамика—дает возможность с большим числом значащих цифр предсказывать результаты эксперимента. Практически эта точность ограничивается вкладом виртуальных адронов, который, впрочем, может быть, в принципе, оценен из данных по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны при высоких энергиях.

2. Пока наблюдался лишь один чисто лептонный слабый процесс: $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Природа нейтрино, испускаемых в этом процессе, до сих пор на опыте не исследована. Спектр и поляризация электронов и их угловое распределение относительно спина мюона согласуются с хорошей точ-

* Некоторое несогласие опыта с теорией имеется сейчас в лембовском сдвиге. Здесь нужны более точные опыты.

ностью с теорией универсального слабого фермиевского взаимодействия. Эта теория предсказывает также другие чисто лептонные процессы, и в частности: $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^-$ (в кулоновом поле ядра). Сечения этих процессов растут с энергией и их обнаружение является первоочередной задачей на таких ускорителях, как Серпуховский; первый из этих процессов может быть также обнаружен в потоке реакторных антинейтрино большой интенсивности.

3. Слабые взаимодействия лептонов с адронами проявляются в целом ряде процессов:

- а) β -распад нейтрона и ядер;
- б) захват мюонов протонами и другими ядрами;
- в) лептонные распады π , К-мезонов и гиперонов;
- г) реакции под действием нейтрино.

В этом разделе мы обсудим эти процессы только в той степени, в которой они проливают свет на свойства лептонов, отложив на некоторое время обсуждение связанной с ними адронной физики. Все изученные свойства этих процессов согласуются с теорией универсального слабого взаимодействия согласно которой лептоны участвуют в слабом взаимодействии в виде двух токов: $\mu\nu_\mu$ и $e\nu_e$ (в μ -распад входят оба эти тока). Остальные токи ($\mu\nu_e$, $e\nu_\mu$, $e\bar{e}$, $\mu\bar{\mu}$, $\nu_\mu\nu_\mu$ и т. д.) в слабом взаимодействии не участвуют. Отсутствие некоторых из этих токов можно было бы объяснить сохранением т. н. лептонного заряда (запрещающего, в частности, двойной безнейтриноный β -распад, например, $(^{20}\text{Ca}^{48} \rightarrow ^{22}\text{Ti}^{48} + 2e^-)$). Отсутствие других токов — сохранением т. н. мюонного заряда (запрещающего, в частности, процессы типа $\mu^- + A \rightarrow e^- + A$, где A — ядро). Однако эти законы сохранения не объясняют почему мы до сих пор не видели т. н. нейтральных токов. Поиски таких нейтральных токов (например, распада $K^0_L \rightarrow \mu^+\mu^-$) представляют большой интерес.

Как зависит слабое взаимодействие лептонов от расстояния между ними и от ориентации их спинов? Все, что мы знаем по этому вопросу не противоречит тому, что пара лептонов испускается в одной мировой точке, локально. При этом они поляризованы так, что у нейтрино спин направлен против импульса, а у антинейтрино по импульсу; μ^- и e^- при $\nu \rightarrow c$ «подражают» нейтрино, а μ^+ и e^+ — антинейтрино. Ярким проявлением этого «подражания» является подавленность на четыре порядка распадов π_{e_2} и K_{e_2} по сравнению с распадами π_{μ_2} и K_{μ_2} .

Следует подчеркнуть, однако, что в целом ряде слабых процессов как локальность, так и спиновая структура лептонных слабых взаимодействий проверены совершенно недостаточно.

Описанная выше спиновая структура слабого взаимодействия носит название $V-A$, т. к. отвечающий ей слабый ток представляет собой разность двух четырехмерных векторов, полярного (V) и аксиального (A).

Из сказанного выше видно, что такая спиновая структура слабого взаимодействия лептонов не обладает инвариантностью ни относительно

зеркального отражения (P), ни относительно зарядового сопряжения: перехода от частиц к античастицам (C).

Действительно, нейтрино переходит при операции P в правое нейтрино, а при операции C — в левое антинейтрино, отсутствующие в природе.

Физика слабого взаимодействия лептонов является чрезвычайно многообещающей.

Особенно интересным является вопрос о том, как ведет себя слабое взаимодействие лептонов с ростом энергии (на малых расстояниях). В силу унитарности (сохранения вероятности) оно должно перестать быть локальным. Наблюдать это явление в сталкивающихся пучках лептонов мы сможем, по-видимому, еще очень не скоро (для этого нужны энергии порядка сотен Гэв в системе центра масс). Однако некоторые отголоски такого поведения слабого взаимодействия могут проявиться в виде процессов, идущих во втором порядке теории возмущений по слабому взаимодействию. Возможно, однако, что еще при меньших энергиях рост слабого взаимодействия останавливается каким-то внешним по отношению к нему «обрезанием». В этом случае все процессы, идущие в высших порядках теории возмущений, должны быть очень малы.

Указанием на то, что это может быть так, служит необъясненная до сих пор малость высших порядков слабого взаимодействия: единственным наблюдаемым эффектом, где работает второй порядок слабого взаимодействия, является разность масс нейтральных К-мезонов. Экспериментальное значение этой величины отвечает энергии обрезания порядка нескольких Гэв. Однако возможно, что такое низкое обрезание обусловлено в данном случае виртуальными сильными взаимодействиями.

На основе сказанного выше кажется почти несомненным, что в будущем мы либо обнаружим еще какое-то проявление высших порядков слабого взаимодействия, либо обнаружим, что рост слабого взаимодействия с энергией, предсказываемый современной теорией, изменится. Фундаментальный интерес в связи с этим представляют т. н. квадратичные взаимодействия $(\nu_e e)^2$ и $(\nu_\mu \mu)^2$, их величина (которая предсказывается современной теорией с процентной точностью) и их зависимость от энергии.

Малое количество лептонов в природе и малость константы слабого взаимодействия дают основание надеяться, что после установления на опыте основных свойств слабого взаимодействия удастся построить теорию слабого взаимодействия лептонов, подобно тому, как удалось двадцать лет назад построить теорию электромагнитного взаимодействия лептонов — квантовую электродинамику. В отличие от последнего, слабое четырехфермionное взаимодействие неперенормируемо: все более высокие порядки теории возмущений приносят с собой все новые бесконечности. Уже долгие годы происходит борьба с этими бесконечностями. Можно надеяться, что физика лептонов, обогащаясь новыми фактами, окажется, вместе с тем, достаточно простой и замкнутой, чтобы подска-

зать теоретиками, как справиться с бесконечностями в этой области. Весьма вероятно, что причина появления бесконечностей заключена в том, что мы пытаемся применить к слабому взаимодействию процедуру теории возмущений. Поэтому большой интерес представляют теоретические попытки избавиться от теории возмущений.

Возможная модификация свойств слабого взаимодействия при высоких энергиях может быть связана с существованием гипотетического промежуточного W -бозона. В теории слабого взаимодействия W -бозон призван играть ту же роль, что фотон в электромагнитном взаимодействии. Однако, в отличие от фотона, W -бозон заряжен и массивен. Как показали опыты, W -бозон, если он существует, должен быть тяжелее дейтона.

Для понимания свойств лептонов чрезвычайный интерес представляет вопрос о том, существуют ли другие лептоны, более тяжелые, чем μ . Если они существуют, они должны быть, скорей всего, весьма нестабильны. Поиски таких частиц как заряженных, так и нейтральных, будут проводиться и в опытах на встречных электронных пучках, и в опытах с нейтрино высоких энергий.

Говоря о лептонах, нельзя не упомянуть фундаментальный вопрос: чем еще, кроме масс, отличаются мюон и электрон? До сих пор их электромагнитные и слабые взаимодействия казались одинаковыми.

Для построения теории слабого взаимодействия чрезвычайно важно знать не только, какие частицы и в виде каких токов в нем участвуют, но и с какой точностью выполняются такие его свойства, как локальность, $V-A$ -структура, зарядовые, изотопические и унитарные свойства симметрии (о которых мы еще будем говорить ниже). Особенно важно выяснить, какова связь между слабым взаимодействием и взаимодействием нарушающим СР-инвариантность. Если это последнее—сверхслабое (на 9 порядков слабее слабого), то не исключено, что окажется возможной замкнутая СР-инвариантная теория слабого взаимодействия. При большей силе СР-неинвариантного взаимодействия его связь с обычным слабым может оказаться гораздо более тесной и ею нельзя будет пренебречь при построении теории слабого взаимодействия.

II. Адроны

Мы остановимся на ряде вопросов физики адронов:

1. Классификация адронов.
2. Электромагнитные взаимодействия адронов.
3. Слабые взаимодействия адронов и адронные токи.
4. Сильные взаимодействия адронов.

1. Классификация адронов

Все адроны можно разделить на стабильные (частицы) и нестабильные (резонансы). Последний раз стабильный адрон (Ω^- -гиперон) был открыт в 1964 г. Резонансы продолжают открывать (и, частично, «за-

крывать») по сей день, и мы, несомненно, знаем пока лишь очень малую долю этих частиц.

Как известно, hadроны объединяются в семейства—изотопические мультиплеты. Эти мультиплеты в свою очередь объединяются в супермультиплеты. Наиболее известными супермультиплетами являются октет барионов: N , Λ , Σ , Ξ и октет псевдоскалярных мезонов: π , η , K . Все частицы, входящие в такие супермультиплеты, имеют одинаковые значения спина и четности и близкие (иногда не очень!) массы. Известные супермультиплеты содержат в себе столько частиц, сколько было бы в них, если бы сами частицы состояли из трех夸克ов с дробными барионными и электрическими зарядами. Поиски夸克ов ведутся уже много лет на ускорителях, в космических лучах, в морской воде, графите и т. д. Однако ничего похожего на夸克и не обнаружено. Изотопические мультиплеты отвечают т. н. изотопической инвариантности сильных взаимодействий, или иначе, группе SU_2 . Упомянутые выше октеты—группе SU_3 . Известны попытки объединить различные супермультиплеты в еще более обширные объединения—суперсупермультиплеты, отвечающие группам SU_6 , SU_{12} и даже SU_{18} . Однако эти попытки сталкиваются с серьезными теоретическими трудностями, возникающими из-за того, что при этом на равных основаниях рассматриваются заряды частиц и проекции их спинов. (А как хорошо известно, при лоренцевых преобразованиях заряды остаются неизменными, а спины преобразуются).

Очень интересным является то, что до сих пор не обнаружены мезоны или барионы, которые бы принадлежали SU_3 супермультиплетам иным, чем синглет, октет и декуплет. Поиски таких частиц очень важны.

Следует отметить, что заполнение SU_3 мультиплетов по существу только начинается. Так, беглого взгляда на таблицу резонансов оказывается достаточно, чтобы обнаружить, что сейчас известно около 50 барионных изотопических мультиплетов ($11N$, 9Δ , 9Λ , 11Σ , 5Ξ и 1Ω). Если учесть, что в октете входят N , Λ , Σ , Ξ , а в декупле Δ , Σ , Ξ , Ω , то легко видеть, что для полного укомплектования барионных супермультиплетов, отдельные члены которых уже обнаружены на опыте, не хватает сегодня, как минимум, около сорока изотопических мультиплетов (2Δ , 9Σ , 15Ξ и 8Ω). Легко понять, что на самом деле это число значительно больше, т. к. в большинстве случаев неизвестны спины и четности частиц. Так, например, не измерены на опыте спин и четность Ω -гиперона и четность Ξ -гиперона—стабильных частиц, входящих в наиболее изученные супермультиплеты.

Символы N , Λ , π , K и т. д. характеризуют барионный заряд, гиперзаряд, изоспин и статистику соответствующих частиц, но еще не определяют их спина, четности и массы. Обладая теми же зарядами, барионным зарядом, гиперзарядом, изоспином, частицы могут отличаться значениями массы M , углового момента J и четности P . Удивительным и, возможно, очень важным является то, что траектории (их называют реджевскими траекториями), проходящие через семейство таких частиц представляют собой на плоскости J , M^2 прямые линии с наклоном, близким к $1/M_p^2$.

До каких значений J и M^2 продолжается эта линейная зависимость? Ответ на этот вопрос очень важен. Ведь, если она продолжается достаточно далеко, то может оказаться, что ширины резонансов не только не будут расти с ростом M , но даже могут начать уменьшаться из-за центробежного барьера. К сожалению, на опыте реджевские траектории укомплектованы частицами еще беднее, чем SU_3 -мультиплеты. Достаточно сказать, что не известно ни одного мезона с надежно установленным значением спина, большим двух (подозревают, что ρ (1650) имеет $J^P=3^-$). У барионов рекордсменами являются $N(2190)$, $\Delta(1950)$, $\Lambda(2100)$ и $\Sigma(2030)$, у которых в таблицах Розенфельда указано значение $J = 7/2$. (Для $\Delta(2420)$ подозревают $J^P=11/2^+$). Однако известен ряд более тяжелых резонансов вплоть до масс, превышающих 3 Гэв, у которых ожидают обнаружить значение J , превышающее $13/2$. Реджевские траектории играют важную роль не только в классификации адронов, но и в описании их взаимодействия при высоких энергиях и в этой связи мы еще вернемся к ним в дальнейшем.

Кроме B , Q , Y , T , J , P , частица может характеризоваться еще другими квантовыми числами, например типа главного квантового числа в атоме водорода. Так, например, кроме обычных нуклонов $N(940)$ известны еще два N -резонанса с $J^P=1/2^+$: $N(1470)$ и $N(1750)$.

2. Электромагнитные взаимодействия адронов

Электромагнитные взаимодействия адронов чрезвычайно разнообразны. Упругое и неупругое рассеяние фотонов, электронов и мюонов на нуклонах, образование адронов при столкновении встречных пучков электронов и позитронов, рождение фотонов и лептонных пар при столкновениях и распадах адронов и т. д.—все эти процессы обусловлены взаимодействием фотона с электромагнитным током адронов. Их исследование позволяет выяснить как свойства этого тока, так и внутреннюю структуру адронов. Так, эксперименты по упругому рассеянию электронов нуклонами показали, что электромагнитные форм-факторы падают при больших переданных 4-импульсах q примерно как q^{-4} . Такое быстрое падение отвечает довольно размазанному распределению зарядов и токов внутри нуклона. Если нуклон, подобно атому, имеет какое-то ядро, то размеры этого ядра много меньше, чем 10^{-14} см. Никаких «твердых зернышек» не удалось обнаружить в нуклоне и в опытах по неупругому рассеянию на протонах электронов с энергией до 16 Гэв. При больших энергиях возбуждения протона дифференциальное сечение ведет себя так, как если бы виртуальный фотон поглощался на больших расстояниях от центра нуклона. Такое поведение согласуется с т. н. схемой векторной доминантности. Экспериментальные данные относящиеся к реальным фотонам и виртуальным фотонам с малыми q^2 , указывают на то, что во взаимодействии таких фотонов с адронами важную роль играютнейтральные векторные мезоны. Фотон взаимодействует с адроном предварительно как бы превратившись в ρ , ω или ϕ -мезон. При этом в си-

лу релятивистской кинематики, чем больше энергия фотона, тем дальше от нуклона происходит это превращение. Не исключено, однако, что при переходе к более высоким энергиям электронов и большим переданным импульсам удастся обнаружить «структурные элементы» нуклона.

3. Слабые взаимодействия адронов и адронные токи

Слабое и электромагнитное взаимодействие адронов нарушают как SU_2 -, так и SU_3 -инвариантность. Однако это нарушение носит не беспорядочный характер, но регулируется совокупностью ряда правил отбора. Таким образом, нарушение симметрии само происходит симметричным образом.

В рамках SU_3 -симметрии все лептонные распады адронов очень красиво описываются на основе гипотезы, согласно которой слабый адронный ток входит в октет, подобный октету мезонов, причем представляет собой линейную суперпозицию вида

$$\pi \cos \theta + K \sin \theta$$

Такая теоретическая схема, наряду с параметром θ (на опыте $\theta \sim 15^\circ$), содержит еще один параметр (т.н. D/F) и описывает все лептонные распады мезонов и барионов. К сожалению, проверка этой схемы наталкивается на трудности, связанные с тем, что многие из распадов, существенных для проверки, очень редки. Так, до сих пор число наблюденных распадов $\Xi \rightarrow \Lambda e^\nu$ не превышает 20, а распадов $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^\nu - 30$. На нескольких десятках событий основаны сведения об угловом распределении электронов в распаде $\Sigma^- \rightarrow p e^- \nu$. До сих пор с очень плохой точностью проверено правило $\Delta Q = \Delta S$ (в распадах $K^0_{l_3}, K_{e4}$ и $\Sigma^+ \rightarrow p e^\nu$). Проверка SU_3 и SU_2 -структуры слабого тока в нейтринных опытах еще не начиналась. Решительное изменение в исследовании этих процессов могло бы произойти с пуском т. н. мезонных и гиперонных фабрик—протонных ускорителей с энергиями в несколько Гэв и с интенсивностью на несколько порядков, превышающей достигнутые сейчас, а также сильноточных электронных ускорителей.

Одной из наиболее плодотворных идей, сформулированных в 50-х годах, была идея сохраняющегося векторного тока. Хорошо известно, что электромагнитный ток сохраняется (его сохранение необходимо для того, чтобы у фотона была нулевая масса).

Гипотеза о сохранении слабого векторного тока, ответственного, в частности, за β -распад нейтрона, позволила установить связь между векторными константами распада нейтрона, π -мезона и мюона и сделать ряд интересных предсказаний (слабый магнетизм в ядрах, равенство нулю векторной константы в распаде $\Sigma \rightarrow \Lambda e^\nu$, величина векторной амплитуды в распаде $\pi \rightarrow e \nu \gamma$). Очень интересно было бы проверить сохранение векторного тока в нейтринном опыте.

Неожиданные результаты принесла гипотеза о частичном сохранении аксиального тока. В отличие от векторного тока, слабый аксиальный ток

не сохранялся бы даже в том случае, если бы изотопическая инвариантность выполнялась строго. В мире, состоящем из одних барионов для сохранения аксиального тока, необходимо, чтобы барионы имели нулевую массу: были подобны нейтрино. В мире, где барионы массивны, для сохранения аксиального тока необходимо существование псевдоскалярного мезона с нулевой массой. В реальном мире безмассовых мезонов нет, но есть очень легкие: масса π^- -мезона примерно в 7 раз меньше массы нуклона. Считая отношение m_π/m_p малой величиной и предполагая, что в пределе $m_\pi/m_p \rightarrow 0$ аксиальный ток строго сохраняется, можно установить связь между константой сильного взаимодействия π -мезона и константами, характеризующими амплитуды слабых процессов. Исходя из связи π -мезонов с почти сохраняющимся аксиальным током, удалось построить теорию испускания мягких π -мезонов и получить ряд соотношений между амплитудами процессов, отличающихся друг от друга по числу участвующих в них π -мезонов, например K_{l_2} , K_{l_3} , K_{l_4} , K_{π_2} и K_{π_3} . Аналогичные соотношения получены не только для слабых процессов, но электромагнитных и сильных (взаимодействие π -мезонов с нуклонами, $\pi\pi$ -рассеяние, электророждение π -мезонов и т. д.). В известном смысле испускание мягких пийонов имеет много общего с испусканием мягких фотонов при взаимодействиях заряженных частиц.

Для количественной проверки гипотезы почти сохраняющегося аксиального тока очень важны:

- 1) измерения распадов K_{l_3} , K_{μ_3} , K_{l_4} , K_{π_3} с точностью на порядок, превышающей современную;
- 2) измерения псевдоскалярного и аксиального формфакторов в реакциях $\nu^- p \rightarrow p \bar{\nu}$ и $\nu p \rightarrow p \bar{\nu}$.

Теория частично сохраняющегося аксиального тока представляет собой один из разделов бурно развившегося в последние годы направления алгебры токов. Делая определенные гипотезы о свойствах токов (в частности, о виде одновременных коммутаторов токов) и о свойствах лагранжиана сильного взаимодействия можно, например, получить соотношения между линейными и квадратичными по токам амплитудами. Используя эти соотношения, можно, в частности, показать, что сильное взаимодействие в некоторых случаях (например, в распаде $K^0_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$) не обрезает виртуальных слабых взаимодействий. Проверяя на опыте предсказания алгебры токов, можно, в принципе, сделать выбор между некоторыми типами лагранжианов слабого и сильного взаимодействий.

Завершая беглый обзор физики слабого взаимодействия адронов, остановимся на нелептонных слабых распадах странных частиц, и на ядерных силах, нарушающих четность.

Основная проблема в нелептонных распадах странных частиц—объяснение т.н. правила $\Delta T = 1/2$, которое хорошо выполняется на опыте. В некоторых случаях следствия из этого правила получаются также в теории мягких пийонов. В других случаях это не так. Возможно, что понимание нелептонных распадов возросло бы, если бы были известны экспери-

ментальные значения поправок к правилу $\Delta T = 1/2$ в различных распадах, и в частности в K^{\pm} -распадах. Очень интересным является вопрос о том, как ведут себя нелептонные взаимодействия с ростом энергии, и в частности, почему равны при высоких энергиях сечения слабых реакций с изменением странности, например $p\bar{p} \rightarrow \Sigma^+ p$.

Как известно, ядерные силы, нарушающие четность, предсказанные теорией слабого взаимодействия, были обнаружены по продольной поляризации и угловому распределению ядерных γ -квантов. Очень интересным является их исследование в реакции $p\bar{p} \rightarrow d\gamma$, которое позволит выяснить их изотопическую структуру ($\Delta T = 0, 1$).

4. Сильные взаимодействия адронов

Сечения сильных процессов при низких энергиях (меньших нескольких Гэв) обнаруживают резкую зависимость от энергии, обусловленную существованием резонансов, о которых мы говорили выше. Что касается высоких энергий, то, обнаруживая резкую зависимость от переданного импульса, сечения с энергией меняются очень плавно (по крайней мере, при имеющихся энергетических разрешениях). Ниже мы более подробно остановимся именно на высоких энергиях.

Исследование сильных взаимодействий при высоких энергиях обнаружило ряд четких закономерностей:

а) полные сечения взаимодействия медленно падают с ростом энергии. По-видимому они стремятся к отличным от нуля значениям, т. к. даже при энергиях порядка $10^{17} - 10^{18}$ эв они, согласно данным, полученным в космических лучах, не сильно отличаются от геометрических. Сечения для частиц и соответствующих античастиц на опыте близки друг к другу.

б) Сечения двухчастичных неупругих процессов типа перезарядки быстро падают с ростом энергии;

в) Как упругие, так и неупругие двухчастичные реакции имеют максимумы в угловом распределении при 0° и 180° типа e^{at} , где t — квадрат переданного 4-импульса, причем ширина этих максимумов, различная в разных процессах, меняется с энергией (обычно величина a порядка 10 Гэв^{-2});

г) При больших переданных импульсах $t \geq 1 (\text{Гэв}/c)^2$ падение с t замедляется и дифференциальное сечение имеет вид скорее типа $e^{-bt/\sqrt{t}}$. В этой области в сечениях некоторых процессов заметны нерегулярности;

д) При больших переданных импульсах $|t| \sim s$ ($\theta \sim 90^\circ$) сечение $p\bar{p}$ -рассеяния слабо меняется с углом, но сильно зависит от энергии (падает, как e^{-cs}).

Что касается неупругих многочастичных процессов, то степень их изученности пока не отвечает степени их сложности.

Основные закономерности поведения как полных сечений, так и дифференциальных сечений при малых и средних t и успешно описываются в настоящее время на основе реджеонной модели. Согласно этой модели,

взаимодействие реальных адронов осуществляется путем обмена виртуальными адронами, у которых, в отличие от реальных частиц, t —квадрат четырехмерного импульса—не равен массе, а спин J является функцией t . Зависимость J от t дается реджевской траекторией, на которой при положительных значениях t и физических значениях J лежат реальные частицы. Зависимость дифференциального сечения процесса от энергии определяется величиной $J(t)$:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim S^{2J(t)-2}.$$

Важную роль во всей картине взаимодействий при высоких энергиях играет траектория $J_p(t)$, которая носит название померанчуковской и которая имеет квантовые числа вакуума. Если $J_p(0) = 1$, то полные сечения выходят на постоянные ненулевые пределы. Если $J'_p(0) \neq 0$, то все дифференциальные упругие сечения при высоких энергиях должны сужаться с ростом энергии, этому отвечал бы радиус взаимодействия, логарифмически растущий с энергией. При исследованных на ускорителях энергиях обмен другими (не померанчуковскими) реджеонами все еще существенен, и при энергиях ниже 30 Гэв нельзя решить вопрос о величине $J'_p(0)$. (На опыте сечение $p\bar{p}$ -рассеяния сужается с ростом E , сечение $p\bar{p}$ —расширяется, а $\pi\bar{p}$ —грубо говоря, постоянно). Опыты при более высоких энергиях должны внести ясность в этот вопрос. Очень интересно, что полученные из данных по рассеянию траектории $J(t)$ для виртуальных ρ -мезонов и Δ -барионов продолжают реджевские траектории, проведенные через известные резонансы.

Одним из наиболее интересных опытов по проверке реджистики является измерение переворота спина в $\pi^0 p$ -рассеянии. В отличие от поляризации, переворот спина не должен «вымирать» с ростом энергии, хотя и может оказаться малым.

Для понимания ряда явлений, таких, например, как рассеяние с передачей импульса $|t| \geq 1$ ($\text{Гэв}/c^2$), или рассеяние $K^- p \rightarrow K^- p$ на углы, близкие к 180° , необходимо учитывать параллельный обмен двумя или несколькими реджеонами. Физическая причина, по которой такие диаграммы становятся существенными при больших $|t|$, заключается в том, что однореджеонная амплитуда экспоненциально падает с t и оказывается, что данное t выгоднее передать в результате двух или нескольких последовательных рассеяний. Что касается $K^- p$ -рассеяния, то просто отсутствует барион с $Q=Y=2$, обмен которым мог бы привести к рассеянию при малых t . Учет перерассеяния может привести к обращению амплитуды в ноль при некоторых t , т. к. каждое очередное перерассеяние дает в полную амплитуду слагаемое с очередным изменением знака. Учет перерассеяния объясняет также, почему сравнительно медленно падает с энергией поляризация нуклонов отдачи в таких процессах, как перезарядка $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$. Кроме того, учет перерассеяния позволяет объяснить узкое угловое распределение в процессе обменного рассеяния $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$.

Упомянутая выше знакопеременность лежит в основе предсказания, согласно которому к своим асимптотическим (ненулевым) значениям полные сечения взаимодействия частиц должны подходить снизу. Если вспомнить, что при изученных энергиях эти сечения падают, то следует заключить, что при некоторой энергии в сечении должен быть минимум. (Наблюданное падение сечений связано со степенным «вымиранием» вклада всех реджеонов, кроме померанчуковского, предсказываемый рост связан с логарифмическим «вымиранием» двухреджеонного обмена). К сожалению, упомянутый минимум должен быть довольно мелким и его положение не может быть сегодня предсказано достаточно надежно.

Многократное перерассеяние дает падающее с энергией сечение рассеяния на большие углы ($\sim 90^\circ$). Поэтому первостепенный интерес представляло бы обнаружение не падающего с энергией сечения в этой области углов.

В основе реджистики лежит гипотеза о характере аналитического поведения амплитуд при высоких энергиях, которое согласуется с требованиями унитарности и кроссинга. Реджистика обнаружила, что значительный класс явлений при высоких энергиях в s -канале обусловлен низкоэнергетическими явлениями в t и u -каналах и нечувствителен к тому, из каких фундаментальных частиц «устроены» адроны и есть ли такие фундаментальные частицы вообще. В этом смысле реджистика феноменологична.

В настоящее время теория сильного взаимодействия располагает несколькими динамическими моделями, каждая из них имеет свою область применимости и свой параметр малости.

В течение последнего года значительные усилия теоретиков были направлены на исследование свойств математической модели, предложенной Венециано. В этой модели сделана попытка с помощью единого простого выражения описать как реджевское поведение амплитуд при высоких энергиях, так и наблюдаемое резонансное поведение при низких и средних энергиях (до нескольких Гэв). В этой модели частокол бесконечно узких резонансов простирается до бесконечно высоких энергий. Необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования, чтобы выяснить, в какой степени удовлетворительна такая модель.

Что, однако, несомненно, так это то, что единой теории сильного взаимодействия пока нет.

По вопросу о том, как будет выглядеть будущая теория сильного взаимодействия, существуют две основные точки зрения. Одна из них связана с понятием бутстрата. Бутстррап дословно означает «шнуровка ботинок». За этим малоблагозвучным термином скрывается идея, согласно которой частицы являются собственными решениями таких уравнений, в которых эти частицы выступают и как связанные состояния (на выходе) и как медиаторы взаимодействия (на входе).

В литературе известно несколько примеров частичного бутстрата ма-

лого числа легких частиц (например, ρ -мезонов), в основе которых лежало предположение, что учет более тяжелых частиц не сильно изменит результаты. Сегодня довольно широко распространено мнение о том, что будущая теория сильного взаимодействия будет представлять собой всеобщий бутстрэп. Согласно такой точке зрения, любой адрон состоит из всех остальных адронов и из себя самого и никаких более фундаментальных частиц нет.

Другая точка зрения заключается в том, что все многообразие адронов построено из нескольких фундаментальных частиц. Наиболее экономный способ описания унитарных свойств адронов дает гипотеза трех кварков. Есть однако и другие возможности, которые хотя и не столь экономны, но зато и не требуют такой экзотики как дробные заряды и парастатистика. В частности, можно, например, построить все адроны из четырех фундаментальных частиц с целыми зарядами.

Составные модели широко используются для поисков новых свойств симметрии сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий адронов.

Важной идеей последнего времени является идея динамической симметрии, заимствованная из нерелятивистской квантовой механики. Динамической в квантовой механике называется такая симметрия, которая характерна для решений уравнения Шредингера, но не для гамильтониана. Например, для кулонова гамильтониана существует вырождение уровней с разными значениями I . В классическом пределе это отвечает тому, что сохраняется в пространстве ось эллипса, который описывает частица, двигаясь в кулоновом (или ньютоновом) потенциале. Если проявления SU_3 -симметрии являются динамическими, то исходная составная модель может не быть SU_3 -инвариантной и тогда можно ограничиться тремя частицами с целыми зарядами. Поиски новых целозарядных частиц представляют первостепенный интерес.

III. Нарушение СР-инвариантности

Самым значительным открытием последних лет является открытие распада $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Попытки объяснить этот распад без нарушения СР-инвариантности оказались безуспешными. Мы до сих пор не знаем, какое взаимодействие ответственно за нарушение СР: миллисильное ($f \sim 10^{-3}$), миллислабое ($f \sim 10^{-9}$) или сверхслабое ($f \sim 10^{-15}$), где f — константа взаимодействия. Все открытые до сих пор СР-неинвариантные явления: распады $K^0_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^0_L \rightarrow 2\pi^0$ и зарядовая асимметрия в распадах $K^0_L \rightarrow \pi e\nu$ и $K^0_L \rightarrow \pi \mu\nu$ связаны с K^0_L -мезонами.

Появившиеся недавно сообщения о том, что обнаружена зарядовая асимметрия в распаде $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и отсутствие детального баланса в реакциях $p + p \rightarrow d + \gamma$ не являются достаточно убедительными. Здесь необходимы новые более точные измерения.

Чрезвычайно важны дальнейшие более точные опыты по поискам дипольного момента нейтрона.

Заключительные замечания

Наша конечная цель—создание единой теории сильных, слабых, электромагнитных и гравитационных взаимодействий всех частиц, такой теории, в которой можно было бы вычислить массы, заряды, спины частиц и константы взаимодействия. Мне кажется почти несомненным, что мы еще очень далеки от этой цели*.

Если проследить развитие физики высоких энергий за последние четыре десятилетия (открытия первой античастицы—позитрона) и попытаться проэкстраполировать это развитие в будущее, то возникает убеждение, что впереди нас ждут новые частицы, новые типы взаимодействий, новые фундаментальные факты, относящиеся к симметриям и законам сохранения. Заставят ли нас эти факты отказаться от наших основных принципов и понятий, таких как понятие непрерывного времени и непрерывного пространства, как Лоренц-инвариантность или принцип суперпозиции? Пока нет ни одного факта, который указывал бы на необходимость отказа от этих понятий и принципов.

В начале этого века физика была потрясена революцией—родилась теория относительности. Спустя еще двадцать лет попытки построить не противоречивую картину атома привели к не менее грандиозной революции—возникла квантовая механика. Можно не сомневаться, что рано или поздно исследование элементарных частиц приведет к третьей революции, еще более грандиозной. Вопрос только в том, когда это произойдет. Мне кажется, что нескоро, во-первых, потому что мы знаем слишком мало фактов, во-вторых, потому что мы совершенно недостаточно исследовали тот математический аппарат, который носит название квантовая теория поля. Было бы крайне удивительно, если бы несмотря на это, удалось установить, что квантовая теория поля противоречит фактам.

Ближайшие годы будут, по-видимому, посвящены накоплению и упорядочению новых фактов. У нас сегодня много конкретных вопросов, относящихся к классификации частиц, их распадам и взаимодействиям; о некоторых из них я говорил выше. Ответить на эти вопросы может

* В последнее время оживился интерес к гравитации. Если лет тридцать назад по образцу общей теории относительности пытались «геометризировать» другие взаимодействия и особенно электромагнитное, то теперь происходит в некотором смысле обратный процесс—теорию гравитационного взаимодействия пытаются сформулировать на языке квантовой теории поля, подобно квантовой электродинамике. Квантовая теория гравитации более сложна, чем электродинамика. Это связано с тем, что она существенно нелинейна (гравитоны гравитируют, в то время как фотоны электрически нейтральны).

В связи с последними астрономическими открытиями (пульсары) появилась надежда, что гравитационные волны могут быть зарегистрированы с помощью достаточно чувствительной аппаратуры.

Тем не менее, гравитационное взаимодействие в основном все еще находится вне круга вопросов, который обычно характеризуют словами физика элементарных частиц. Его роль может стать определяющей на расстояниях порядка 10^{-33} см.

только эксперимент. Физике элементарных частиц необходимы ускорители с большими энергиями как с неподвижной мишенью, так и со встречными пучками, необходимы ускорители с большими интенсивностями. Необходимы новые детекторы (они позволили бы, в частности, использовать частицы высоких энергий, имеющиеся в космических лучах). Наконец, необходимы более мощные средства обработки.

Богатство и разнообразие той части мира элементарных частиц, которая уже исследована нами, таковы, что никакая самая пылкая и мощная человеческая фантазия не могла бы, не опираясь на данные эксперимента, нарисовать картину, которую мы видим сегодня. Вряд ли та часть мира элементарных частиц, которая еще скрыта от нас, беднее или проще, и вряд ли теоретики догадаются о том, как она устроена, если экспериментаторы не проникнут в нее. Без существенного прогресса в технике физического эксперимента задача установления основных законов, которым подчиняется природа, нереальна.