

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.126

СИЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ *)*М. Гелл-Манн, А. Розенфельд, Дж. Чу*

Всего лишь пять лет назад можно было составить убедительный перечень 30 субатомных частиц, которые без особых опасений можно было назвать элементарными. С тех пор было открыто еще 60 или 70 других субатомных объектов, причем стало совершенно очевидно, что прилагаемое «элементарный» ни к одному из этих объектов не приложимо. Именно по этой причине слово «элементарный» исчезло из названия этой статьи. Теперь среди физиков широко распространилось убеждение в том, что ни одна из тех частиц, которым в основном посвящена эта статья, не может считаться элементарной.

То, что произошло, случалось в физике не раз: старая точка зрения на вещи, которая была адекватна для установления закономерностей в ограниченном числе наблюдений, в конце концов, когда увеличивалось число наблюдений и повышалась их точность, становилась помехой и оказывалась неадекватной. Так случилось с эпициклами Птолемея, описывавшими движение планет. То же самое произошло в самом начале нашего века, когда спектроскописты, изучавшие свет, излучаемый возбужденными атомами, обнаружили чрезвычайное изобилие дискретных линий с длинами волн, совершенно отличными от тех, которые предсказывала классическая электродинамика. Спектроскописты собрали настолько большое количество эмпирической информации, включающей в себя целую серию «правил отбора», определяющих допустимые состояния возбужденных атомов, что в конечном счете все это позволило Вернеру Гейзенбергу и Эрвину Шредингеру и некоторым другим в 1926 г. создать новую механику — квантовую механику — способную описать многие свойства материи в атомном и молекулярном масштабе.

Аналогичная ситуация может иметь место сегодня в физике частиц. Еще не предвидится достаточно широкое обобщение, аналогичное квантовой механике, но экспериментальные данные уже сводятся в удивительные и отчасти предсказуемые закономерности. Что же можно сказать, подводя итоги обширной информации о частицах, полученной к настоящему времени?

*) Geoffrey F. Chew, Murray Gell-Mann and Arthur H. Rosenfeld, Strongly Interacting Particles, Scientific American 210, 74 (1964). В оригинале — резюме: «Очерк последних достижений физики высоких энергий. Частицы, реагирующие на сильнейшую из четырех известных в природе сил, по-видимому, уже не могут считаться «элементарными». Они могут быть составлены одна из другой». Перевод В. А. Угарова. Дополнение и примечания В. Б. Мандельцевейга и А. М. Переломова.

Прежде всего, обнаруживается отчетливое различие между сильно взаимодействующими частицами, такими например, как нейтрон и протон, и другими частицами. Известно, что взаимодействие между нейтроном и протоном осуществляется очень мощными, короткодействующими ядерными силами, обеспечивающими связь этих частиц в атомном ядре. За исключением фотонов (частиц света или другого электромагнитного излучения) и четырех частиц, объединяемых одним общим названием лептонов: электрона, мюона (или μ -частицы) и двух видов нейтрино, все известные к настоящему времени частицы участвуют в сильном взаимодействии.

Другой бросающейся в глаза особенностью сильно взаимодействующих частиц является то, что ни одна из них не обладает малой массой покоя. Масса покоя — это та масса, которой обладала бы неподвижная частица; она является минимальной массой, которую вообще может иметь данная частица. Сейчас принято выражать массу покоя через эквивалентную ей энергию, а не через значение массы электрона, как это часто делалось раньше. Самой легкой сильно взаимодействующей частицей является пион (или π -мезон), обладающий массой, энергетический эквивалент которой равен примерно 137 миллионам электрон-вольт ($M\text{эв}$). В противоположность этой цифре масса электрона составляет всего лишь около $0,5 M\text{эв}$, а массы фотона и нейтрино считаются равными нулю.

Третье общее впечатление состоит в том, что последнее увеличение числа частиц происходило до сих пор почти исключительно за счет сильно взаимодействующих частиц. Хотя такой прирост числа частиц оказался сюрпризом для физиков, прецедент можно найти у обыкновенных атомных ядер. Хорошо известно, что все сложные ядра, от ядра дейтерия (тяжелый водород) до самых тяжелых элементов, могут существовать на различных энергетических уровнях, включающих в себя как «основное» состояние, так и многочисленные возбужденные состояния. Эти уровни, наличие которых можно обнаружить различными способами, указывают на различную величину энергии связи нуклонов, составляющих ядро (нейтронов и протонов). Разумеется, энергия связи является отражением действия «сильных» ядерных сил.

Сейчас стало очевидным, что ядерные силы аналогичным образом могут приводить к появлению многочисленных состояний у тех сильно взаимодействующих частиц, которые иногда принимались за элементарные. Нижние состояния являются «связанными» или стабильными; более высокие состояния лишь частично связанные или нестабильные, распадающиеся за весьма малую долю секунды. Таким образом, мы приходим к выводу, что все сильно взаимодействующие частицы обнаруживают спектр энергетических уровней без резкого верхнего предела.

Поскольку лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, совсем не удивительно, что спектр их состояний начинается от нейтрино, лишенного массы, и, очевидно, резко заканчивается на мюоне с массой, равной $106 M\text{эв}$; таким образом, их спектр не обнаруживает ни малейшего сходства с каким-либо известным динамическим спектром. В последние годы физики увидели много простоты и закономерности в свойствах лептонов, но им так и не удалось понять, почему эти частицы вообще существуют.

Мы начнем с того, что рассмотрим, какое место в иерархии четырех сил, которым, по-видимому, подчинены все явления в физической вселенной, занимают «сильные» силы. Дальше мы введем новую систему обозначений, согласно которой каждая из сильно взаимодействующих частиц приписывается к одному из небольшого числа семейств, характеризующему вполне определенным набором свойств. Одна группа из этих семейств

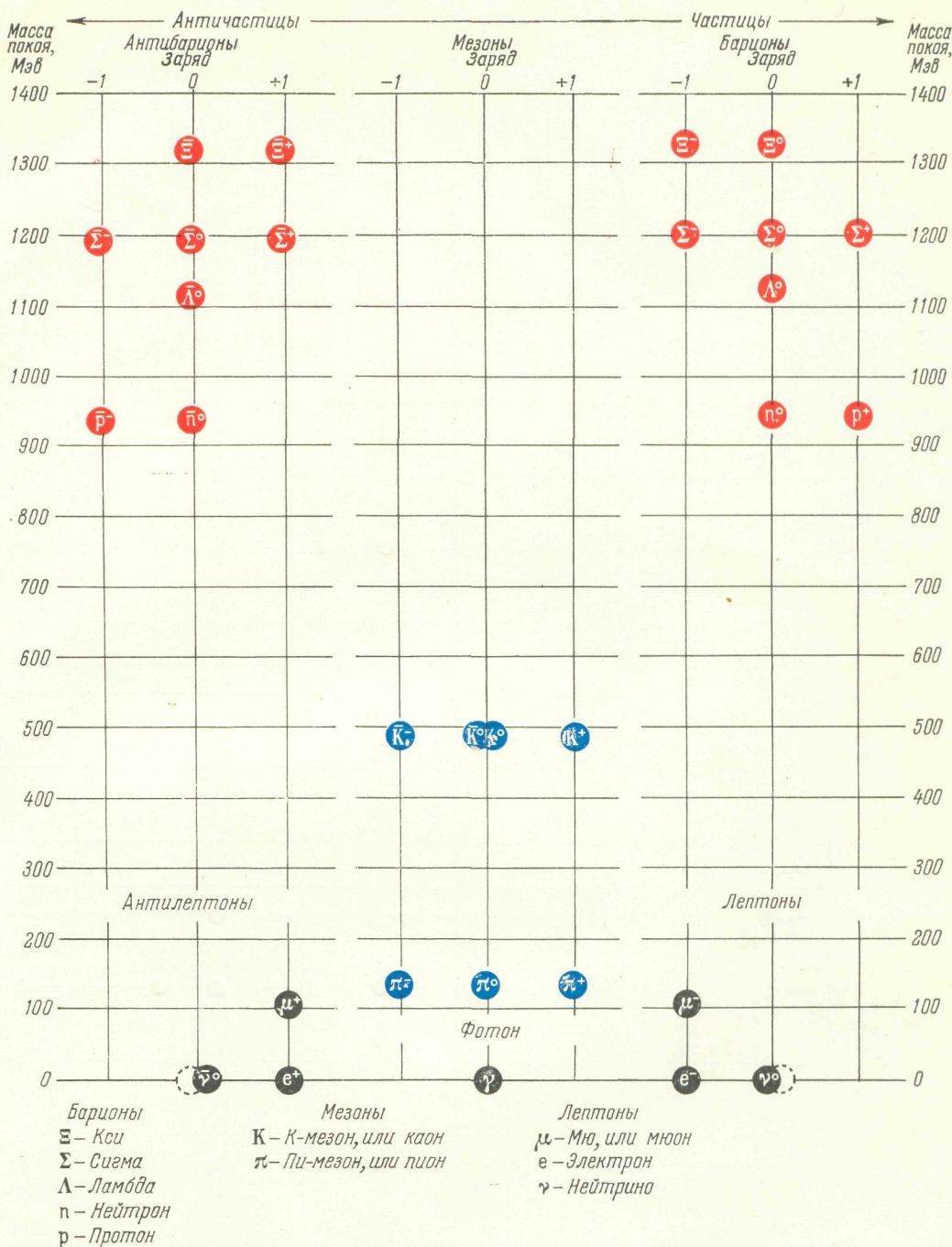
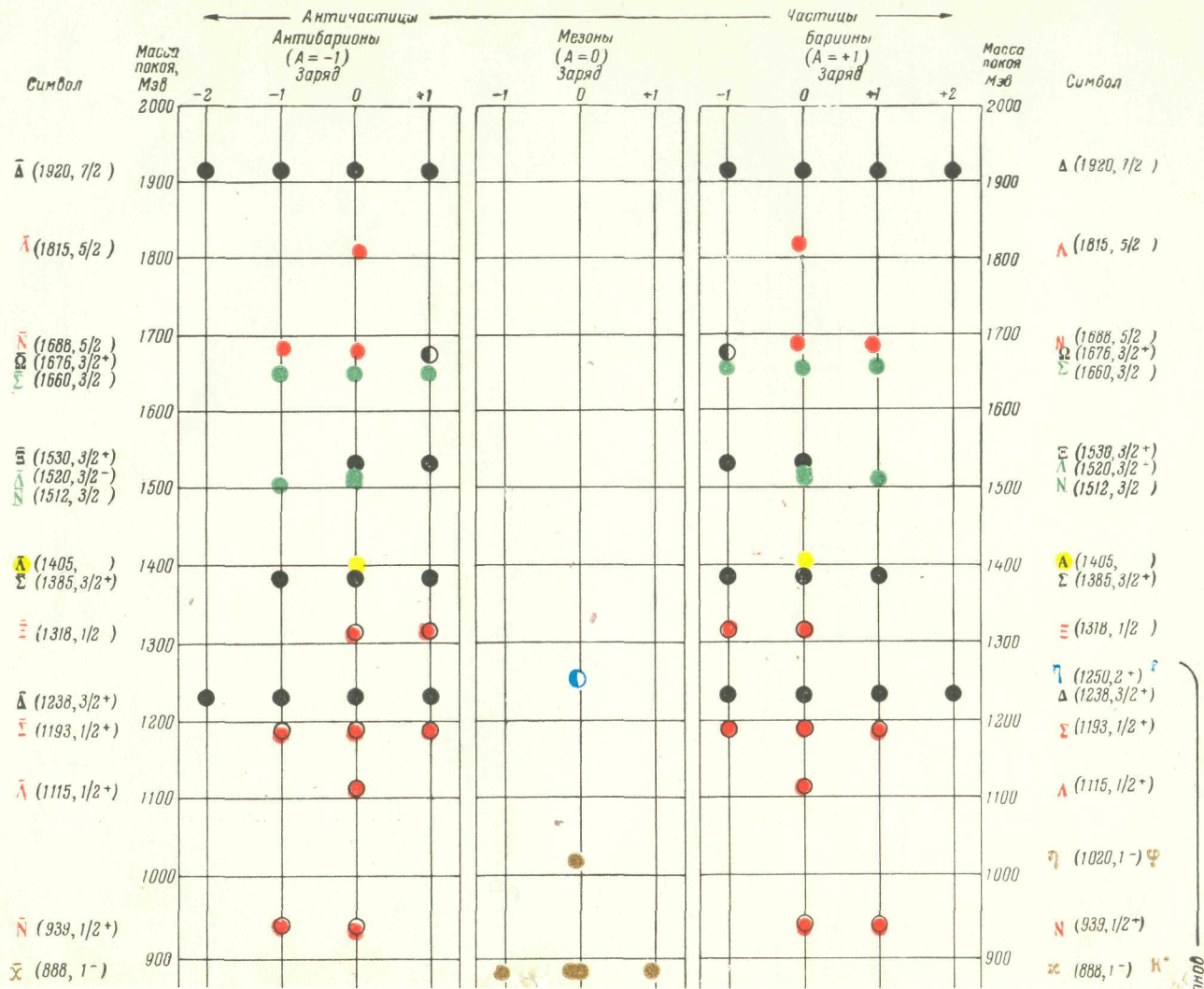


Рис. 1. Тридцать частиц, известных в 1957 г., включали в себя 16 барионов и антибарионов, семь мезонов, шесть лептонов и антилептонов и фотон (барион, мезон и лептон соответственно обозначают тяжелые, средние и легкие частицы).

Сильно взаимодействующие частицы, которые реагируют на «сильные», или ядерные, силы, отмечены цветными кружками. Частицы, отмеченные черным, на эти силы не реагируют. Число сильно взаимодействующих частиц за последние 6—7 лет значительно увеличилось, как это видно из рис. 2. За это же самое время число лептонов и антилептонов возросло всего лишь на два. Теперь выяснилось, что существуют нейтрино двух сортов, причем у каждого сорта имеется своя собственная античастица (указанная пунктиром около двух частиц, известных в 1957 г.). По-видимому, существует еще одна нейтральная частица, лишенная массы, однако здесь она не приведена; это — гравитон, носитель гравитационной силы. Гипотетический носитель слабой силы также не указан; он должен обладать значительной массой и одной единицей электрического заряда. В настоящее время пытаются отыскать подтверждение его существования.



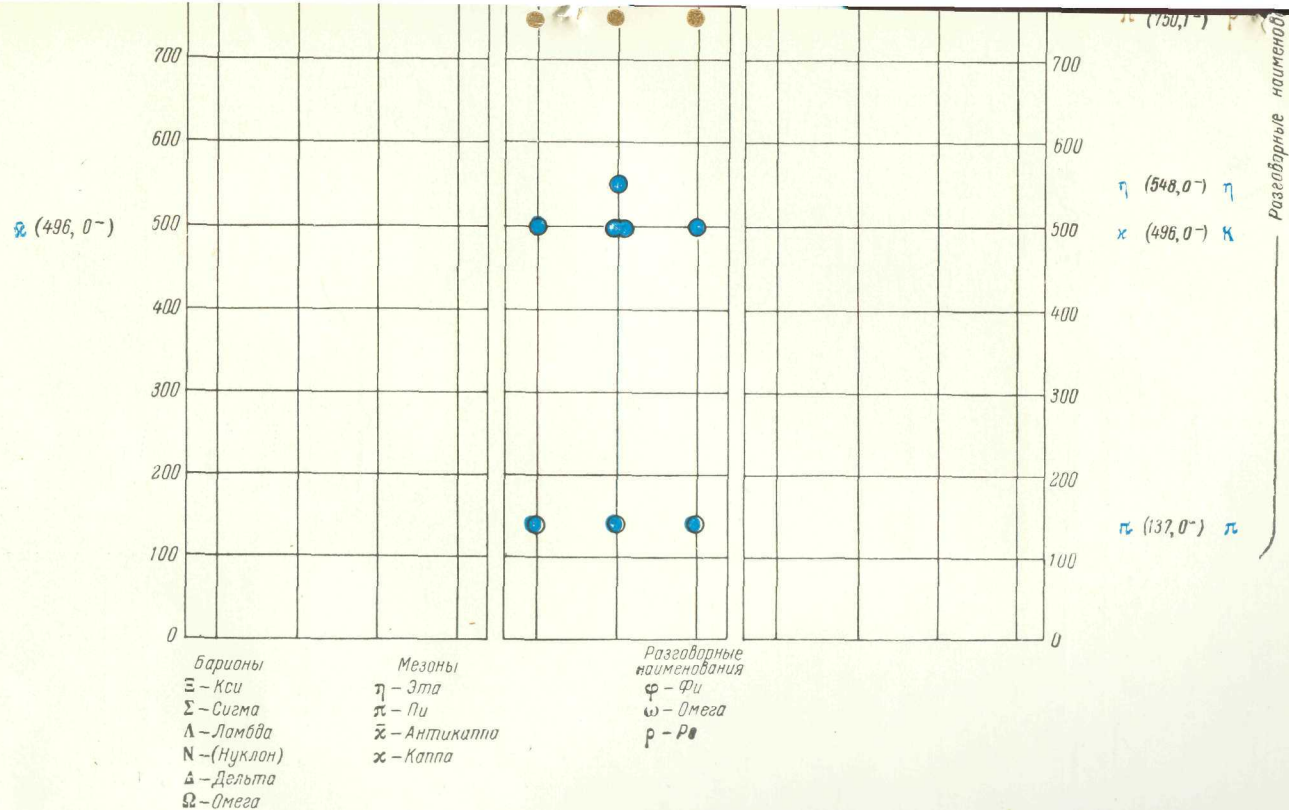


Рис. 2. Сильно взаимодействующие частицы изображены вместе с новой системой наименований.

82 частицы и античастицы в этой схеме, включают только те частицы, масса покоя которых меньше 2000 Мэв, а массовое число (А) равно -1,0 или +1. Существование всех указанных частиц надежно установлено, за исключением античастицы отрицательного омега-бариона $\bar{\Omega}$ (1676, 3/2⁺). Его существование предсказывается «восьмеричным путем». Значения величин в скобках следующие: масса покоя (Мэв), спин, спин-момент, четность. Буквой А обозначено массовое число, или барионный заряд. Указанная масса — среднее для членов зарядового мультиплет, другими словами, — семейства состояний, отличающихся только по величине заряда. Мультиплеты, обладающие одинаковыми спин-моментами J и четностью P, окрашены в одинаковый цвет. Тем же самым цветом отмечены рекурренции этих частиц. Рекурренциями называются частицы, имеющие значения спина, равные 2, 4, 6 и т. д. единиц спина их «основного» состояния, обладающего наименьшим значением массы. (У тех частиц, для которых значения четности не определены, четность просто не указывается, а цвет выбирается предположительно.) Стабильные и метастабильные частицы имеют черные ободки; нестабильные частицы (называемые также резонансами) ободков не имеют.

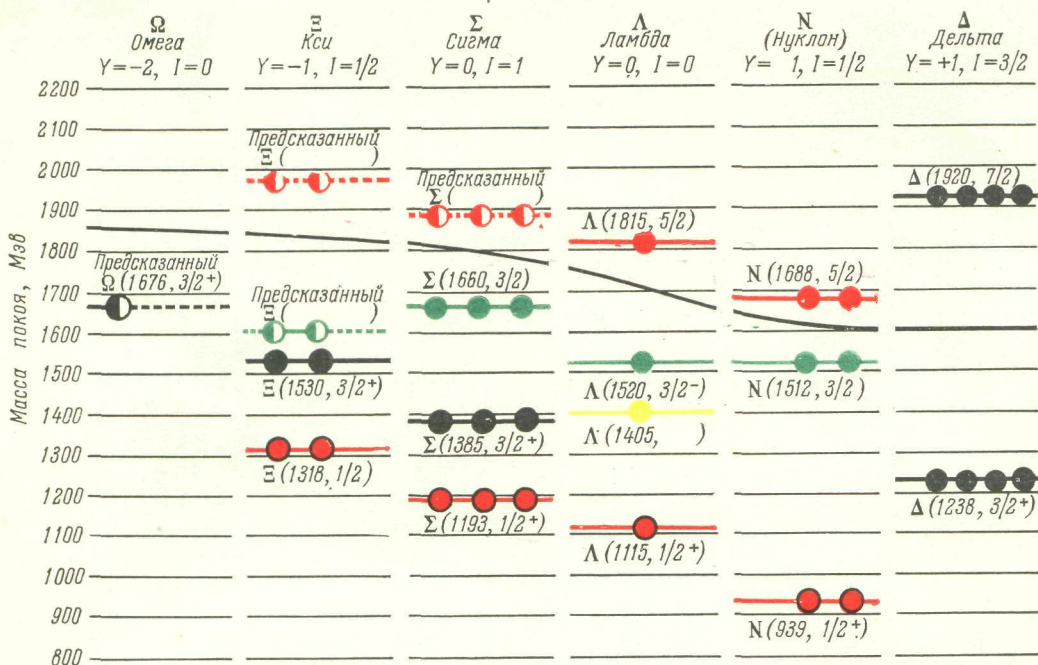


Рис. 3. Барийные мультиплеты, имеющие одинаковые значения гиперзаряда Y и изотопического спина I , сведены в колонки.

В настоящее время известны всего лишь шесть комбинаций Y и I , каждая из которых обозначается прописной греческой буквой. Символы частиц и цветовой код те же самые, что и на рис. 2. Частицы, расположенные выше граничной линии, проведенной через все колонки, представляют собой рекурренции нижележащих состояний.

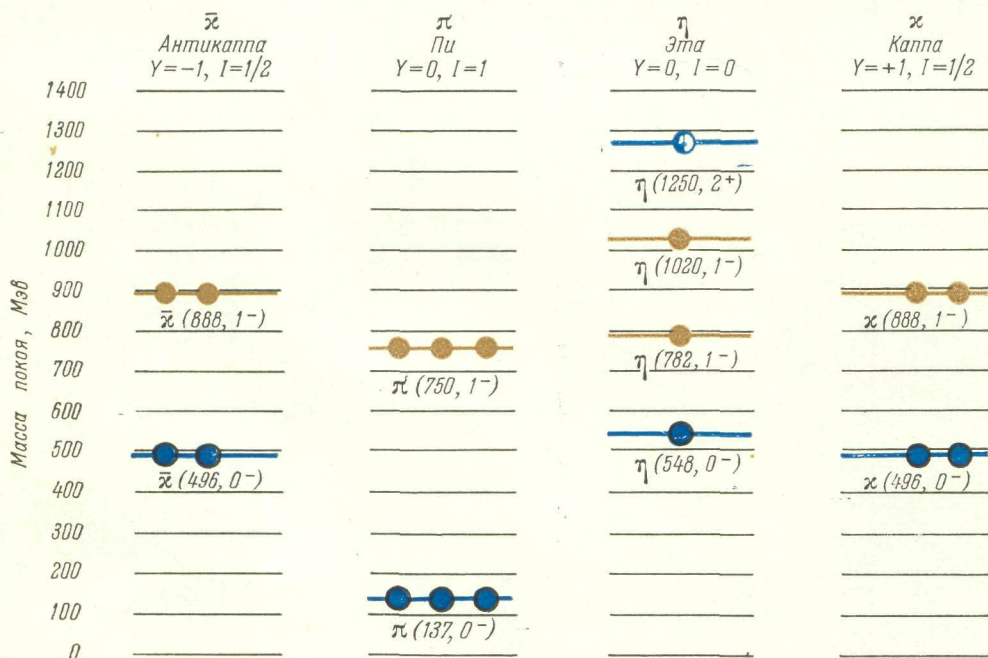


Рис. 4. Мезонные мультиплеты с одинаковыми значениями Y и I сведены в колонки.

Четыре возможные комбинации Y и I отмечены строчными греческими буквами. До сих пор не обнаружено ни одной мезонной рекурренции. Первой предсказанной рекурренцией является π -триплет около 1700 Мэв.

включает в себя барионы, которые являются самыми тяжелыми частицами вообще; вторая группа состоит из мезонов — первые обнаруженные члены этой группы оказались легче барионов. Новая система наименований требует краткого описания семи квантовых чисел или физических величин, сохраняющихся в сильных взаимодействиях.

Мы опишем далее, как сохраняются эти величины, когда частицы распадаются по различным «каналам», представляющим различные способы (моды) распада. Эта процедура приведет нас к описанию «резонансов» или нестабильных частиц, которым мы главным образом и обязаны увеличением числа сильно взаимодействующих частиц. После этого мы уже будем в состоянии рассмотреть две системы классификации или правил для построения групп, которые позволят пролить свет на глубокие связи между семействами сильно взаимодействующих частиц. Эти правила позволили предсказать существование ранее не обнаруженных частиц, их примерные массы и некоторые другие свойства. Одна система опирается на представление о «траекториях Редже»; другая — это «восьмеричный путь».

Нам придется объяснить, почему термин «элементарный» снижал дурную славу в применении к сильно взаимодействующим частицам. Налицо все нарастающее число данных, указывающих на то, что все такие частицы следует рассматривать как сложные структуры. Наконец, мы опишем гипотезу «зашнуровки», которая даст нам возможность объяснить математически существование и свойства сильно взаимодействующих частиц. Согласно этой гипотезе все такие частицы являются динамическими структурами в том смысле, что они возникают в результате тонкой игры сил; в действительности они обязаны своим существованием тем же самым силам, посредством которых они взаимодействуют друг с другом. С этой точки зрения нейтрон и протон ни в какой степени не являются фундаментальными частицами, как это полагали раньше, а просто представляют собой два нижних состояния сильно взаимодействующей материи; они имеют тот же самый статус, что и совсем недавно обнаруженные барионы и мезоны, а также ядра атомов, более тяжелых, чем ядра водорода.

СИЛЫ И ВРЕМЕНА РЕАКЦИИ

В современной физике понятия силы и взаимодействия вполне равнозначны. «Сильные», или ядерные, силы — наиболее могущественные из четырех основных типов взаимодействий, которые могут объяснить все известные явления природы, включая сюда и космологию. (Космология представляет силам лишь ту сцену, на которой они могут сыграть свою роль.) Сильное взаимодействие ограничено коротким радиусом действия, около 10^{-13} см; это расстояние близко к диаметру сильно взаимодействующих частиц.

Следующие по порядку величины силы — это силы электромагнитные; они составляют примерно один процент от величины «сильных» сил. Электромагнитные силы убывают обратно пропорционально квадрату расстояния между заряженными телами, а радиус их действия в принципе бесконечен. Эти силы действуют на все частицы, обладающие электрическим зарядом, а также на фотоны, которые хотя и не имеют заряда, но являются носителями электрического поля. Электромагнитные силы связывают электроны с положительно заряженными ядрами, образуя атомы; связывают атомы, создавая тем самым молекулы, и своими разнообразными проявлениями в конечном счете являются ответственными за все явления, рассматриваемые в химии и биологии.

Следующим по порядку, имеющим всего лишь одну тысячную триллиона (10^{-14}) часть от силы сильного взаимодействия, является слабое взаимодействие. Это взаимодействие также короткодействующее; в той степени, в которой нам известно, оно не связывает чего бы то ни было, однако управляет распадом многих сильно взаимодействующих частиц, а также ответственно за распад некоторых радиоактивных ядер. Его исследование наиболее просто при рассмотрении поведения четырех лептонов, которые не реагируют на сильные взаимодействия.

Четвертой и самой слабой силой является гравитация, которая обладает только 10^{-39} частью от силы «сильного» взаимодействия. Эта сила оказывает влияние в больших масштабах, потому что с ней всегда связано притяжение, а радиус ее действия большой. В масштабах атомных ядер обнаружить ее влияние практически невозможно.

Многие частицы «связаны» со всеми четырьмя перечисленными взаимодействиями. Возьмем, например, протон. Сам по себе он является сильно взаимодействующей частицей, но, обладая электрическим зарядом, он должен также «чувствовать» и электромагнитные силы. Протон может появляться при β -распаде нейтрона; однако при этом распаде нейтрон испускает электрон и антинейтрино в результате процесса со слабым взаимодействием. Следовательно, протон нужно учитывать и в слабых взаимодействиях. Кроме того, как и всякое другое вещество, протон притягивается силами гравитации. Частицей с наименьшей реакцией является нейтрино, которое непосредственно связано только со слабым взаимодействием и гравитацией. Нейтрино вместе с другими лептонами обладает полным иммунитетом к сильным взаимодействиям.

Очень важной, отнюдь не очевидной заранее идеей явилось предположение о том, что основные силы могут обеспечить нечто большее, чем просто связь между частицами. Например, когда две частицы сталкиваются между собой и затем расходятся в различных направлениях (процесс, называемый рассеянием), то в этом процессе участвует взаимодействие. Если движущаяся частица перед соударением с покоящейся частицей обладает достаточной энергией, в процессе столкновения может возникнуть новая частица. Столкновение протона и нейтрона может привести к созданию протона, нейтрона и нейтрального пиона или же может дать два нейтрона и положительный пион. Столкновение может создавать также сильно взаимодействующие частицы, которые будут иметь большую массу, чем масса любой из соударяющихся частиц. Фактически это и есть тот самый процесс, в результате которого на ускорителях были получены десятка два новых частиц более тяжелых, чем протоны и нейтроны. Следовательно, основные силы — это такие взаимодействия, которые могут рассеивать, порождать, аннигилировать и преобразовывать частицы из одной в другую.

Принципиально важные для физики высоких энергий взаимодействия возникают в том случае, когда одна из частиц, участвующих во взаимодействии, движется со скоростью, близкой к скорости света, точнее, со скоростью, превышающей 10^{10} см/сек. Поскольку типичный размер частицы составляет около 10^{-13} см, минимальное время реакции для частицы, движущейся со скоростью света, меньше чем 10^{-23} сек, и когда мы называем сильные взаимодействия «сильными», то это значит, что даже за столь короткое время «сильные» силы достаточно эффективны, чтобы вызвать наблюдаемые реакции. Электромагнитные реакции, будучи в сто раз слабее «сильных» реакций, длятся примерно в сто раз дольше, обладая характерным временем 10^{-21} сек. Процессы, определяемые слабым взаимодействием, которое в 10^{-14} раз слабее сильного взаимодействия, обычно происходят за время, равное примерно 10^{-9} сек.

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Когда один из авторов этой статьи (Гелл-Мани) совместно с Е. Розенбаумом около семи лет назад рассматривал известные в то время частицы (см. УФН 64, 391 (1958)), было указано 30 надежно установленных частиц и античастиц. Среди этих частиц было 16 барионов и антибарионов, семь мезонов, шесть лептонов и антилептонов и фотонов (рис. 1). Тогда было принято считать элементарными частицами не только фотоны и лептоны, но также и все барионы и мезоны, т. е. и сильно взаимодействующие частицы.

В те времена проводили различие — оно представляется сейчас совершенно неоправданным — между этими сильно взаимодействующими частицами и состояниями обычных атомных ядер, состоящих из двух или более нуклонов, которые, конечно, являются сильно взаимодействующими частицами. Такие ядра, как, например, дейтрон (ядро тяжелого водорода) и α -частица (ядро гелия) классифицировались почти с самого начала развития ядерной физики как сложные структуры, состоящие в основном из протонов и нейтронов, на том основании, что энергия связи этих ядер очень мала. В этой статье мы редко будем обращаться к подобным ядрам. Свое внимание мы сосредоточим на более легких частицах и совсем не потому, что мы верим в то, что они более элементарны, чем их более тяжелые собратья, а потому, что их статус куда более сомнителен. Если они в действительности являются сложными динамическими структурами, то их энергии связи зачастую оказываются вне всяких норм. Кроме того, если элементарные частицы все-таки существуют, заведомо сложные ядра к ним относиться все равно не будут.

Таблица, приведенная на рис. 2 (в ней опущены фотоны и лептоны), содержит 82 частицы и античастицы; все эти частицы принадлежат к сильновзаимодействующим; совершенно произвольным образом эта таблица заканчивается барионами и мезонами с массой покоя, меньшей 2000 *Мэв*. Большинство из этих 82 частиц принадлежит к группам семейств, получивших ласковые имена, похожие, но в общем менее элегантные, чем те, которые частицы имели в таблице 1957 г. Было бы неразумно ожидать от читателя свободного обращения с этой весьма специальной терминологией, отразившей по существу то довольно неопределенное состояние физики высоких энергий, которое имело место несколько лет тому назад. Поэтому мы сразу изложим новую систему обозначений, развитую в самое последнее время и обеспечивающую значительную информацию о каждой частице. Хотя эта система может на первый взгляд показаться довольно непривлекательной, пользоваться ею не многим сложнее, чем набирать номер на автоматическом телефоне.

Новая схема классификации частиц опирается на то, что природа обеспечивает сохранение многих величин (кроме законов сохранения энергии и импульса) и обнаруживает различного вида симметрии (например, симметрию между левым и правым). Поэтому частицы, входящие в одну группу, обладают очень близкими свойствами, которые, как мы увидим, могут быть сразу указаны через общие обозначения. Существует тесная связь между симметрией определенного вида и соответствующим законом сохранения; в каждом отдельном случае можно указывать либо симметрию, либо связанный с нею закон сохранения, в зависимости от того, что удобнее. Сохраняющиеся величины в квантовой механике описываются квантовыми числами, которые чаще всего бывают либо целыми (например, 0, 1, 2, 3 и т. д.), либо полуцелыми (например, 1/2, 3/2, 5/2, и т. д.).

Некоторые из законов сохранения представляются универсальными: им удовлетворяют все четыре вида основных взаимодействий. Эта непоколебимая группа включает в себя закон сохранения энергии, закон

сохранения импульса, закон сохранения момента импульса (импульса вращательного движения) и, наконец, закон сохранения электрического заряда. Еще один строгий закон сохранения лучше всего описывается как равнозначность зеркальной симметрии. Это — симметрия между частицами и античастицами, в которой, однако, то, что обладает левовинтовой симметрией у одной частицы, имеет правовинтовую симметрию у другой. Каждая частица имеет свою античастицу, обладающую той же массой и тем же временем жизни, но вместе с тем имеющую некоторые противоположные свойства (например, электрический заряд). Некоторые нейтральные частицы (к их числу принадлежат, в частности, фотон и нейтральный пион) являются своими собственными античастицами.

В новой системе наименований сильно взаимодействующих частиц мы используем пять величин, сохраняющихся при сильных взаимодействиях, каждая из которых будет указываться отдельной буквой. При взаимодействиях электромагнитных или слабых эти величины могут и не сохраняться. Речь идет о следующих пяти величинах: атомное массовое число (A), гиперзаряд (Y), изотопический спин (I), спиновый момент импульса (J) и четность (P). Табл. I поможет читателю держать в памяти эти пять квантовых чисел, которые ниже будут описаны подробно. В табл. I включены также еще две величины, которые сохраняются при сильных взаимодействиях, но не имеют существенного значения для системы наименования — это электрический заряд (Q) и величина, обозначаемая буквой G , которая может принимать всего лишь два значения $+1$ и -1 и приписывается только мезонам, гиперзаряд которых равен нулю.

Три первых квантовых числа A , Y и I составляют основу системы наименования частиц. То, что эти три числа фактически определяют, описывается геометрическим расположением частиц, воспроизведенным на рис. 3 и 4. На этих рисунках видно, что мезоны и барионы входят в «зарядовые мультиплеты», или семейства состояний, отличающиеся исключительно величиной электрического заряда. Числа частиц и их заряды встречаются в различных сочетаниях: синглеты, дублеты, триплеты и квадруплеты. Всего лишь 10 различных комбинаций известно или предсказано в настоящее время, и каждая комбинация представляет собой набор различных значений A , Y и I . Как будет разъяснено далее, каждой из 10 комбинаций соответствует особая греческая буква.

Теперь мы должны объяснить физическое значение A , Y , I , J и P , однако для удобства мы рассмотрим их в несколько иной последовательности, чем указано, чтобы яснее выявить определенные связи между ними. A — это просто-напросто хорошо известное массовое число, используемое для описания атомных ядер. Его называют иногда также барионным числом. Как и электрический заряд, A может иметь значения 0 , ± 1 , ± 2 , ± 3 и т. д. Для урана-235, массовое число A равно 235; оно указывает на то, что ядро этого изотопа содержит 235 нейтронов и протонов, для каждого из которых A равно единице. Нейтроны и протоны являются барионами и, по определению, барионами будут все другие частицы, для которых A равно единице. Те частицы, у которых A равно минус единице, будут антибарионами. Для мезонов A равно нулю (так же, как и у лептонов и фотонов). Закон сохранения барионного заряда утверждает, что полное значение величины A остается во всех реакциях неизменным, подобно электрическому заряду. Барионы не исчезают и не возникают, за исключением лишь тех случаев, когда происходит аннигиляция пары барион — антибарион или, наоборот, такая пара одновременно порождается.

Второй сохраняющейся величиной является J — спиновый момент, импульса. Фундаментальной особенностью квантовой теории является то, что спин частицы может быть только целым или полуцелым кратным

Таблица 1

Сводка квантовых чисел, охватывающая семь величин, сохраняющихся в сильных взаимодействиях, но отнюдь не обязательно в электромагнитных и слабых. Три величины, выделенные жирным шрифтом (A , Y , I), легко устанавливаются экспериментально и служат той основой, на которой частица приписывается к тому или иному семейству. Сейчас известно всего лишь десять комбинаций A , Y и I ; каждая из них обозначается определенной греческой буквой

Сохраняющаяся величина	Символ	Наблюдаемые значения	Пояснение	Примеры	
				протон	отрицательный пион
Электрический заряд	Q	$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$	Представляет собой число единиц электрического заряда, присущего частице или атомному ядру; принято выражать в единицах положительного заряда протона. Зарядовым мультиплетам, таким, как лептонно-протонный дублет или пионный триплет, можно приписать средний заряд \bar{Q}	$Q = +1$ $\bar{Q} = \frac{1}{2}$	$Q = -1$ $\bar{Q} = 0$
Массовое число или барионное число	A	$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$	Представляет собой хорошо известное массовое число, уже давно используемое при описании ядер. Для урана-235, например, $A = 235$. Для барионов $A = +1$, для антибарионов $A = -1$, для мезонов $A = 0$	$A = +1$	$A = 0$
Гиперзаряд (просто связанный со средним зарядом \bar{Q} и странностью S)	Y	$-2, -1, 0, 1$	Определяется как удвоенный средний заряд \bar{Q} мультиплета. Странность S определяется как разность гиперзаряда и массового числа $S = Y - A$	$Y = +1$ $S = 0$	$Y = 0$ $S = 0$
Изотопический спин (связанный с мультиплетностью M)	I	$0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$	Группа ядерных состояний, объединенных в мультиплеты, различные члены которых отличаются только по величине электрического заряда. Число зарядовых состояний, или, иначе, мультиплетность M , связано с числом I соотношением $M = 2I + 1$	$I = \frac{1}{2}$ $M = 2$	$I = 1$ $M = 3$
Спиновый момент импульса (спин)	J	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ $0, 1, 2, 3, \dots$	Говоря грубо, но наглядно, показывает, насколько быстро частица вращается вокруг своей оси; выражается в единицах постоянной Планка \hbar	$J = \frac{1}{2}$	$J = 0$
Четность	P	$-1, +1$	Внутреннее свойство, связанное с симметрией по отношению к левому и правому	$P = +1$	$P = -1$
G	G	$-1, +1$	Внутреннее свойство, проявляемое только мезонами, обладающими равным нулю гиперзарядом	не определено	$G = -1$

постоянной Планка \hbar . Для барионов J всегда имеет полуцелое значение, а для мезонов J всегда целочисленно.

Третья сохраняющаяся величина, тесно связанная с J — это внутренняя четность P . Четность сохраняется в тех случаях, когда природа предпочитает не делать различия между левым и правым. Именно такая симметрия и наблюдается в сильных взаимодействиях, и квантовая механика приписывает каждой сильно взаимодействующей частице значение внутренней четности равное $+1$ или -1 *). В слабых взаимодействиях природа отличает левое от правого, и эта симметрия нарушается.

«Бухгалтерия» четности не столь проста, как для электрического заряда и барионного числа; значения внутренней четности в левой и правой частях равенства отнюдь не обязаны быть одинаковыми. Это объясняется тем, что полная четность зависит не только от внутренней четности частицы, но и от ее углового момента. Тесная связь, существующая между четностью и угловым моментом, подсказывает при описании каждой частицы такую запись квантового числа спинового момента J , когда значение внутренней четности указано рядом. Для протона, например, J равно $1/2$, а P равно $+1$; это можно коротко выразить, записав, что J^P равно $1/2^+$. У пиона J равно 0 , а P равно -1 , так что пишут: J^P равно 0^- . («Бухгалтерия» J в квантовой механике в действительности довольно сложная, но нам нет необходимости вдаваться в эти подробности.)

Четвертой величиной, сохраняющейся в сильных взаимодействиях, оказывается изотопический спин I . Это квантовое число не имеет ничего общего со спином или моментом импульса, за исключением того, что его специфическая квантовомеханическая бухгалтерия совпадает с бухгалтерией для J . Представление об изотопическом спине впервые появилось в квантовой механике, когда понадобилось отразить тот факт, что нуклоны существуют в двух зарядовых состояниях — одно из них обладает положительным зарядом (протон), а другое нейтральное (нейтрон). Во всех случаях, когда играют роль сильные взаимодействия, оба состояния проявляют себя одинаковым образом; однако их взаимоотношение определяется симметрией изотопического спина. Если бы эта симметрия сохранялась при электромагнитных взаимодействиях, протон и нейтрон имели бы одинаковую массу. Именно потому, что электромагнитное взаимодействие нарушает симметрию изотопического спина, масса нейтрона на $1,3$ Мэв (или на $0,14\%$) больше, чем масса протона.

Группа частиц или состояния частицы (оба эти термина в нашем понимании равноправны), связанные друг с другом симметрией изотопического спина, являются зарядовыми мультиплетами и носят общее имя. Так нуклонный дублет состоит из двух зарядовых состояний, положительного и нейтрального. Пионный триплет состоит из отрицательного, нейтрального и положительно заряженного состояний. Число различных зарядовых состояний в мультиплете, другими словами, его «мультиплетность» M непосредственно связана с квантовым числом изотопического спина I соотношением $M = 2I + 1$. Для нуклона M равно двум, и следовательно, I равно $1/2$; для пиона M равно 3, а I равно 1.

Пятая сохраняющаяся величина известна под тремя названиями: средний заряд (\bar{Q}), гиперзаряд (Y) или странность (S), которые очень

*) Следует отметить, что имеют смысл только четности частиц относительно некоторых «эталонных» частиц, которым, по определению, приписываются четности $+1$. За эталонные частицы обычно выбираются протон, нейтрон и Λ -гиперон (говорить о четности p , n и Λ друг относительно друга было бы неправильно: эти частицы обладают различными значениями заряда, массового числа и гиперзаряда и поэтому не переводятся друг в друга сильными и электромагнитными взаимодействиями, сохраняющими четность).

просто связаны между собой. Название «средний заряд» точно отражает его сущность: это среднее значение электрического заряда в мультиплете. Для нуклона он равен $1/2$ (половина суммы нуля и единицы), для пиона — нулю. Гиперзаряд определяется как удвоенное значение среднего заряда (Y равно $2\bar{Q}$); это определение было введено просто для того, чтобы иметь дело с целыми числами. Что касается странности, то она определяется как разность гиперзаряда и барионного числа ($S = Y - A$). Совершенно очевидно, что эти три величины фактически совершенно равноправны.

Представление о странности и закон сохранения странности насчитывают за своими плечами всего лишь 11 лет. В начале 1950 г., когда некоторые частицы, такие, как K , Σ и Ξ , были только что обнаружены, их за необычное поведение называли «странными частицами». Большинство из них имело относительно большое время жизни, что указывало на то, что их распад осуществлялся, скорее, на основе слабого взаимодействия, чем за счет электромагнитного или сильного взаимодействия. С другой стороны, они легко появлялись при соударениях «обычных» частиц (пионов и нуклонов), обладающих высокими энергиями; это показывало, что странные частицы принимают участие также и в сильных взаимодействиях. Когда устойчивость поведения частиц этого сорта стала очевидной, у физиков появилось подозрение, что для них существует какой-то закон сохранения (или определенная симметрия). Один из авторов этой статьи (Гелл-Манн) и независимо от него японский физик Нисидзима предположили, что в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется неизвестная до того времени величина (странность или гиперзаряд), которая не сохраняется при слабых взаимодействиях. Эта гипотеза позволила предсказать существование и общие свойства нескольких странных частиц до того, как они были фактически обнаружены.

НОВАЯ СИСТЕМА НАИМЕНОВАНИЙ

Теперь уже мы можем объяснить, как пять квантовых чисел могут служить основой для новой системы наименований. Подходящим выбором трех из этих пяти квантовых чисел можно сразу указать, является ли сильно взаимодействующая частица барионом или мезоном, сколько членов входит в его собственное семейство (иначе говоря, его мультиплетность) и степень его странности. Три квантовых числа, способных представить такую информацию, — это массовое или барионное число A , гиперзаряд Y и изотопический спин I (не лишне напомнить, что величина Y непосредственно связана со странностью S , а величина I — с мультиплетностью).

Далее, отчасти для того, чтобы иметь вспомогательно мнемоническое правило, а отчасти из уважения к старым ласковым именам частиц, для указания различных комбинаций A , Y и I мы будем употреблять буквенные символы. Чтобы обозначить известные в настоящее время мезоны (частицы для которых $A = 0$), достаточно использовать четыре строчные греческие буквы: η , π , κ и $\bar{\kappa}$ (антикаппа, или каппа с чертой). В табл. II указаны значения Y и I , соответствующие каждому символу. Хотя мультиплетность M легко получить, умножив I на два и добавив единицу, для простоты ссылок в табл. II приведены также и ее значения.

Для обозначения барионов, у которых $A = 1$, мы будем применять следующие прописные греческие буквы: Λ , Σ , N (обозначение, принятое для нуклонов), Ξ , Ω и Δ . Значения Y , I и M , соответствующие каждому символу, также приведены в табл. II.

Эти десять символов охватывают все известные в настоящее время виды мезонных и барионных состояний. Другими словами, любая из 82 частиц, упомянутых на схеме, приведенной на рис. 2, может быть обозначена с помощью одного из этих десяти символов. Различие между старой системой наименований и новой становится теперь вполне ясным. В старой системе, которая воспроизведена на рис. 1, буква π , например, представляет только единственное семейство, состоящее из трех частиц

Таблица II

Символами для обозначения мезонов и барионов служат греческие буквы. Для мезонов массовое число $A = 0$ для барионов $A = 1$. Десять букв соответствуют десяти известным комбинациям массового числа A , гиперзаряда Y и изотопического спина I . Мультиплетность легко определяется через I

Мезоны	Y	I	M	Барионы	Y	I	M
η	0	0	1	Λ	0	0	1
π	0	1	3	Σ	0	1	3
$\bar{\kappa}$	+1	1/2	2	N	+1	1/2	2
κ	-1	1/2	2	Ξ	-1	1/2	2
				Ω	-2	0	1
				Δ	+1	3/2	4

с массой покоя, равной $137 M_{\text{эв}}$. В новой системе обозначению π соответствует — кроме этой группы — еще и новая группа с теми же значениями A , Y и I , но с массой покоя $750 M_{\text{эв}}$. Аналогично этому в старой системе за символом N скрывался только нуклонный дублет с массой $939 M_{\text{эв}}$. В новой системе этому символу соответствуют нуклоны и еще два высших состояния с большей энергией, тоже дублеты: один с массой $1512 M_{\text{эв}}$ и другой с массой $1688 M_{\text{эв}}$. Таким образом, старые наименования частиц присваиваются теперь классам частиц с одинаковыми A , Y и I .

Различные частицы, входящие в класс, можно отличать, выписывая после их символа значения масс в скобках; например, $\pi (137)$ или $\pi (750)$; можно поступить и иначе, выписывая в скобках спиновый момент J и четность, например, $\pi (0^-)$ или $\pi (1^-)$. Если необходимо, можно указывать все величины — массу, J и P : $\pi (137, 0^-)$ или $\pi (750, 1^-)$. Всюду ниже символы, не снабженные никакими дополнительными обозначениями, относятся к самому низшему по массе состоянию в классе. Новая система классификации использована в таблицах для барионов и мезонов, приведенных на рис. 3 и 4.

СТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТИЦ

Мы уже упоминали раньше о том, что частицы могут распадаться одним из трех путей: через сильные, электромагнитные или слабые взаимодействия. Несколько частиц (фотон, нейтрино обоих сортов, электрон и протон) абсолютно устойчивы, если только они не вступают в тесное соприкосновение со своими античастицами; в этом случае они аннигилируют. Частицы, которые распадаются через электромагнитное или слабое взаимодействие, принято называть метастабильными. Те частицы, которые распадаются через сильные взаимодействия, называются нестабильными и обладают очень коротким временем жизни; типичное значение времени

жизни таких частиц в несколько раз больше чем 10^{-23} сек. Тем не менее этот промежуток времени достаточно велик по сравнению со временем, меньшим 10^{-23} сек, которое является характеристическим временем соударения частиц, обладающих высокими скоростями.

Нестабильными частицами будут те частицы, у которых достаточно энергии, чтобы распасться на две или более сильно взаимодействующие частицы без нарушения какого-либо из законов сохранения, которым подчиняются сильные взаимодействия. Некоторые нестабильные частицы обладают только одним возможным каналом распада; у других частиц таких каналов больше. Примером частиц с одним каналом распада служит Ξ (1530), который распадается только на Ξ и π . С другой стороны, Λ (1520) может распасться либо на Σ и π , либо на N и \bar{K} , и, наконец, на Λ и два π (рис. 5).

Как можно объяснить наличие нескольких каналов распада? На этот вопрос можно дать ответ, если ввести понятие о состояниях, находящихся в коммуникации. Ядерное состояние может создаваться одной частицей или быть комбинацией двух или более частиц. Мы видели, что каждая частица обладает определенными значениями сохраняющихся квантовых чисел A , Y , I , J , P , и там, где это приложимо, G . Сильное взаимодействие допускает только те переходы или коммуникации, которые происходят между ядерными состояниями с одинаковыми значениями всех сохраняющихся квантовых чисел.

Можно указать много ядерных состояний, образованных двумя или большим числом частиц, которые имеют в совокупности тот же самый набор квантовых чисел, что и отдельная нестабильная частица. Для того чтобы распад мог фактически осуществиться, нестабильная частица должна иметь массу покоя, по крайней мере равную пороговой энергии (т. е. сумме масс покоя) частиц, на которые она должна распасться. Другими словами, должен соблюдаться закон сохранения энергии. Различные состояния, для распада в которые нестабильная частица обладает достаточной энергией, называются открытыми каналами. Состояния, находящиеся в коммуникации и обладающие пороговыми энергиями большими, чем возможная энергия нестабильной частицы, называются закрытыми каналами; распад по этим каналам разрешен всеми условиями, за исключением требования сохранения энергии. Схематическое изображение некоторых каналов, находящихся в коммуникации с π (750,1'), приведено на рис. 6.

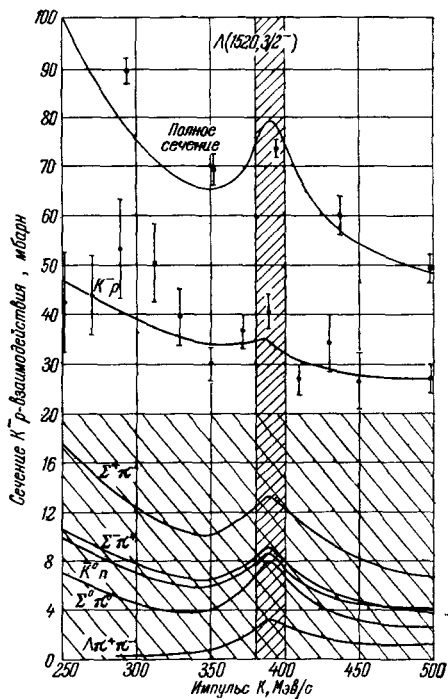


Рис. 5. Несколько способов распада Λ (1520, $3/2^-$) указывают на то, что барион Λ связан с шестью открытыми каналами.

Частица Λ порождается, когда K^- -мезоны (K^- (496)) рассеиваются на протонах. Полное сечение взаимодействия имеет пик, соответствующий образованию частицы Λ (1520, $3/2^-$), которая быстро распадается по одному из шести указанных каналов. Таким образом, кривая, обозначенная K^-p , представляет доминирующую реакцию $K^-p \rightarrow \Lambda \rightarrow K^-p$. На этих графиках использованы данные тысяч снимков, сделанных в пузырьковой камере. Экспериментальные точки отмечены только на двух верхних кривых.

Все это приводит нас к представлению о «резонансе»; этот термин первоначально прилагался к нестабильным частицам. Первая из них была открыта в 1952 г. в Чикагском университете Энрико Ферми с сотрудниками. В то время никто и не подозревал, что за этим открытием последует настоящий потоп.

В 1952 г. пучок пионов из циклотрона Чикагского университета был направлен на протоны (в виде жидкого водорода); измерялось сечение

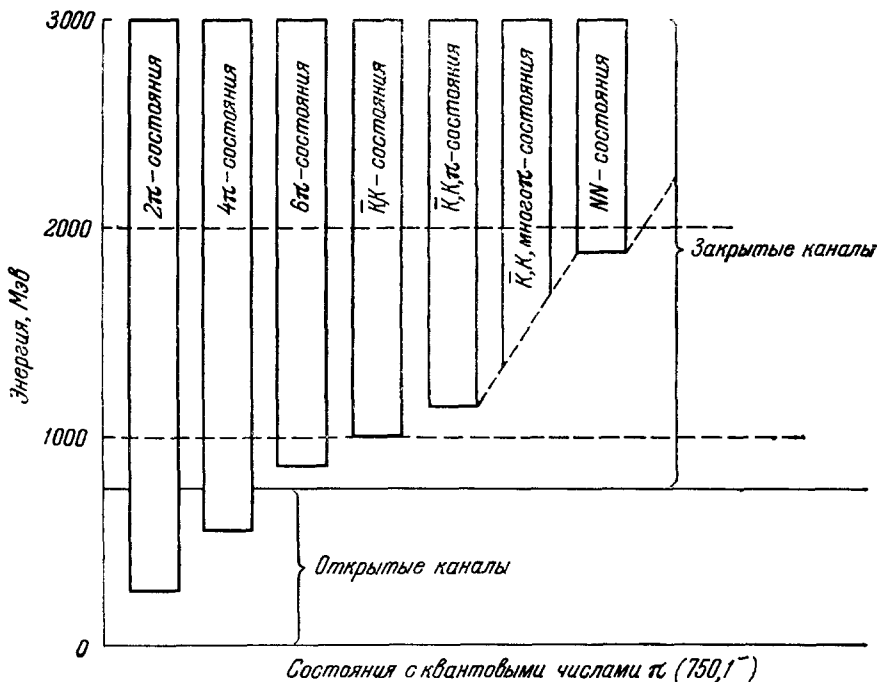


Рис. 6. «Коммуникационные каналы» (вертикальные полосы) — это ядерные состояния, которые обладают всеми теми же квантовыми числами, что и индивидуальная частица, в данном случае π (750, 1⁻).

Каналы, для распада по которым частица обладает достаточной энергией, являются «открытыми». Каналы, для распада по которым ей не хватает энергии, «закрытые». Пороговая энергия, определяющая доступ к каналу, с которым частица находится в коммуникации, равна сумме масс покоя (в Мэв) различных частиц, образующих данный канал.

рассеяния для различных энергий пионного пучка. Под рассеянием понимается изменение направления движения частиц, когда две частицы сталкиваются; сечение рассеяния — это вероятность того, что рассеяние вообще произойдет. Когда эта вероятность велика, две частицы ведут себя так, как будто бы они очень велики и имеют большое поперечное сечение.

Для каждого направления пионного пучка можно подсчитать «эффективную» массу пион-протонной системы. Эффективной массой называется сумма масс покоя и кинетических энергий всех частиц системы, рассматриваемых в системе центра масс. Если откладывать эффективную массу по одной из координатных осей, а сечение рассеяния — по другой, можно видеть, что сечение обнаруживает резкие пики около значения эффективной массы системы, равного примерно 1238 Мэв. Именно этот пик и позволил обнаружить резонанс. Ниже мы рассмотрим связь между этим пиком и резонансом, другими словами, с нестабильной частицей, которая в наших новых обозначениях называется Δ (1238).

На циклотроне Чикагского университета нельзя было получить пион-протонную систему с эффективной массой, значительно превосходящей 1300 Мэв. Впоследствии, располагая более мощными ускорителями, удалось установить, что пион-протонное рассеяние вызывает целую серию резонансов. На рис. 7 показаны два резонанса, возникающие при рассеянии положительных пионов на протонах; там же на отдельной кривой изображены четыре резонанса, возникающие при рассеянии отрицательных пионов протонами. Два первых резонанса — это $\Delta(1238, 3/2^+)$ и $\Delta(1920, 7/2)$. Оба они проявляются также и при рассеянии отрицательных пионов, но на реальной экспериментальной кривой рассеяния отрицательных пионов верхний резонанс $\Delta(1920, 7/2)$ наблюдается с трудом. Однако мы обнаруживаем два других резонанса $N(1512, 3/2)$ и $N(1688, 5/2)$, которые не могут давать вклад в рассеяние положительных пионов протонами. (В скобках после полуцелого значения спина знак «+» или «-» не указан потому, что четность частиц до сих пор не установлена.)

Хотя $\Delta(1238)$ распадается главным образом на один пион и нуклон, более высокие резонансы могут распадаться также на два и более пионов и нуклон. Большинство резонансов может распадаться не одним способом; это означает, что они могут находиться в коммуникации с несколькими открытыми каналами (см. рис. 6).

Чтобы объяснить, каким образом нестабильная частица может находиться в коммуникации с несколькими открытыми каналами, полезно провести аналогию между поведением нестабильной частицы и свойствами резонансных полостей, таких, скажем, как органые трубы и электромагнитные резонаторы. Электромагнитные резонаторы (например, магнетронные лампы, используемые в радарных устройствах) применяются в электронике с целью получения интенсивных электромагнитных волн необходимой частоты; эта частота как раз и является резонансной частотой резонатора. Каждый резонатор обладает характеристическим «временем жизни» — это время, необходимое для того, чтобы электромагнитное излучение вышло из резонатора.

В квантовой механике частицы и волны представляют собой дополнительные понятия; количество энергии, связанное с частицей или ядерным состоянием, может быть выражено через эквивалентную частоту. Другими словами, энергия пропорциональна частоте. Тот факт, что в случае рассеяния пиона на протоне Δ -частица появляется при точно определенной энергии (резонансной энергии) или по крайней мере вблизи этого значения, можно выразить с равным правом, сказав, что частица появляется при определенной частоте. Таким образом, резонансной энергии в физике частиц может быть сопоставлена резонансная частота акустического или

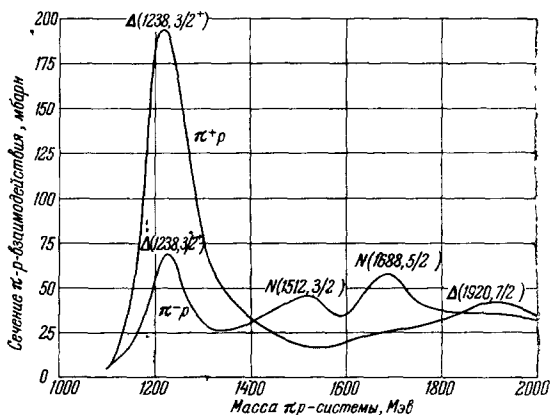


Рис. 7. Первый резонанс: нестабильная частица, называемая $\Delta(1238, 3/2^+)$, была обнаружена Энрико Ферми с сотрудниками в 1952 г.

Резонанс возникал при бомбардировке протонов пионами высоких энергий. Если «сечение» взаимодействия отложить в зависимости от эффективной массы пион-протонной системы, обнаруживается пик около 1238 Мэв. Для взаимодействия π^+p этот пик значительно больше, чем для взаимодействия π^-p . Другие резонансы наблюдаются при 1512, 1688 и 1920 Мэв. Каждый из этих пиков соответствует нестабильной частице.

электромагнитного резонатора. Но что является «резонатором» в физике частиц? Это уже примыпляемая структура: один резонатор, обладающий специфическими свойствами для каждого набора квантовых чисел, сохраняющихся при сильных взаимодействиях.

Аналогия между нестабильными частицами и резонансными модами электромагнитных резонаторов может быть продолжена. С электромагнитным резонатором можно соединить длинную трубу, называемую волноводом; волновод обладает тем свойством, что весьма эффективно передает электромагнитные волны высокой частоты, но почти не передает низкочастотных волн. Когда длина электромагнитных волн чуть превышает размеры волновода, то волновод «отказывается» передавать такие волны. В этом смысле волновод ведет себя как канал частицы, открывающийся только для энергий, превышающих пороговую. Если резонатор соединен с несколькими волноводами разных размеров, высокочастотное излучение может втекать в резонатор через какой-то один волновод, а вытекать либо через тот же самый волновод, либо через другие волноводы.

По аналогии с этим энергия может поступать в ядерные взаимодействия через один канал и выходить наружу через один или несколько каналов. По мере того, как энергия (частота) возрастает от низких значений, один за другим открываются новые каналы, и все новые ядерные реакции оказываются возможными, причем энергия может уже выделяться через любой из открытых каналов. Представим теперь себе, что частота возрастает и в какой-то момент проходит через резонансную частоту ядерного резонатора. Когда частота достигла резонансного значения, резонатор гораздо охотнее поглощает и излучает энергию. Резонанс проявляет себя тем самым как пик в сечении рассеяния ядерной реакции. Другими словами, резонансная частота резонатора соответствует нестабильной частице, такой, как, скажем, Δ или π (750).

В точности так же, как электромагнитный резонатор, который вблизи резонанса может удерживать электромагнитную энергию в течение длительного времени, так и нестабильные частицы чаще всего распадаются за время, большее чем характерное время, несколько меньшее 10^{-23} сек. Если полость получает энергию через одну трубу и эта энергия задерживается на некоторое время в полости благодаря резонансу, а затем снова уходит через ту же самую трубу, то это соответствует рассеянию двух частиц π (137), возникающему при их соударении и последующем образовании нестабильной частицы π (750), которая в конце концов распадается на две первоначальные частицы. В противоположность этому энергия может выйти и через другую трубу, что соответствует случаю, в котором частица π (750) распадается на четыре частицы π (137). Это всего лишь два примера, и, разумеется, число их можно было бы легко увеличить. Аналогия между резонаторами, волноводами и частицами иллюстрируется рис. 8.

Можно использовать волноводную аналогию не только для описания нестабильных частиц, а применить ее также и к стабильным частицам. Стабильная частица — это просто такая частица, масса которой настолько мала, что все каналы, находящиеся в коммуникации с ней, являются для нее закрытыми. Поэтому она представляет собой скорее «связанное» состояние, чем резонанс рассеяния. Для электромагнитного резонатора это условие соответствует резонансной моде, частота которой лежит ниже пороговой частоты всех соединенных с резонатором волноводов. Если энергию излучения можно передать извне этой моде резонатора, то это излучение из полости уже не уйдет. Разумеется, реальный резонатор в конце концов лишится этого излучения за счет утечек в стенки и через стенки. Такая утечка соответствует распаду метастабильных частиц через

слабые и электромагнитные реакции. Абсолютно устойчивая частица фактически живет неограниченно долго.

Читатель, незнакомый с явлением резонанса в электромагнитных резонаторах, вправе спросить, стало ли наше объяснение более ясным от использования электромагнитной аналогии. Не проще ли объяснить появление резонансов у частиц непосредственно? Может быть, это и так. Но, привлекая внимание к сходному характеру явлений в двух на первый взгляд совершенно различных областях физики, нам хотелось показать единство физики как науки и тем самым избавиться от налета таинственности, возникающей при рассмотрении поведения частиц. Более существенное значение этой аналогии состоит, однако, в том, что она позволяет физикам-теоретикам осознать весьма глубокие обстоятельства, связанные с резонансами частиц, о которых мы не имеем возможности рассказать здесь.

ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ

Как только число сильно взаимодействующих частиц стало расти, физики стали задумываться над тем, чтобы подыскать схему, которая указывала бы на взаимосвязь между частицами. В особенности они пытались построить такую классификацию, которая позволила бы предсказывать новые частицы, исходя из свойств уже известных частиц. Первое представление, которое принесло известную пользу в этом направлении, выросло на основе идеи, введенной в 1959 г. в физику частиц итальянским физиком Туллио Редже. Это представление уже имело аналоги в различных областях квантовой физики, в особенности широко оно использовалось при изучении энергетических уровней атомов и атомных ядер.

Было замечено, что с увеличением массы частиц обычно (правда, не всегда) возрастает и спиновый момент J . Редже указал, что во многих важных случаях существует определенная математическая связь между значением J и массой частицы. Он сумел доказать, что некоторые

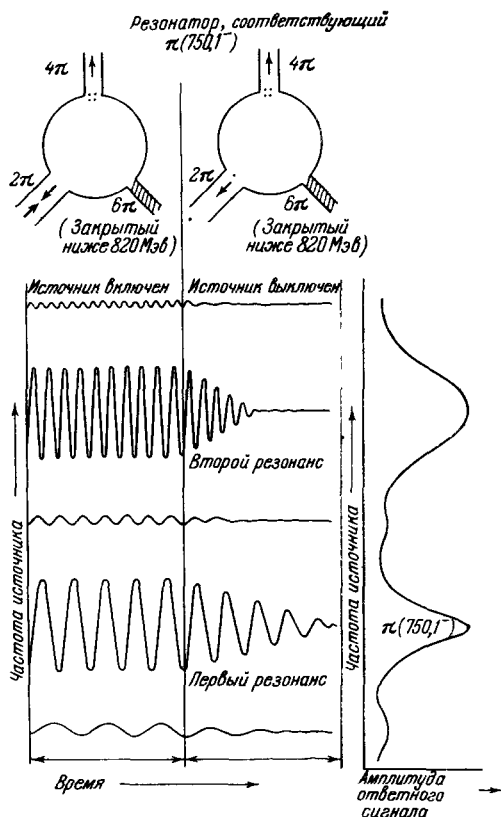


Рис. 8. Аналогия с резонатором, позволяющая объяснить появление нестабильных частиц, называемых резонансами.

«Резонатор» для $\pi(750,1^-)$ -мезона изображен в верхней части рисунка в присутствии источника энергии (слева) и без него (справа). Энергия (обозначенная стрелкой) может втекать в резонатор через один канал и покидать его через один или несколько каналов. Однако канал 6π является закрытым, поскольку доступ к нему требует более высокой частоты (т. е. большей энергии), чем та, которой обладает частица $\pi(750,1^-)$. Синусоидальные кривые показывают, что при определенных частотах обнаруживается резонанс, а когда источник энергии отключается, резонанс сохраняется в течение нескольких пиков. Первый резонанс соответствует самой частице $\pi(750,1^-)$. Второй резонанс с теми же самыми квантовыми числами существует предположительно. Кривая справа изображает амплитуду резонансной волны в случае, когда амплитуда источника поддерживается постоянной, а его частота меняется.

свойства частиц можно рассматривать как «гладкие» функции J ; другими словами, эти функции изменяются непрерывно в зависимости от J . Но поскольку в квантовой механике J принимает только целые и полуцелые значения, рассматриваемые функции J имеют непосредственно физический смысл только для этих допустимых значений. Плавная кривая, определяющая величину физической массы для различных значений J , называется «траекторией Редже».

Для выяснения смысла траекторий Редже может оказаться полезной аналогия со спутниками. Допустим, что на орбиту каждой из девяти планет Солнца, близкую к круговой, мы поместили спутник весом в одну

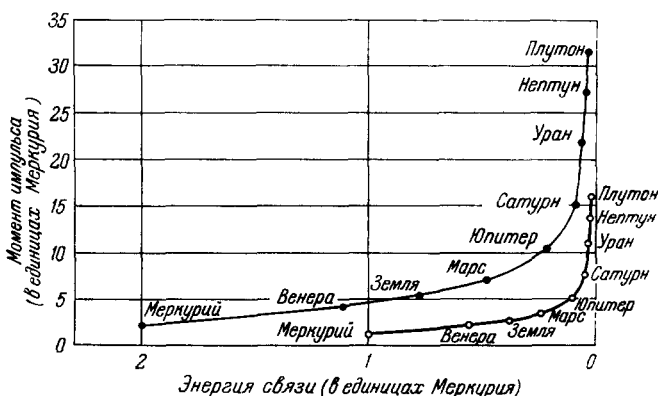


Рис. 9. «Траектории Редже» — полезное представление для предсказания рекурренций; их построение может быть пояснено на основе аналогии со спутником.

Если спутник весом в одну тонну поместить на круговые орбиты, расположенные вокруг Солнца, на расстояниях, соответствующих расстояниям солнечных планет, он будет иметь энергии связи и момент импульса, указанные белыми кружками на чертеже. Нижняя кривая, проведенная через эти кружки, и является траекторией Редже. Верхняя кривая — траектория Редже для спутника весом в две тонны.

тонну. Эти спутники станут вращаться вокруг Солнца, как миниатюрные планеты. Чем ближе спутник к Солнцу, тем больше он «ощущает» силу притяжения Солнца и тем сильнее он связан с Солнцем. Эта энергия связи, следовательно, наибольшая для орбиты Меркурия и наименьшая для орбиты Плутона. (Энергия связи определяется работой, необходимой, чтобы вывести спутник из области действия солнечного притяжения.)

Каждому спутнику можно сопоставить также и другую величину, тоже зависящую от его расстояния от Солнца: момент импульса. В физике нередко оказывается, что — при прочих равных условиях — чем больше энергия связи, тем меньше момент импульса. Для нашего примера это означает, что момент импульса растет с увеличением расстояния от Солнца. Можно построить график для девяти спутников, на которых момент импульса отложен по оси ординат, а энергия связи — по оси абсцисс (рис. 9). Кривая, проведенная через отмеченные точки, как раз и будет аналогом траектории Редже.

Представим себе, что квантовая механика управляла бы явлениями в макроскопических масштабах: спутниками и орбитами солнечных планет. Допустим, что момент импульса спутника на орбите Меркурия соответствует элементарному кванту спина. Если бы это было так, однотоновый спутник мог бы занимать лишь те орбиты, на которых момент импульса (выраженный в единицах момента Меркурия) принимал бы целые значения.

Это эквивалентно утверждению, что наш спутник на круговой орбите может существовать лишь на определенных уровнях энергии. Траектория Редже для спутника будет иметь физический смысл только в этих точках. Для спутника весом в две тонны следует провести свою траекторию Редже. На любой данной круговой орбите энергия связи и момент импульса двухтонного спутника будут в два раза больше, чем у спутника весом в одну тонну.

Хотя эти идеи вплоть до недавнего времени физиками не использовались, представления о траекториях Редже вполне приложимы к проблемам, давно рассматриваемым в атомной физике. Хорошо известно, например, что система электрон — протон, образующая атом водорода, может

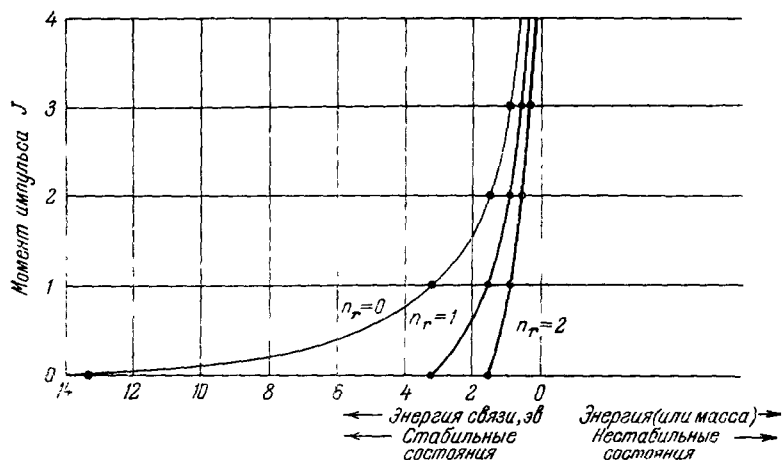


Рис. 10. Траектории Редже для водорода сходны с траекториями Редже для спутника.

Атом водорода, образованный электроном, «вращающимся» вокруг протона, может иметь различные состояния возбуждения. Для каждого значения определенного квантового числа n_r , энергия связи атома водорода убывает с ростом значения момента импульса J . Плавные кривые, проведенные через эти состояния (каждое из которых соответствует индивидуальной «частице»), и являются траекториями Редже.

находиться в различных возбужденных состояниях. Электрон может занимать различные орбиты, расположенные вокруг протона, подобно тому, как спутник может находиться на различных орбитах около Солнца. Конечно, в случае электрона квантование орбит совершенно очевидно. Если значение квантового числа n_r (характеризующего энергию движения в радиальном направлении) фиксировано, энергия связи различных состояний водорода уменьшается при возрастании момента импульса J . Если провести плавную кривую через допустимые значения J , мы получим траекторию Редже, подобную той, которая связывает спутники, находящиеся на разных орбитах (рис. 9 и 10). Каждому значению n_r в атоме водорода соответствует своя траектория, точно так же, как для спутника данной массы имеется своя траектория Редже.

Когда мы имеем дело с атомом водорода, пересечения траектории Редже с допустимыми значениями J (0, 1, 2, ... и т. д.) соответствуют положению связанных состояний. С экспериментальной точки зрения каждое из этих «положений» является особой «частицей» с особым значением массы. Серия этих «положений» обрывается в том месте, где энергия возбуждения становится настолько значительной, что электрон и протон диссоциируют. Таким образом, эта граничная энергия отделяет стабильные состояния от нестабильных.

В точности так же, как строятся траектории Редже для гравитационных (пример со спутниками) или электромагнитных сил (пример с атомом водорода), можно построить такие траектории и для «сильных» сил, управляющих сильно взаимодействующими частицами. В последнем случае траектории не оканчиваются на границе между стабильными и нестабильными состояниями, а продолжают в область нестабильных состояний, пересекая при этом целочисленные значения J (рис. 11). Пересечения траектории с целочисленными значениями J в стабильной области указывают на существование связанных состояний, под которыми подра-

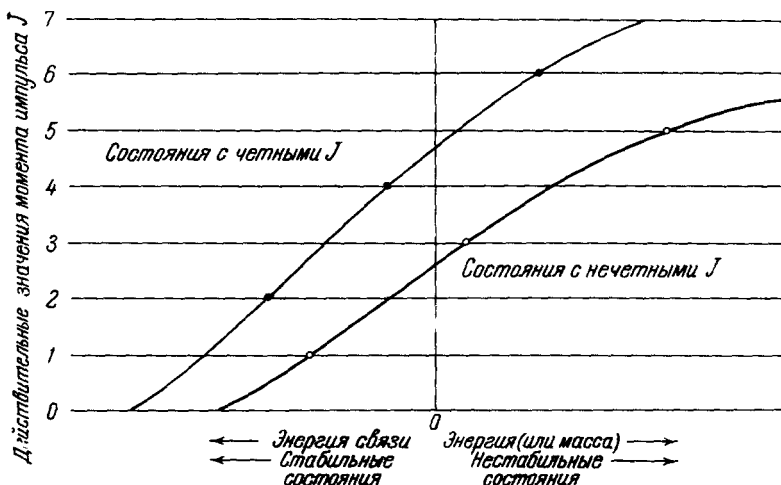


Рис. 11. Траектории Редже для сильно взаимодействующих частиц довольно близки к изображенным на рис. 10, за тем исключением, что они проходят также и через нестабильные состояния.

Пересечение кривых с определенным значением спина J в стабильной области указывает на существование стабильной или метастабильной частицы. Пересечение в нестабильной области указывает на нестабильную частицу. Траектории соединяют состояния, отличающиеся на две целые единицы J . Самое нижнее состояние — это основное состояние, высшие состояния — это «рекурренции (повторения) Редже».

зумеается либо стабильная, либо метастабильная частица. Такие же пересечения в области нестабильности указывают на существование резонансов, т. е. нестабильных частиц.

Можно показать, что для сильно взаимодействующих частиц отдельная траектория соединяет реальные состояния либо только с четными, либо только с нечетными J . Одна и та же кривая не может соединять точки с четными и нечетными значениями J . Это означает, что между состояниями на одной и той же траектории должен быть интервал, равный двум единицам J . Нижнее состояние называется основным состоянием; высшие состояния принято называть рекурренциями (повторениями) Редже или сериями возбужденных ротационных состояний.

Как можно доказать существование траекторий Редже? По аналогии со спутником или атомом водорода отложим спиновый момент J как функцию массы (в $M\epsilon$) для всех частиц, имеющих одинаковые квантовые числа, кроме J . Тогда можно непосредственно увидеть, попадают эти частицы или нет в группы, лежащие на возрастающей кривой. Если такая закономерность наблюдается, то это и указывает на достоверность траекторий. Иллюстрация к этому утверждению для барионов дана на рис. 12.

Мы исходим из правила, согласно которому на одной и той же траектории могут располагаться лишь состояния, отличающиеся на две едини-

цы. К настоящему времени насчитывается три пары частиц, удовлетворяющих этому условию: два N -состояния $N(939, 1/2^+)$ и $N(1688, 5/2)$; два Λ -состояния $\Lambda(1115, 1/2^+)$ и $\Lambda(1815, 5/2)$ и, наконец, два Δ -состояния $\Delta(1238, 3/2^+)$ и $\Delta(1920, 7/2)$ (спины высших состояний Λ и Δ определены не очень надежно; они могут оказаться большими, чем соответственно $5/2$ и $7/2$).

На рис. 12 эти три пары состояний соединены наклонными пунктирными линиями. Сплошные линии соответствуют предполагаемым траекториям, на которых пока с уверенностью определено лишь одно основное

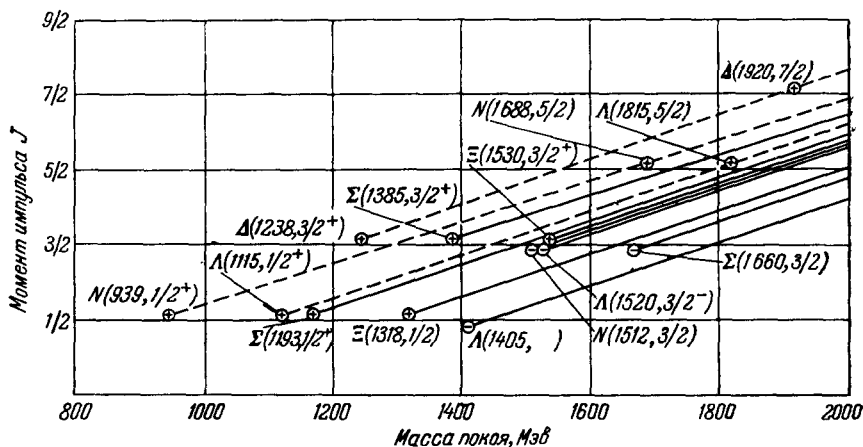


Рис. 12. Траектории Редже для барионов; построены для четырнадцати надежно определенных барионов с массами, меньшими чем $2000 M_{\text{эв}}$.

Наклонные пунктирные линии соединяют три основных состояния с их рекурренциями Редже. Для барионов спиновый момент J полуцелый ($1/2, 3/2, 5/2$ и т. д.). Рекурренции должны иметь спин, равный 2, 4, 6 и т. д. значениям спина их основного состояния, обладающего наименьшей массой. Спины $\Lambda(1815, 5/2)$ и $\Delta(1920, 7/2)$ надежно не определены, но они, по-видимому, удовлетворяют этому условию. Наклонные сплошные линии показывают предполагаемые траектории Редже для других барионов. Знаки в кружках указывают четность. В тех случаях, в которых четность не определена, она поставлена предположительно.

состояние. Такие предполагаемые траектории очень полезны экспериментаторам, поскольку они указывают, где следует искать барионы с большими значениями спина.

На рис. 13 изображены траектории Редже для мезонов, построенные аналогичным образом. Квантовая механика учит, что для мезонов по оси абсцисс следует откладывать не массу, а квадрат массы. Из рисунка видно, что никаких рекурренций Редже нет; до сих пор их просто не обнаружено, возможно потому, что мезонные состояния с большими значениями масс просто не искали с достаточной тщательностью.

Лучшее доказательство существования траекторий Редже для мезонов основано на некоторых соображениях, указывающих на то, что одна из траекторий Редже, а именно соответствующая мезонному состоянию $Y = 0$ и $I = 0$, должна иметь лишнее физическое смысла (или нереальное) пересечение, соответствующее $J = 1$ и массе покоя, равной нулю. Следующее пересечение для меньших J при $J = 0$ могло бы иметь физический смысл, если бы это состояние не соответствовало отрицательному квадрату массы; однако это не имеет никакого смысла. Таким образом, реальное пересечение с наименьшим J произойдет тогда, когда J будет на две единицы больше нуля, т. е. при $J = 2$. Действительно, мезон, у которого $J = 2$, обозначаемый $\eta(1250, 2^+)$, был фактически обнаружен около двух лет назад. Его квантовые числа пока еще не установлены достаточно

надежно. Если провести траекторию Редже между η (1250, 2⁺) и лишеным физического смысла пересечением $J = 1$ и массой покоя, равной нулю, то мы получим общее указание на примерный наклон других мезонных

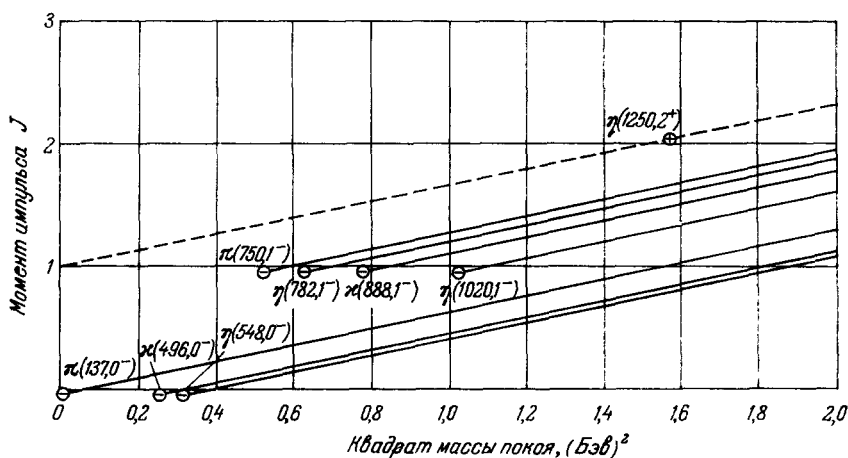


Рис. 13. Траектории Редже для мезонов, построены для восьми надежно определенных частиц.

Все они находятся в основных состояниях; никаких рекурренций до сих пор не обнаружено. Можно показать, что самая высокая η -траектория (т. е. траектория, соответствующая $Y = 0$ и $I = 0$) будет иметь лишнее физического смысла пересечение при $J = 1$ и массе, равной нулю. Пунктирная линия, проходящая через эту точку и η (1250, 2⁺), показывает вероятный наклон траекторий Редже для мезонов. Параллельные этой линии траектории Редже для остальных частиц — гипотетические. Их пересечения с линиями $J = 2$ и $J = 3$ предсказывают наличие рекурренций Редже, которые, вероятно, будут обнаружены. Самая нижняя рекурренция — это π (2⁻) около 1700 Мэв.

траекторий; эти траектории изображены сплошными линиями на рис. 13. Препринимаются героические экспериментальные усилия, чтобы найти вторые члены этих мезонных семейств, для которых J равно 2 или 3.

ВОСЬМЕРИЧНЫЙ ПУТЬ (EIGHTFOLD WAY)

Теперь мы остановимся еще на одной схеме классификации, оказавшейся очень полезной для предсказания новых, ранее не известных частиц. Мы видели, как представление о траекториях Редже позволило установить «семейные» связи между частицами с различными значениями J , но с одинаковыми значениями всех других квантовых чисел. Теперь мы расскажем о связи, которая, по-видимому, существует между частицами с одинаковыми значениями J и четности P , однако с различными значениями массы, гиперзаряда Y и изотопического спина I .

Мы уже упоминали раньше о том, что различие в массах между зарядовыми мультиплетами, такими, скажем, как нуклонный дублет (нейтрон и протон), можно рассматривать как «расщепление», вызываемое несохранением изотопического спина при электромагнитном взаимодействии, в котором участвует электрический заряд. Это нарушение закона сохранения вызывает максимальное различие в массах в случае Σ -триплет, примерно равное 12 Мэв.

Очень характерно, что четыре наиболее изученные члена барионного семейства N , Λ , Σ и Ξ отличаются друг от друга по массе в среднем лишь в десять раз больше, чем члены, входящие в один и тот же мультиплет. Разрыв в средних значениях массы для четырех барионных состояний составляет всего лишь 77, 75 и 130 Мэв соответственно. Более того, все

эти четыре бариона, как это представляется сейчас, имеют одно и то же *) значение J^P ; это значение равно $1/2^+$. (Фактически J для Ξ измерено не совсем надежно, а четность этой частицы совсем не определялась.)

Но если различие масс частиц в пределах мультиплетета вызывается нарушением сохранения изотопического спина I , можно думать, что несколько большее различие в массах между близкими мультиплететами, может возникнуть за счет нарушения закона сохранения другого квантового числа. Решение задачи должно быть таким, что Y и I в сильных взаимодействиях строго сохраняются, однако некоторые другие законы сохранения нарушаются некоторым аспектом или некоторой частью этого же самого взаимодействия. Если допустить такое частичное нарушение еще одного принципа симметрии, можно сгруппировать барионные мультиплеты в «супермультиплеты» с различными значениями Y и I , но одними и теми же значениями J и P . Эта новая система симметрии будет связывать различные значения Y и I точно так же, как изотопический спин связывает различные значения электрического заряда. Та часть сильных взаимодействий, которая нарушает новые симметрии, представляемые новыми квантовыми числами, приведет к расщеплению каждого супермультиплетета на зарядовые мультиплеты с различными массами в точности так же, как электромагнитное взаимодействие приводило к расщеплению масс у членов зарядового мультиплетета за счет нарушения симметрии изотопического спина. Шкала расщепления масс в супермультиплетете будет значительно больше, чем наблюдаемое расщепление в мультиплетете, поскольку в расщеплении супермультиплетета принимает участие скорее большая доля «сильных» сил, чем сил электромагнитных, которые к тому же еще и намного слабее.

В начале 1961 г. израильский физик Ю. Нееман и один из авторов этой статьи (Гелл-Манн) независимо друг от друга предложили особую унифицированную систему симметрий и особую схему нарушения законов сохранения, которые сделали существование супермультиплететов весьма правдоподобным. Новая система симметрий известна под названием «восьмеричного пути», поскольку в ней производятся действия над восемью квантовыми числами, а также потому, что она напоминает афоризм, приписываемый Будде: «Да, братья, существует святая истина, помогающая укротить страдания: это благородные восемь путей (eightfold way), именно: верные взгляды, верные намерения, верные речи, верные действия, верный образ жизни, верные попытки, верные заботы, верное сосредоточение».

Математические основы восьмеричного пути были найдены в так называемых группах Ли (или алгебре Ли), которые представляют собой алгебраические системы, рассмотренные в XIX веке норвежским математиком Софусом Ли. Простейшая алгебра Ли рассматривает связь трех компонент, каждая из которых представляет собой операцию симметрии используемого в квантовой механике типа. Изотопический спин состоит из трех таких компонент (I_+ , I_- , I_z), связанных по правилам этой простейшей алгебры. Эта алгебра соответствует группе Ли, называемой $SU(2)$, которая является с п е ц и а л ь н о й унитарной группой, представляемой матрицами 2×2 ; на эти матрицы налагается одно условие, которое сводит число независимых компонент от четырех к трем (отсюда и появляется термин «специальный»).

Действия над компонентами в восьмеричном пути удовлетворяют математическим соотношениям следующей, более высокой алгебры Ли, в которую входят восемь независимых компонент. В этом случае группа

*) См. примечание на стр. 702.

Ли носит название $SU(3)$, которая символизируется специальной унитарной группой для матриц 3×3 ; опять-таки специальное условие умень-

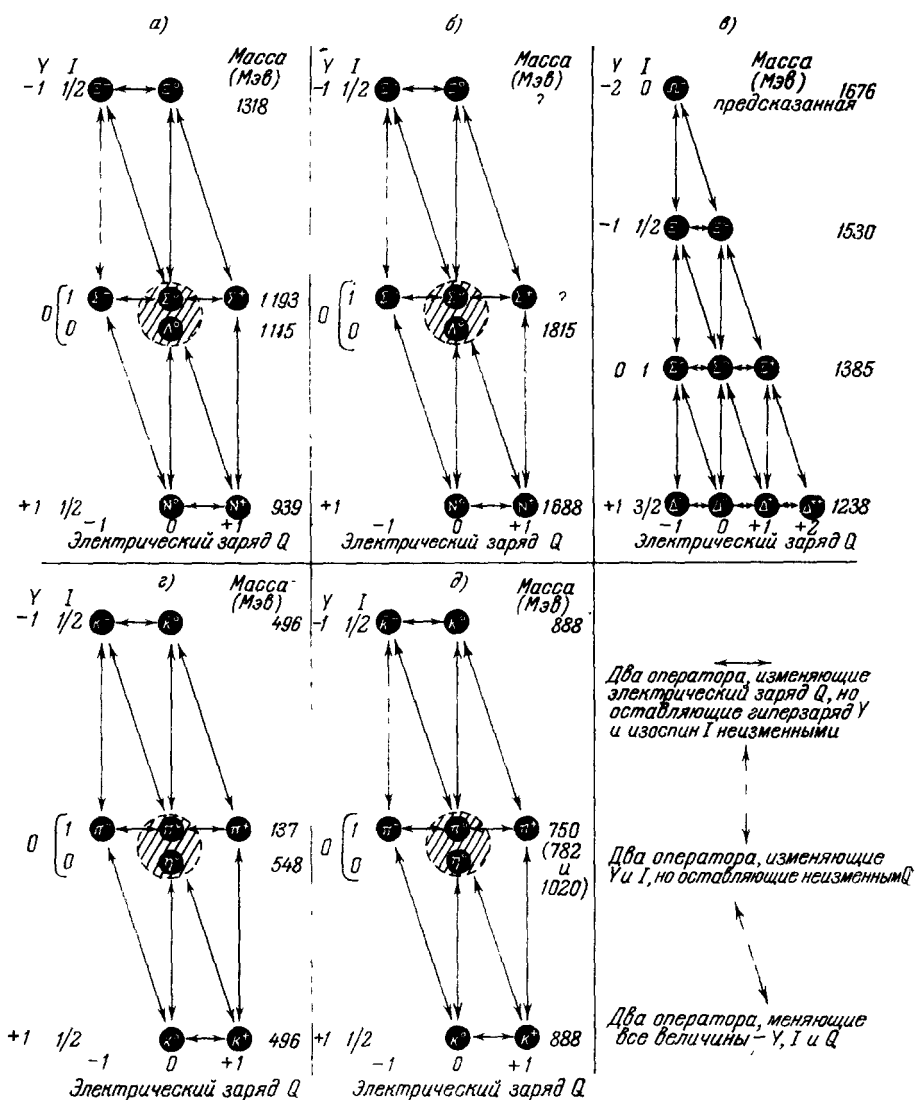


Рис. 14. «Восьмеричный путь» придает новую систему симметрий каждой группе мультиплетов частиц, вызывая появление «супермультиплетов».

Термин «восьмеричный» относится к особой алгебре, показывающей связь между восемью объектами, в данном случае восемью сохраняющимися величинами. Новая система симметрий (вертикальные и наклонные стрелки) связывает различные значения гиперзаряда Y и изотопического спина I таким же образом, как симметрия изотопического спина (горизонтальные стрелки) связывает между собой различные значения электрического заряда. Четыре схемы а), б), в), г) показывают супермультиплеты, содержащие по восемь членов; другая группа д) содержит десять членов. Восьмеричный путь предсказывает несколько новых частиц, из них особенно примечательна Ω (1676, $\frac{3}{2}^+$), приведенная на схеме в). Заметьте, что η -мезон на схеме д) соответствуют два значения массы, которые означают «кризис тождественности»; об этом кризисе рассказывается в тексте.

На схемах г) и д) буква k —это просто иное написание греческой буквы κ .

пает число независимых компонент от девяти до восьми. Восемь сохраняющихся величин восьмеричного пути образуются тремя компонентами изотопического спина, гиперзарядом Y и еще четырьмя новыми сим-

метриями, которые до сих пор не получили специального названия. Две из этих новых симметрий изменяют гиперзаряд Y , уменьшая или увеличивая его на единицу, оставляя электрический заряд неизменным. Две другие симметрии изменяют как гиперзаряд Y , так и электрический заряд на одну единицу (рис. 14). Нарушение сохранения всех четырех новых симметрий некоторой частью сильных взаимодействий изменяет значения масс в мультиплете, превращая его в супермультиплет. Примером супермультиплета (октета) могут служить N , Λ , Σ и Ξ , если все они имеют одинаковый спин $1/2$, и положительную четность, т. е. $J^P = 1/2^+$.

То нарушение симметрии, которое возникает в восьмеричном пути, приводит к правилу, связывающему значения масс в супермультиплете, правда при условии, что нарушение не слишком сильное. Правило масс для N , Λ , Σ и Ξ утверждает, что $1/2$ массы N плюс $1/2$ массы Ξ дают $3/4$ массы Λ плюс $1/4$ массы Σ . Подставляя фактические значения масс четырех состояний частиц, мы получим в левой части равенства 1129 Мэв , а в правой — 1135 Мэв . Согласие с приближенным правилом масс удивительно хорошее.

Этот очевидный успех стимулировал поиски других октетов. В начале 1961 г. был надежно определен единственный мезонный мультиплет π , η и $\bar{\eta}$, причем все частицы имели J^P , равный 0^- . Они очень удачно составляли бы октет, если бы к ним можно было прибавить еще нейтральный синглетный мезон с массой (которую можно предсказать), равной 563 Мэв . (Массы для мезонов предсказываются так же, как и массы барионов, с той только разницей, что в соответствующих равенствах для мезонов масса берется в квадрате.) Позднее в том же 1961 г. η -мезон был обнаружен, причем его масса оказалась равной 548 Мэв . Несколько позже было найдено значение J^P , которое оказалось равным 0^- , как этого и хотелось.

Тем временем неожиданно обнаружили мезоны с J^P , равным 1^- : триплет ρ ($750,1^-$) и еще два дублета ω ($888,1^-$) и $\bar{\omega}$ ($888,1^-$). Таким образом возник еще один октет, и следовало ожидать нейтрального синглета с массой около 925 Мэв . Очень скоро экспериментаторы обнаружили η (1^-)-мезон, но его масса оказалась равной 782 Мэв . Правило масс, которое принесло столь обнадеживающие успехи, совершенно загадочным образом утратило свою силу.

Однако за время, которое прошло с тех пор, таинственность немного рассеялась. Оказалось, что октет всего лишь один из нескольких супермультиплетов, допустимых восьмеричным путем. Другой возможностью является одиночный нейтральный синглет, у которого как Y и так и I равны нулю. Представим себе, что существует такой мезон, у которого J^P равно 1^- ; назовем его η' (1^-). Если его масса близка к массе η (1^-), лишь нарушенные симметрии восьмеричного пути смогут различить эти две частицы. В этих условиях квантовая механика предсказывает наступление «кризиса тождественности»; такой кризис заключается в том, что каждому из мезонов в известной степени приписываются свойства другого. Более того, такое деление свойств может оказать влияние на значения масс, и один мезон может иметь массу большую, а другой — меньшую по сравнению с тем простым случаем, когда правило масс для октета сохраняет свою силу. Предсказываемый квадрат массы для η (1^-) или $(925)^2$ будет тогда расположен, грубо говоря, посередине между фактическими значениями квадратов масс для η (1^-) и η' (1^-). Так как измеренная масса у η (1^-) оказалась равной 782 Мэв , можно было ожидать, что найдется мезон η' (1^-) с массой около 1045 Мэв . И действительно, в 1962 г. такой мезон с ожидаемыми значениями Y и I (оба равны нулю) и массой в 1020 Мэв был независимо найден двумя группами физиков. Фактически у нас нет однозначного способа, чтобы установить, какой из двух

мезонов— η (782) или η (1020)—принадлежит к октету и какой является синглетом. Остается думать, что самой природе этот вопрос не более ясен, чем нам.

Мезон η (1250, 2⁺), самый последний из всех обнаруженных мезонов, указанный на рис. 2, по-видимому, является синглетом. Таким образом, 18 перечисленных мезонов могут быть интерпретированы как два октета и два синглета. Однако отнюдь не все экспериментальные данные вполне достоверны, и вся эта картина — и в особенности кризис тождественности η (1⁻) и η' (1⁻) — должна рассматриваться как предварительная.

Вернемся снова к барионам. Какие еще супермультиплеты, кроме исходного, в который вошли N , Λ , Σ и Ξ , были найдены? Что касается Λ (1405), то, судя по всему, это синглет; значение J^P для него надежно не установлено. N (1688, 5/2⁺), первая рекуррентия Редже нуклона, мог бы принадлежать, как и нуклон, к октету, включающему в себя другие рекуррентии Редже от Λ , Σ и Ξ . Частица Λ , входящая в этот возбужденный октет, могла бы быть Λ (1815), если бы она действительно имела J^P , равный 5/2⁺. Члены октета Σ и Ξ в настоящее время усиленно разыскиваются; если одна из этих двух частиц будет обнаружена, то массу другой можно будет приближенно предсказать с помощью правила масс для октета.

N (1512, 3/2⁺) также может принадлежать к октету. Другой вероятный член уже найден — это Λ (1520, 3/2⁻). Возможно, что Σ (1660) имеет J^P , равный 3/2⁻. Если предположенное значение J^P окажется верным, правило масс для октета предсказывает Ξ -мультиплет с массой около 1600 Мэв. Однако в этом случае экспериментальная ситуация очень неопределенна.

Наконец мы доходим до Δ (1238), нестабильного бариона, открытого в 1952 г. Поскольку это кватреть, он не может ни принадлежать октету, ни быть синглетом. Простейший супермультиплет, допустимый восьмеричным путем, к которому этот барион может подходить, — это группа из десяти членов (декаплет), состоящая из Δ -кватрета, Σ -триплета, Ξ -дублета и Ω -синглета (см. рис. 13, в). Для декаплетов правило масс предсказывает примерно равное отличие в массах для всех членов супермультиплета. Так как считается, что Σ (1385) имеет J^P , равный 3/2⁺, то он очень подошел бы в декаплет с Δ (1238). То же самое правило равного отличия масс предсказывает Ξ -частицу около 1532 Мэв. Открытие Ξ (1530) с J^P , по-видимому, равным 3/2⁺, явилось разительным подтверждением предсказания. Кроме того, правило масс предсказывает Ω -частицу около 1676 Мэв, которая будет единственным состоянием частицы, состоящей из отрицательно заряженного синглета. Такая частица фактически окажется стабильной по отношению к сильным и электромагнитным взаимодействиям, поскольку ей будет недоставать энергии, чтобы распасться по любому из каналов, с которыми она находится в коммуникации. Следовательно, она будет жить около 10^{-10} сек и распадаться через слабое взаимодействие. Сейчас эту частицу усиленно ищут*). Если она будет найдена, то правильность восьмеричного пути будет в сильнейшей степени подтверждена.

Мы хотим завершить этот раздел замечанием о том, что игра в симметрию для сильно взаимодействующих частиц может оказаться вовсе не завершенной. Например, могут существовать еще не открытые квантовые числа, которые сохраняются в сильных взаимодействиях, причем у всех известных частиц эти числа равны нулю. До того, как были открыты странные частицы, квантовое число странности (эквивалентное гиперзаряду Y)

*) Частица Ω^- обнаружена в Брукхейвенской национальной лаборатории. См. Дополнение к этой статье и заметку «Обнаружение Ω^- -частицы» в разделе «Из текущей литературы».

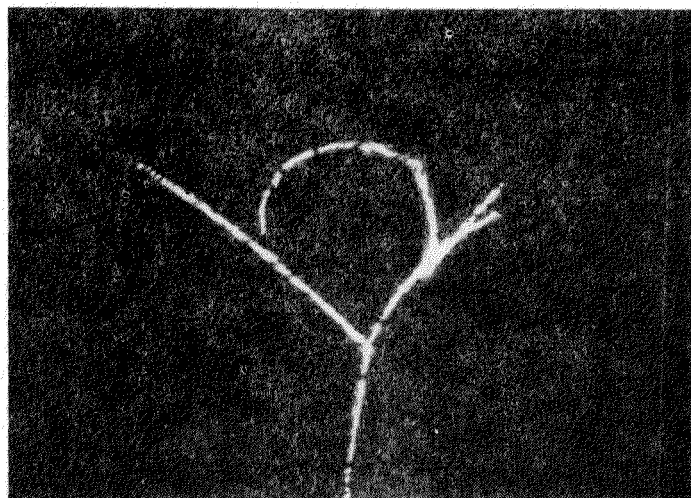
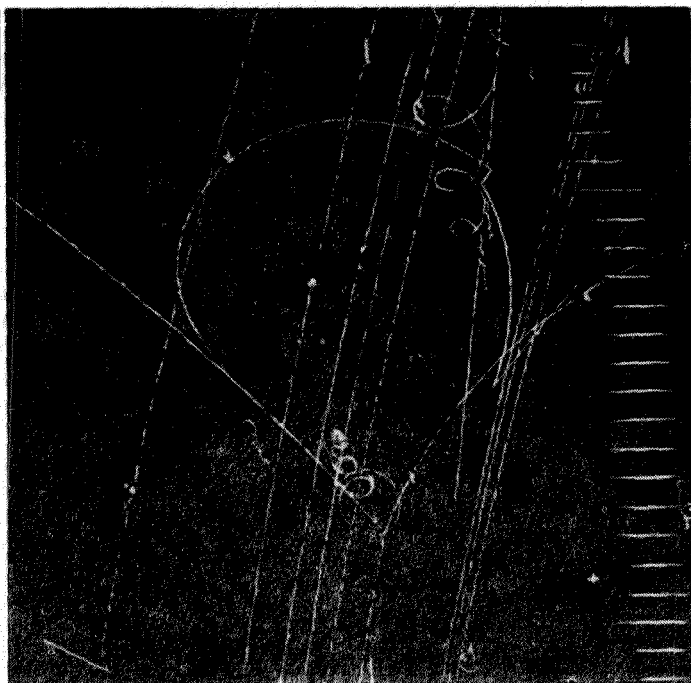


Рис. 15. Событие в пузырьковой камере (верхний снимок) типично для более чем 300 000 снимков, получаемых ежегодно в Лоуренсовской радиационной лаборатории Калифорнийского университета в Беркли.

Многочисленные события измеряются с помощью сканирующего и промеряющего проектора. Это устройство, связанное со счетной машиной, дает последовательные инструкции наблюдателю и воспроизводит измеряемые объекты на экране катодного осциллографа (снимок внизу). Фотография показывает π^- -мезон, входящий снизу и ударяющий протон в 72-дюймовой пузырьковой камере. В результате реакции возникают π^0 -мезон, протон и π^- . В магнитном поле камеры протон отклоняется влево, а π^- вправо. π^0 не оставляет за собой трека, но, пройдя около 10 см, распадается на π^+ и π^- . Кривая π^+ направлена против часовой стрелки и оканчивается там, где частица останавливается. Спустя 10^{-8} сек она распадается на μ^+ , который проходит всего лишь около одного сантиметра и останавливается. Спустя 10^{-6} сек μ^+ распадается на позитрон, нейтрино и антинейтрино. Длинная кривая в верхней части фотографии и ее осциллографическое воспроизведение — это след позитрона.

было именно таким числом. Эксперименты, проводимые при очень высоких энергиях, которые станут доступными на следующем поколении ускорителей, могут привести к сходной ситуации по отношению к совершенно новому квантовому числу.

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Смысл понятия «элементарная частица» изменялся в очень широких пределах по мере того, как расширялось и углублялось знание физического мира человеком. За последние несколько лет мы сталкиваемся со все возрастающими затруднениями на пути интерпретации нескольких десятков частиц в качестве элементарных. Несомненно, что на повестке дня встал вопрос о полном пересмотре представления об элементарной частице.

Начнем с вопроса: откуда у нас берется уверенность, что какие-то частицы, скажем атом водорода, не являются элементарными? Ответ состоит в том, что, несмотря на то, что свойства таких частиц качественно сходны с аналогичными свойствами нейтронов, протонов и электронов, теоретически возможно объяснить их свойства, предполагая, что они состоят из других частиц.

Именно атом водорода дает нам великолепный пример того, что подразумевается под составной частицей, потому что его свойства были предсказаны теоретически с фантастической точностью. Однако важно уяснить, что атом водорода не состоит в точности из одного протона и одного электрона. Более правильно сказать, что он состоит из этих двух частиц большую часть времени. Основное состояние водородного атома представляет собой стабильную «частицу», которая находится в коммуникации (через сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия) с очень большим числом закрытых каналов, из которых наибольшее значение имеют протон и нейтрон. Квантовая механика учит, что любое состояние образовано некоторую часть времени каждым каналом, который находится в коммуникации с этим состоянием. Так, например, в течение очень малого промежутка времени основное состояние водородного атома образовано не только протоном и электроном, как это всегда считается, но и электрон-позитронной парой. Влияние этого канала на энергию атома крайне незначительно, но тем не менее его можно подсчитать и измерить: согласие между экспериментальными и теоретическими данными превосходное. Имеется бесконечное множество других закрытых каналов, вносящих свой вклад в структуру атома водорода, но к счастью их влияние пренебрежимо мало.

В сильно взаимодействующих системах сложные каналы играют куда большую роль. К примеру, свойства дейтрона (A равно 2) были предсказаны на основе предположения о том, что эта частица состоит из нейтрона и протона, однако в этом случае точность расчетных результатов значительно меньше, чем для атома водорода, так как влияние дополнительных каналов (включающих в себя, скажем, пионы) здесь гораздо сильнее. Тем не менее существует общее убеждение в том, что, поскольку простейшие каналы могут объяснить подавляющее большинство свойств дейтрона, в конце концов принципиально возможно систематически улучшать значения расчетных данных, включая в рассмотрение все новые и новые каналы. Аналогичное утверждение относится также и ко всем ядрам, более тяжелым, чем дейтрон, и нет никаких оснований рассматривать какое-либо из таких составных ядер в качестве «элементарной» частицы.

Возникает, однако, затруднение при попытке различить составную и элементарную частицы для случая A , равного 0 или 1 (мезоны и барионы).

ны), потому что в этом случае редко наблюдается один доминирующий канал с энергией, близкой к пороговой. Рассмотрим один из наихудших случаев — пион. Коммуникационный канал с самым низким порогом — это 3π -конфигурация; другие каналы с чуть более высокими порогами — это 5π , π плюс π плюс π , N плюс \bar{N} и, наконец, Σ плюс $\bar{\Sigma}$. Следовательно, часть времени пион существует в виде 3π , часть времени как $\pi+\pi+\pi$ и т. д.

Все пороги энергии, которые следует учитывать, значительно превышают массу пиона, кроме того, многочисленные довольно сложные закрытые каналы также вносят существенные вклады в состояние пиона. В результате этого до настоящего времени не произведено даже грубых расчетов свойств пиона. Более благоприятным случаем является π (750), у которого, как считается, канал 2π доминирующий; но даже и в этом случае, как это сразу ясно из рис. 6, существует достаточно много близлежащих каналов, которые необходимо принимать во внимание.

И все же можно придерживаться операционного определения: частица не является элементарной, если все ее свойства могут быть в принципе рассчитаны в предположении, что она составная. Такого рода вычисления должны приводить к разным вероятностям для разных закрытых каналов; силы связи в этих каналах должны обеспечить правильное значение массы частицы.

Задача учета всех существенных каналов в большинстве случаев представляется все еще слишком трудной, однако допустим, что такие вычисления были бы проведены. Получили ли бы мы вполне корректное описание каждой частицы? Были бы правильными полученные значения квантовых чисел и масс частиц? Вплоть до недавнего времени существовало почти всеобщее убеждение, что несколько сильно взаимодействующих частиц, включая сюда и нуклоны, не может быть рассчитано на этой основе. В современной теории электронов и фотонов, позволяющей превосходно описывать все электромагнитные явления, свойства самих электронов и фотонов не могут быть рассчитаны динамически. Причина этого состоит в том, что известные силы недостаточны, чтобы образовать связанные состояния со столь малыми массами, как массы электрона и фотона.

Исходя из этой аналогии, у физиков-теоретиков появилось намерение предоставить нуклону специальный статус, подобный статусу электрона. Тем самым они воздвигли препятствие к тому, чтобы рассматривать нуклон как составную частицу. Постепенно, однако, этот статут «избранника» становился все более и более сомнительным. И когда, наконец, была предпринята попытка рассчитать свойства нуклона, анализируя его коммуникационные каналы, был достигнут такой же качественный успех, как и для дейтрона, и для частицы Δ (1238), которая уже много лет принималась за составную, и именно по той причине, что она впервые наблюдалась в экспериментах по пион-протонному рассеянию.

На основе последнего развития теории, в котором важную роль играет представление о траекториях Редже, можно думать, что во всех таких динамических расчетах не следует делать никакого различия между частицами по спину или какому-либо другому квантовому числу. Но если нет никаких оснований создавать аристократию среди сильно взаимодействующих частиц, то что же им остается кроме демократии?

ДИНАМИКА «ЗАШНУРОВКИ» («BOOTSTRAP» DYNAMICS)

Составные частицы обязаны своим существованием силам, действующим в каналах, с которыми частицы находятся в коммуникации. Каким образом возникают эти силы и как их можно подсчитать?

Ключевым представлением, лежащим в основе всех расчетов, является перекрестная симметрия (crossing). Рассмотрим реакцию, в которую входят четыре частицы:

$$a + b \rightleftharpoons c + d.$$

Эта запись указывает на то, что канал a, b связан с каналом c, d . Вероятность того, что эта реакция произойдет (в любом направлении), математически выражается через квадрат абсолютного значения «амплитуды реакции», зависящей от энергии всех четырех частиц, участвующих в реакции. Принцип перекрестной симметрии состоит в том, что та же самая амплитуда реакции определяет также и две «перекрестные» реакции, в которых

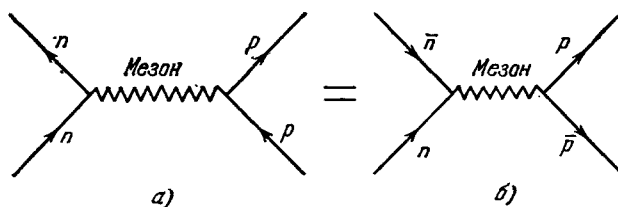


Рис. 16. «Перекрестные реакции» иллюстрируют тесную связь между представлением о силе и представлением о частице.

Реакция а), которую следует читать снизу вверх, представляет собой рассеивающее соударение между нейтроном и протоном. Обмен мезоном олицетворяет собой «сильные» силы, действующие между двумя барионами. Реакция б), которую следует читать слева направо, представляет собой перекрестную реакцию а). Она показывает мезон, действующий в качестве промежуточной частицы в реакции, в которой нейтрон и антинейтрон превращаются в протон и антипротон. Обе реакции эквивалентны.

частицы, вступающие в реакцию, заменяются античастицами частиц, выходящих из реакции (античастицы отмечены черточкой над соответствующей буквой), так что

$$a + \bar{c} \rightleftharpoons \bar{b} + d,$$

$$a + \bar{d} \rightleftharpoons \bar{b} + c.$$

Эти различные реакции отличаются знаками энергетических переменных, которые будут положительными или отрицательными в зависимости от того, будут ли частицы вступающими в реакцию или выходящими из нее; однако если известна амплитуда реакции хотя бы для одной из этих реакций, можно получить ее и для двух остальных, выбирая соответствующий знак для энергии.

Примером перекрестной симметрии может служить следующая пара реакций, в которой участвуют протоны и нейтроны (рис. 16):

$$a) \quad n + p \rightleftharpoons n + p,$$

$$б) \quad n + \bar{n} \rightleftharpoons p + \bar{p}.$$

Обе реакции описываются одной и той же амплитудой реакции, существенный аспект которой может быть представлен диаграммой, приведенной на рис. 16. Левое расположение стрелок на этой диаграмме соответствует реакции а), а правое — реакции б). Оба рисунка, конечно, отличаются только тем, в каком направлении их читают: либо снизу вверх, либо слева направо, как это указывается направлением стрелок.

Левая картинка может быть интерпретирована следующим образом: рассматривается рассеивающее столкновение между протоном и нейтро-

ном, в котором происходит «обмен» мезоном, и такой обмен, как можно показать, представляет собой способ описания сил, действующих между этими двумя барионами. Интерпретация реакции б) заключается в том, что мезон, находящийся в коммуникации с обоими каналами n, \bar{n} и p, \bar{p} , представляет средство связи двух каналов реакции. Таким образом, одна и та же диаграмма соответствует силам в одной реакции и промежуточной частице в перекрестной реакции. Отсюда можно сказать, что силы в данном канале возникают, вообще говоря, из-за обмена промежуточными частицами, которые находятся в коммуникации с перекрестными каналами.

И вот после того, как все это было сказано, мы снова вернемся к той идее, которая была высказана во введении к этой статье: сильно взаимодействующие частицы представляют собой динамические структуры, которые обязаны своим существованием тем же самым силам, которые осуществляют и их взаимодействие. Коротко говоря, сильно взаимодействующие частицы — это дети сильного взаимодействия. Эту гипотезу мы называем гипотезой «зашнуровки». Она была сформулирована одним из авторов этой статьи (Чу) совместно с Фраучи в Калифорнийском университете (Беркли).

Согласно гипотезе «зашнуровки» предполагается, что каждая сильно взаимодействующая частица является связанным состоянием тех каналов, с которыми она находится в коммуникации, а ее существование полностью обязано силам, связанным с обменом сильно взаимодействующими частицами, которые находятся в коммуникации с перекрестными каналами. Каждая из этих последних частиц в свою очередь обязана своим существованием группе сил, в которую первая частица вносит свой вклад. Другими словами, каждая частица помогает создавать другие частицы, которые в свою очередь образуют ее самое. В такой замкнутой и в высшей степени нелинейной ситуации вполне может оказаться, что не существует свободных или произвольных переменных вообще (за исключением чего-то, что устанавливало бы шкалу энергий) и что единственным самосогласованным набором частиц является тот, который реализуется в природе.

Мы напомним читателям, что в электромагнитной теории немногочисленные специальные частицы (лептоны и фотоны) не рассматриваются как связанные (или составные) состояния; массы и характеристики связи каждой частицы устанавливаются произвольно. Общепринятая электродинамика — настолько, насколько мы это сейчас понимаем, — не соответствует режиму зашнуровки.

Было бы слишком поспешным думать, что в сильных взаимодействиях отсутствуют свободные переменные, но мы хотим закончить эту статью оптимистически, отметив весьма привлекательную возможность, которая представляет собой максимальный вклад гипотезы зашнуровки. Если система сильно взаимодействующих частиц действительно самоопределяется динамическим механизмом, возможно, характерные симметрии сильного взаимодействия не налагаются, так сказать, произвольным образом извне, а возникают как необходимая компонента самосогласованности.

Очень характерно и вместе с тем и удивительно, что симметрия изотопического спина, странности, а теперь и более широкая симметрия восьмеричного пути не имеют никакой связи с другими физическими типами симметрии. Не исключено, что их происхождение мы сможем понять только тогда, когда поймем распределение сильно взаимодействующих частиц по массам и спинам. Как это распределение, так и загадочные симметрии могут появиться из динамики «зашнуровки» одновременно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dispersion and Adsorption of Sound by Molecular Processes, Proceedings of the International School of Physics, Italian Physical Society Course, 27, 1962. Academic Press, 1964.
2. W. S. C. Williams, An Introduction to Elementary Particles, Academic Press, 1961.
3. Robert Kemp Adaire and Earle Cabell Fowler, Strange Particles, Interscience Publishers, 1963.
4. R. D. Hill, W. A. Benjamin, Tracking Down Particles, 1963.

ДОПОЛНЕНИЕ

За несколько месяцев, прошедших с момента опубликования обзора «Сильно взаимодействующие частицы», появился ряд важных экспериментальных и теоретических работ, содержание которых излагается ниже.

Наиболее значительным событием является открытие Ω^- -гиперона¹, существование которого предсказывается в рамках «восьмеричного пути». Экспериментальное значение массы новой частицы оказалось равным $1686 \pm 12 \text{ Мэв}$. Спин и четность Ω^- -гиперона пока неизвестны.

Ω^- -гиперон ($A = 1$, $Q = -1$ и $Y = -2$) был обнаружен в реакции

$$\kappa^- + p \rightarrow \kappa^+ + \kappa^0 + \Omega^-. \quad (1)$$

Допустимые значения квантовых чисел этого резонанса определяются из законов сохранения изотопического спина I , обычного спина J и четности P : $I_\Omega = 0, 1, 2$, J_Ω равно полужелому числу и $P_\Omega = \pm 1$.

Образующийся Ω^- -гиперон может распадаться только за счет слабого взаимодействия, так как каналы реакции с сохранением гиперзаряда $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \kappa^-$, $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \kappa^0$ для него закрыты (масса Ω^- -гиперона меньше суммы масс Ξ -гиперона и κ -мезона).

В этом случае возможны реакции

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-, \quad \Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0.$$

Рассмотрим более подробно первую реакцию, так как именно она была обнаружена на эксперименте. Получившийся Ξ^0 -гиперон, не оставивший следа в камере, распался на Λ^0 и π^0 ($\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$). Λ^0 -гиперон в свою очередь перешел в p и π^- ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$), а π^0 -мезон — в два γ -кванта, каждый из которых дал электрон-позитронную пару e^+e^- .

Зная импульсы и энергии заряженных частиц, возникших в таком многоступенчатом переходе, нетрудно найти импульс и энергию Ω^- -гиперона, а следовательно, и его массу.

Эксперимент проводился на Брукхейвенском ускорителе AGS. 80-дюймовая водородная пузырьковая камера облучалась сепарированным по массе пучком κ^- -мезонов с импульсом 5 Бэв/с . После обработки ста тысяч фотографий был обнаружен один случай, соответствующий описанному выше многоступенчатому распаду Ω^- -гиперона *). Как считают экспериментаторы, из одного этого случая можно сделать вывод о существовании Ω^- -гиперона.

Кроме открытия Ω^- -гиперона, был обнаружен ряд новых мезонных резонансов. В реакциях

$$\kappa^+ + p \rightarrow \Lambda + \kappa^+ + \kappa^+, \quad \kappa^+ + p \rightarrow \Sigma^0 + \kappa^+ + \kappa^+$$

получены некоторые указания на существование резонанса в системе $\kappa^+ \kappa^+$ с массой около 1250 Мэв^2 .

Для этого резонанса законы сохранения допускают следующие значения квантовых чисел: $Y = 2$, $I = 1$, $J = \text{четному числу}$, $P = 1$. Для надежного установления существования этого резонанса необходимы дальнейшие эксперименты.

Резонанс в системе $\pi\pi$ наблюдался в реакциях

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \kappa + \pi + \pi, \quad \Sigma^+ + \kappa + \pi + \pi.$$

Допустимые значения изотопического спина, спина и четности составляют $I = 1/2$, $3/2$, $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$. Масса резонанса 1175 Мэв^3 .

*) Схема распада приведена на стр. 756.

Трехпионный резонанс с массой около 1000 M_{π} отрицательно заряженный наблюдался в реакциях ⁴

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^0 + \pi^0, \quad \pi^- + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + \pi^-.$$

Изотопический спин этого резонанса $I = 1$; значения спина и четности неизвестны.

Лучше других исследован резонанс в системе $\pi\omega$ с массой 1220 M_{π} , получивший символ B и название «Будда». Изотопспин $I = 1$ известен надежно⁵.

Определение спина и четности B -мезона^{6,7} еще не привело к окончательным результатам.

Очень мало известно пока о нейтральном резонансе в системе $\pi\bar{\pi}$ ⁸. Он наблюдался в реакциях протон-антипротонной аннигиляции

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^0 + \pi^- + \pi^+ + \pi + \pi.$$

Масса его 1410, изотопический спин и четность не определены.

Следует упомянуть также о резонансе в системе $\pi_1^0 \pi^+ \pi^-$, обнаруженном в реакции⁹

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi_1^0 + \pi_1^0 + \pi^+ + \pi^-.$$

(π_1^0 — образование, состоящее из частиц π^0 и $\bar{\pi}^0$ и обладающее CP -четностью, равной 1, но не имеющее определенного гиперзаряда. В связи с тем, что сильное взаимодействие сохраняет гиперзаряд, а слабое — CP -четность, нейтральные π -мезоны рождаются как π^0 и $\bar{\pi}^0$, но распадаются как π_1^0 и $\bar{\pi}_1^0$). Масса этого резонанса 1230 M_{π} , изотопический спин $1/2$ или $3/2$, значения спина и четности неизвестны. В этой же работе искался резонанс в системе $\pi_1^0 \pi_1^0 \pi^\pm$ с массой 1410 M_{π} . Такой резонанс обнаружен не был, что указывает на значение изотопспина $I = 0$ для резонанса в системе $\pi\bar{\pi}$ с массой 1410 M_{π} .

Как мы видели, экспериментальные значения квантовых чисел новых резонансов пока установлены очень плохо, поэтому трудно сказать, насколько хорошо они укладываются в схему «восьмеричного пути». Следует заметить, что с барионными резонансами дело обстоит ненамного лучше. Неизвестны четности, а в ряде случаев и спины, даже очень хорошо установленных резонансов. Например, до сих пор неизвестны четности Σ_{1315} и Λ_{1405} -резонансов и спины и четности всех резонансов, лежащих по массе выше Ω -гиперона. Это сильно затрудняет классификацию частиц по супермультиплетам и снижает надежность дальнейших предсказаний.

Поэтому в настоящее время гипотезу «восьмеричного пути» еще нельзя считать окончательно подтвержденной.

Заметим, что даже открытие Ω^- -гиперона с предсказанной «восьмеричным путем» массой не исключает других возможных гипотез симметрии, даже если спин и четность Ω^- окажутся такими же, как и у остальных барионов, принадлежащих десятке. Дело в том, что Ω^- -гиперон с точно такими же свойствами и массой предсказывается, например, гипотезой симметрии, связанной с другой группой Ли, называемой G_2 , а также гипотезой «кварков», недавно выдвинутой Гелл-Манном¹⁰ и Цвейгом¹¹.

Таким образом, увеличение экспериментальной информации может в принципе резко изменить настоящую ситуацию, выдвинув на первый план симметрию, не связанную с «восьмеричным путем», или вообще привести к отказу от гипотезы симметрии высшей, чем изотопическая.

Остановимся несколько подробнее на гипотезе «кварков» (слово «кварк» заимствовано Гелл-Манном из романа Дж. Джойса «Пробуждение Финнегана»). Уже давно известно, что каждая частица характеризуется тремя независимыми аддитивными квантовыми числами: зарядом Q , гиперзарядом Y и массовым числом A . В связи с этим появилась гипотеза о том, что все частицы построены из трех фундаментальных частиц — носителей этих зарядов. Эта гипотеза кажется вполне правдоподобной, так как мы знаем, что в ядерной физике имеет место именно такая ситуация: все ядра состоят из протона и нейтрона, которые являются носителями электрического и ядерного зарядов ядра.

Наибольшее распространение получила модель, предложенная японским физиком С. Саката, по которой такими фундаментальными частицами считались p , n , Λ . Так как спины и четность этих частиц одинаковы, а массы близки, то было предположено, что все они принадлежат к одному фундаментальному триплету, из которого построены все остальные частицы. Так как массовое число p , n и Λ равно 1, все барионные мультиплеты должны быть построены из двух триплетов и одного антитриплета. Оказалось, что при таком построении возникают мультиплеты, состоящие из 6 и 15 частиц: на опыте они обнаружены не были. Поэтому от представления о том, что все частицы состоят из трех фундаментальных частиц (*), пришлось отказаться,

*) Это не относится к области слабых взаимодействий, где модель Саката по-прежнему согласуется с экспериментом.

продолжая вместе с тем считать, что частицы могут принадлежать к мультиплетам из восьми и десяти частиц, на которые, по-видимому, указывает эксперимент. Так возник «восьмеричный путь». Теперь же Гелл-Манн и Цвейг предлагают вернуться снова к представлению о трех фундаментальных частицах, считая, что барионные мультиплеты строятся не из двух триплетов и одного антитриплета, а из трех триплетов. При таком построении как раз и возникают барионные мультиплеты, состоящие из восьми и десяти частиц. Однако оказывается, что квантовые числа таких фундаментальных частиц (их называют «кварками») должны быть дробными. Действительно, из любых трех кварков a, b, c должны строиться частицы с $A = 1$ и $Q, Y = \pm 2, \pm 1, 0$, откуда следует, что

$$A = \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3},$$

$$Y = \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, -\frac{2}{3},$$

$$Q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}$$

для a, b, c соответственно. (Если выбрать другие значения Y или Q , легко убедиться, что для некоторого набора из трех кварков нельзя составить частицу с целыми значениями Y и Q .)

Разумеется, только дальнейшие экспериментальные исследования могут ответить на вопрос, существуют ли кварки. В том случае, если они не будут обнаружены, придется, по-видимому, окончательно отказаться от гипотезы трех фундаментальных частиц. Если же кварки с примерно одинаковой массой существуют, то они должны быть стабильны по отношению к сильному взаимодействию, но могут превращаться друг в друга за счет слабого взаимодействия. Их можно было бы обнаружить в космических лучах, где они должны были бы давать минимальную ионизацию, в 9 раз меньшую, чем частицы с электрическим зарядом, равным 1. Их массы должны быть больше $2 B\bar{e}$, так как иначе их бы уже видели на современных ускорителях, где пара кварк — антикварк рождалась бы за счет электромагнитных взаимодействий¹². Такое же ограничение на массу кварка следует из-за отсутствия реакции

$$p + p \rightarrow p + p + \text{кварк} + \text{антикварк},$$

иначе сечение этой реакции было бы $\sim 10^{-33} \text{ см}^2$ ¹³, что противоречит эксперименту.

Масса кварка, меньшая $2 B\bar{e}$, противоречит также наличию у него сильных взаимодействий¹⁴.

Заметим, что введения дробных зарядов можно избежать, если предположить, что все частицы построены из 4 фундаментальных частиц, из которых 3 образуют триплет. Такого рода возможности рассматривались, например, Гелл-Манном¹⁰ и Зельдовичем¹⁵.

Резюмируя, можно сказать, что для решения вопроса о том, какая из вышеупомянутых гипотез соответствует действительности, необходимы дальнейшие эксперименты.

Примечание при корректуре. В последнее время появились данные о новых резонансах.

В работе¹⁶ в реакции $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ были обнаружены резонансы в системе $\rho^0 \pi^+ (\pi^+ \pi^- \pi^+)$ с массами $1080 \pm 80 \text{ Мэв}$ и $1320 \pm 80 \text{ Мэв}$. Изотопический спин их равен 1 или 2, относительно спина и четности известно только, что $J^P \neq 0^+$.

В системе $\eta \pi^+ \pi^- (\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^+ \pi^-)$ был найден резонанс с массой $960 \text{ Мэв} \pm 12 \text{ Мэв}$ ^{17, 18}. Возможные значения изотопического спина, спина и четности равны $I = 0, 1, J^P \neq 0^+$.

Было произведено уточнение квантовых чисел f^0 мезона резонанса в системе $\pi^+ \pi^-$ с массой 1250 Мэв . В работе¹⁹ наблюдался распад $f^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$. Из этого факта следует, что изотопический и обычный спины f^0 мезона должны быть четными, а его четность положительна. Установлено также, что изотопический спин f^0 -мезона равен 0^{19, 20, 21}.

Следует упомянуть также резонанс в системе $\eta \pi$ с массой 725 Мэв , обнаруженный в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0$$

Вероятное значение изотопспина этого резонанса равно $1/2$ ²².

В. Б. Мандельцвейг и А. М. Переломов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. E. Barnes et al., Phys. Rev. Letts **12**, 204 (1964).
 2. M. Ferro-Luzzi et al., Proceedings of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 1963, стр. 182.
 3. T. P. Waugler, W. D. Walker, A. R. Erwin, Phys. Letts **9**, 70 (1964).
 4. Yu. V. Trebukhovskiy, I. A. Erofeev, G. D. Tikhomirov, Phys. Letts **6**, 190 (1963); В. К. Григорьев, А. П. Гришин, В. В. Владимирский, К. А. Тростина, И. А. Ерофеев, Г. Д. Тихомиров, Препринт. ИТЭФ; ЖЭТФ (в печати).
 5. M. Abolins, R. L. Landier, W. A. Mehlor, X u o n g, P. M. Yager, Phys. Rev. Letts **11**, 381 (1963).
 6. F. R. Halpern, Phys. Rev. Letts **12**, 252 (1964).
 7. D. Carmony, R. L. Landier, C. Rindfleisch, N. X u o n g, P. Yager, Phys. Rev. Letts **12**, 254 (1964).
 8. R. Armenteros et al., Evidence for a ($KK^{\pm}\pi^{\mp}$) Resonance near 1410 MeV in $p + \bar{p} \rightarrow K\bar{K}3\pi$ Annihilations at Rest, Preprint CERN College de France, Paris.
 9. R. Armenteros et al., Phys. Letts. **9**, 207 (1964).
 10. M. Gell-Mann, Phys. Letts. **8**, 214 (1964).
 11. G. Zweig, CERN International Report TH/401.
 12. L. B. Leipuner et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 423 (1964).
 13. R. O. Morrison, Phys. Letts. **9**, 199 (1964).
 14. H. H. Bingham et al., Phys. Letts. **9**, 201 (1964).
 15. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **45** (1964).
 16. M. Aderholz et al., Phys. Rev. Letts. **10**, 226 (1964).
 17. J. R. Kalbfleisch, L. W. Alvarez et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 527 (1964).
 18. M. Goldberg et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 546 (1964).
 19. L. Sodickson et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 485 (1964).
 20. N. Gelfand et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 567 (1964).
 21. G. Benson et al., Phys. Rev. Letts. **12**, 600 (1964).
 22. D. H. Miller et al., Phys. Letts. **5**, 279 (1963).
-

