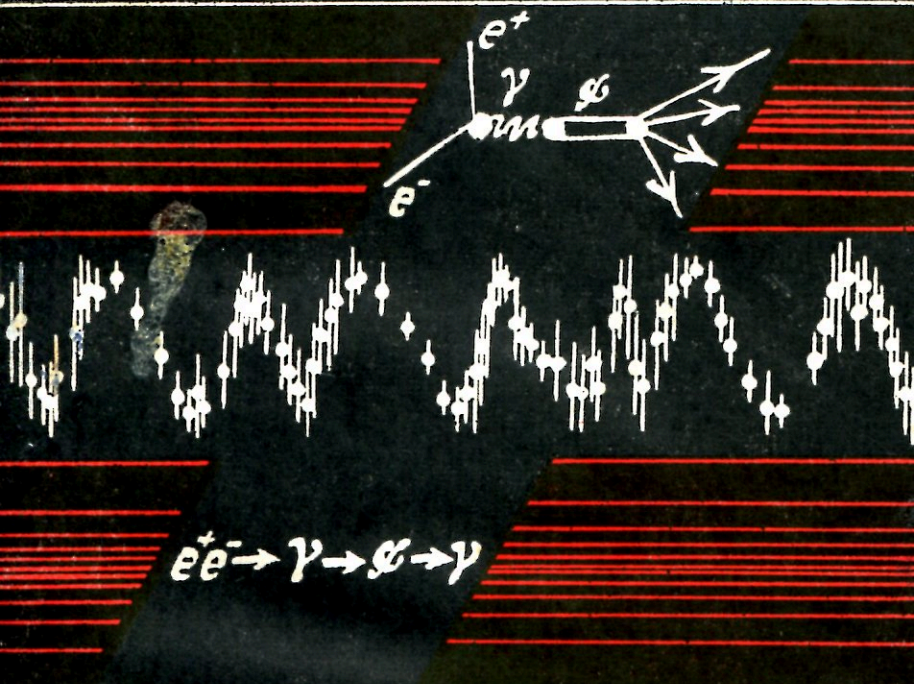


НОВОЕ
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

ЗНАНИЕ



12/1978

СЕРИЯ
ФИЗИКА

ОТКРЫТИЕ
ОЧАРОВАННОЙ
ЧАСТИЦЫ

НОВОЕ
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

Серия «Физика»
№ 12, 1978 г.
Издается ежемесячно с 1946 г.

ОТКРЫТИЕ ОЧАРОВАННОЙ ЧАСТИЦЫ

СБОРНИК СТАТЕЙ
(Перевод с английского)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»
Москва 1978

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Б. Рихтер	
ОТ Ф К ОЧАРОВАНИЮ (Эксперименты 1975— 1976 гг.)	6
С. Тинг	
ОТКРЫТИЕ J-ЧАСТИЦЫ (личные впечатления)	42

О-83 **Открытие очарованной частицы.** Сборник статей (Перевод с английского). М., «Знание», 1978.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Физика», 12. Издается ежемесячно с 1946 г.)

Сборник составлен из лекций, прочитанных американскими физиками С. Ч. Ч. Тингом и Б. Рихтером при вручении им Нобелевских премий за экспериментальное открытие так называемого чармония, или очарованной частицы, состоящей из очарованного кварка и его антикварка.

Это открытие подтвердило правильность предположения о существовании принципиально нового семейства частиц.

Брошюра рассчитана на читателей, интересующихся достижениями современной физики.

20408

22.382
530.4

© The Nobel Foundation, 1977.

© Перевод на русский язык, главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука». — «Успехи физических наук», 1978 г.

© Предисловие, издательство «Знание», 1978 г.

От ψ к очарованию¹ (Эксперименты 1975—1976 гг.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Ровно 25 месяцев назад известие об открытии J/ψ -частицы группами профессора Тинга и моей обрушилось на специалистов по физике элементарных частиц. Уже много лет в физике элементарных частиц не происходило ничего столь странного и совершенно неожиданного. Десятью днями позже в моей группе была найдена вторая частица из ψ -семейства, и возбуждение научной общестственности усилилось. Долгожданное открытие *чего-нибудь*, способного указать правильный путь к пониманию природы элементарных частиц, породило поток теоретических работ, затопивший журналы следующего года.

Эксперименты, которые я и мои коллеги выполнили за два года, прошедшие после открытия ψ , позволили, как я думаю, выбрать среди соперничающих объяснений то, которое является, по-видимому, правильным. Вот об этих экспериментах я и хочу рассказать. Быстрый прогресс обусловлен мощью техники электрон-позитронных встречных пучков, поэтому я хочу описать также саму эту технику и сказать немного о моем участии в ее развитии.

2. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Я закончил свою дипломную работу в Массачусетском технологическом институте в 1956 г. и осенью того же года начал работать в Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) Стэнфордского университета. В то время меня в основном интересовало исследование свойств квантовой электродинамики (КЭД) в области больших передач импульсов или малых расстояний. Исходный план моего эксперимента по проверке КЭД состоял в использовании 700 МэВ-ного линейного ускорителя электронов ЛФВЭ для изучения электрон-электронного рассеяния. Вскоре, однако, я начал понимать, что другой эксперимент будет проще технически, а также обеспечит более глубокую (хоть и несколько иную) проверку КЭД. В течение первого года моей работы в ЛФВЭ я выполнил этот эксперимент — исследование фоторождения электрон-позитронных пар, в котором одна из частиц испускается под большим углом. В этом

¹ Burton Richter, From the Psi to Charm — The Experiments of 1975 and 1976. Nobel Lecture. December 11, 1976, in: Les Prix Nobel en 1976, Stockholm, 1977, pp. 42—74. Перевод М. М. Савицкого.

Бэртон Рихтер работает в Стэнфордском университете, Калифорния, США.

эксперименте удалось установить справедливость КЭД вплоть до расстояний порядка 10^{-13} см.

а) **Электрон-электронные накопительные кольца Стэнфорда — Принстона.** В 1957 г. идея эксперимента по электрон-электронному рассеянию возродилась, но в существенно иной форме. Это произошло, когда О'Нил из Принстонского университета выступил с неофициальным предложением о постройке в ЛФВЭ системы колец в форме восьмерки, которые могли бы накапливать пучки электронов, разогнанных во встречных направлениях до энергий 500 МэВ. В рамках этого плана линейный ускоритель ЛФВЭ должен был служить инжектором для колец, а пучки электронов сталкивались бы в прямой секции, общей для обоих колец. Цель О'Нила состояла не только в демонстрации реальности встречных пучков, но и в осуществлении электрон-электронного рассеяния при энергиях, которые значительно расширили бы область применимости КЭД.

Ценность такого эксперимента на встречных пучках с полной энергией в системе центра масс 1000 МэВ была гораздо больше, чем в случае моей первоначальной идеи о e^-e^- -рассеянии, где для проверки КЭД была доступна лишь энергия 50 МэВ. Так что, когда О'Нил попросил меня участвовать в этой работе, я принял предложение с энтузиазмом и стал одновременно «ускорительщиком» и экспериментатором. С двумя другими участниками, Барбером и Геттельманом, мы в 1958 г. взялись за постройку первого накопительного кольца, с надеждой года через три получить первые экспериментальные результаты. На самом деле эти результаты были получены только через семь лет, так как предстояло еще многое понять в поведении пучков в накопительных кольцах; но то, что мы узнали за это долгое и часто полное разочарованиями время, открыло новую область в исследовании элементарных частиц².

б) **Момент, когда пришло понимание.** Позвольте мне здесь на минуту отвлечься, чтобы рассказать о вещах теоретического характера. В 1959 г., когда работа над созданием колец в ЛФВЭ шла своим чередом, я пы-

² Развитие основ техники встречных пучков шло в разных странах. Группы Аммана во Фраскати и Будкера в Новосибирске в те далекие дни, так же как и мы, вели нелегкую борьбу для преодоления технологических проблем и нестабильностей пучка, которым, казалось, не будет конца.

тался научиться вычислять сечения в рамках КЭД под руководством стэнфордского теоретика Бьеркена. Одна из задач, предложенных мне Бьеркеном, заключалась в вычислении сечения рождения пары точечных частиц с нулевым спином (бозонов) в электрон-позитронной аннигиляции. Я проделал эти вычисления, но меня смущал тот факт, что, насколько было известно, никаких точечных бозонов не существовало. Единственными бозонами с нулевым спином, о которых я знал, были π -мезоны, но сильные взаимодействия, в которых участвуют эти частицы, придавали им конечные размеры. Я понял, что для учета этих конечных размеров в сечение должна войти структурная функция частицы. Структурная функция пиона могла бы быть измерена в эксперименте по рождению пионных пар в e^+e^- -аннигиляции. Более того, структура любой сильнодействующей частицы (адрона) могла бы быть определена при измерении сечения ее рождения в e^+e^- -аннигиляции. Нет сомнений, что многие понимали это и раньше, но решение пришло ко мне как озарение и твердо направило по пути, приведшему, наконец, в этот зал.

в) Электрон-позитронная аннигиляция. О связи между e^+e^- -аннигиляцией и адронами стоит сказать здесь подробнее, так как она будет занимать центральное место в экспериментальных результатах, о которых я расскажу позже. Рождение новых частиц в электрон-позитронных столкновениях — процесс очень простой, и я его всегда представлял себе в виде следующей наивной картинки. Сам процесс аннигиляции может произойти только при столкновении частицы и античастицы. Он идет в две стадии: 1) Частица и античастица сливаются, и все свойства, позволяющие их различить, исчезают. На краткий миг порождается крошечный фэйрбол с колоссальной плотностью энергии и точно определенными квантовыми числами: $J^{PC} = 1^{--}$, все остальные квантовые числа, складываясь, взаимно уничтожаются. 2) Затем энергия, заключенная внутри фэйрбола, вновь материализуется в любую комбинацию рожденных частиц, удовлетворяющую следующим условиям: а) полная масса рожденных частиц не превышает энергии фэйрбола; б) квантовые числа всей системы частиц совпадают с квантовыми числами фэйрбола. Ограничения на отдельные частицы, составляющие конечное состояние, отсутствуют, касаясь только всей системы как целого.

Образование фэйрбола, т. е. виртуального фотона в промежуточном состоянии e^+e^- -аннигиляции, описывается КЭД — теорией, предсказания которой до сих пор подтверждались всеми экспериментальными проверками. Так как мы тем самым понимаем этап 1 (рождение фэйрбола), мы, в сущности, используем известное явление e^+e^- -аннигиляции для исследования неизвестных адронов, порожденных на этапе 2 процесса. Наше незнание, таким образом, сводится к структуре адронов в конечном состоянии и к взаимодействиям в конечном состоянии между частицами, рожденными поблизости друг от друга. И хоть это незнание и велико, оно гораздо меньше, чем в случае любого другого процесса рождения частиц. Квантовые числа конечного состояния при e^+e^- -аннигиляции достаточно просты, чтобы надеяться вычислить их в наших теоретических моделях. Это резко противоречит, например, ситуации в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях, где могут участвовать много состояний с разными угловыми моментами, каждое из которых должно быть вычислено.

г) **Электрон-позитронные накопительные кольца СПИР.** В 1961 г., пока работа над e^+e^- -кольцами в ЛФВЭ шла своим чередом, я начал вместе с Ритсом из Стэнфорда работать над предварительным проектом e^+e^- -накопительных колец большего размера. В 1963 г. я перешел из ЛФВЭ в Стэнфордский центр линейного ускорителя (СЛАК) и организовал небольшую группу для завершения проектирования e^+e^- -колец. В проекте была выбрана энергия 3 ГэВ для каждого пучка. Составление предварительного предложения по этой машине было завершено в 1964 г., а в 1965 г. полное официальное предложение было представлено на рассмотрение Комиссии по атомной энергии США.

Затем следовал примерно пятилетний период до начала финансирования предложенного проекта. За это время другие группы убедились в том, что техника встречных e^+e^- -пучков обладает большими возможностями, и началась разработка нескольких других подобных проектов. Мы ревниво следили за этой деятельностью, трудились над улучшением нашего собственного проекта и старались воспринять все хорошие идеи, возникающие у других. Наконец, в 1970 г. началось финансирование сокращенного варианта нашего проекта

под названием СПИР (SPEAR — Стэнфордские электрон-позитронные аннигиляционные кольца (по англ.)), мы набросились на работу и сумели осуществить постройку в рекордное время — всего за 21 месяц от начала работ до первых событий в сталкивающихся пучках.

Накопительные кольца СПИР занимают часть большой экспериментальной площадки в конце трехкилометрового линейного ускорителя СЛАКа. Схема машины приведена на рис. 1. Позитроны, а затем электроны впрыскиваются короткими импульсами (каждый через свое плечо магнитного инжекционного канала в форме буквы Y) в кольцо СПИРа. Накопленные пучки, по существу, состоят из одного короткого сгустка частиц каждого сорта, и эти сгустки сталкиваются только в центральных точках двух прямолинейных областей взаимодействия, находящихся на противоположных участках машины. С помощью специальных фокусирующих магнитов поперечное сечение пучков в этих двух точках взаимодействия делается малым. На заполнение кольца электронами и позитронами требуется обычно время порядка 15—30 минут, в то время как периоды получения данных между двумя последовательными заполнениями длятся около двух часов. Чтобы время жизни пучков было таким большим, необходимо поддерживать в вакуумной камере давление около $5 \cdot 10^{-9}$ тор. Энергию в системе центра масс (СЦМ) e^+e^- -системы можно менять от 2,6 до 8 ГэВ. Мощность радиочастотных генераторов, необходимая для компенсации потерь на синхротронное излучение, доходит до 300 кВт при работе с максимальной энергией. Объем, где происходят e^+e^- -столкновения, мал и хорошо определен: ($\sigma_x \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z = 0,1 \cdot 0,01 \cdot 5 \text{ см}^3$), что представляет большие удобства для детектирования.

д) **Магнитный детектор «Марк-1».** Пока СПИР еще находился в стадии проектирования, мы думали также над тем, как будет выглядеть экспериментальная установка для получения на нем физических результатов. В предложении 1965 г. мы описали два различных типа детекторов: первый — немагнитный детектор, способный измерять только множественности и угловые распределения частиц и довольно грубо их идентифицировать; второй — магнитный детектор, который мог бы добавить к этим возможностям еще и точное измерение им-

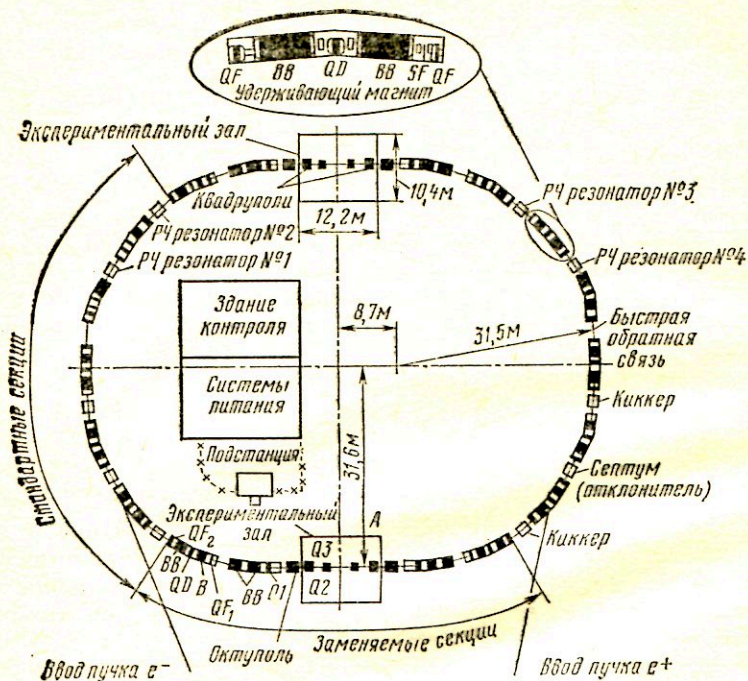


Рис. 1. Схема накопительных колец СПИР

пульсов. Когда в 1969 г. первые результаты с накопительных колец АДОНЕ во Фраскати (Италия) показали, что адроны рождались более интенсивно, чем ожидалось, я решил, что будет очень важно узнать о конечных состояниях больше, чем это можно сделать с помощью немагнитного детектора.

Столкнувшись, таким образом, с задачей, заключавшей постройку не только самого СПИРа, но и еще большого и сложного магнитного детектора, я начал осознавать тот факт, что моя группа в СЛАКе «откусила кусок», который она не в состоянии как следует «прожевать», и начал поиски возможных сотрудников. Вскоре к нам присоединились группы Перла из СЛАКа и Чиновского, Гольдгабера и Триллинга из Лаборатории им. Лоуренса в Беркли (ЛБЛ) Калифорнийского университета. Добавочная рабочая сила включала физиков, студентов-дипломников, инженеров, программистов и техников. Моя группа отвечала за постройку

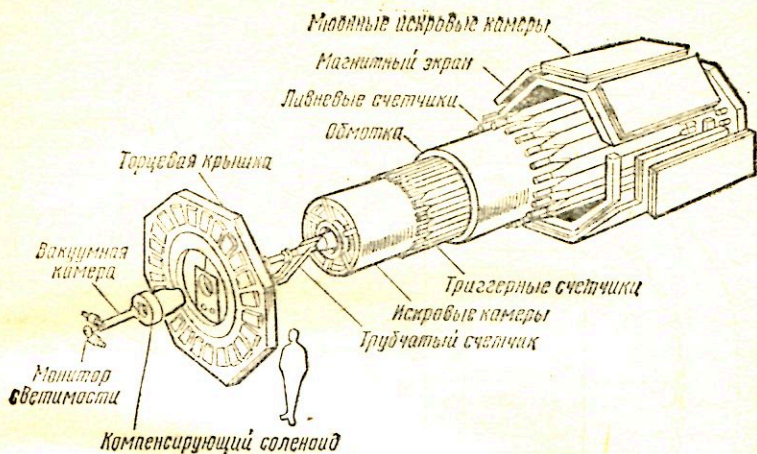


Рис. 2. Вид магнитного детектора «Марк-1»

СПИРа и за внутренний слой магнитного детектора, а наши сотрудники создавали основную часть устройства идентификации частиц и делали большую часть работы программистов, необходимой для нахождения треков и реконструкции событий.

Эти совместные усилия привели к созданию магнитного детектора «Марк-1», схематически показанного на рис. 2. Магнит детектора «Марк-1» создает соленоидальное поле, соосное с пучками, с напряженностью около 4 кГс во всем объеме поля, равном примерно 20 м³. Частицы, удаляющиеся в радиальном направлении от точки взаимодействия пучков, проходят последовательно через следующие элементы: вакуумную камеру пучка; триггерный счетчик; 16 концентрических цилиндров, состоящих из магнитоострикционных проводочных искровых камер, которые дают информацию о треке, необходимую для измерения импульса; 48 цилиндрически расположенных сцинтилляторов, работающих одновременно как триггер и как время-пролетные счетчики; алюминиевую магнитную обмотку толщиной в одну радиационную длину; 24 цилиндрически расположенных свинцовых сцинтилляционных счетчика полного поглощения для идентификации электронов; 20-см железные плиты магнитного экрана и, наконец, дополнительный набор плоских искровых камер для отделения мюонов от адронов.

Магнитный детектор «Марк-I» был готов к работе в феврале 1973 г. Осенью 1977 г. он будет заменен на СПИРе устройством «Марк-II», которое в целом ему аналогично, но содержит несколько важных усовершенствований. Однако работа самого «Марк-I» отмечена большим количеством ярких физических результатов.

3. ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед тем как начать рассказ о пути, ведущем от ψ -частицы к очарованию, я хотел бы коротко описать ситуацию, которая сложилась непосредственно перед открытием новых частиц. Основная Международная конференция по физике высоких энергий 1974 г. состоялась в Лондоне, в июле. Я сделал доклад на Лондонской конференции, в котором попытался подвести итог всему, что было известно к тому времени о рождении адронов в e^+e^- -аннигиляции. Эта информация (см. рис. 3) потребует некоторых объяснений.

а) **Отношение сечений рождения адронов и мюонных пар.** Измерения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны можно непосредственно представить в виде графика, на котором отложено сечение рождения адронов для различных СЦМ-энергий в системе e^+e^- . По причинам, которые я объясню позже, стало общепринятым заменять на таких графиках сечение рождения адронов следующим отношением:

$$R = \frac{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}{\text{сечение процесса } e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \quad (1)$$

Именно это отношение и приведено для различных энергий в СЦМ на рис. 3. Исторически первые измерения величины R были сделаны на кольцах АДОНЕ во Фраскати; они занимают низкоэнергетическую часть графика и дают для R интервал $<1 - \text{около } 6$. За ними последовали два важных измерения R , сделанных на накопительных кольцах, созданных путем перестройки Кембриджского электронного ускорителя (КЭУ) в Гарварде; измерения на КЭУ дали значения R около 5 при $E_{\text{СЦМ}}$, равной 4 ГэВ и $R=6$ при 5 ГэВ. Первые экспериментальные результаты опыта СЛАК—ЛБЛ на СПИРе заполнили промежутки между данными АДОНЕ и КЭУ согласованным образом, т. е. похоже, что данные СПИРа гладко вписались как в высоко-

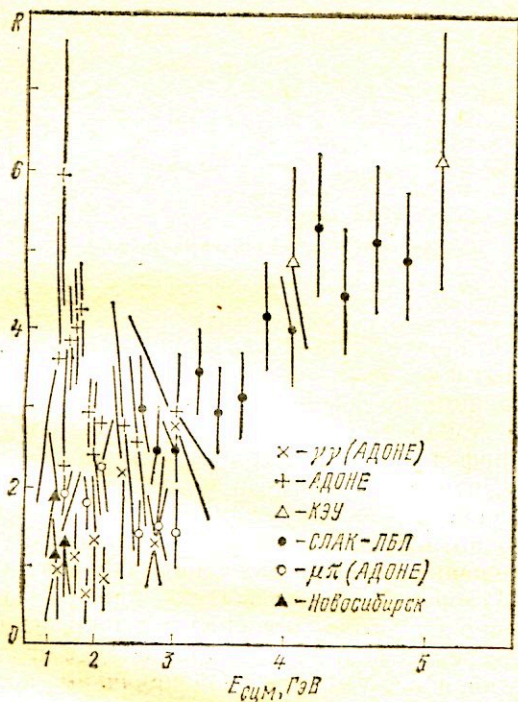


Рис. 3. Отношение R по состоянию на июль 1974 г.

так и в низкоэнергетические данные АДОНЕ и КЗУ. Если исключить экспериментальные точки при самых низких энергиях, то общая картина, как видно из рис. 3, состоит в том, что R , по-видимому, плавно растет от, возможно, 2 до 6 при увеличении E_{cm} от 2 до 5 ГэВ.

б) Теоретические предсказания. На той же Лондонской конференции 1974 г. Эллис (ЦЕРН) подвел итог нашим знаниям о процессе $e^+e^- \rightarrow$ адроны с точки зрения теории. И в этом случае было гораздо удобнее выражать предсказания многих различных теорий не непосредственно в терминах сечения рождения адронов, а через отношение адроны/мюонные пары R . Наиболее широко признанная в то время теория адронов предсказывала, что $R=2$, но теорий было много. Позвольте мне это продемонстрировать, воспроизведя табл. I, включенную Эллисом в его лондонский доклад, содержащий сводку предсказываемых значений R .

Как видно из таблицы, эти предсказания простирались от 0,36 до ∞ и давали множество разных значений в этом интервале.

Я привел эту таблицу, чтобы показать, что положение

Таблица I

Значения R из доклада Эллиса
на Лондонской конференции 1974 г.

R	Модель
0,36	Кварки, связанные по Бете—Солпитуру
$\frac{2}{3}$	Кварки Гелл-Манна—Цвейга
0,69	Обобщенная векторная доминантность
1	Составные кварки
$\frac{10}{9}$	Кварки Гелл-Манна—Цвейга и очарование
2	Цветные кварки
2,5—3	Обобщенная векторная доминантность
2—5	То же
$3 \frac{1}{3}$	Цветные очарованные кварки
4	Кварки Хаан—Намбу
$5,7 \pm 0,9$	Шпуровая аномалия и ρ -доминантность
$5,8 \begin{matrix} +3,2 \\ -3,5 \end{matrix}$	Шпуровая аномалия и ϵ -доминантность
6	Кварки Хана—Намбу и очарование
6,69—7,77	Нарушенная масштабная инвариантность
8	Кварки Тати
8 ± 2	Шпуровая аномалия и ϵ -доминантность
9	Гравитационное обрезание, универсальность
9	Нарушенная масштабная инвариантность
16	$SU_{12} \times SU_{12}$
$35 \frac{1}{3}$	$SU_{15} \times SU_{15}$
	} Калибровочные теории
500	Кварки с большими z
70 383	Швингеровские кварки
∞	Бесконечное число партонов

ние дел летом 1974 г. было крайне запутанным. Причина этого лежала в скудности e^+e^- -данных и в том, что ни в одной области физики частиц не появлялось указаний на правильное направление поиска. Разгадка была прямо «за ближайшим углом», но сам этот «угол» оказался поворотом совершенно неожиданным.

4. Ψ -ЧАСТИЦЫ

а) Ширины ψ -резонансов. На рис. 4 показано сечение рождения адронов в СПИРе в таком масштабе, в котором все данные можно нанести на один график. На рисунке явным образом доминируют гигантские резонансные пики ψ и ψ' . Из исключительной узости пиков следует, что эти два состояния очень долгоживущие, что является основным соображением, исключающим их описание любой из ранее успешных моделей адронной структуры. На рис. 5 показаны ψ - и ψ' -пики в очень сильно растянутом масштабе энергий, а также их форма, измеренная для трех различных мод распада:

$$\psi, \psi' \rightarrow \text{адроны}, \quad \psi, \psi' \rightarrow \mu^+\mu^- \text{ и } \psi, \psi' \rightarrow e^+e^-.$$

Из рисунка видно, что экспериментальные ширины ψ - и ψ' -пигов составляют около 2 и 3 МэВ соответственно. Эти наблюдаемые ширины имеют как раз ту величину, которую можно ожидать от неизбежного разброса энергий, существующего в самих электронном и позитронном пучках, откуда следует, что истинные ширины обоих состояний должны быть много меньше. Истинные ширины могут быть точно определены из площадей, заключенных под пиками на рис. 5, и даются следующим выражением:

$$\int \sigma_i dE = \frac{6\pi^2}{M^2} B_e B_i \Gamma, \quad (2)$$

где σ_i — сечение рождения конечного состояния i ; B_i — относительная вероятность перехода в это состояние; B_e — относительная вероятность перехода в e^+e^- ; M — масса состояния и Γ — его полная ширина. Анализ несколько усложняется радиационными поправками, но может быть проведен и дает

$$\Gamma_\psi = 69 \pm 13 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{\psi'} = 225 \pm 56 \text{ кэВ}. \quad (3)$$

Ширины, которые ожидалось бы, будь ψ -частицы обычными адронами, составляют около 20% их массы. Таким образом, новые состояния в несколько тысяч раз

Рис. 4. Полное сечение рождения адронов в зависимости от энергии в системе центра масс

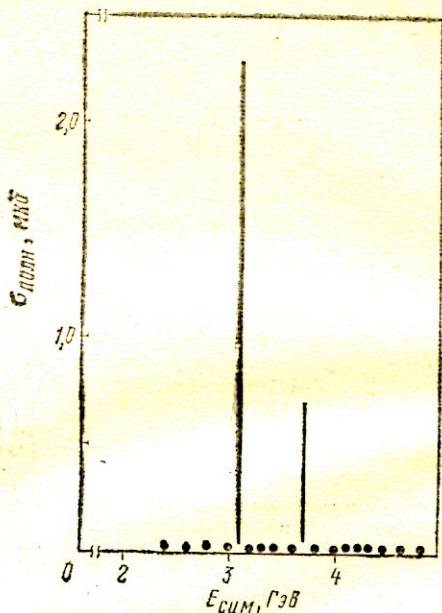
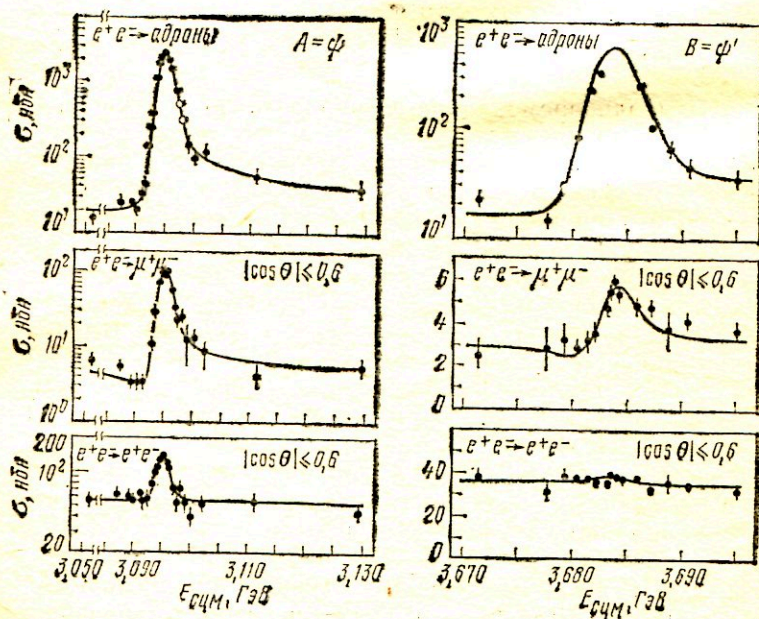


Рис. 5. Сечение рождения адронов, $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- -пар в областях ψ и ψ' . Кривые — подгонка к данным, причем для определения ширины использовался разброс сталкивающихся пучков по энергии



уже тех, которых можно было бы ожидать на основе общепринятой модели.

б) **Квантовые числа ψ -частиц.** Предполагалось, что квантовые числа новых ψ -состояний равны $J^{PC} = 1^{--}$, так как они непосредственно рождались в e^+e^- -аннигиляции и также в силу равенства относительных вероятностей их распада на μ^+ и μ^- . Однако в столь новом явлении можно ожидать чего угодно, так что это предположение нуждалось в подтверждении. В частности, одна из попыток интерпретации ψ -частиц заключалась в предположении об их связи с гипотетическим промежуточным векторным бозоном, частицей, которой с давних пор приписывалась роль переносчика слабых сил. Такое отождествление позволило бы ψ -частицам быть смесью состояний с $J^{PC} = 1^{--}$ и 1^{-+} . Эти квантовые числа можно обнаружить по интерференционному эффекту между рождением мюонных пар в пределах пика и вне его, так как о состоянии во втором случае известно, что оно является чистым состоянием 1^{--} . Если новые частицы тоже имеют квантовые числа 1^{--} , то интерференция должна иметь место и давать два заметных эффекта: маленький провал в сечении перед пиком и ясно видимый сдвиг положения пика относительно наблюдаемого в адронных каналах. Кроме того, можно ожидать, что любая примесь 1^{-+} проявится как асимметрия вперед — назад в наблюдаемом угловом распределении. Этот анализ был проделан, как только появилось достаточное количество данных. Как видно из рис. 6, ожидаемый интерференционный эффект был действительно наблюден, в то же время никакой угловой асимметрии не было обнаружено. Таким образом, было твердо установлено, что оба ψ -состояния имеют $J^{PC} = 1^{--}$.

в) **Моды распада ψ -частиц.** Мы также изучили много мод распада ψ и ψ' . В этой работе было важно различать прямые распадные процессы и распадные процессы «второго порядка», что иллюстрируется рис. 7. На этом рисунке показаны следующие процессы:

а) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow$ адроны (прямой распад)

б) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow$ адроны } (электромагнитные)
 в) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ } распады второго } (4)
 } порядка

В процессах «б» и «в» адроны и мюонные пары рождаются виртуальными фотонами точно таким же об-

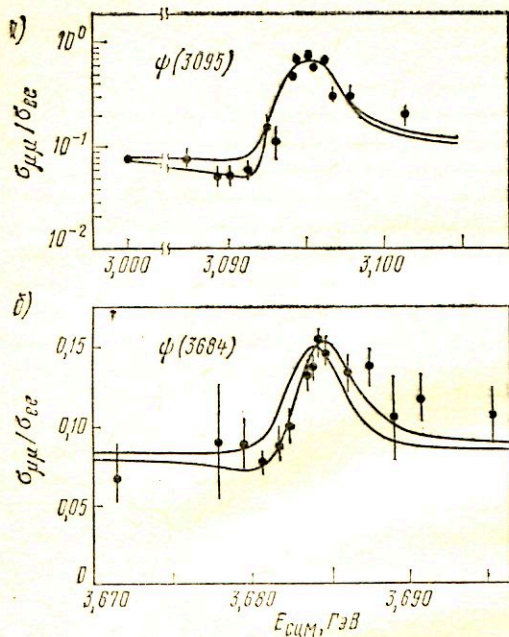


Рис. 6. Сечение рождения $\mu^+\mu^-$ в районе ψ и ψ' . Сплошные кривые показывают результат, ожидаемый в случае, когда оба состояния имеют $J^{PC} = 1--$ и, следовательно, интерферируют с нерезонансным рождением $\mu^+\mu^-$. Штриховая кривая отвечает предположению об отсутствии интерференции

разом, как это происходит и при нерезонансных энергиях. Если бы наблюдаемые адроны рождались только посредством электромагнитного распада второго порядка, отношение рождения адронов к мюонным парам R было бы одинаковым в пределах резонансной области и вне ее. В нашем случае это отнюдь не так, поскольку R много больше в резонансной области, чем вне ее, и ψ и ψ' имеют прямые адронные моды распада. Для ψ и ψ' было измерено больше относительных вероятностей распада по конкретным адронным каналам, чем для любых других частиц. Многие из них представляют интерес только для специалистов, но некоторые много рассказали нам о ψ -частицах. Так как электромагнитные распады второго порядка также усложняют эти исследования, опять надо сравнивать рождение мюонных пар и рождение конкретных адронных состояний в пределах и вне резонансной области. На рис. 8 показано такое сравнение для разных чисел пионов в конечном состоянии. Для четных чисел пионов имеется согласие с электромагнитными распадами второго порядка, а распады на нечетное число пионов рез-

ко усилены. Из данных видно, что ψ -распады подчиняются определенному правилу отбора (сохранение G -четности), которое, как известно, управляет поведением только адронов, откуда следует, что и сама ψ -частица — адрон.

Существуют определенные моды распада, которые, будучи обнаружены, дают четкую информацию об изо спине ψ -частиц. Такими модами являются

ψ или $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\Lambda\bar{\Lambda}$, $p\bar{p}$. (5)

Каждая из этих мод была в действительности обнаружена, что позволило установить квантовые числа $J^G J^{CP} = 0^{-1}--$ для обеих частиц.

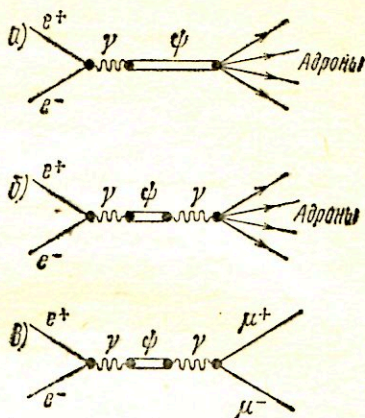


Рис. 7. Фейнмановские диаграммы для рождения ψ и прямого распада в адроны (а), электромагнитного распада второго порядка в адроны (б), электромагнитного распада второго порядка на $\mu^+\mu^-$ (в)

г) Поиск других узких резонансов. Заставляя накопительные кольца СПИР

работать в «сканирующем» режиме, мы смогли провести систематический поиск других очень узких ψ -подобных резонансов, которые могли бы существовать. В этом сканирующем режиме кольцо после заполнения настраивается на начальную энергию сканируемой области. Минуту-две идет получение данных; затем энергия в кольце увеличивается примерно на 1 МэВ; вновь идет получение данных и т. д. На рис. 9 показан результат такого сканирования от энергий около 3,2 до 8 ГэВ в системе центра масс,

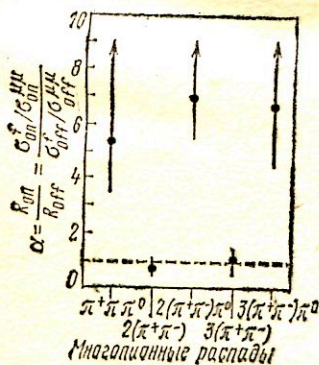


Рис. 8. Отношение сечений рождения адронов и $\mu^+\mu^-$ в пределах и вне ψ -резонанса в зависимости от числа π -мезонов в конечном состоянии

Никаких статистически значимых пиков (кроме ψ'), найденного при первом сканировании) в этом поиске обнаружено не было, но сказанное нуждается в двух замечаниях. Первое состоит в том, что пределу чувствительности такого поиска отвечают резонансы, у которых произведение сечения на ширину составляет от 5 до 10% такого произведения для ψ . Во-вторых, этот конкретный метод поиска чувствителен только к исключительно узким резонансам типа ψ и ψ' . Другие, гораздо более широкие резонансы были найдены на СПИРе, и мы скоро увидим, как эти на первый взгляд совсем иные состояния вписались в общую картину.

5. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ

а) Радиационные переходы. Существуют и другие новые состояния, которые связаны с ψ и ψ' , но не рождаются непосредственно в e^+e^- -аннигиляции, а наблюдаются среди продуктов распада обеих ψ -частиц. Точнее говоря, эти новые состояния рождаются, когда ψ или ψ' распадается, испуская γ -квант:

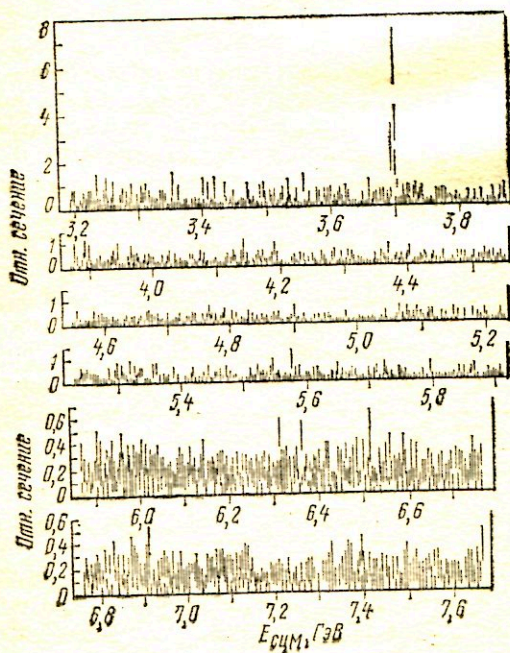


Рис. 9. Данные детального сканирования, полученные нами при поиске других ψ -подобных состояний

ψ или $\psi' \rightarrow \gamma +$ промежуточное состояние. (6)

В эксперименте отчетливо наблюдалось по меньшей мере четыре (возможно, пять) промежуточных состояния, возникающих подобным образом.

Первое такое наблюдение было сделано в совместном международном эксперименте на электрон-позитронных накопительных кольцах ДОРИС лаборатории ДЭЗИ в Гамбурге. Это состояние было названо P_c , а его масса оказалась равной примерно 3500 МэВ. Эта же группа в сотрудничестве с другой группой, работающей в ДЭЗИ, позже обнаружила свидетельство возможного существования другого состояния, которое они назвали X , с массой около 1800 МэВ. Группа СЛАК—ЛБЛ на СПИРе установила наличие состояний с массами примерно 3415, 3450 и 3550 МэВ, а также подтвердила наличие состояния 3500 МэВ, найденного в ДЭЗИ. Мы использовали букву χ для обозначения состояния с массой, лежащей между ψ (3095) и ψ' (3684).

Вот краткая сводка этих новых состояний:

ψ' (3684) $\rightarrow \gamma + \chi$ (3550),

ψ' (3684) $\rightarrow \gamma + \chi$ (3500) или P_c

ψ' (3684) $\rightarrow \gamma + \chi$ (3455),

ψ' (3684) $\rightarrow \gamma + \chi$ (3415),

ψ (3095) $\rightarrow \gamma + \chi$ (2800) (пока надежно не установлено).

б) Три метода поиска. Три метода, которые мы использовали на СПИРе для поиска этих промежуточных состояний, схематически изображены на рис. 10. Во всех случаях накопительные кольца настроены на энергию в СЦМ 3684 МэВ, необходимо для резонансного рождения ψ' . В первом методе (рис. 10, а) ψ' переходит в промежуточное состояние, а затем в ψ , испуская γ -квант, и, наконец, ψ распадается, скажем, на $\mu^+\mu^-$. Мюонная пара, а также один или оба фотона регистрируются. Этот метод использовался в ДЭЗИ при поиске состояния 3500 МэВ и нашей группой в СЛАКе при подтверждении этого состояния. В нашей установке на СПИРе иногда случается так, что один из γ -квантов конвертируют в e^+e^- до попадания в трековочувствительную область детектора. Это позволяет очень точно измерить энергию конвертировавшего γ -кванта, и, объединив эту информацию с измеренными импульсами конечных $\mu^+\mu^-$, можно неоднозначно (в смысле двух альтернатив) определить массу промежуточного состояния. Неоднозначность возникает из того, что мы не зна-

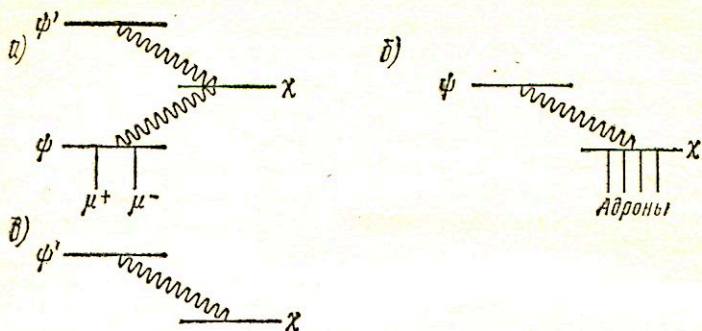


Рис. 10. Схемы трех методов поиска узких промежуточных состояний

ем точно, первый или второй γ -квант распадного каскада был зарегистрирован. Ее можно разрешить, набрав число событий, достаточное, чтобы определить, какое предположение приводит к более узкому пику в массовом распределении. (Пик, связанный со вторыми γ -квантами, будет расширен из-за доплер-эффекта, так как эти γ -кванты испускаются движущимся источником.) На рис. 11 показаны альтернативные решения с малой и большой массой для нашей статистики. Рисунок ясно свидетельствует о существовании состояний с массами около 3,45, 3,5 и 3,65 ГэВ.

Второй из использованных нами методов поиска (см. рис. 10, б) заключается в измерении импульсов адронов в конечном состоянии и восстановлении массы промежуточного состояния. На рис. 12 показаны два случая, в которых эффективная масса адронов в конечном состоянии уравновешена нулевой исчезающей массой (т. е. γ -квантом). В случае, когда детектируются четыре π -мезона, пики наблюдаются при 3,4, 3,5 и 3,55 ГэВ. Наоборот, двухпионный или двухкаонный случай показывает только один отчетливый пик при 3,4 ГэВ, может быть, с намеком на что-то при 3,55 ГэВ. Наличие двухпионных или двухкаонных мод распада говорит о том, что квантовые числа рассматриваемых состояний должны быть или 0^{++} , или 2^{++} .

В третьем методе поиска (см. рис. 10, в) детектируется только один γ -квант. Наличие моноэнергетической линии в спектре γ -квантов сигнализировало бы о радиа-

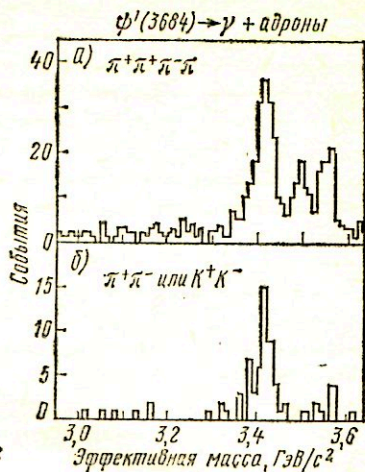
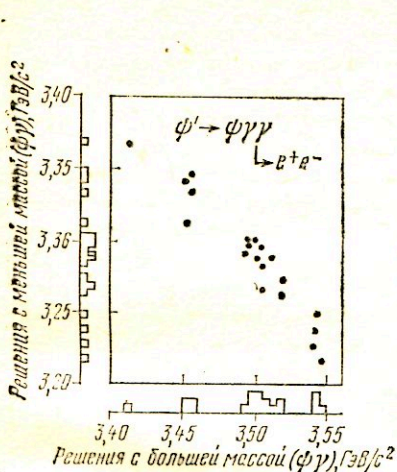


Рис. 11. ψ - γ -данные с высоким разрешением. Сгущения указывают по крайней мере на три промежуточных состояния
 Рис. 12. Инвариантная масса указанных адронных конечных состояния, одно из которых не видно на предыдущем рисунке

ционном переходе непосредственно в некоторое промежуточное состояние. В нашем детекторе этот метод трудно применить из-за сложных фоновых условий, но мы сумели обнаружить прямой радиационный переход в состоянии 3,4 ГэВ. Другая экспериментальная группа, работающая на СПИРе (сотрудничество университетов Мэриленда, Принстона, Павии, Стэнфорда и Сан-Диего), сумела, используя более тонкую систему детектирования, обнаружить несколько таких радиационных переходов и измерить их относительные вероятности.

Подводя итог, можно сказать, что эти исследования привели к обнаружению еще четырех (состояние 2800 МэВ пока под сомнением) новых промежуточных состояний, каждое из которых связано с исходными ψ и ψ' операцией зарядового сопряжения с $C = +1$.

6. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И БОЛЕЕ ШИРОКИЕ СОСТОЯНИЯ

а) Полные сечения. До сих пор наше обсуждение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны касалось в основном двух ψ -частиц, которые рождаются непосредственно в e^+e^- -аннигиляции, и промежуточных состояний, которые не рождаются непосредственно, а появляются толь-

ко среди продуктов распада ψ и ψ' . Теперь пора обратиться к более общей картине рождения адронов и посмотреть, что еще можно из нее узнать.

На рис. 4 было приведено полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны во всем диапазоне энергий в СЦМ, доступных на СПИРе. На рисунке доминировали резонансные пики ψ и ψ' , а о поведении сечения вне этих пиков практически ничего нельзя было сказать. Теперь мы исправим это положение на рис. 13, на котором показано отношение сечений рождения адронов и мюонных пар R , причем вклад доминирующих резонансных пиков ψ и ψ' и их хвостов от радиационных распадов вычтен. Мы можем сказать об этих данных следующее. Примерно до 3,8 ГэВ имеется более или менее ровное плато со значением $R \approx 2,5$; от 3,8 ГэВ до, возможно, 5 ГэВ расположена сложная переходная область с явно выраженной структурой, и после примерно 5,5 ГэВ вновь можно грубо считать постоянным со значением 5,2 ГэВ.

б) Более широкие (ψ ?) состояния. Переходная область в сильно растянутом масштабе энергий показана на рис. 14. На нем видно, что имеется, по-видимому, несколько отдельных резонансных состояний, наложенных на растущую кривую фона, которая связывает области нижнего и верхнего плато. Хорошо заметно состояние с массой 3,95 ГэВ и другое — с массой 4,4 ГэВ. Область в районе 4,1 ГэВ исключительно сложна и, возможно, состоит из двух или более накладывающихся состояний. Чтобы разобраться с этим, необходимы, конечно, новые экспериментальные данные.

Свойства состояний, лежащих в переходной области, очень трудно установить с какой-либо разумной точностью. Одна очевидная проблема состоит в том, что эти резонансы сидят на быстро растущем континууме, форма которого сейчас не ясна из эксперимента и не поддается теоретическому расчету. Поскольку эти новые состояния, так же как и ψ -частицы, непосредственно рождаются в e^+e^- -аннигиляции, они все имеют $J^{PC} = 1^{--}$ и могут поэтому интерферировать друг с другом, искажая, таким образом, классическую резонансную форму, ожидаемую для новых частиц в обычном случае.

Можно ожидать дополнительного искажения формы, поскольку в переходной области между двумя плато почти наверняка имеются пороги рождения новых

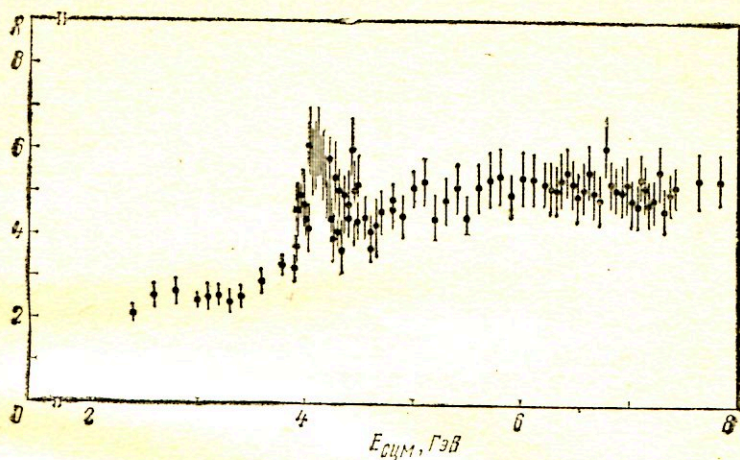


Рис. 13. Отношение R с исключенными ψ и ψ' (и их радиационными хвостами)

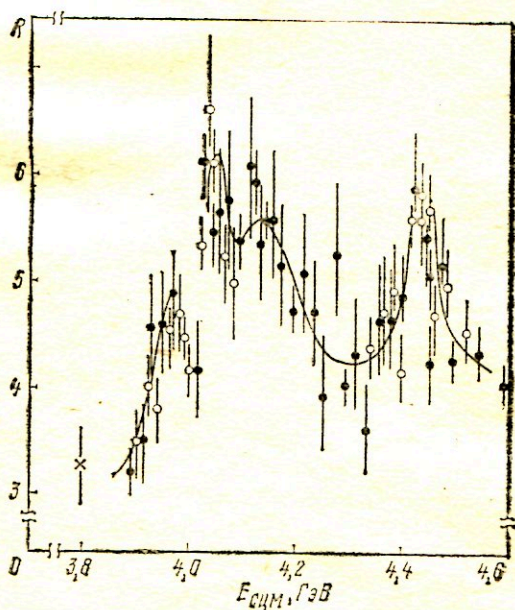


Рис. 14. Более детальный график для R в переходной области около 4 ГэВ

частиц. Но если точно свойства не поддаются определению, то некоторые приблизительные числа из экспериментальных данных извлечь можно. Состояние с мас-

сой 3,95 ГэВ (ψ'') имеет ширину около 40—50 МэВ. Ширина состояния с массой 4,4 ГэВ (ψ''') где-то около 30 МэВ. Область около 4,1 ГэВ (временно названная ψ'''), по-видимому, состоит из по крайней мере двух пиков: одного при 4,03 ГэВ шириной 10—20 МэВ и широкого максимума при 4,1 ГэВ с шириной около 100 МэВ.

Ширины всех этих состояний гораздо больше, чем неизбежный разброс в энергиях пучков e^+e^- , и несравненно больше ширин ψ и ψ' . Остается, впрочем, подозрение, что все-таки будет правильным считать эти состояния членами ψ -семейства и что большое отличие их ширин от ψ и ψ' объясняется просто тем фактом, что состояния с большей массой могут претерпевать быстрые адронные распады по каналам, которые открываются после 3684 МэВ — массы ψ' . Как и большинство вопросов, связанных с переходной областью, эта проблема потребует еще очень много экспериментальных исследований для своего решения. Пока, однако, мы будем считать, что три или четыре упомянутых выше ψ -подобных состояния можно причислить к растущему списку семейства «псионов».

7. ЭКСКУРС В ТЕОРИЮ

До сих пор мы занимались систематизированием новых частиц, не особенно заботясь о том, что все это означает. Принимая на веру некоторые сомнительные состояния, мы имеем набор из 11 новых частиц. Они сгруппированы на рис. 15 в диаграмму, содержащую энергетические уровни и основные моды распада.

Система, изображенная на рис. 15, своими энергетическими уровнями замечательным образом напоминает схему энергетических уровней обычного атома, в сущности, даже простейшего из «атомов» — позитрония, связанного состояния электрона и позитрона. Хотя масштаб масс для этого нового «позитрония» гораздо больше, чем для старого, наблюдаемые состояния новой системы могут быть поставлены во взаимно однозначное соответствие с уровнями, ожидаемыми в случае системы фермион—антифермион, такой, как e^+e^- .

В табл. II показаны предсказания этих уровней и наиболее вероятное соответствие между ними и новыми частицами. Чтобы разобраться в основах новой «позн-

Некоторые низколежащие связанные состояния системы фермион — антифермион и соответствие новых частиц состояниям с подходящими квантовыми числами

Состояние				Частица	Состояние				Частица
1^3S_1	0	1	1---	ψ	1^1S_0	0	0	0-+	χ
2^3S_1	0	1	1---	ψ'	2^1S_0	0	0	0-+	$\chi(3,45)$
3^3S_1	0	1	1---	ψ''	1^3P_0	1	1	0++	$\chi(3,4)$
1^3S_1	2	1	1---	ψ'''	1^3P_1	1	1	1++	$\chi(3,5)$
2^3S_1	2	1	1---	ψ''''	1^3P_2	1	1	2++	$\chi(3,55)$

троневой» системы, давайте обратимся к некоторым конкретным теоретическим моделям.

а) Модель трех кварков. Каких-то 25 лет назад, когда были известны только три типа адронов (протон, нейтрон и π -мезон), все считали эти частицы простыми, неделимыми, элементарными объектами. В те дни основной задачей адронной физики состояла в попытках понять сильное ядерное взаимодействие между протоном и нейтроном в терминах π -мезонного обмена. Но по мере того как семейство адронов неуклонно росло (сейчас оно насчитывает сотни частиц), становилось все труднее считать их всех элементарными объектами. В 1963 г. Гелл-Манн и Цвейг независимо предложили решение этой дилеммы — ни один из адронов не элементарен, и все они являются составными образованиями,

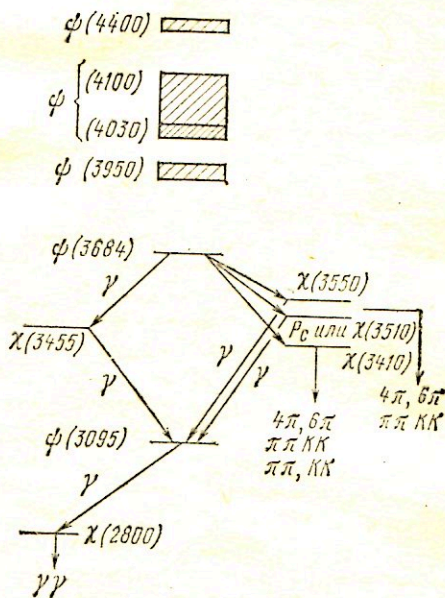


Рис. 15. Диаграмма энергетических уровней для новых частиц. Многие из наблюдаемых мод распада ψ -семейства были опущены

построенными из различных комбинаций всего лишь трех фундаментальных объектов, названных кварками. Предполагалось, что кварки имеют обычный спин фермионов $1/2$, но к тому же обладают такими необычными свойствами, как дробные электрический заряд и барионное число. Краткая сводка трех кварков, трех антикварков и их свойств дана в табл. III.

Таблица III
Свойства трех кварков и трех антикварков

Обозначение	Заряд	Барионное число	Странность	Обозначение	Заряд	Барионное число	Странность
Кварки				Антикварки			
u	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	\bar{u}	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	\bar{d}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	1	\bar{s}	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1

В этой трехкварковой модели все мезоны построены из одного кварка и одного антикварка, все барионы — из трех кварков и все антибарионы — из трех антикварков. Кварковый состав некоторых наиболее известных адронов приводится здесь для примера:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad K^+ = u\bar{s}, \quad p = uud, \quad \bar{n} = \bar{d}\bar{d}\bar{u}. \quad (8)$$

До 1974 г. все известные адроны можно было включить в эту основную схему. Три из возможных мезонных комбинаций кварк—антикварк ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$) имели бы квантовые числа фотона и, следовательно, должны были бы обильно рождаться в e^+e^- -аннигиляции. Все три предсказанных состояния были в действительности обнаружены: они оказались знакомыми векторными мезонами ρ (760), ω (780) и ϕ (1005).

б) R в кварковой модели. Для процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны кварковая модель постулировала механизм, несколько отличающийся от описанного ранее. Сравните обычный подход:

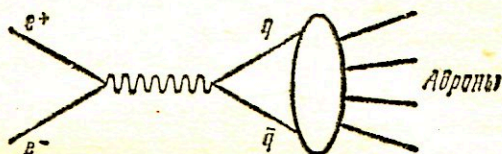
$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{адроны},$$

гипотеза кварковой модели:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{адроны}, \quad (9)$$

где $q\bar{q}$ обозначает любую кварк-антикварковую пару. Гипотеза кварковой модели схематически изображена

Рис. 16. Рождение адронов в кварковой модели



на рис. 16. На этом рисунке виртуальный фотон рождает пару $q\bar{q}$, которая, в свою очередь, «одевается» новыми $q\bar{q}$ -парами, образуя адроны, наблюдаемые в конечном состоянии.

Поскольку кварки предполагаются элементарными точечными фермионами, идентичными, таким образом, по своим электромагнитным свойствам электронам и мюонам, оказалось возможным предсказать отношение сечений рождения кварковых и мюонных пар:

$$\frac{\sigma_{q\bar{q}}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = q_i^2, \quad (10)$$

где q_i — просто электрический заряд кварка. Предполагалось, конечно, что у кварков в конечном состоянии полуцелый спин и дробный электрический заряд, в то время как все адроны имеют целый заряд и некоторые — целый спин. Было сделано отчаянно дерзкое предположение о том, что взаимодействие кварков в конечном состоянии, необходимое, чтобы избавиться от дробного спина и заряда, не повлияет на само сечение рождения адронов. В таком предположении отношение сечений рождения адронов и мюонных пар становится просто

$$R = \sum_{u,d,s} q_i^2. \quad (11)$$

Вариант кварковой модели, существовавший к 1974 г., включал уже не три кварка, а три кварковых триплета, так что в этой 3×3 -модели отношение сечений рождения адронов и μ -пар должно было быть

$$R = \left\{ 3 \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 \right] \right\} = 2. \quad (12)$$

Эта прекрасная модель исключительно проста и может очень многое объяснить, но в нее нельзя включить ча-

стицы ψ и ψ' . Так же не может она объяснить два пла-то, наблюдаемых для R . Модель допускает возбужденные состояния $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, но для них получаются ширины, составляющие обычно около 20% массы возбужденного состояния, что более чем в 1000 раз превышает наблюдаемые ширины ψ и ψ' . До того времени имелось несколько предложений по модификации или расширению основной трехкварковой схемы. Я расскажу только об одном из этих предложений, которое сейчас, по-видимому, лучше всего описывает экспериментальные данные.

в) Четвертый кварк. Первые публикации, посвященные теории, основанной на четырех, а не на трех кварках, относятся еще к 1964 г., т. е. они появились всего лишь через год или около того после первой трехкварковой схемы Гелл-Манна—Цвейга. Мотивировка в то время носила характер скорее эстетический, чем практический, и эти модели одна за другой испустили дух от недостатка экспериментальных фактов, требующих для своего объяснения более трех кварков. В 1970 г. Глэшоу, Иллиопулос и Майани вновь вдохнули жизнь в четырехкварковую модель своей красивой работой, посвященной скорее слабым, чем сильным взаимодействиям. В этой работе четвертый кварк (который Глэшоу еще раньше окрестил «очарованным» (c)) использовался для того, чтобы очень простым и непосредственным образом объяснить отсутствие определенных слабых распадов элементарных частиц. Предполагалось, что новый c -кварк имеет заряд $2/3$, как и u -кварк, и, кроме того, несет $+1$ неизвестного ранее квантового числа, названного очарованием, которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых. От c - и \bar{c} -кварков требовалось, чтобы их масса была несколько больше эффективной массы трех старых кварков, и было ясно, что они смогут объединяться со старыми кварками, создавая много новых типов «очарованных» адронов³.

г) «Чармоний». Привлекательность четырехкварковой модели резко возросла с открытием ψ -частиц. В этой модели постулируется, что ψ является $\bar{c}c$ -системой с наименьшей массой и квантовыми числами фотона. Большое время жизни ψ -частиц объясняется тем,

³ Прекрасный обзор состояния модели очарования в конце 1974 г. написан Гайар, Ли и Рознером,

что распад ψ на обычные адроны требует перехода обоих s - и \bar{s} -кварков в другие кварки и антикварки. Энергетические уровни псионов, подобные энергетическим уровням позитрония, также хорошо укладываются в рамки предположения о $c\bar{s}$ -системе. В самом деле, пять конкретных промежуточных состояний были предсказаны Appelqvistом и др. и Эйхтенем и др. еще до их открытия. Именно близкая аналогия с позитронием подсказала Appelqvistu и Политцеру название «чармоний» для новой $c\bar{s}$ -системы, и оно привилось.

Четырехкварковая модель также требует двух плато на графике для R . Над порогом рождения очарованных адронов в сделанное выше вычисление с результатом $R=2$ надо добавить заряд четвертого кварка, что даст $R=10/3$ (недостаточно, но в правильном направлении). Широкие ψ -подобные состояния при 3,95, 4,1 и 4,4 ГэВ можно объяснить, постулируя, что масса легкой очарованной частицы меньше половины массы ψ'' (3950), но больше половины массы очень узкого ψ' (3684), откуда следует, что ψ'' может сильно распадаться на пары очарованных частиц, а ψ' — не может.

Подводя краткий итог, можно сказать, что четырехкварковая модель адронов объяснила, по крайней мере качественно, всю основную экспериментальную информацию о псионах, и к началу 1976 г. очарование стало пользоваться всеобщим доверием. Чармоний ($c\bar{s}$ -система) представил непрямое, но убедительное свидетельство в пользу существования четвертого, очарованного, но еще оставался открытым один очевидный вопрос решающей важности. Частицы, образуемые $c\bar{s}$ -системой, не являются сами по себе очарованными частицами, так как в них очарование сокращается с антиочарованием. Но для теории необходимо, чтобы существовали частицы с явным очарованием ($c\bar{u}$, $c\bar{d}$ и т. п.). Все необходимое заключалось просто в прямом экспериментальном наблюдении очарованных частиц, и вопрос был: «Где они?»⁴.

8. ОТКРЫТИЕ ОЧАРОВАНИЯ

а) Что мы ищем? К началу 1976 г. о свойствах искомым очарованных частиц было известно уже очень многое. Например, было ясно, что масса легкой

⁴ О возможном случае рождения очарованного бариона сообщали Каццоли и др.

шей из этих частиц, очарованного D -мезона, должна находиться в интервале

$$1834 < m_D < 1900 \text{ МэВ}. \quad (13)$$

К нижнему пределу пришли, вновь заметив, что ψ' (3684) очень узок и не может поэтому распадаться на очарованные частицы, а верхний предел должен быть согласован с началом роста R от нижнего к верхнему плато. Поскольку существовали убедительные доводы в пользу того, что основным продуктом распада c -кварка должен быть s -кварк, то продукты распада очарованных частиц должны были содержать преимущественно странные частицы, такие, как K -мезоны. Были все основания считать, что очарованные D -мезоны, например, должны иметь следующие идентифицируемые моды распада:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+. \quad (14)$$

Еще одно соображение состояло в том, что, поскольку очарованный кварк будет распадаться только посредством слабых взаимодействий, разумно ожидать указаний на нарушение четности в распадах D -мезонов.

В нашем сотрудничестве на СПИРе велись поиски этих признаков очарования при ограниченной статистике, полученной до открытия ψ -частиц, но они оказались безуспешными. Когда после открытия ψ -частиц за 1975 г. была набрана новая статистика, стало очевидным, что попытку следует повторить, обращая особое внимание на результаты, полученные при энергиях, близких к порогу рождения очарования, где простейшие очарованные мезоны рождались бы без серьезных маскирующих эффектов от посторонних процессов. Поскольку академический 1975/76 г. я провел в ЦЕРНе, эта глава в истории очарованных частиц принадлежит моим сотрудникам.

б) Очарованный мезон. Новый поиск очарованных частиц начался в 1976 г. Он основывался на гораздо большей статистике и на улучшенном методе различения π - и K -мезонов в детекторе «Марк-1». Положительные результаты не заставили себя долго ждать. Сначала появился резонанс в массовом распределении двух-частичной системы $K^\pm \pi_\pm$ для многочастичных событий. Он показан на рис. 17. Это было первое прямое указание на то, что могло бы быть D -мезоном, так как масса

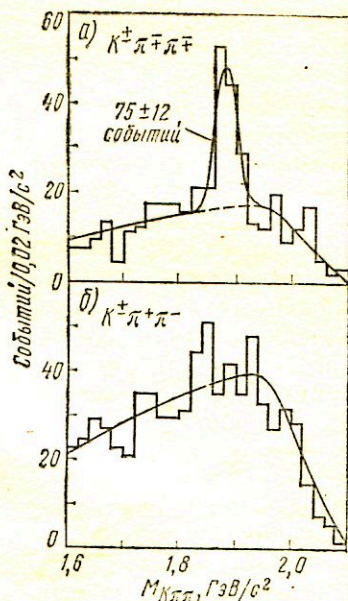
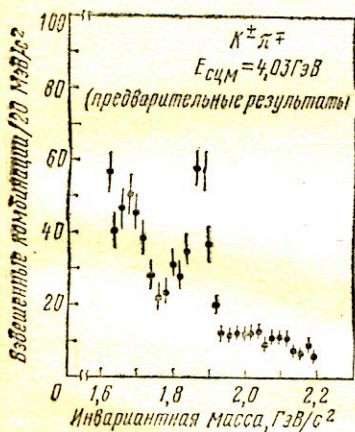


Рис. 17. Распределение по инвариантной массе для системы $K^{\pm}\pi^{\pm}$ в многочастотных конечных состояниях (пик при массе 1865 МэВ — D^0 -мезон)

Рис. 18. Распределение по инвариантной массе для системы $K\pi\pi$. D^{\pm} виден на графике а — с пионами одного знака и отсутствует на графике б — с пионами противоположного знака

1865 МэВ попадала как раз в нужный интервал. Если это был D^0 , то процесс его рождения выглядел, по-видимому, так:

$$e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0 + X, \quad (15)$$

где X обозначает все остальные частицы. D^0 или \bar{D}^0 должен затем в некоторых случаях распасться на наблюдаемые $K^+\pi^-$ или $K^-\pi^+$. Данные давали для относительной вероятности такого двухчастичного распада значение около 2%. Относительная вероятность низковата по сравнению с предсказанием модели очарования, но расхождение не является пугающим. Измеренная ширина согласуется с разрешением нашего прибора, которое в этом случае определялось импульсным разрешением детектора, а не более тонким энергетическим разрешением пучков. Измеренная верхняя граница полуширины оказалась около 40 МэВ. Истинное значение вполне

может быть много меньше, как того и требует слабый распад D -мезона.

Дальнейший анализ данных дал еще две находки, убеждавшие в правильности исходных предположений. Первая из них — резонанс в системах $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ или $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, который, видимо, отвечает другой моде распада D^0 , так как его масса тоже 1865 МэВ. Вторая — открытие заряженных компонент D^0 , которые наблюдались при немного большей массе 1875 МэВ в следующих каналах распада:

$$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+, \quad D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-. \quad (16)$$

Данные по заряженным D -состояниям показаны на рис. 18. Важно отметить, что эти состояния не наблюдаются в трехчастичном распаде, когда у пионов противоположные знаки:

$$D^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+, \quad D^- \rightarrow \pi^+\pi^-. \quad (17)$$

Это в точности соответствует требованиям модели очарованного кварка. Помимо четкого установления заряженного и нейтрального D -мезонов, было обнаружено возбужденное состояние⁵ этого мезона (D^*) и был наблюден его распад как по сильному, так и по электромагнитному каналам:

$$D^* \rightarrow D + \pi, \quad D^* \rightarrow D + \gamma. \quad (18)$$

Поскольку мы уже несколько раз упоминали о возможности гораздо больше, чем у ψ и ψ' , ширины ψ -подобных состояний с массами, превышающими массу ψ' (3684), так как они могут сильно распадаться на очарованные частицы, интересно отметить, что это рассуждение теперь подтверждено, в случае с ψ''' (4030). Теперь, в сущности, ясно, что основными модами распада этой частицы являются:

$$\begin{aligned} \psi''' (4030) &\rightarrow D^0 \bar{B}^*, \\ &\rightarrow D^* \bar{B}^0, \\ &\rightarrow D^* \bar{B}^{*-}. \end{aligned} \quad (19)$$

Последним свидетельством в пользу интерпретации данных как очарованного мезона явилось наблюдение предсказанного для D -распада нарушения четности. В распаде $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ у K и π нулевые спины и отрицательные внутренние четности. Это означает, что если у

⁵ Статьи по распадам D^* и ψ''' сейчас готовятся к печати группой СЛАК—ЛБЛ.

D^0 имеется спин, то он проявится как орбитальный момент $K\pi$ -системы и, таким образом, четность

$$P = (-1)^J, \quad (20)$$

где J — спин D^0 . Анализ данных по трехчастичным распадам $D^\pm \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ или $K^+\pi^-\pi^-$ показал, что четность не может быть такой, как указано выше, и, следовательно, в распаде D -мезона должно быть нарушение четности⁶.

Экспериментальные данные, описанные здесь, поразительным образом согласуются с предсказаниями модели четырех кварков, или очарования, и почти нет сомнений в том, что очарованные частицы действительно обнаружены. В дополнение к этим очарованным мезонам, открытым на СПИРе, из лаборатории им. Ферми недавно поступила информация о том, что группа, работающая под руководством Воннионга Ли, обнаружила первый очарованный барион, точнее, антибарион, названный $\bar{\Lambda}_c$, так как он является очарованным аналогом $\bar{\Lambda}$.

9. НАБЛЮДЕНИЕ СТРУИ

Хотя эта тема и не связана непосредственно с новыми частицами, она имеет прямое отношение к вопросу о справедливости кварковой модели. Как я уже говорил, картина e^+e^- -аннигиляции в кварковой модели говорит о том, что адроны в конечном состоянии получаются не непосредственно из виртуального фотона в промежуточном состоянии, а из пары кварк—антикварк, которая сначала создается из электромагнитного файрбола, а затем уже из нее формируются конечные адроны. Эти адроны рождаются с малыми поперечными импульсами по отношению к направлению $q\bar{q}$ и, как показано на рис. 19, если энергия достаточно велика, формируют две коллимированные струи частиц, оси которых лежат вдоль исходных направлений $q\bar{q}$.

На СПИРе мы анализировали наши данные при самых больших энергиях, определяя для каждого события направления, которые минимизируют поперечные

⁶ Строго говоря, это рассуждение безупречно. Если D^+ не принадлежит к тому же изотопическому дублету, что и D^0 , сравнение распадов D^+ и D^0 не дает ни какой информации о нарушении четности. Однако близость масс D^+ и D^0 делает их связь весьма вероятной.

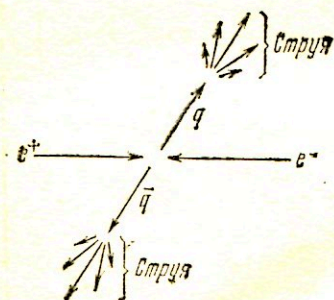
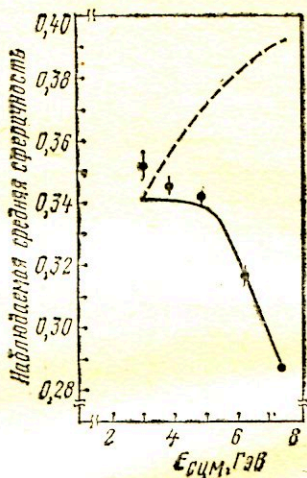


Рис. 19. Рождение струй в кварковой модели

Рис. 20. Средняя сферичность многоадронных событий в зависимости от энергии в системе центра масс. Сплошная кривая ожидается в модели струй, а штриховая кривая отвечает модели изотропного фазового пространства



импульсы всех наблюдаемых частиц. При таком методе анализа определяется величина, которую мы назвали «сферичностью», связанная с квадрупольным моментом распределения частиц в импульсном пространстве. Чем отчетливее струйная структура события, тем меньше сферичность. На рис. 20 данные сравниваются с моделью струй и с «изотропной» моделью, не имеющей образований типа струй. С ростом энергии события все больше обнаруживают струйную структуру, как и требуется. В результате получилось отличное согласие не только в общих чертах, но и в том, что угловое распределение струй согласуется с $(1 + \cos^2\theta)$ -распределением, которое ожидается, если струи порождаются частицами со спином $1/2$.

Кроме того, при определенной настройке пучки в накопительных кольцах СПИР становятся поляризованными, причем спины электронов ориентированы параллельно, а позитронов — антипараллельно удерживающему магнитному полю кольца. При такой поляризации может возникнуть азимутальная асимметрия направлений рождения частиц относительно направления пуч-

ков. Струи, измеренные в таких условиях, также продемонстрировали азимутальную асимметрию, ожидаемую для случая, когда у начальных частиц спин равен $1/2$.

Далее, отдельные адроны внутри струй тоже проявляют асимметрию. Ясно, что чем больше импульс адрона, тем точнее он следует направлению, определенному кварком. Детально изучив рождение пионов, мы смогли установить, что по мере того, как импульс пиона приближается к значению, максимально

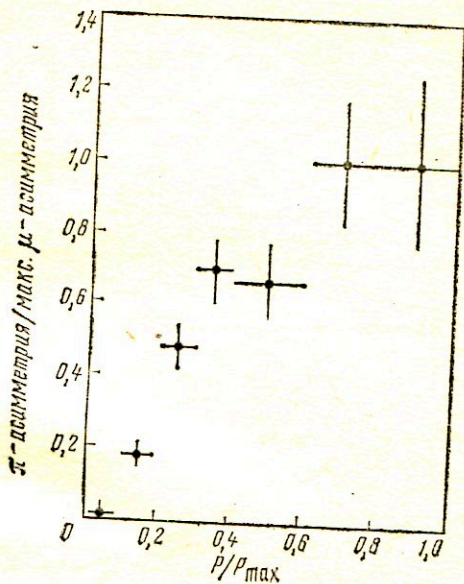


Рис. 21. Параметр азимутальной асимметрии для пионов, нормированный на асимметрию рождения μ -пар, в зависимости от доли импульса пиона

возможному при данной энергии ускорителя, азимутальная асимметрия достигает максимума, ожидаемого для частиц со спином $1/2$. Это иллюстрируется рис. 21.

Я считаю замечательным тот факт, что набор адронов, каждый из которых имеет целый спин, демонстрирует угловое распределение, ожидаемое при рождении пары частиц со спином $1/2$. Такое поведение возможно и без предположения о существовании кварков (спиральность конечного состояния в направлении частицы или струи должна равняться 1), но любое другое объяснение кажется сложным и надуманным. С моей точки зрения, наблюдение струй в e^+e^- -аннигиляции является одним из сильнейших свидетельств в пользу того, что адроны обладают внутренней структурой.

10. ВЫВОДЫ И ПРОБЛЕМЫ

Эксперименты последних двух лет на встречных электрон-позитронных пучках не оставили, как я думаю, сомнений в существовании ψ -частиц. Семейство чармония, два плато у R , ши-

рокие резонансы над порогом очарования, сами очарованные частицы, свидетельства слабого распада очарованных частиц и существование струй — все это является очень сильной поддержкой для идей кварковой модели структуры адронов и для четырехкваркового варианта этой модели. С моей точки зрения, одна из самых замечательных черт кварковой модели состоит в том, что она правильно объясняет огромную совокупность данных о сильновзаимодействующих частицах с помощью весьма незамысловатых выкладок. Спектр чармония, например, рассчитывается с помощью нерелятивистского уравнения Шрёдингера в потенциале простой формы. Два плато у R и струйная структура объясняются в предположении о возможности игнорировать взаимодействия адронов в конечном состоянии. Почему все это так просто, в то время как сами кварки, по-видимому, заперты в адронах и не наблюдаются в свободном состоянии, — один из центральных вопросов физики сильных взаимодействий.

Однако мы знаем уже сейчас, что четырехкварковая модель не может быть полным и окончательным решением. Эксперименты на встречных пучках не во всем согласуются с этой моделью. Значение высокоэнергетического плато у R около 5,1, а не $3\frac{1}{3}$, как того требует модель очарования. Поскольку к тому же $R=1/3$ достигается в теории только при очень высоких энергиях, то разница между 5,1 и $3\frac{1}{3}$ слишком велика, чтобы быть просто объясненной. В то же время в наших данных имеется класс событий (μ - e -события), которые нельзя просто объяснить, ограничиваясь четырьмя кварками и четырьмя лептонами (e - ν_e , μ - ν_μ , ν_τ), и которые могут потребовать расширения семейства лептонов и (или) кварков. Эти несоответствия немедленно приводят к вопросу о том, сколько существует кварков и лептонов.

Существуют два подхода к этому вопросу. Сторонники одного утверждают, что система кварков полна и близка к полноте и хоть, быть может, и будет обнаружено еще некоторое число кварков, но существует малое число неделимых элементов, среди которых и нынешние четыре, и все сильновзаимодействующие частицы построены из этих элементарных и неделимых объектов. Сторонники другого подхода говорят, что сами кварки, возможно, построены из чего-то еще меньшего, и что мы будем вечно двигаться по пути нахождения все меньших целостных объектов внутри уже обнаруженных.

На эти и другие вопросы, касающиеся структуры частиц, возможно, ответит новое поколение машин со встречными e^+e^- -пучками, которые сейчас строятся в ДЭЗИ и СЛАКе и которые достигнут энергий 35—40 ГэВ в СЦМ. Эксперименты на этих ускорителях начнутся через 4—5 лет, и они должны непосредственно ответить на вопросы о существовании новых плато у R , новых частиц типа чармония и новых лептонов.

Еще более фундаментальные вопросы, которые я считаю более интересными, чем вопрос о числе кварков, может быть, и не будут решены в экспериментах на строящихся сейчас ускорителях. Эти вопросы относятся к возможности создания единой картины сил природы: гравитации, слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий. Вайнберг и Салам создали первые модели единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия. Были попытки создать единую картину слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий, но более примитивные, чем модель Вайнберга—Салама, так как проблема сложнее, но все же начало было положено. Экс-

периментальная информация, которая понадобится для проверки и подтверждения этих теорий, почти наверное потребует еще больших энергий: несколько сотен гигаэлектрон-вольт в системе центра масс и опять, я думаю, для системы e^+e^- . Если какая-нибудь из этих теорий справедлива при очень высоких энергиях, то наша единственная правильная теория поля — квантовая электродинамика — должна обязательно нарушаться, и я замкну круг, вернувшись к первому эксперименту, который я хотел выполнить, начиная самостоятельные исследования.

С. ТИНГ

Открытие J -частицы¹

(личные впечатления)

1. ФОТОНЫ И ТЯЖЕЛЫЕ ФОТОНЫ

Взаимодействие света с веществом с древнейших времен было предметом внимания физиков. В качестве примера можно привести Мо Цзы (книга мастера Мо, династия Чу, Китай, IV век до н. э.). В XX веке исследование световых лучей привело к многим фундаментальным открытиям в физике. Первая Нобелевская премия по физике была вручена Рентгену в 1901 г. за открытие X-лучей.

В наши дни, начиная с работ Дирака, нами осознана возможность рождения электрон-позитронных пар энергичными квантами света. Работы Лэмба и Резерфорда явились важным шагом на пути к пониманию природы взаимодействия между фотонами и электронами. Изящная формулировка квантовой электродинамики, принадлежащая Томонаге, Швингеру и Фейнману, Дайсону, Вайскопфу и др., позволила рассчитать наблюдаемые эффекты, связанные с собственным электромагнитным полем электрона.

В последние десять лет в связи с появлением гигантских электронных ускорителей, совершенных детекторов, позволяющих отличать электроны от других частиц, и, наконец, встречных электрон-позитронных накопительных колец мы узнали много нового о природе взаимодействия высокоэнергетических квантов света с элементарными частицами. Изучение взаимодействия света со светоподобными частицами (так называемыми

¹ Samuel C. C. Ting. The Discovery of the J Particle. A Personal Recollection. Nobel Lecture, December 11, 1976, in: Les Prix Nobel en 1976, Stockholm, 1977, pp. 76—106. Перевод А. Э. Асратяна.

Сэмюел Ч. Ч. Тинг работает в Массачусетском технологическом институте, Кембридж, США, и в ЦЕРНе, Женеве, Швейцария.

векторными мезонами, или тяжелыми фотонами) в конце концов привело к открытию нового семейства элементарных частиц, первой из которых явилась J -частица.

Первые представления о световых квантах и роли, которую они играют в атомной физике, я получил из классической книги «Атомные спектры» Герцберга, с которой я впервые познакомился летом 1957 г. в Нью-Йорке, будучи студентом. Уже перед самым окончанием колледжа в подарок от отца на Рождество я получил в переводе на английский язык книгу Ахнезера и Берестецкого «Квантовая электродинамика». В мои студенческие годы в Мичигане я детально проработал эту книгу и самостоятельно вывел некоторые формулы. Позднее, работая в Колумбийском университете, я с большим интересом прочел работу Дрелла, указавшего возможности проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях в опытах на электронных ускорителях высоких энергий. Мною совместно с С. Дж. Бродским были проведены теоретические расчеты, позволяющие выделить вклад определенного класса фейнмановских диаграмм в процессе мюонного рождения трех мюонов.

Существуют два принципиально различных метода проверки теории взаимодействия между фотонами, электронами и мюонами. Низкоэнергетический метод, применяемый, например, в опытах по измерению лэмбовского сдвига или аномального магнитного момента, позволяет с высокой точностью проверять теорию на больших расстояниях (при малых передачах импульса). Например, в последнем опыте по измерению аномального магнитного момента мюона, проведенном в ЦЕРНе Пикассо и др., получен результат

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165922 \pm 0,000000009 \text{ (точность } 10^{-6}\text{)}.$$

Этот результат можно сравнить с теоретическим предсказанием квантовой электродинамики с учетом поправок за счет сильных и слабых взаимодействий. Вычисление приводит к результату

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165921 \pm 0,000000010.$$

Высокая точность как экспериментально полученной, так и теоретически рассчитанной величин и, главное, их

совпадение есть почти фантастическое достижение как теории, так и эксперимента.

Другой метод проверки квантовой электродинамики связан с изучением процессов при больших передачах импульса. В экспериментах такого типа, для которых характерна меньшая точность, проверяется справедливость КЭД при больших переданных импульсах, что, как это следует из соотношения неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$, соответствует малым расстояниям. В один из таких процессов, а именно процесс рождения e^+e^- -пар фотонами высоких энергий в кулоновском поле ядра, вносят вклад как электромагнитное, так и сильное взаимодействие. Должным образом выбирая кинематические критерии отбора, можно выделить электромагнитный вклад, понизив вклад сильных взаимодействий до уровня нескольких процентов. Импульс, переданный в электронный пропагатор, по порядку величины равен 1 ГэВ; он прямо связан с инвариантной массой e^+e^- -пары. Сечение рождения пар в КЭД имеет порядок α^3 ($\alpha = 1/137$). Поскольку сечение имеет малость α^3 , для получения достаточного числа событий в эксперименте должен использоваться пучок с высокой интенсивностью. Детектор с большим угловым акцептансом необходим не только для получения достаточного числа событий, но также для усреднения по углу вылета вторичных частиц.

Инвариантная масса пары частиц, вылетающих из одной точки, может быть получена после измерения импульсов частиц p_1 и p_2 , их углов вылета по отношению к падающему пучку θ_1 , θ_2 и одновременной идентификации обеих частиц, позволяющей определить их массы. Инвариантная масса пары определяется соотношением

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2[E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\theta_1 + \theta_2)],$$

где E_1 — полная энергия частицы.

Спектрометр включает два плеча, одновременно измеряющих импульсы частиц p_1 и p_2 и их углы вылета θ_1 и θ_2 . По причинам технического порядка положение каждого плеча фиксируется заранее. Это сильно ограничивает области регистрации углов θ_1 и θ_2 . Настройка на различные инвариантные массы производится варьированием выбранных значений импульсов p_1 и p_2 .

Когда корреляция между двумя частицами отсутст-

вует, распределение по инвариантной массе m представляет собой гладкую функцию. «Узкий» резонанс выглядит как острый пик на фоне гладкого распределения, а «широкий» резонанс приводит к более размытому максимуму. Идентификация частиц в спектрометре производится посредством:

1) измерения заряда и импульса частицы по ее траектории в магнитном поле;

2) определения для данной траектории массы частицы путем измерения ее скорости с последующим использованием соотношения $p = mv$.

Скорость может быть измерена с помощью черенковских счетчиков, использующих эффект Черенкова. В случае электронов можно дополнительно использовать то обстоятельство, что они участвуют только в электромагнитных взаимодействиях. Проходя через толщу свинца, имеющего большую плотность, электрон теряет всю свою энергию в процессе каскадного рождения фотонов. Таким образом, световая энергия, выделяющаяся в комбинированном свинцово-люцитном ливневом счетчике (или свинцово-стеклянном счетчике), пропорциональна энергии электрона.

В октябре 1965 г. В. Енчке, директор ускорительной лаборатории в Гамбурге (ДЭЗИ), пригласил меня для проведения моего первого эксперимента по рождению e^+e^- -пар.

Использованный нами детектор показан на рис. 1. Он обладает следующими свойствами, существенными для экспериментов этого типа:

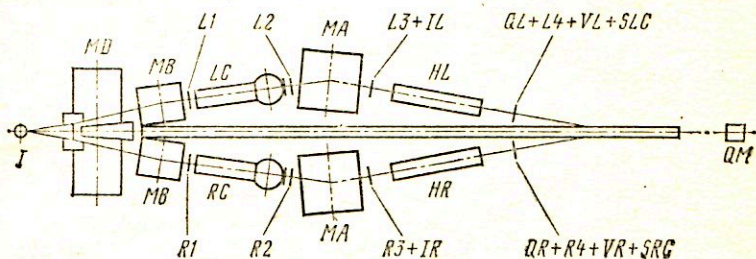


Рис. 1. Схема спектрометра: MD, MA, MB — дипольные магниты; L1—L4 и R1—R4 — трiggerные счетчики; LC, RC и HL, HR — пороговые черенковские счетчики с большой апертурой; SLC, SRC — ливневые счетчики; QL, VL и QR, VR — годоскопы; QM — счетчик γ -квантов

1) он может быть использован в фотонном пучке с интенсивностью $\sim 10^{11}$ γ/c с продолжительностью рабочего цикла в 2—3%;

2) акцептанс очень велик и не ограничивается размерами магнитов или защитой, а определяется лишь сцинтилляционными счетчиками;

3) расположение всех счетчиков таково, что их поверхности закрыты со стороны мишени;

4) для того чтобы исключить адронные пары, между черенковскими счетчиками помещены магниты, так что электроны от взаимодействий пионов с газом в первой паре счетчиков *LC*, *RC* отклоняются магнитом *MA* и не попадают во вторую пару счетчиков *HL*, *HR*. Аналогичные низкоэнергетические электроны из счетчиков *HL*, *HR* отбрасываются с помощью ливневых счетчиков. Большое количество черенковских и ливневых счетчиков позволяет дополнительно удостовериться в том, что все адронные пары отброшены. Поскольку черенковский счетчик регистрирует электроны со 100%-ной эффективностью, тот факт, что выход e^+e^- -пар с трех черенковских счетчиков равен их выходу с четырех счетчиков, подтверждает, что в образце содержится только e^+e^- -пары. Уровень подавления спектрометром фона от адронных пар составляет $\gg 10^8$.

После завершения этого эксперимента, показавшего, что квантовая электродинамика правильно описывает процесс рождения пар вплоть до расстояний порядка 10^{-14} см, мы настроили магниты спектрометра так, чтобы наблюдаемое среднее значение инвариантной массы пары находилось вблизи 750 МэВ. Мы зарегистрировали значительное увеличение выхода e^+e^- -пар, что, как могло показаться, противоречит предсказаниям КЭД. Это отклонение вызвано увеличением вклада сильных взаимодействий, связанных с фотонным рождением массивной «фотоноподобной» частицы, ρ -мезона, распадающейся по каналу e^+e^- с вероятностью порядка α^2 . Для того, чтобы убедиться в этом², мы дополнительно произвели измерения при большем угле между направлениями e^+ и e^- и обнаружили еще большее отклонение от КЭД. Этого можно было ожидать, поскольку с увеличением угла разлета вклад чисто электромаг-

² С теоретической точки зрения вопрос о лептонных распадах векторных мезонов рассматривается в работах Глэшоу, Гэлл-Манна, Намбу и др.

нитного процесса падает быстрее, чем процесса с рождением ρ -мезона.

После первого наблюдения распада $\rho \rightarrow e^+ + e^-$ последовала целая серия экспериментов моей группы, посвященных этому вопросу. Тяжелые фотоны ρ , ω , ϕ можно рассматривать как резонансные состояния $\pi^+\pi^-(\rho)$, $\pi^+\pi^-\pi^0(\omega)$, K^+K^- или $\pi^+\pi^-\pi^0(\phi)$ с довольно коротким временем жизни, по порядку величины равным 10^{-23} — 10^{-24} с. Ширины ρ , ω , ϕ равны соответственно ~ 100 , 10 и 5 МэВ. Эти частицы замечательны тем, что все они имеют одни и те же квантовые числа: J (спин) = 1, C (зарядовая четность) = -1, P (пространственная четность) = -1. Таким образом, их единственное отличие от квантов света состоит в ненулевой массе. Масса ρ равна ~ 760 МэВ, массы ω и ϕ — соответственно ~ 783 и $\sim 1019,5$ МэВ.

Как показывает опыт, рождение тяжелых фотонов фотонами на нуклонах и ядрах происходит через дифракционный процесс, имеющий много общего с классическим процессом рассеяния света на черном диске. В опытах по фоторождению тяжелых фотонов и наблюдению их распадов по каналу e^+e^- измеряются константы связи каждого тяжелого фотона с фотоном. Интерференция между конечными состояниями e^+e^- от распада тяжелого фотона и от чисто электромагнитного процесса позволяет измерить амплитуду рождения тяжелого фотона. Интерференция между этими амплитудами качественно аналогична классической интерференции от двух щелей, где перед одной из щелей помещен кусок стекла (соответствующей процессу $\gamma \rightarrow \rho \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$), нарушающий интерференционную картину. Чисто электромагнитным парам при этом соответствует картина при отсутствии стекла перед щелью. Интерференция между $\rho(2\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ и $\omega(3\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ и интерференция между $\rho(2\pi) \rightarrow 2\pi$ и $\omega(3\pi) \rightarrow 3\pi$ позволяет измерить силу несохранения изоспина в электромагнитных взаимодействиях.

В процессе проведения этих экспериментов, поскольку ширины ω и ϕ составляют всего ~ 10 и ~ 5 МэВ, мы довели разрешение детектора по массе до ~ 5 МэВ.

Для некоторых измерений характерна очень низкая скорость набора статистики. В одном опыте, в котором мы изучали спектр масс e^+e^- в области выше масс ρ - и ω -мезонов, выход e^+e^- -пар равнялся примерно одному

событию в день при полной интенсивности пучка. При этом на протяжении примерно полугода вся лаборатория работала только над нашим экспериментом. При такой скорости набора статистики часто случалось, что за 2—3 дня не наблюдалось ни одного события и, наоборот, иногда было 2—3 события в день. Именно во время этого эксперимента у нас выработалась традиция проверять все питающие напряжения вручную каждые 30 мин и калибровать спектрометр посредством измерения выхода чисто электромагнитных пар каждые 24 ч. Для того чтобы обеспечить стабильную работу детектора, питающие его напряжения никогда не отключались, и физики дежурили на нем посменно даже тогда, когда ускоритель по техническим причинам останавливался. В связи с этим у нас на протяжении многих лет была своя автономная система заземления.

Некоторые количественные результаты описанных выше опытов можно объяснить, предположив, что существуют три типа фундаментальных «строительных блоков», известных под названием кварков, из которых построены различные элементарные частицы. Взаимодействия между фотонами, тяжелыми фотонами и ядерной материей есть результат взаимодействия между кварками.

Сакураи впервые выдвинул предположение, согласно которому электромагнитные взаимодействия элементарных частиц происходят через тяжелые фотоны (векторные мезоны) в промежуточном состоянии.

2. НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

После многих лет работы мы приобрели опыт, позволивший проводить опыты в фотонном пучке высокой интенсивности (10^{11} γ/c) с 2—3%-ным рабочим циклом с детектором с высоким акцептансом по массе и хорошим массовым разрешением ($\Delta M = 5$ МэВ), способным выделять e^+e^- -пары при наличии фона от $\pi^+\pi^-$, превышающего эффект более чем в 10^8 раз.

Теперь возникает простой вопрос: сколько существует тяжелых фотонов? Каковы их свойства? Мне кажется почти невероятным, что их может быть всего три, тем более что массы всех трех близки к 1 ГэВ. С целью получить ответы на эти вопросы я провел ряд обсуждений внутри нашей группы, касавшихся постановки новых опытов. В конце концов я решил, что прежде всего

необходимо провести большой эксперимент на протонном ускорителе Брукхейвенской лаборатории в 1971 г. для поиска новых тяжелых фотонов по распадной моде e^+e^- в диапазоне масс до 5 ГэВ.

Насколько мне известно, впервые рождение e^+e^- -пар в адронных столкновениях исследовалось группой Зикики. Именно эта группа впервые предложила ливневый метод, позволяющий надежно отличать электроны от пионов. Позже группа Ледермана изучала рождение мюонных пар в протон-ядерных столкновениях. С теоретической точки зрения этот вопрос был впервые исследован Препаратом³, Дреллом и Яном и другими. Теперь позвольте мне обратиться к опыту, в котором была обнаружена J -частица.

а) **Требования к эксперименту.** Сделаем следующие четыре замечания относительно эксперимента по поиску частиц с малой шириной в широком диапазоне энергий:

1. Поскольку пары e^+e^- рождаются в электромагнитных процессах, при больших массах m выход e^+e^- подавлен по сравнению с выходом адронных пар ($\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $\bar{p}p$, K^+p и т. д.) по крайней мере в 10^6 раз.

2. Таким образом, для набора достаточной статистики детектор должен быть приспособлен к работе в протонном пучке большой интенсивности (порядка 10^{11} — 10^{12} протон/с).

3. Адронные пары должны проходить через детектор с вероятностью, много меньшей 10^{-8} .

4. Для детектора с ограниченным акцептансом большое значение имеет вопрос о выборе оптимальной для поиска новых частиц геометрии. Априорного ответа на этот вопрос дать нельзя. Известно, однако, что в реакциях с рождением обычных адронов выход максимален, когда они рождаются покоящимися в системе центра масс. Если далее ограничиться случаем, когда e^+e^- в СЦМ вылетают перпендикулярно к направлению пучка, легко получить, что распадные e^+e^- в лабораторной системе вылетают под углом $14,6^\circ$, если энергия протонов равна 28,5 ГэВ, независимо от массы распадающейся частицы.

б) **Пучок.** На рис. 2 представлена схема интенсивного протонного пучка с медленным выводом Брукхейвен-

³ Одно из первых теоретических исследований по рождению лептонных пар в pp -столкновениях было проведено Алтарелли и др.

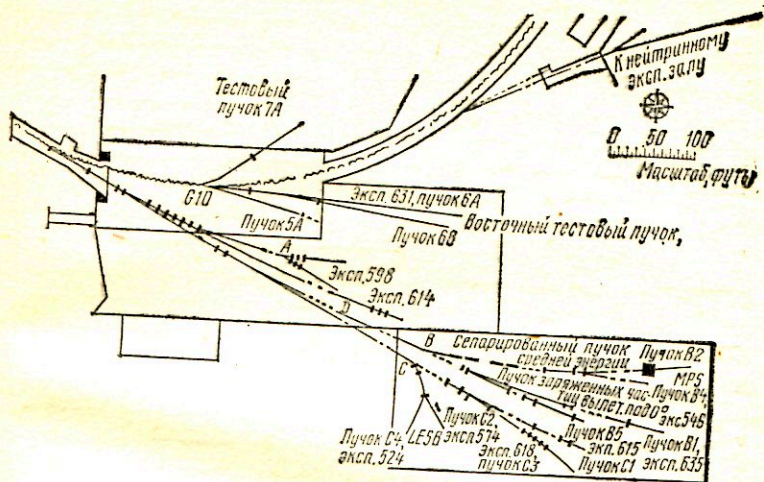


Рис. 2. Восточный экспериментальный зал Брукхейвенского ускорителя. Эксперимент группы MIT имеет номер 598 и расположен в конце мишенной станции А. № 614 — эксперимент профессора Шварца

ского синхротрона в период 1973—1974 гг. Для нашего эксперимента (№ 598) был отведен отдельный канал (канал А). Беседа с А. Н. Дидденсом, который в своей работе использовал пучок с медленным выводом на протонном синхротроне в ЦЕРНе, помогла мне понять, как получить чистый пучок с малым поперечным сечением. Он посоветовал мне фокусировать пучок с помощью магнитов и не использовать для этой цели коллиматоров.

Пучок, использовавшийся в нашем эксперименте, имел интенсивность до 2×10^{12} протонов на цикл и поперечное сечение 3×6 мм². Положение пучка контролировалось с помощью телевизионной системы. Стабильность и интенсивность пучка контролировались счетчиком вторичной эмиссии и шестью рядами телескопов сцинтилляционных счетчиков, расположенных под углом в 75° к направлению пучка в бетонной защите на глубине 12 футов. Счетчик вторичной эмиссии калибровался ежедневно с фольгой Al и C.

в) Конструкция детектора электронных пар. Многолетний опыт подсказывал нам, что детектор электронных пар, способный работать в интенсивном пучке и в то же время имеющий большой массовый акцептанс и

высокое разрешение по массе, лучше всего построить в виде спектрометра с двумя плечами, расположив большинство счетчиков за магнитами так, чтобы они были закрыты непосредственно со стороны мишени. Для того чтобы упростить анализ и добиться лучшего разрешения по массе, мы «развязали» импульс и угол вылета, расположив магниты так, чтобы они отклоняли частицы в вертикальной плоскости, тогда как угол вылета измеряется в горизонтальной. Вид установки в плане дан на рис. 3, а, вид сбоку — на рис. 3, б.

Спектрометр обладает следующими основными свойствами:

1. Мишень. Мишень состоит из девяти кусков бериллия, каждый из которых имеет толщину 1,78 мм, разделенных промежутками в 7,5 см, так что частицы, образованные в одной из частей и попадающие в спектрометр, по пути не проходят через остальные части. Такая структура мишени также позволяет эффективнее отбрасывать пары за счет случайных наложений.

2. Магнитная система. Отклоняющая способность дипольных магнитов M_0 , M_1 , M_2 такова, что ни один из счетчиков не «смотрит» прямо на мишень. Поле магнитов в их окончательном положении измерялось трехмерным методом Холла, причем количество точек равнялось 10^5 .

3. Камеры A_0 , A , B и C представляют собой проволочные пропорциональные камеры. Они состоят из более чем 8000 тонких позолоченных проводников, раздвинутых между собой на 2 мм, каждый из которых связан со своим усилителем и своей системой декодировки. Расположение камер показано на рис. 4. Во всех 11 слоях ориентация проводников различна. В каждой из последних трех камер проводники повернуты друг относительно друга на 60° , и поэтому номера проводников всех трех слоев в сумме должны давать константу в любой точке. Это позволяет разделять треки в многотрековых событиях и отбрасывать мягкие нейтроны и фотоны, от которых срабатывают не все слои. Мы разработали специальные газовые смеси, рассчитанные на работу камер с низким питающим напряжением при наличии большого радиационного фона. Для того чтобы улучшить временное разрешение, после камер A и B расположены тонкие (1,6 мм) годоскопы (8×8). Эти камеры способны работать с частотой

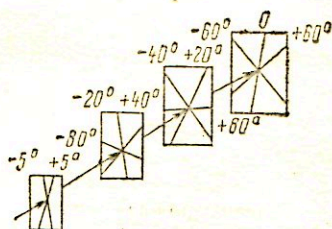
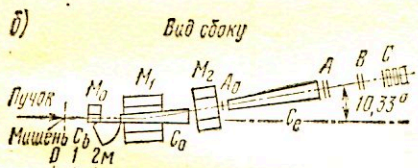
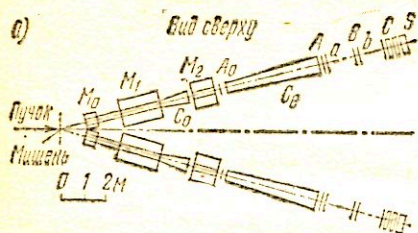


Рис. 3. Схематический вид двухплечевого спектрометра, на котором была открыта J -частица. M_0, M_1, M_2 — дипольные магниты, A_0, A, B и C — проволочные пропорциональные камеры; a и b — годоскопы 8×8 ; S — три ряда ливневых и стеклянных счетчиков; C_b, C_0 и C_e — газовые черенковские счетчики

Рис. 4. Относительная ориентация плоскостей проводников в пропорциональных камерах

20 МГц и одновременно регистрировать до восьми частиц в каждом плече.

Важным условием является безотказность в работе каждого из 8000 проводников, поскольку для ремонта даже одного проводника пришлось бы демонтировать часть бетонной защиты весом почти в тысячу тонн.

Описанные камеры и магниты позволяют достичь величины массового разрешения ± 5 МэВ и при данном положении магнитов акцептанса по массе 2 ГэВ. Высокое массовое разрешение позволяет проводить поиск очень узких резонансов. Большой массовый акцептанс позволяет перекрыть широкий диапазон масс.

4. Черенковские и ливневые счетчики, Черенковские счетчики C_0 и C_e в сочетании с ливневыми и стеклянными счетчиками S позволяют подавить фон от адронных пар более чем в 10^8 раз.

Черенковский счетчик C_0 , расположенный в магните (рис. 5, а), снабжен большим сферическим зеркалом диаметром 1 м. Далее, за вторым магнитом установлен

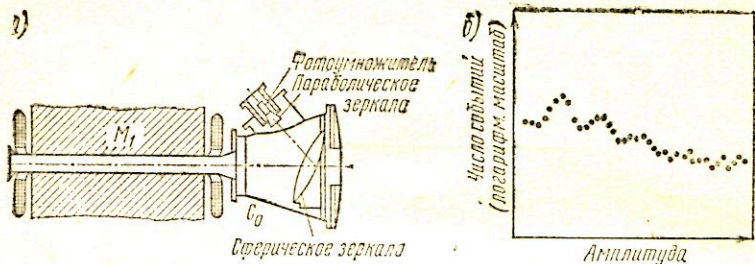


Рис. 5. а) схема счетчика C_0 и его расположение в установке; б) амплитудный спектр фотоумножителя (RCA C31000M) черенковского счетчика C_0 с гелием в качестве радиатора (хорошо видны пики от одного, двух и трех фотоэлектронов)

второй черенковский счетчик с эллиптическим зеркалом размером $1,5 \times 1,0$ м². Черенковские счетчики заполнены водородом, что позволяет свести до минимума фон от вторичных электронов. Так же, как и в наших предыдущих экспериментах в ДЭЗИ, благодаря сильному магнитному полю в промежутке между двумя счетчиками, незначительное количество вторичных электронов, вылетающих из первого счетчика, отклоняется в сторону и не попадает во второй счетчик.

Для того чтобы свести к минимуму кратное рассеяние и фотонную конверсию, мы постарались до предела уменьшить количество вещества на линии пучка. Переднее и заднее окна счетчика C_0 имеют толщину соответственно 0,125 и 0,250 мм. Во избежание отражения черенковского излучения на большой угол зеркала C_0 и C_e изготовлены из черного люцита толщиной 3 мм, алюминизированного только с передней (вогнутой) стороны. Зеркала для описываемого эксперимента были изготовлены в оптической мастерской ЦЕРНа. Кривизна поверхности измерялась с помощью лазера, причем из большого количества изготовленных зеркал лишь 24 были отобраны для использования в опыте (4 в C_0 , 4 в C_e , 16 в C_b).

Счетчики изнутри выкрашены в черный цвет, благодаря чему на катоде фотоумножителя фокусируется только черенковский свет от электронов с траектории пучка. В эксперименте используются высокочувствительные фотоумножители типа RCA C31000. Их чувствительность такова, что, когда счетчик был заполнен гелием (при этом в среднем ожидается 2—3 фотоэлек-

трона), был различим пик от единичных фотоэлектронов (рис. 5, б).

Счетчик S_0 расположен очень близко к мишени в зоне высокой радиации. Для того чтобы уменьшить число случайных срабатываний и мертвое время, напряжения возбуждения на фотоумножителе необходимо по возможности уменьшить. С другой стороны, необходимо обеспечить эффективную работу счетчика. Напряжение нельзя снижать слишком сильно, поскольку при этом может оказаться, что счетчик способен эффективно регистрировать лишь пары от реакции $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, которые могут попасть в счетчик. Когда S_0 заполнен водородом, один электрон образует примерно восемь фотоэлектронов; два образуют около 16. Знание положения пика от одного фотоэлектрона позволяет различить эти два случая. Для того чтобы убедиться в 100%-ной эффективности счетчиков, мы провели их калибровку в тестовом пучке.

В конце каждого плеча находятся два перпендикулярно расположенных ряда счетчиков из свинцового стекла толщиной в три радиационных длины, причем первый ряд содержит 12 элементов, а второй — 13, а еще далее — один горизонтальный ряд из семи свинцово-люцитных ливневых счетчиков толщиной в 10 радиационных длин, что позволяет еще надежнее отбрасывать адроны. Стекланные и свинцово-люцитные счетчики разбиты примерно на 100 ячеек, что также помогает отличать электронные траектории от ложных треков.

5. Чистый калибровочный электронный пучок. Для того чтобы добиться высокого уровня подавления фона адронных пар и обеспечить 100%-ную эффективность регистрации электронов, необходимо провести калибровку в чистом электронном пучке. В электронном ускорителе типа ДЭЗИ легко получить чистый электронный пучок с помощью высокоэнергетического фотонного пучка, падающего на мишень с большим зарядом ядра и рождающего вылетающие под левым углом e^+e^- -пары. На протонном ускорителе лучший способ получить чистый электронный пучок — это использовать реакцию $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, регистрируя e^+ в совпадении с e^- . С этой целью измеряющий угол черенковский счетчик S_6 установлен вблизи мишени за магнитом M_0 (рис. 6, а). Этот счетчик также окрашен изнутри в черный цвет; он чувствителен к электронам с

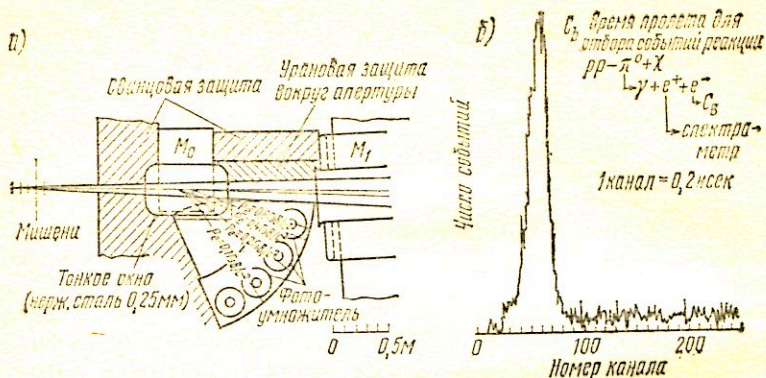


Рис. 6. Схема анализа e^+e^- -пар от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$: а — вид сбоку магнита M_0 , отклоняющего низкоэнергетические траектории (P_e) e^\pm в счетчик C_b ; б — последовательность во времени электронного сигнала от C_b и позитронного сигнала от плеча спектрометра или наоборот

энергией выше 10 МэВ и отбрасывает пионы с энергией меньше 2,7 ГэВ. Совпадение между C_b и C_0 , C_e , ливневым счетчиком и годоскопами указывает на то, что зарегистрирована e^+e^- -пара от процесса $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$. Типичная картина временного совпадения представлена на рис. 8, б. C_b можно использовать в качестве триггера, получив в результате чистый электронный пучок для калибровки C_0 , C_e , стеклянного и ливневого счетчиков. Это помогает также выбрать правильное напряжение на счетчиках C_0 , поскольку совпадение между C_e и C_b гарантирует, что счетчик эффективно регистрирует одиночный электрон, а не пару с нулевым углом вылета.

6. Защита. Как видно из рис. 6, детектор имеет большие размеры; при интенсивности пучка 10^{12} протонов, из которых 10% взаимодействует в мишени, в окрестности установки образуется 10^{12} частиц. Для того чтобы обеспечить необходимую защиту детектора и персонала, мы изготовили уменьшенные деревянные модели бетонных блоков; вскоре выяснилось, что Брукхейвенская лаборатория не располагает требуемым для нас количеством бетонной защиты. Эту проблему мы решили, взяв защитные блоки с Кембриджского электронного ускорителя, который был демонтирован незадолго до этого. На защиту затрачено приблизительно 10 000 т бетона, 100 т свинца, 5 т урана и 5 т мыла — последнее

размещено над C_0 , между M_1 и M_2 и вокруг передней части C_e для поглощения мягких нейтронов. Даже при наличии такого количества защиты уровень радиации в районе мишени через час после облучения все еще равен 5 рентген/ч и представляет значительную опасность.

При постройке спектрометра и на протяжении всего эксперимента мне пришлось выслушать много критических замечаний. Они касались в основном высокой стоимости спектрометра, связанной с высокими требованиями на массовое разрешение. Один известный физик в связи с этим заметил, что спектрометр такого типа пригоден лишь для поиска узких резонансов, которых в природе, видимо, не существует. Поскольку, однако, обычно я не очень доверяю теоретическим соображениям, мы решили руководствоваться собственными планами.

В апреле 1974 г. мы смонтировали установку и начали облучение интенсивным протонным пучком. Вскоре мы выяснили, что уровень радиации в контрольной комнате составляет 0,2 рентген/ч. При этом наши физики за 24 ч получали бы предельно допустимую годовую дозу радиации! На поиски причины столь высокого уровня радиации было затрачено около 2—3 недель, причем под вопросом была сама возможность проведения эксперимента.

Однажды У. Беккер, работающий вместе со мной с 1966 г., обходя установку со счетчиком Гейгера, вдруг обнаружил, что максимум радиации наблюдается вблизи одного определенного участка защиты. Исследовав этот вопрос подробнее, мы выяснили, что, несмотря на все наши 10 000 т бетонной защиты, один из основных участков — верх поглотителя пучка — был оставлен совершенно открытым! Исправив эту оплошность, мы снизили уровень радиации до безопасного и смогли продолжить эксперимент.

С апреля до августа мы занимались настройкой и отладкой спектрометра и довели его до рабочего состояния, так что он мог работать в пучке с интенсивностью 10^{12} протонов в цикле. Небольшой спектрометр пар также работал нормально, позволив нам откалибровать детектор с помощью чистого электронного пучка.

г) Работа детектора. По причине высокой сложно-

сти детектора его нормальная работа требует присутствия шестерых физиков. Перед набором данных примерно 100 часов работы ушло на проверку эффективности всех детекторов. В частности:

1. Эффективность черенковских счетчиков была измерена во всей фазовой области. Были подобраны оптимальные значения напряжений, обеспечивающие высокую эффективность. Типичный результат показан на рис. 7, а для счетчика C_e .

2. Чтобы обеспечить устойчивость сигнала каждого из стеклянного и ливневого счетчиков, была проведена калибровка их напряжений.

3. Была проверена эффективность концевых годоскопов, расположенных дальше всего от трубки фотумножителя.

4. Была проверена также синхронизация годоскопов, обеспечивающая одновременность сигналов от всех счетчиков, связанных с частицами, рожденными в мишени. В продолжение всего эксперимента времена пролета для каждого из годоскопов и черенковских счетчиков, амплитуды сигналов черенковских счетчиков, стеклянных и ливневых счетчиков, число срабатываний каждого счетчика и сигналы с проволочных камер записывались и выводились на дисплей.

5. Для проверки эффективности работы пропорциональных проволочных камер по всей их площади за ними в различных положениях укреплялся небольшой тестовый счетчик, позволяющий измерять эффективность камеры в зависимости от напряжения. Типичные наборы кривых эффективности для всех камер показаны на рис. 7, б.

6. Для проверки синхронизации двух плечей спектрометра были проведены два контрольных опыта. Во-первых, тестовый счетчик переставлялся с одного плеча на другое. Во-вторых, выход e^+e^- был измерен при малых инвариантных массах пары ($m_{ee} < 2$ ГэВ), где велик относительный выход истинных e^+e^- -пар.

В начале лета 1974 г. мы провели ряд измерений в области масс 4—5 ГэВ. Однако анализ полученных данных дал всего несколько электрон-позитронных пар.

В конце августа мы настроили магниты на область масс 2,5—4,0 ГэВ. Почти сразу мы увидели чистые электронные пары.

Самым удивительным было то, что большинство

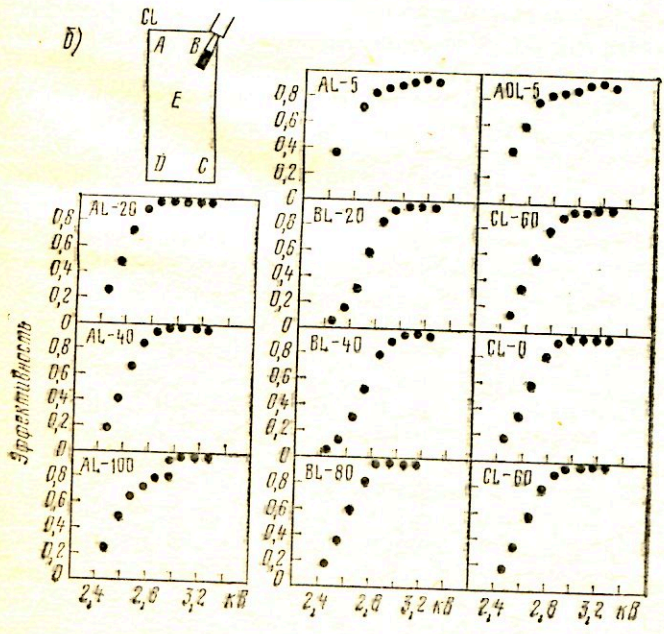
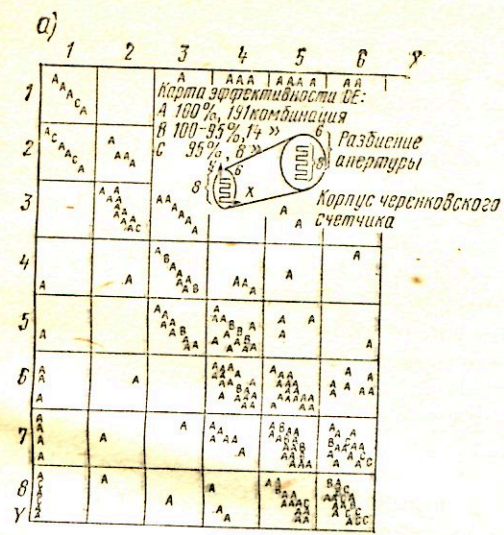


Рис. 7. а — измерение эффективности счетчика С_е по всей площади (буквы на графике соответствуют эффективности регистрации трека, проходящего через указанные точки на сетках с обеих сторон счетчика); б — эффективность пропорциональных камер в зависимости от напряжения (измерения проводились с помощью небольшого тестового счетчика W, который укреплялся в положениях А, В, С, D, Е позади каждой из камер).

e^+e^- -пар имело инвариантную массу, близкую к 3,1 ГэВ (рис. 8, а). Детальный анализ показал, что ширина составляет менее 5 МэВ (рис. 8, б)!

На протяжении многолетней работы я выработал несколько приемов практической проверки данных и результатов анализа. Я остановлюсь на некоторых из них.

1. Чтобы убедиться в том, что наблюдаемый пик есть истинный эффект, а не аппаратный максимум или результат ошибочной работы компьютера, мы провели другие измерения, уменьшив ток в обмотке магнитов. При этом частицы проходят через другие части детектора. Тот факт, что пик не изменил своего положения, явился прямым свидетельством открытия новой частицы.

2. Для проверки правильности результатов анализа мы использовали два совершенно различных набора программ. Это означает, что данные независимо анализировались двумя группами физиков, каждая из которых обрабатывала исходную информацию, формировала свою ленту исходных данных, проводила расчеты эффективности методом Монте-Карло, реконструировала события, вносила поправки и, наконец, получала результаты. Эта процедура требует вдвое больше машинного времени, зато повышает надежность результатов.

3. Для того чтобы оценить различные фоновые эффекты, мы провели следующие специальные измерения:

а) для исключения фона от случайных наложений двух импульсов в стеклянных и ливневых счетчиках мы меняли напряжение на счетчиках. Это не сказалось на выходе;

б) для оценки фона, связанного с рассеянием на краях магнита, на данные были наложены обрезания, уменьшившие эффективную апертуру магнитов. Не было зафиксировано никакого сколь-нибудь значительного уменьшения выхода;

в) для того чтобы проверить систему считывания камер и триггерную систему годоскопов, были проведены измерения с несколькими отключенными плоскостями камер и исключение из триггера секций годоскопов. При этом не было обнаружено никаких неожиданных эффектов;

г) поскольку истинный эффект пропорционален интенсивности пучка, а фон от случайных совпадений в

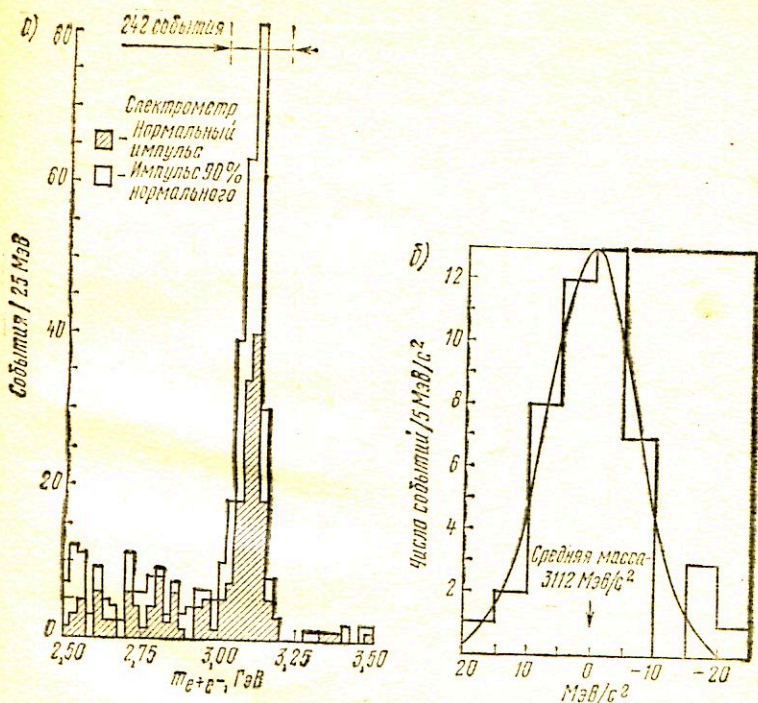


Рис. 8. а — массовый спектр событий в интервале $2,5 < m_{ee} < 3,5$ ГэВ (заштрихованные события соответствуют обычной настройке магнита, незаштрихованные — настройке на импульс, меньший на 10%); б — измерение ширины J (видно, что последняя составляет менее 5 МэВ)

двух плечах пропорционален квадрату интенсивности, изменение интенсивности пучка есть хороший способ оценить фон. Это было проделано; в результате мы пришли к выводу, что вкладом фона в области пика можно пренебречь.

4. В целях выявления природы пика мы вдвое увеличили толщину мишени. При этом выход также возрос вдвое, но не вчетверо.

Все эти, а также многие другие проверки окончательно убедили нас в том, что обнаружена новая массивная частица.

Некоторое время мы обсуждали вопрос о названии новой частицы. Кто-то обратил внимание на тот факт, что «экзотические» стабильные частицы принято обозначать латинскими буквами (в качестве примера мож-

но привести промежуточные векторные бозоны W, Z), в то время как «классические» частицы имеют греческие обозначения (ρ, ω и т. д.). Исходя из этого, а также из того, что все последнее десятилетие объектом нашего изучения был электромагнитный ток $j_\mu(x)$, мы решили назвать открытую частицу J -частицей.

д) Первые сообщения о полученных результатах. Я предполагал объявить о полученных нами результатах на церемонии по случаю ухода на пенсию В. Ф. Вайскопфа, который много раз оказывал нам большую помощь в нашей работе. Эта церемония была назначена 17—18 октября 1974 г. Однако я отложил свое сообщение по двум причинам. Во-первых, не был в полной мере исследован фон от процесса рождения e^+e^- -пар с большой массой в протон-протонных соударениях за счет двухступенчатой реакции $p+N \rightarrow \pi + \dots$ с последующим $\pi + N \rightarrow e^+ + e^- + \dots$. Этот фон можно исследовать, меняя толщину мишени. Выход от двухступенчатого процесса квадратично растет с толщиной мишени, а одноступенчатого — линейно. Это было быстро сделано (см. пункт 4 из перечисленных выше). Наконец, что более важно, нам стали известны результаты Брукхейвенских опытов по прямому рождению мюонов и пионов в нуклон-нуклонных соударениях, в которых отношение μ/π оказалось равным 10^{-4} — загадочное отношение, которое, казалось, не меняется при изменении энергии от 2000 (ISR) до 30 ГэВ. Эта величина на порядок превышала теоретические предсказания с учетом векторных мезонов ρ, ω и ϕ , которые только и могли в соответствии с тогдашними представлениями служить «промежуточным звеном» между сильными и электромагнитными взаимодействиями. Мы добавили к ним J -мезон, но оказалось, что и его недостаточно для объяснения величины отношения μ^-/π^- . Я расценил это как указание на то, что, может быть, назревает новое открытие; поэтому я решил, что нам необходимо провести измерения этой величины. Поскольку наш спектрометр не позволяет измерять отношение μ/π , мы решили исследовать отношение e^-/π^- .

Мы начали предварительную работу с целью выяснения проблем, специфичных для опыта по измерению e/π . Для проверки фона в каждом плече и возможности работы компьютера в новых условиях наибольшее значение имели измерения при различных импульсах

e^- в зависимости от интенсивности протонного пучка.

В четверг 7 ноября мы внесли значительные изменения в конструкцию спектрометра в соответствии с требованиями нового эксперимента. Первой стоявшей перед нами задачей было измерение отношения e^-/π . Мы изменили электронную логическую схему, установили новую мишень и уменьшили интенсивность пучка почти на два порядка. Для того чтобы отделиться от электронного фона от распадов π^0 , мы установили перед спектрометром тонкие алюминиевые преобразователи, увеличивающие вероятность конверсии γ -квантов. В сочетании со счетчиком C_0 , регистрирующим процесс $\pi \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, они дали нам возможность контролировать основной источник фона.

После измерения отношения e/π мы внесли еще одно изменение в спектрометр, установив новые черенковские счетчики с высоким давлением, позволившие систематически регистрировать адронные пары (K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p$ и т. д.) для поиска частиц, распадающихся только в адроны. Однако, несмотря на длительный поиск, такие частицы не были обнаружены.

Начиная с конца октября М. Чен, У. Беккер и другие члены нашей группы настаивали на скорейшей публикации наших результатов. Я, напротив, был заинтригован величиной $\mu/\pi = 10^{-4}$ и хотел сначала узнать, сколько еще существует неоткрытых частиц. Находясь под давлением, я в конце концов все же решил опубликовать наши результаты.

6 ноября я нанес визит Г. Триггу, главному редактору журнала «Physical Review Letters», чтобы выяснить, не изменились ли условия публикации без рецензирования. После этого я написал предварительный вариант публикации, по стилю близкий к нашей старой работе 1967 г. Я подчеркнул лишь сам факт открытия J и методы его проверки и ничего не сказал о наших планах на будущее.

11 ноября мы по телефону сообщили Г. Беллеттини, директору лаборатории во Фраскати, о наших результатах. Во Фраскати поиск начался 11 ноября, и уже 13 ноября мы получили оттуда взволнованное сообщение об обнаружении сигнала от J и о том, что $G_{\text{пр}}^2/G_{\text{полн}} = 0,8 \pm 0,2$ кэВ. Их первый спектр показан на рис. 9, а. Группе Фраскати удалось опубликовать свои результаты в том же номере «Physical Review Letters»,

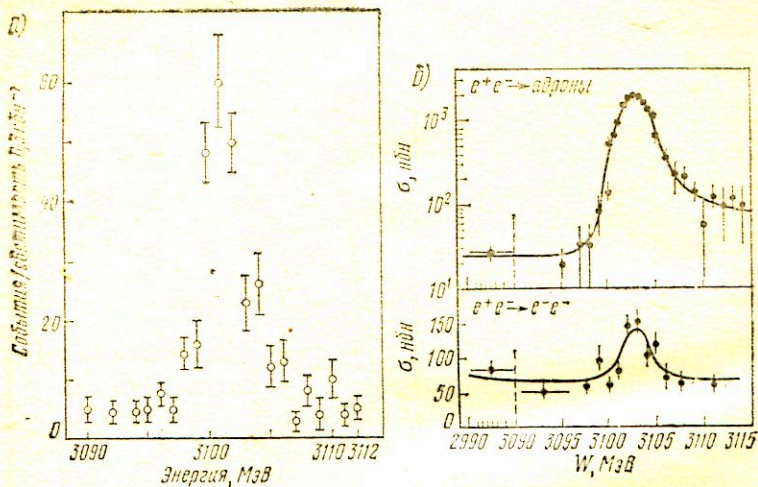


Рис. 9. *a* — результаты одной из групп Фраскати по рождению J -частицы (представлено число событий в расчете на светимость $0,3 \text{ нбн}^{-1}$ как функция энергии в СЦМ); *б* — сечения реакций $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (сплошная линия — подгоночная кривая)

что и нам. Вскоре после этого они более детально исследовали J -частицу и установили, что ее полная ширина составляет всего лишь ~ 60 кэВ (ее время жизни примерно в 1000 раз превышает время жизни мюона). Эта группа также провела систематические поиски новых частиц при меньших массах, которые остались безрезультатными.

е) Свойства J -частицы. Вскоре после открытия J -частицы, имеющей большую массу и неожиданно большое время жизни, встал вопрос о ее физической природе. Ли, Пиплз, О'Хэллоран с сотрудниками⁴ смогли обнаружить J -частицу в процессе фоторождения на ядрах в фотонном пучке с энергией ~ 100 ГэВ. Они показали, что фоторождение J имеет много общего с фоторождением ρ , и, таким образом, впервые установили, что J есть сильно взаимодействующая частица.

Пилчер и Смит с сотрудниками успешно использовали спектрометр с большим аксептансом для тщательного и систематического исследования рождения J при

⁴ Эта группа недавно завершила серию опытов по рождению в нейтронном пучке на ядре.

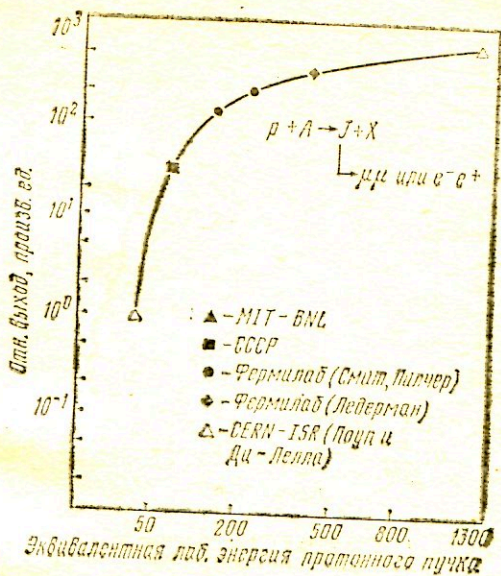


Рис. 10. Сравнительные выходы J (под углом 90° в СИМ) как функции энергии протонного пучка. Для опытов с ядерными мишенями произведен пересчет на один нуклон в предположении линейной A -зависимости

энергиях выше 100 ГэВ. В этом опыте наряду с протонным использовался также и пионный пучок; рождение $\mu\mu$ -пар изучалось в широком диапазоне масс и переданных импульсов. Было впервые показано, что anomalously высокий выход мюонов, столь долго приводивший меня в недоумение, связан с рождением мюонных пар. Было также установлено, что J рождается в пионном пучке с большим сечением, чем в протонном.

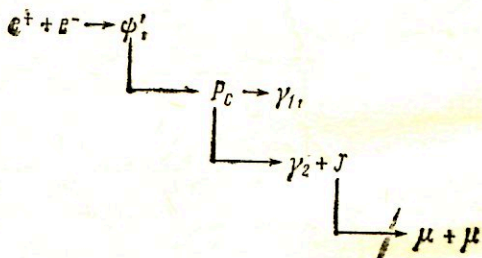
На рис. 10 представлены относительные выходы J на различных протонных ускорителях. Как теперь ясно, наши экспериментальные условия были далеко не лучшими для обнаружения J .

3. НЕКОТОРЫЕ ПОСЛЕДУЮЩИЕ СОБЫТИЯ

Обнаружение J -частицы стимулировало много новых открытий. Важные экспериментальные результаты были получены в СЛАК и ДЭЗИ. Самые последние результаты, полученные на детекторе «Pluto» со сверхпроводящим магнитом и акцентансом по телесному углу 4π вблизи массы ψ' (дочернее состояние J), впервые обнаруженной в СЛАК, представлены на рис. 11, а. Как видно, выход ψ' (а также J) увеличился более чем на два порядка. Теперь ясно, что лучше

всего свойства этих новых частиц исследовать в опытах на встречных кольцах. Та же группа в последнее время исследовала область еще больших масс. Полученные результаты, как и результаты СЛАК, указывают на то, что в области больших масс может быть много новых состояний (рис. 11, б).

Одно из важнейших открытий было сделано на двухплечевом спектрометре (ДАСП) в ДЭЗИ, где была обнаружена многоступенчатая реакция



В этом опыте встречные пучки были настроены на массу ψ' , события $J \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ регистрировались двухплечевым спектрометром и детектировались оба γ -кванта. Было обнаружено, что все события делятся на два клас-

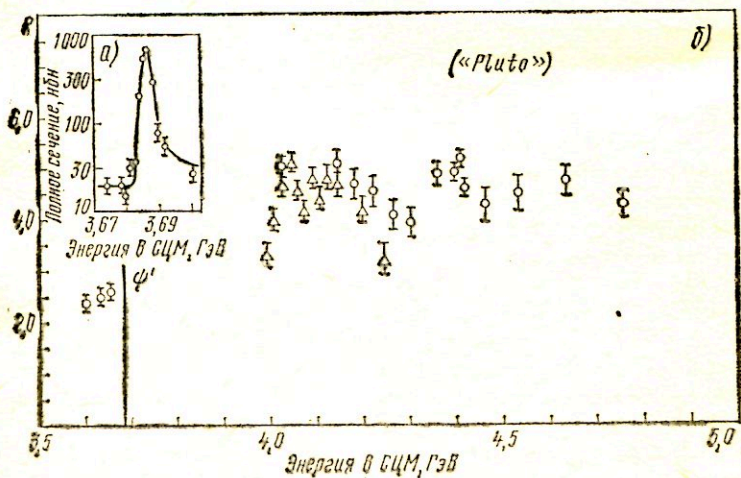


Рис. 11. Сечение рождения ψ' : а — отношение $R = (e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}) / (e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$; б — по данным группы ДЭЗИ («Pluto»).

