

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ В ОБЛАСТИ 10^{-13} с *)**

539.107.4

**ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ
И НАБЛЮДЕНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ **)****Л. Монтане, С. Ройкрофт****1. ВВЕДЕНИЕ**

Впервые использовать небольшую пузырьковую камеру с высоким разрешением для наблюдения очарованных частиц предложил Колин Фишер в 1977 г. ¹ Идея основывалась на опыте работы с активными мишенями, расположенными внутри больших пузырьковых камер типа BEBC и 12-футовой камеры ANL. Такое решение позволило создать так называемую «чистую» пузырьковую камеру, т. е. камеру, в которой не происходит спонтанного вскипания. Оптический съем информации с классической пузырьковой камеры имеет два аспекта. С одной стороны, высокого пространственного разрешения можно добиться только при фотографировании небольших пузырьков (скажем, диаметром 50 мкм) при достаточно высокой их плотности (порядка 60 пузырьков/см). С другой стороны, для сохранения такого разрешения необходима специально настроенная оптическая система. В классической оптике это достигается ценой уменьшения глубины поля зрения.

Разработки в этой области привели к созданию камеры LEBC² (полное название Lexan Bubble Chamber — лексановая пузырьковая камера), которая использовалась в контрольном эксперименте в ЦЕРНе в 1979 г. Описание деталей этого первого испытания можно найти в разделе 2.

Безусловно, сама по себе «голая» пузырьковая камера (т. е. камера без магнита, спектрометра, идентификатора частиц и т. д.) не может обеспечить достаточный объем информации для идентификации очарованных частиц и измерения их времени жизни. Поэтому следующий шаг состоял в использовании LEBC в сочетании с набором детекторов, которые обеспечивают измерение импульсов, идентификацию частиц и регистрацию гамма-квантов. Для этой цели в эксперименте, поставленном в ЦЕРНе в 1980 г., совместно с LEBC использовался Европейский гибридный спектрометр (EHS) ³. Параллельно, также в ЦЕРНе на SPS совместно с большой стримерной камерой и связанным с ней спектрометром экспонировалась небольшая пузырьковая камера с тяжелым наполнителем, BIBC (Bern Infinitesimal Bubble Chamber —

*) Первая часть переводов статей из тематического номера «Physics Reports» (March 1982, v. 83, No. 1) опубликована в предыдущем выпуске УФН (март 1984 г., т. 142, вып. 3, с. 473). (Прим. ред.)

**) Montanet L., Reucroft S. High Resolution Bubble Chambers and Observation of Short-lived Particles. — Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, pp. 61—83. — (Lifetime Measurements in the 10^{-13} s Range). — Перевод В. М. Раппопорта.

Л. Монтане и С. Ройкрофт — сотрудники ЦЕРНа, Женева, Швейцария.

© North-Holland Publishing Co. 1982.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1984.

Берновская инфинитезимальная пузырьковая камера). Эта вторая стадия обсуждается в разделе 3.

Разрешение, полученное при фотографировании камеры LEBC в классической конфигурации оптики, составляло порядка 40 мкм. Можно показать, что эта величина является достаточно высокой для наблюдения очарованных частиц, образованных в адронных взаимодействиях при энергиях SPS, если времена жизни этих частиц превышают $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ с. В 1978 г. было принято считать, что очарованные частицы имеют времена жизни порядка $\sim 7 \cdot 10^{-13}$ с, при этом предполагалось, что они распадаются, в основном, за счет разрешенного по правилу Кабиббо перехода. С тех пор мы узнали, что очарованные частицы могут иметь разные времена жизни и что важную роль играют, возможно, другие диаграммы распадов, например процессы с аннигиляцией кварков. Экспериментальные результаты, полученные с помощью эмульсионной методики в фотонных и нейтринных пучках⁴, указывают на то, что времена жизни большинства очарованных частиц порядка 10^{-13} с. В этом случае для их наблюдения требуются разрешения порядка 5—10 мкм. Такие значения можно получить с помощью голографического метода при том условии, что на распадных треках короткоживущих частиц будут образовываться пузырьки малых размеров и плотность этих пузырьков будет достаточно велика. Идея использования голографического метода для пузырьковых камер не является новой⁵, но появление на сцене короткоживущих частиц с временами жизни в области 10^{-14} — 10^{-12} с вызвало новый всплеск интереса к голографическому съему информации. В июне 1980 г. М. Дайкс и др.⁶ с помощью камеры VBC и совмещенной с ней простой осевой голографической установки Фраунгофера продемонстрировали возможности этого метода. Использование голографии в экспериментах с пузырьковыми камерами с высоким разрешением обсуждается в разделах 4 и 5.

Голография не только позволяет получить более высокое пространственное разрешение, но благодаря достижению больших чувствительностей предоставляет возможность работать на более интенсивных пучках. Такие замечательные потенциальные преимущества перед классическим методом пузырьковых камер открывают двери в обширные экспериментальные области, которые мы попытаемся описать в разделе 6. Безусловно, обзор этих областей не может быть исчерпывающим.

2. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В LEBC

В 1979 г. в ЦЕРНе был поставлен первый эксперимент по непосредственному наблюдению очарованных частиц в специально сконструированной и созданной для этой цели пузырьковой камере LEBC. Она представляет собой цилиндрическую камеру диаметром 20 см и глубиной 4 см.

В качестве рабочей жидкости камеры был выбран водород. Такой выбор определялся не только интересом к изучению образования очарованных частиц на отдельном нуклоне, но и уменьшением фона. Этот последний довод играет особенно важную роль в случае отбора кандидатов на чарм только на основе информации о топологии событий, что и имело место в этом первом эксперименте.

Чувствительность к трекам достигалась при расширении рабочего объема камеры (1,1 л) с помощью тонкой мембраны, образующей плоское дно цилиндра. На эту мембрану действовал гидравлически управляемый поршень. Длина хода поршня составляла ~ 1 мм. Лицевая поверхность цилиндра была сделана из лексановых оптических стекол толщиной 25 мм, наклеенных на корпус цилиндра. Для уменьшения числа паразитных взаимодействий в цилиндрических стенках камеры толщиной 25 мм были сделаны входное и выходное окна для пучка толщиной 2 мм и размерами 15×100 мм² (рис. 1).

Корпус камеры был сделан из лексана, термопластического углеродистого соединения, который сохраняет хорошие механические свойства при низ-

ких температурах. Все соединения металл-лексан (теплообменники, клапан наполнения, датчик давления, датчик давления газовой фазы) были герметизированы без склеивания методом усадки при переходе от высоких температур к низким.

Длину и амплитуду циклов давления можно было регулировать с помощью следящей системы управления. Частота работы камеры составляла 30 Гц при длине цикла не более 5 мс.

Яркое освещение рабочего объема камеры достигалось с помощью света от источника 30 Дж с длительностью вспышки 30 мкс, отраженного специаль-

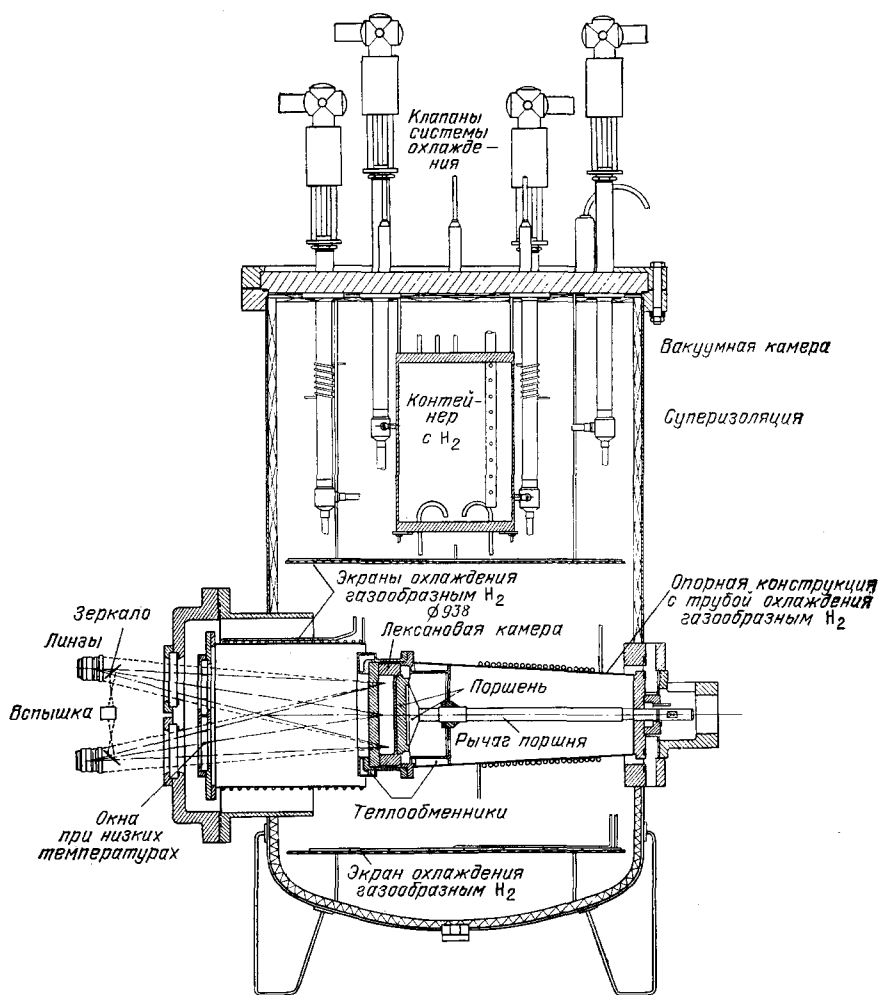


Рис. 1. Схематическое изображение разреза водородной пузырьковой камеры с высоким разрешением LEBC, использованной в эксперименте NA16.

ной пленкой «Скотчлайт», наклеенной на мембрану расширения. Для фотографирования пузырьков диаметром ~ 40 мкм использовалась задержка вспышки на 300 мкс. При температуре жидкого водорода 29,1 К (при этом статическое давление составляло 7,4 бар, а перепад давления — 4,1 бар) наблюдалась плотность пузырьков порядка 80 пузырьков/см. В описываемом здесь первом эксперименте использовалась одна регистрирующая камера. В последующем эксперименте, который обсуждается ниже, для проведения 16-градусного стереоскопического восстановления взаимодействий были установлены две камеры.

В первом эксперименте использовалась линза с фокусным расстоянием 240 мм и диафрагмой $F/16$, при этом коэффициент уменьшения m был равен 2,14. Во втором эксперименте аналогичные параметры составляли, соответственно, $F = 180$ мм, $F/11$, $m = 3,25$.

В классической теории дифракции⁷ пространственное разрешение дается формулой

$$r = \frac{m_1}{\pi} \frac{\lambda D}{2a} = 1,22\lambda \frac{F(m+1)}{2a},$$

где m_1 — положение первого минимума функции $2J_1(m)/m$, а $J_1(m)$ — функция Бесселя первого порядка; λ — длина волны света (0,52 мкм), D — расстояние от объекта до линзы, $D = F(m+1)$; F — фокусное расстояние, m — коэффициент уменьшения, $2a$ — диафрагма линзы.

По этой формуле для обоих экспериментов получается величина $r \sim 30$ мкм. Действительно, измерение диаметров пузырьков с помощью микроденситометра показало, что размер их в пространстве составляет 42 ± 6 мкм, т. е. близок к дифракционному пределу. Другой практический нижний предел на необходимый диаметр пузырька устанавливается приборами, на которых производится обмер пленок. Они работают наиболее эффективно, когда изображение пузырька на пленке превосходит некоторый определенный размер. При $m = 3,25$ мы как раз достигаем этот предел (от 12 до 15 мкм)⁸.

При таком высоком разрешении глубина поля зрения ограничена несколькими миллиметрами, поскольку

$$\Delta \sim \frac{3r^2}{\lambda}$$

и при $r \sim 30$ мкм $\Delta \sim 5,4$ мм.

Система фокусировки пучка H2 на SPS не позволяла пучку выходить за пределы этих 5 мм по глубине поля; поперечное сечение пучка в камере составляло 2×80 мм².

Для отбора событий, происходящих в пределах времени чувствительности, т. е. в течение ~ 1 мс от момента минимального давления, и для отсчета времени роста капель использовался триггер взаимодействия. Триггер состоял из пяти сцинтилляторов, наименьший из которых, определяющий полезный профиль пучка, имел размеры 2×100 мм². Взаимодействия вне рабочего объема камеры (например, в стенках) приводили к тому, что только $\sim 50\%$ снимков содержали события в H₂, правильно синхронизованные по времени. Для устранения большинства треков пучка, которые образовывали на снимках нежелательный фон больших пузырьков, во втором эксперименте был установлен магнит, выбивающий пучок⁹. Он отклоняет первичные протоны так, что они не попадают в мишень до момента достижения пузырьковой камерой оптимальных условий чувствительности. Через ~ 50 мкс после регистрации триггером полезного взаимодействия отклонение пучка возобновляется. Об эффективности выбивающего магнита можно судить по рис. 2, где показаны два события, по одному из каждого эксперимента (без и с отклоняющим магнитом).

На пучке π -мезонов с энергией 340 ГэВ в ЦЕРНе SPS было получено всего 110 000 снимков, содержащих 48 000 взаимодействий в рабочем объеме камеры, что соответствует чувствительности 2,5 события на мкб. Ниже мы приводим сводку результатов этого эксперимента¹⁰.

Можно получить количественную оценку фона для событий — кандидатов на рождение и распад очарованных частиц, связанного со вторичными взаимодействиями в водороде или с конверсией γ -квантов. Он оказывается пренебрежимо малым. Основным источником фона являются распады странных частиц, которые из-за исключительно похожих топологий событий можно спутать с распадами чарма. В случае отсутствия измерений импульсов этот источник фона только по оценке эффективной массы исключить нельзя. Для его устранения необходимо исходить из большого отличия между време-

нами жизни очарованных и странных частиц. При отборе кандидатов используются два геометрических параметра, обозначенные на рис. 3 через x и y :

$$x = \frac{p_{t1}}{p_1} L = \frac{p_{t1}}{m_1} \tau c,$$

где p_{t1} — поперечный импульс распадающейся частицы, p_1 — импульс этой частицы, L — длина распада, τ — время жизни, m_1 — масса.

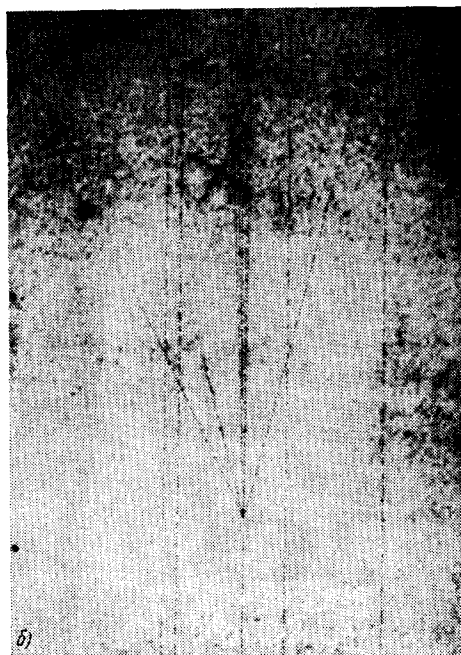


Рис. 2. а) Фотография события из эксперимента NA13; б) фотография события из эксперимента NA16.

Отсутствие треков с большими пузырьками указывает на эффективность действия магнита, выбивающего частицы пучка.

Известно, что в адронных взаимодействиях для широкой области начальных импульсов (выше порогового значения) достаточно хорошо работает аппроксимация $p_t \leq m$. Поэтому для x в первом приближении справедливо следующее выражение:

$$x \leq \tau c,$$

т. е. в первом порядке x зависит только от τ . Для странных частиц ($\tau \sim 10^{-10}$ с) можно ожидать, что большинство распадов произойдет в пределах полосы шириной ± 3 см, центрированной по направлению вылета исходной частицы. Для очарованных частиц ($\tau < 10^{-12}$ с) эта ширина уменьшается до ± 300 мкм.

При отборе кандидатов в пределах полосы шириной ± 600 мкм обязательно останутся все распады очарованных частиц, а большая часть странных частиц в нее не попадет. Однако просмотр пленки на предмет поиска распадов очарованных частиц основывается не только на наблюдении вершины распада и определении параметра x , который часто бывает трудно определить вблизи вершины образования. Используется также параметр y , который определяет

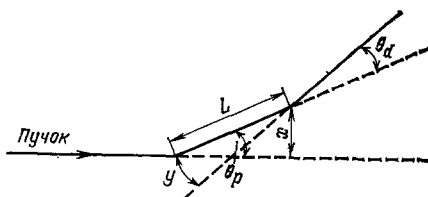


Рис. 3. Определение указанных в тексте величин x и y .

расстояние от вершины рождения до продолжения трека заряженной частицы, выходящей из вторичной вершины. По определению, эта величина указывает на наличие некоторой вторичной активности. После вычисления y остается только решить, является ли эта вторичная активность взаимодействием или нет. Для водорода решение получить легко, следуя простому правилу: вторичные взаимодействия заряженных частиц приводят к звездам с четным количеством лучей (нечетным для нейтральных частиц), тогда как при распадах заряженных частиц появляются звезды с нечетным числом лучей (четным для нейтральных частиц). Расстояние y связано с поперечным импульсом распадной частицы по отношению к направлению вылета очарованной частицы

$$y = \frac{L p_{t_2}}{p_2} = \frac{\beta \gamma \tau p_{t_2}}{p_2},$$

где p_{t_2} — поперечный импульс образовавшейся при распаде частицы по отношению к направлению вылета распадающейся частицы, p_2 — импульс продукта распада. $p_{t_2}/p_2 \sim 1/\gamma$, так что в первом приближении y не зависит от импульса

$$y \sim \tau c.$$

Нижний предел y , который может быть достигнут при визуальном наблюдении на просмотровом столе, устанавливает нижний предел на время жизни распадающейся частицы, при котором она может быть зарегистрирована. С учетом различных каналов распада очарованных частиц были проведены расчеты методом Монте-Карло¹¹ для оценки зависимости эффективности просмотра от времени жизни. Предполагалось, что детектируются все события с $y > 3\tau$ (т. е. $y > 100$ мкм). Справедливость такого предположения можно проверить с помощью двухкратного и трехкратного просмотров. При таком обрезании для $\tau \sim 7 \cdot 10^{-13}$ с достигается эффективность порядка 50%. С помощью прецизионных измерений треков в пузырьковой камере можно в принципе поднять эту эффективность до 50% для $\tau \sim 1 \cdot 10^{-13}$ с: для LEBC среднее квадратичное отклонение измерений от прямой линии в пространстве составляет около 6 мкм. Однако этот метод потребует систематического измерения всех событий — процедуры, немыслимой с точки зрения затрат времени из-за ограниченных лабораторных ресурсов. Визуальный просмотр остается единственной практической возможностью регистрации кандидатов на очарованные частицы.

Эффективность детектирования зависит от времени жизни частицы приблизительно линейно¹⁰. Поэтому, если механизмы рождения приводят к образованию смеси очарованных частиц с равными весами, эффективность регистрации будет зависеть только от среднего значения времен жизни этих очарованных частиц. Этот случай будет реализован, если, в основном, будут образовываться состояния по каналам ассоциативного рождения D^+D^- , $D^+\bar{D}^0$, D^-D^0 и $D^0\bar{D}^0$ с равными сечениями рождения, и при этом D^\pm и D^0 будут обладать разными временами жизни.

Вернемся к первому эксперименту с камерой LEBC. Поиск кандидатов на очарованные частицы проводился в области, определенной следующими значениями параметров: $x < \pm 600$ мкм, $L < 3$ см. Наилучшие сигналы должны были наблюдаться в событиях с парой распадающихся кандидатов или с 3-х лучевыми распадами. Очевидно, что топология таких событий менее чувствительна к фону от распадов странных частиц. Фон оценивался с помощью регистрации количества одиночных и двойных распадов вне «области чарма». В результате внутри области было обнаружено 20 пар, а ожидаемый фон от странных частиц составлял 8,2 пары. Этот избыток в 12 пар сохранялся и в том случае, если предел на x поднять до ± 1000 мкм или уменьшить L до 2 см. Подобный же избыток (14 пар при ожидаемых 4 парах фона) наблюдался и в случае обрезания по y ($y < 1000$ мкм). Это подтверждает правильность интерпретации избытка как наличия распадов

очарованных частиц. Внутри области с обрезанием по $x < \pm 600$ мкм наблюдались восемь трехлучевых распадов, при этом фон оценивался в 2 события (фон от распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $\Sigma^+ \rightarrow p e^+ e^- \gamma$ и четырехлучевых вторичных распадов с одним незарегистрированным треком). Используя известные соотношения каналов распада для очарованных частиц и предполагая одинаковое сечение образования для пар $D^+ D^-$, $\bar{D}^0 D^-$, $D^0 D^+$, $D^0 \bar{D}^0$, можно показать, что избыток одиночных трехлучевых событий сравним с избытком пар.

Наиболее естественным и простым объяснением этих результатов является гипотеза рождения и последующего распада очарованных частиц. Действительно, в рамках указанных выше предположений можно показать, что если полученные результаты интерпретировать как прямое наблюдение очарованных частиц, то избыток пар дает для полного сечения рождения $D\bar{D}$ значение ~ 40 мкбн, а избыток трехлучевых распадов приводит к величине инклюзивного сечения рождения D-мезонов порядка 35 мкбн¹⁰.

Очевидно, однако, что любое более детальное исследование свойств образования и распада очарованных частиц потребует усовершенствования методики в трех направлениях:

а) для полного исключения фона от странных частиц и для получения информации о динамике рождения и распада очарованных частиц требуются анализ импульсов, идентификация частиц и регистрация γ -квантов;

б) для уменьшения искажений при измерении характеристик очарованных частиц с наименьшими временами жизни потребуется более высокое пространственное разрешение;

в) увеличения статистики.

В следующем разделе мы сообщим о попытках разрешения первого ряда проблем. Затем мы увидим, как голография может обеспечить решение второго и, возможно, третьей категорий необходимых модификаций методики.

3. ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Для решения проблем, возникающих при идентификации сигнала, наблюдаемого в изолированной пузырьковой камере типа LEBC, было внесено предложение снабдить LEBC спектрометром, расположенным ниже по пучку. Спектрометр предназначен для импульсного анализа заряженных частиц, вылетающих из вершин образования и распада очарованных частиц. При энергиях SPS для адронного рождения можно ожидать множественности заряженных частиц порядка 10. Для однозначной идентификации очарованных частиц и отделения их от обильно рождающихся странных частиц необходимо иметь импульсное разрешение порядка 1%. Двухплечевой спектрометр EHS³ был создан для решения именно таких задач, и поэтому в эксперименте NA16 камера LEBC была сочленена с EHS¹². Спектрометр был снабжен шестью большими дрейфовыми камерами, каждая из которых состояла из четырех плоскостей. Для минимизации неоднозначности реконструкции многотрековых событий эти плоскости были ориентированы в соответствии с геометрией «бабочка»¹³. Спектрометр оказался отличным прибором для полного восстановления событий. В эксперименте NA16 для оптимизации аксептанса спектрометр EHS был слегка перегруппирован (моделирования по Монте-Карло показали, что полный импульсный анализ можно проводить приблизительно для 50% распадов D-мезонов). Поскольку камера LEBC не может работать в магнитном поле, большой вершинный магнит, который предполагалось использовать при нормальном функционировании спектрометра EHS, был заменен на расположенный за LEBC магнит, обеспечивающий 1,5 Тл·м. Он позволяет измерять импульсы тех заряженных частиц, которые не попадают во второе плечо EHS. За магнитом расположена многопроволочная пропорциональная камера W2, состоящая из шести плоскостей. Для улучшения ее характеристик между магнитом и W2 была под углом помещена проволоч-

ная камера V1, обладающая большой точностью и высоким разрешением. На рис. 4 показана схема экспериментальной установки. Представление о характеристиках этого спектрометра в сочетании с информацией, обеспечиваемой пузырьковой камерой, дает рис. 5, на котором показана выборка двухлучевых нейтральных распадов в зависимости от значений восстановленной эффективной массы (при гипотезах $\pi^+\pi^-$, $\rho\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ или e^+e^-). В районе масс, ожидаемых для K_S^0 ($498,0 \pm 1,0$ МэВ/ c^2) и Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) ($1116,5 \pm 1,5$ МэВ/ c^2)

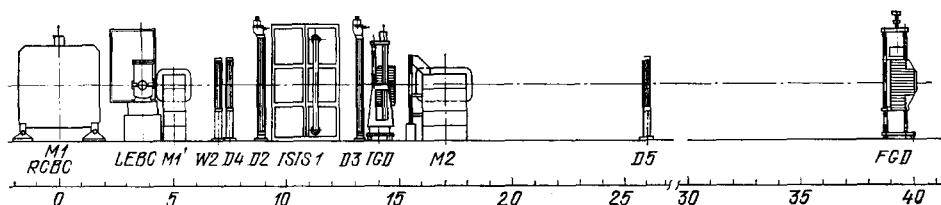


Рис. 4. Расположение основных блоков прототипа спектрометра EHS.

В установку включена камера LEBC. Схема соответствует эксперименту NA16.

наблюдаются четкие пики. Полные ширины на половине высоты этих распределений (соответственно 10 и 8 МэВ/ c^2) находятся в хорошем согласии с ожидаемой для спектрометра EHS проектной точностью измерения импульсов $\Delta p/p \sim 1\%$.

Спектрометр EHS обеспечивает также регистрацию γ -квантов и реконструкцию почти всех π^0 -мезонов, вылетающих в переднюю полусферу, вклю-

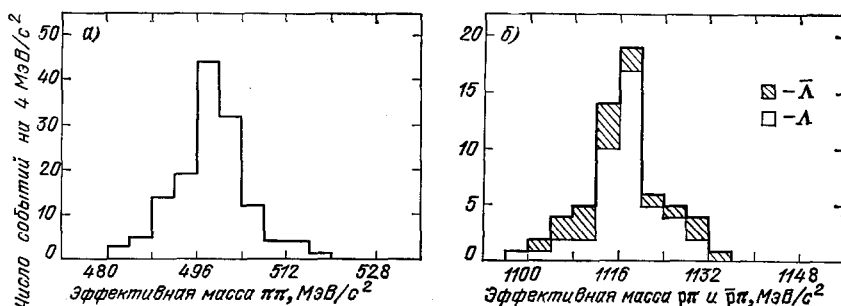


Рис. 5. а) Распределение по эффективной массе $\pi\pi$ для выборки V^0 -распадов, идентифицированных как распады K^0 -мезонов; б) распределения по эффективной массе $\rho\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ (заштрихованная площадь) для выборки распадов Λ и $\bar{\Lambda}$.

Анализ таких событий использовался для определения характеристик спектрометра и программ исследования и для измерения разрешения по массе.

чая, в частности, образованные при распадах очарованных частиц. Для полностью восстановленных π^0 -мезонов в области энергий от 1 до 100 ГэВ энергетическое разрешение составляет 1—3%. Конечно, невозможно решить а priori, которой из вершин принадлежит тот или иной восстановленный π^0 -мезон — вершине образования кандидата на чарм или вершине его распада. Однако благодаря информации о π^0 -мезонах, кинематические ограничения значительно ужесточаются, и это может обеспечить проведение однозначной идентификации очарованных частиц, распадающихся по модам с одним или двумя π^0 -мезонами.

Некоторые из возможностей идентификации заряженных частиц, предусмотренные в окончательном варианте EHS³, были доступны уже на стадии набора статистики данных в эксперименте NA16. Впоследствии в состав EHS должны войти набор черенковских детекторов, детекторы переходного излучения и ионизационная дрейфовая камера большого объема (ISIS). Эта

система позволит идентифицировать заряженные частицы в области импульсов 3—200 ГэВ/с. Во время набора статистики в эксперименте NA16 использовался прототип ISIS. Площадь детектора составляла 4×2 м², и он перекрывал полный аксептанс спектрометра. Число чувствительных проволок, на которых была получена выборка по ионизации, достигало 80. Это позволило идентифицировать π -мезоны в области импульсов 3,5—30 ГэВ/с, а электроны — вплоть до 9 ГэВ/с. ISIS предоставляет также полезную информацию о треках, которая помогает разрешить проблемы распознавания картины взаимодействий.

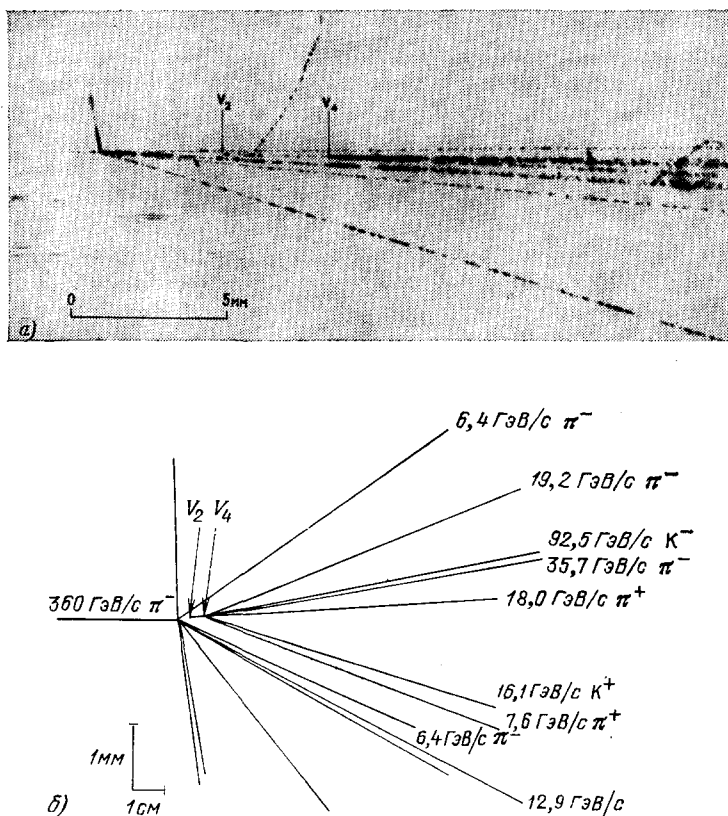


Рис. 6. Первое полностью восстановленное событие рождения и распада очарованных частиц из эксперимента NA16.

а) Фотография события; б) схема события, полученная на основе машинной обработки измерений. Приведены импульсы всех восстановленных треков. Массовые гипотезы основаны на информации о кинематике события, и в каждом случае совместимы с измерениями в дрейфовой камере с фильмовым съемом ISIS. Отметим, что масштаб на рис. б растянут в поперечном направлении для более четкого представления события.

На рис. 6, а представлена фотография (а на рис. 6, б — схематическое изображение) события с очарованной частицей, зарегистрированного в эксперименте NA16. Событие представляет собой π^- -взаимодействие при импульсе 360 ГэВ/с. Образуются восемь заряженных частиц и две нейтральные, которые материализуются в виде двух- и четырехлучевого распадов. Успешно восстановлены все шесть распадных треков и три трека, выходящие из вершины образования. К тому же в системе детектирования γ -квантов идентифицированы шесть фотонных ливней, и сочетания этих фотонов позволяют получить три однозначных сигнала от π^0 -мезонов. Если интерпретировать частицы так, как показано на рис. 6, б, то двухлучевой распад $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$ согласуется с гипотезой массы D^0 -мезона 1857 ± 22 МэВ/с², а четырехлуче-

вой распад $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ с \bar{D}^0 -мезоном с массой $1862 \pm 9 \text{ МэВ}/c^2$. Никакая другая интерпретация частиц не приводит к массе, соответствующей какой-либо из известных странных или очарованных частиц. Полученные с помощью ISIS данные по ионизации согласуются со всеми приписываемыми частицам массами. Времена жизни D^0 и \bar{D}^0 составляют, соответственно, $(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-13} \text{ с}$ и $(5,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Более подробный анализ этого события был опубликован ранее¹⁵.

Показанное событие является примером возможностей, которые реализуются пузырьковой камерой с высоким разрешением, прецизионным спектрометром типа EHS, идентификацией заряженных частиц и регистрацией γ -квантов. Другие кандидаты на чарм, полученные в эксперименте NA16, ко времени написания статьи еще не были полностью исследованы. Результаты обработки указывают на то, что в эксперименте должно быть зарегистрировано 50—100 полностью восстановленных распадов очарованных частиц.

Одновременно с набором статистики в эксперименте NA16 на установке LEBC — EHS другая коллаборация¹⁶ ставила эксперимент на небольшой пузырьковой камере с тяжелым наполнителем BIBC¹⁷. Пленка, полученная в этом эксперименте, была полностью просмотрена. Было получено несколько сотен поддающихся измерению кандидатов на распад очарованных частиц. К моменту написания статьи эти события анализировались, и ожидалось, что они дадут несколько идентифицированных распадов очарованных частиц.

Таким образом, открылась возможность сочленить вершинный детектор с высоким разрешением с расположенными за ним спектрометром, γ -детекторами и идентификаторами заряженных частиц. Такое сочетание обеспечивает решение первой категории экспериментальных проблем, возникающих для изолированной пузырьковой камеры. С экспериментальной точки зрения мы не исчерпали еще всех возможностей, которые предоставляет нам такая пузырьковая камера, как LEBC, фотографируемая классической оптической системой с высоким разрешением и сочлененная с такой сложной установкой, как EHS. Действительно, интересно рассмотреть возможность набора очень большой статистики в адронном эксперименте типа NA16 с такой камерой, как HOLEBC, снабженной описанным в разделе 5 выбивающим магнитом. Или, например, облучить HOLEBC в фотонном пучке высокой энергии, отмеченном в разделе 6, и исследовать фоторождение очарованных частиц. Обе эти идеи кажутся привлекательными, но их реализация затрудняется из-за практического предела разрешения классической оптики (диаметр пузырьков порядка 20 мкм). Теперь мы увидим, как голографический метод съема информации может улучшить экспериментальную ситуацию как по отношению к пространственному разрешению, необходимому для регистрации короткоживущих частиц, так и по отношению к чувствительности пузырьковой камеры, используемой в качестве вершинного детектора, которая требуется для изучения редких процессов.

4. ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

Существует много литературы по применению голографии в интересующей нас области. Основные понятия и определения мы введем, опираясь на работу Томпсона¹⁸.

Голограммой называется запись интерференционной картины, сформированной между опорным и изучаемым оптическими полями. Когда голограмма освещается пучком света, совпадающим с опорным полем, исходное исследуемое поле возникает заново. Записываются и воссоздаются и амплитуда, и фаза анализируемого поля, тогда как в классической оптике записывается только квадрат амплитуды. В наших условиях опорным полем будет пучок лазера, а исследуемым полем — свет от этого исходного пучка, дифрагированный пузырьками в пузырьковой камере. Поскольку пузырьковая камера, в основном, прозрачна, голограмма может состоять из интер-

ференционной картины между дифрагированным пузырьками светом и недифрагированным светом от того же исходного пучка. Однако это условие не является обязательным; можно представить себе такое расположение аппаратуры, когда исходный пучок, по крайней мере частично, не будет пересекать пузырьковую камеру.

Достижимое с помощью голографии разрешение дается той же, что и раньше, формулой

$$r = \frac{1,22\lambda D}{2a},$$

где $2a$ теперь является полезной шириной пленки голограммы. Например, при $\lambda = 700$ нм, $D = 12$ см и $2a = 100$ мм можно получить в принципе разрешение ~ 1 мкм.

Глубина поля зрения по порядку величины равна длине когерентности лазера. Она может достигать нескольких десятков сантиметров, независимо от получаемого разрешения.

На рис. 7 приведена схема наиболее простой оптической установки, в которой используется осевая голография Ф. аунгофера.

Некоторые предварительные испытания на оптической скамье¹⁹ вдохновили М. Дайкса и др.⁷ на проверку возможности регистрации на голограмме треков в пузырьковой камере. В этом контрольном эксперименте в реальных условиях исследовались такие практические ограничения, как разрешение, глубина поля, плотность пузырьков, плотность треков и т. д.³⁵.

Для осуществления этого испытания использовалась небольшая пузырьковая камера ВВС¹⁷. Камера, благодаря двум оптическим окнам, позволяющим осуществить сквозное освещение и обеспечить осевую геометрию Фраунгофера, вполне отвечает требованиям голографического метода. Особенность этой пузырьковой камеры — тяжелый наполнитель — позволяет получить более высокую плотность пузырьков на треках, что является важным преимуществом при необходимости распознавания элементов треков, составленных из очень маленьких пузырьков. Экспериментальное расположение установки показано на рис. 8.

Испытания проводились с помощью рубинового лазера, который вырабатывал одиночные световые импульсы энергией 10 мДж и длительностью 10 нс. Длина волны составляла 694 нм. Импульс света синхронизовался с выводом частиц и расширением пузырьковой камеры. Система быстрого вывода пучка обеспечивала сброс частиц длительностью $\sim 2,4$ мкс на каждый цикл работы SPS (~ 12 с). Этот быстрый вывод гарантировал выполнение условия одинакового размера пузырьков на всех фотографируемых на данной голограмме треках. Голограммы выполнялись на стеклянных пластинках и на пленках, покрытых эмульсией марки «Агфа-Геваерт» 10E75. Во время испытаний проверялись два разных местоположения пленки, на расстояниях 10 и 18 см от оси пучка частиц. С помощью измерения интервала времени между прохождением пучка и импульсом света лазера регистрировались треки с пузырьками разных размеров. Число треков пучка на один снимок варьировалось от 10 до 150, при этом пучок распределялся по всей площади поперечного сечения пузырьковой камеры ($\sim 60 \times 35$ мм²).

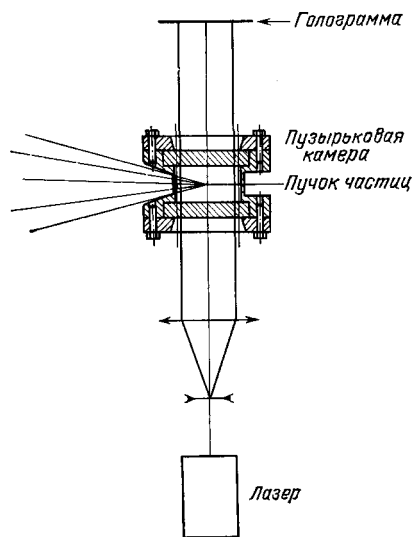


Рис. 7. Схема установки, использующей осевую голографию для регистрации треков в пузырьковой камере.

Записанная на этих голограммах информация позволяла с большой контрастностью и высоким качеством восстанавливать по всей глубине и по полной площади пузырьковой камеры пузырьки диаметром 6 мкм (рис. 9). Воспроизведение проволочек диаметром 10 мкм, вмонтированных перед и за окнами пузырьковой камеры, показало, что оптическое качество не ухудшается по всей глубине поля зрения вплоть до 9 см, что значительно превышает глубину, необходимую для небольших скорострельных пузырьковых камер, которые могут работать с голографической оптикой. Возможность использования такой большой глубины поля зрения была продемонстрирована с помощью

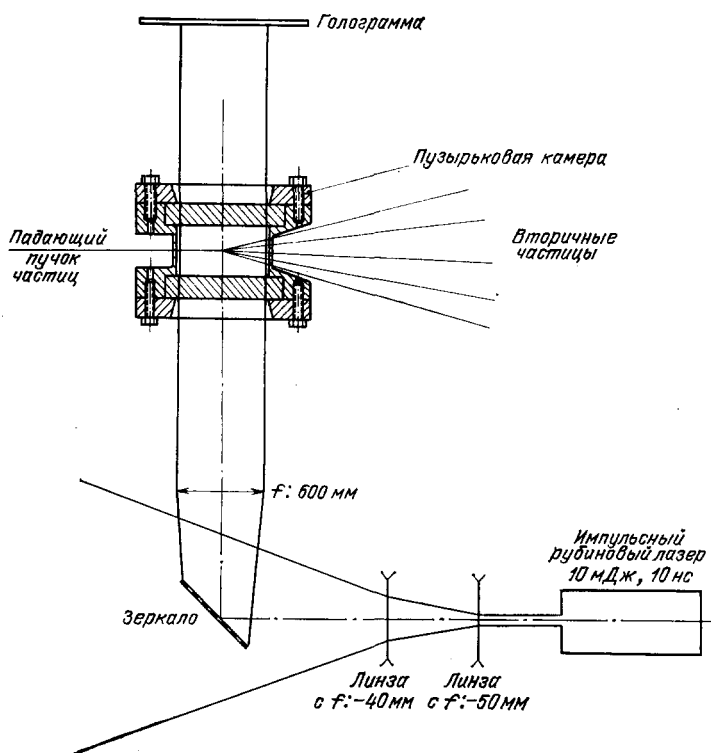


Рис. 8. Схема установки, использованной для голографической регистрации треков в пузырьковой камере в испытаниях с камерой ВВС.

наблюдения треков, лежащих в одной оптической плоскости и разделенных по глубине менее чем на 3 мм. Таким образом, в голографической пузырьковой камере можно воспринимать за одно расширение больше треков, чем в обычной пузырьковой камере. На стадиях просмотра и измерения достаточно сфокусировать систему на исследуемый трек, при этом остальные треки пучка остаются невидимыми или образуют фон, вполне приемлемый даже при числе начальных треков пучка, достигающем 250.

Безусловно, для принятой в нашем обсуждении простой осевой геометрии избыточная турбулентность жидкости приводит к ухудшению качества снимков. Поэтому исследовать практические ограничения необходимо для каждого конкретного случая.

Другая важная характеристика качества снимков связана с плотностью пузырьков; чтобы обеспечить просмотрщику возможность распознать элементы треков, с уменьшением размеров пузырьков должна расти их плотность. В пересчете с характеристик обычных пузырьковых камер (диаметр пузырька 150 мкм, плотность 13 пузырьков/см или для LEBC- диаметр 40 мкм, 80 пузырьков/см) мы получим, что для диаметра пузырьков ~ 5 мкм потребуются плотности ~ 400 пузырьков/см. Для тяжелых жидкостей типа фреона

и пропана плотность 400 пузырьков/см достигается легко. В описанных выше испытаниях наблюдались плотности вплоть до 1000 пузырьков/см. Возможно, достичь больших плотностей пузырьков в жидком водороде окажется сложнее, поскольку в этом случае потребуются условия работы, близкие к границе вскипания. Этот вопрос подвергается всестороннему изучению в ЦЕРНе, где в контрольной экспозиции камеры HOLEBC на PS уже наблюдались треки с минимальной ионизацией, правда, пока еще с недостаточно высокой плотностью — порядка 200 пузырьков/см²⁰.

Несмотря на то, что испытания, проведенные на камере ВІВС, принесли большую пользу с точки зрения демонстрации возможности использования голографии для пузырьков камер, многие вопросы еще остались открытыми. Некоторые из них мы уже упоминали. В число других входят вопросы выбора пленки для регистрации голограмм, влияния на разрешение пленки расстояния до объекта и выбора лазера.

П. Лекок и П. Оливер²¹ показали, что для разрешений порядка нескольких мкм или больше не наблюдается никаких сколь-нибудь серьезных ухудшений разрешения для голограмм, сделанных на пленке с полиэфирной основой толщиной 0,17 мм, по сравнению с голограммами на обычных стеклянных пластинках. Однако такого рода проблемы могут возникнуть при необходимости получения разрешения порядка 1 мкм, что будет иметь место в случае изучения частиц с временами жизни меньше 10^{-14} с.

Как было указано выше, при всех остальных одинаковых параметрах разрешение линейно зависит от расстояния D между объектом и пленкой. Для $\lambda = 550$ нм и диаметра голограммы 60 мм была получена эмпирическая форма этой линейной зависимости:

$$r \text{ (мкм)} \sim 0,1 D \text{ (см)} + 5 \text{ (мкм)}.$$

В случае использования небольших пузырьков камер с тяжелым наполнителем D может не превышать величины ~ 10 см, что дает значение $r \sim 6$ мкм. Однако для водородной пузырьковой камеры расположить пленку так близко от оси пучка трудно, и геометрия установки, возможно, окажется значительно сложнее, чем приведенная на рис. 7. Для устранения этой проблемы можно предложить различные решения; например, установить ретрансляционную линзу, которая будет формировать изображение пузырьковой камеры в подходящем для записи на голограмму месте.

В физическом эксперименте со скорострельной пузырьковой камерой нельзя будет применять рубиновый лазер типа описанного для испытаний с камерой ВІВС из-за его ограниченной частоты повторения импульсов. Поджечь достаточно быстро лазер с накачкой лампой-вспышкой обычно не удастся. С другой стороны, лазеры с накачкой на красителях можно запускать с частотой от 0,1 до 30 Гц, и их характерные длительности импульсов составляют 15—20 нс. Эти характеристики обеспечивают полную пригодность таких лазеров для работы со скорострельными пузырьковыми камерами. Более того, выбор красителя позволяет настроить лазер на любую частоту в области от близких ультрафиолетовых до близких инфракрасных длин волн²².

На большинство оставшихся вопросов, связанных с возможностью практического осуществления голографического фотографирования пузырьков камер, ответят два контрольных эксперимента, проведение которых запланировано в ЦЕРНе на SPS до 1982 г. Проекты этих экспериментов обсуждаются в следующем разделе.



Рис. 9. Фотография события из контрольной экспозиции ВІВС, полученная с помощью осевой голографии.

Диаметр разрешаемых пузырьков равен 6—8 мкм, их плотность на треках составляет несколько сотен пузырьков на см.

5. ПРОТОТИПЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ ПУЗЫРЬКОВЫМИ КАМЕРАМИ

В ЦЕРНе был предложен эксперимент²³ по изучению образования и распада очарованных частиц с помощью водородной пузырьковой камеры с высоким разрешением и голографическим съемом информации (HOLEBC) и Европейского гибридного спектрометра (EHS). Эксперимент предполагает использовать преимущества увеличения разрешения, которое обеспечивается голографическим методом регистрации треков, и обеспечения спектрометром EHS необходимой информации. На рис. 10 показана схема экспериментальной установки, которая аналогична конфигурации эксперимента NA16, приведенной на рис. 4. Камера LEBC заменена камерой HOLEBC, установленной на расстоянии 1,8 м перед широкоапертурным магнитом спектрометра M1. Спектрометр EHS должен обеспечить измерение импульсов 80% заряженных частиц с разрешением порядка 1%. Для облегчения прослеживания частиц

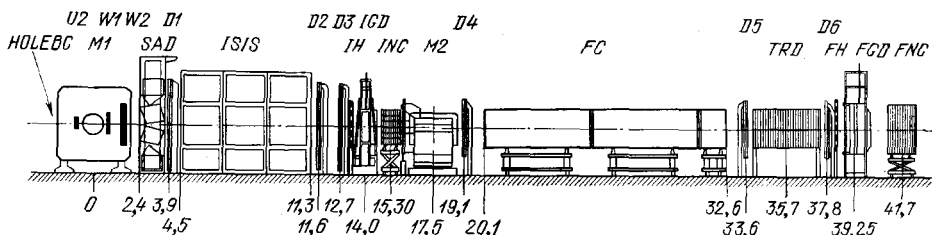


Рис. 10. Расположение основных блоков спектрометра EHS.

В установку включена водородная пузырьковая камера с голографическим съемом информации HOLEBC. Схема соответствует эксперименту NA26.

и для сшивания треков между пузырьковой камерой и спектрометром в магните M1 установлена под углом пропорциональная камера (PIC), обладающая большой точностью и высоким разрешением. Идентификация частиц будет обеспечиваться аэрогельными черенковскими детекторами (SAD), дрейфовой камерой ISIS с фильмовым съемом информации, передними черенковскими счетчиками и детекторами переходного излучения. Этот набор детекторов перекрывает область импульсов идентифицируемых частиц от 3 до 200 ГэВ/с³.

Так же, как и в эксперименте NA16, будет использован простой триггер наличия взаимодействия, без попытки отбора на триггерном уровне кандидатов на очарованные частицы. В этих условиях можно ожидать, что только 0,1% голограмм будут содержать распады очарованных частиц, и скорость набора данных будет ограничена временем цикла работы камеры. Основной задачей этого контрольного эксперимента является не столько набор большой статистики распадов очарованных частиц (при современном состоянии просмотра трудно обработать очень большое число голограмм), сколько накопление опыта и подготовка будущих экспериментов с большими чувствительностями, с использованием более жестких триггеров и больших интенсивностей пучка. Шаг в этом направлении будет сделан с помощью обладающей высокой точностью дрейфовой камеры²⁴, которая по параметру y , превышающему наименьшее измеримое дрейфовой камерой расстояние, сможет регистрировать продукты распадов очарованных частиц, вылетающие из вторичной вершины. Как было показано выше (раздел 2), для возможности использования этого критерия наименьшее регистрируемое расстояние должно быть порядка 100 мкм. Предполагается, что эта информация будет использоваться на первой стадии автономной обработки для отбора требующих просмотра голограмм.

Для возможности реализации осевой голографии камера HOLEBC снабжена двумя оптическими окнами. Поэтому мембрана расширения распо-

ложена на дне камеры (рис. 11), а теплообменник — наверху. В лексановом корпусе камеры вырезаны окна для прохождения пучка, соответствующие его профилю. Полезный объем камеры составляет 12 см по пучку при поперечном сечении 5×7 см². Проектируемая частота работы 50 Гц была достигнута уже в пробном сеансе.

Одним из основных вопросов в этом предполагаемом эксперименте является проблема получения очень высокой плотности пузырьков, необходимой для хорошего качества элементов треков при размерах пузырьков 5—10 мкм. Объем с жидким водородом должен расширяться до пределов, максимально близких к границе вскипания. Необходимо устранить любое паразитное вскипание; именно поэтому в качестве конструктивного материала для HOLEVC используется лексан — наилучший материал для создания «чистой» пузырьковой камеры. Как обсуждалось выше, проблема получения высоких плотностей значительно легче решается для тяжелых жидкостей. Это является

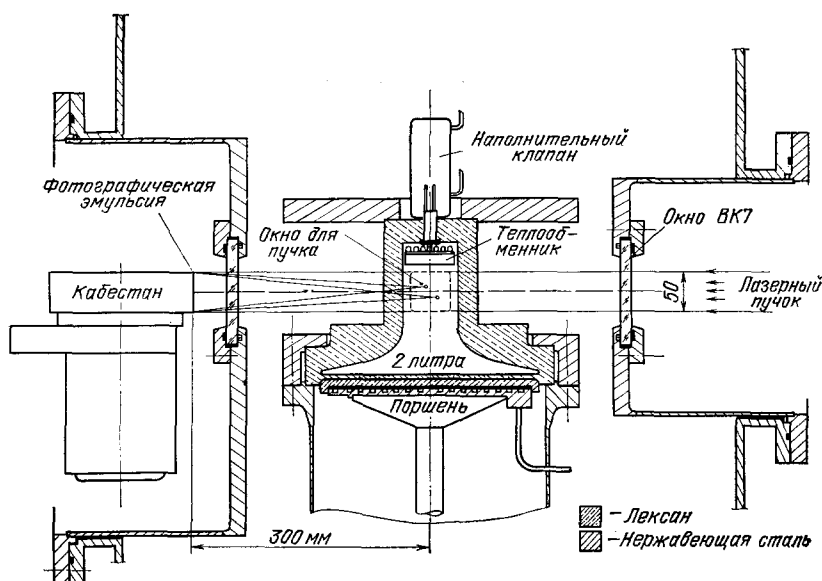


Рис. 11. Схематическое изображение разреза камеры HOLEVC.

одной из причин планирования другого контрольного эксперимента с использованием небольшой скорострельной пузырьковой камеры с тяжелым наполнителем ²⁵. Действительно, проведенные с ВВС испытания показали, что для такого прибора с большой степенью вероятности можно успешно использовать голографический метод. Осуществление этого эксперимента будет еще одним шагом вперед, поскольку в нем предполагается использовать совместный триггер, поджигающий лазер и отбирающий взаимодействия, в которых вероятность наличия распадов очарованных частиц будет выше, чем в среднем событии. Поскольку для очарованных частиц относительно важную роль играют полупетонные моды распадов, в этом триггере используется мюонный детектор. Схема предложенного эксперимента ²⁶ приведена на рис. 12. В принципе мюонный фильтр обогащает выборку голограмм, содержащих очарованные частицы, на фактор ~ 10 . Таким образом, появляется возможность на $\sim 5 \cdot 10^4$ голограмм накопить ~ 1000 событий с очарованными частицами. Скорость набора данных может быть оптимизирована в случае использования пузырьковой камеры НОВС ²⁵ при 150 исходных частицах на один сброс пучка длительностью 30 мкс. Отправные размеры камеры составляют 10 см (рис. 13). Наполнителем камеры является C_3F_8 , а частота ее работы равна 25 Гц. В течение нескольких дней набора данных в таком эксперименте можно получить достаточную статистику для сравнения сечений рождения

для четкого выделения сегментов треков в пузырьковых камерах с тяжелым наполнителем. Для водородных пузырьковых камер эта задача также должна быть разрешена.

Однако, как было показано в предыдущем разделе, для осуществления высокочувствительных экспериментов необходимо устранить еще одну очень сложную проблему²⁷. Эта проблема заключается в отборе событий на триггерном уровне для уменьшения числа требующих просмотра голограмм, т. е. это проблема разумного триггера.

Одна из элегантных возможностей решения этой проблемы, по крайней мере для физики очарованных частиц, может быть реализована в эксперименте по фоторождению²⁸ при использовании камеры HOLEBC, спектрометра EHS и меченого пучка фотонов тормозного излучения H_2 ²⁹. Пучок с интенсивностью несколько единиц $\cdot 10^7$ фотонов (с энергией $> 1 \text{ МэВ}$) на 1 сброс SPS длительностью 2с должен обеспечить на каждые 1—2 сброса высокоэнергичные (скажем, в области $75 \text{ ГэВ} < E_\gamma < 100 \text{ ГэВ}$) события фоторождения адронов. При наборе статистики в течение 20 дней должна быть достигнута чувствительность эксперимента порядка 1 события/нбн. Для регистрации этих событий фоторождения адронов систему лазер-камеры можно запускать с помощью системы маркировки пучка фотонов и соответствующего триггера взаимодействий. Триггер должен отбирать все конечные состояния, содержащие адроны, и поэтому должен приводить к минимальным искажениям. После такого отбора доля голограмм, содержащих очарованные частицы, должна составлять 1—2%, т. е. по крайней мере в 10 раз быть больше, чем при рождении очарованных частиц в адронных взаимодействиях. Кроме адронных событий, голограммы будут содержать большое число фоновых треков от комптоновских электронов и пар от конверсии фотонов. Для обычной оптики этот фон был бы серьезной помехой, но для голографического метода фоновые треки окажутся, в основном, вне фокуса и поэтому не будут влиять на качество снимков.

При чувствительности, превышающей 1 событие/нбн, и разрешении 5 мкм и выше можно будет проводить поиск событий с рождением b -частиц. Кроме того, с помощью изучения распадов F -мезонов можно будет получить доступ к t -лептону³⁰.

Потенциальные ограничения эксперимента могут возникнуть из-за относительно низкой интенсивности заряженных частиц, которая допустима для спектрометра EHS; в особенности это касается камеры ISIS (6% радиационной длины), которая не может работать с большими потоками частиц. Практически точно определить это ограничение можно только в конкретном контрольном сеансе. К моменту написания данной статьи готовилось предложение по постановке такого эксперимента²⁸.

Другой возможностью полного использования преимуществ увеличения чувствительности, которое обеспечивается голографическим методом, является использование пучков нейтральных адронов. Это не решит проблему триггера, но позволит избавиться от уменьшения чувствительности, связанной с ограничением потока заряженных частиц. Одним из возможных вариантов может быть пучок нейтральных K_L^0 -мезонов при интенсивности $\sim 10^5 K_L^0$ на 1 сброс в области импульсов 80—200 ГэВ/с³¹. Вероятно, можно будет также изучать нуклон-антинуклонные аннигиляции, используя анти-нейтронный пучок, полученный из пучка антипротонов с помощью реакции перезарядки. Эта возможность представляется особенно привлекательной, если использовать пучок \bar{p} из SPS с импульсами 400 ГэВ/с.

Обсуждалась идея³² экспозиции пузырьковой камеры с тяжелым наполнителем и голографическим съемом информации в пучке гиперонов с импульсами 300 ГэВ/с. Преимуществом этого подхода является возможность прямого наблюдения на пучке Σ^- таких очарованных гиперонов, как S_0 и A_0 (состоящих из кварков dsc) и T_0 (ssc) на пучке Ξ^- . При импульсе 300 ГэВ/с сечение рождения A_0 может достигать 10 мкбн и гиперонный пучок может

содержать до 20% Σ^- . Двадцатидневная экспозиция должна обеспечить 80 000 голограмм, в которых будет содержаться ~ 400 непосредственно зарегистрированных S_0 и A_0 .

Этот список предложений можно дополнить более классической задачей — прямым измерением времени жизни π^0 -мезона. Начиная с импульса пучка π^- -мезонов 300 ГэВ/с, можно непосредственно наблюдать траекторию движения π^0 -мезона, образованного в реакции перезарядки. Средняя длина пробега π^0 -мезона с импульсом 300 ГэВ/с будет равна ~ 50 мкм, и определяя вершину распада π^0 по каналу $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, можно точно определить время его жизни.

При открывающейся возможности использования пучков с высокой интенсивностью и пузырьковых камер с голографическим съемом информации более остро, чем раньше, встает проблема рабочего времени этих детекторов. При частоте срабатывания 30 Гц и доступном времени чувствительности

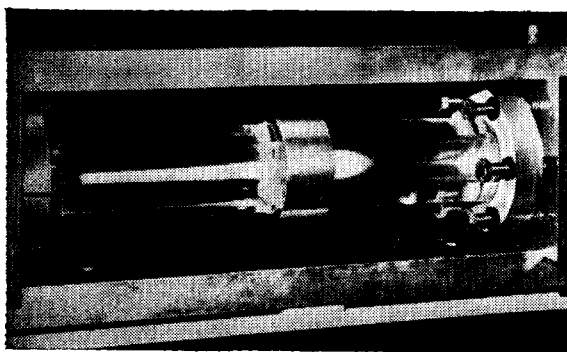


Рис. 14. Фотография прототипа пузырьковой камеры с непрерывной чувствительностью СОВС.

800 мкс рабочее время существующих в настоящее время пузырьковых камер составляет менее 3% от полного времени экспозиции. Даже на ультразвуковых частотах доля рабочего времени скорее всего не превысит 10%. Для лучшего использования пучков нам потребуются пузырьковые камеры с высоким разрешением и непрерывной чувствительностью. Идея использования для чувствительного объема камеры (горловины трубки Вентури не является новой³³, но она не имела практического применения для

пузырьковых камер с классической оптикой. С появлением голографического метода, для которого требуются пузырьки с ограниченными размерами, этот подход может потребовать пересмотра³⁴. Принцип идеи состоит в непрерывном обновлении чувствительного объема жидкости вокруг сопла Лавала (рис. 14). Поскольку пузырьки будут двигаться в квазиламинарном потоке со средней скоростью 50 м/с, требуется минимально возможная задержка вспышки. На самом деле, чтобы сфотографировать пузырьки диаметром 5 мкм, например в C_2F_8 , задержка вспышки должна составлять 1 мкс, что является вполне приемлемым временем. По той же причине вспышка должна быть короткой; мы видели, что освещение лазером соответствует длительности вспышки ~ 10 нс, и эта величина также является вполне приемлемой. Прототип такой пузырьковой камеры с непрерывной чувствительностью показан на рис. 14 и проходит испытания в ЦЕРНе.

Несколько лет назад в методике развития пузырьковых камер наблюдалась тенденция к созданию приборов с максимально возможными размерами. Большинство лабораторий прекратило разработку технологии пузырьковых камер. Физики, занимавшиеся пузырьковыми камерами, за исключением нескольких явных чудаков, перешли на методику счетчиков. Общепринятым считалось утверждение, что в физике высоких энергий пузырьковая камера безнадежно устарела. Новую жизнь пузырьковой камере дало появление небольшой «доступной» пузырьковой камеры и использование сложной оптической техники с высоким разрешением. В настоящее время пузырьковая камера является, возможно, наиболее адекватным прибором для изучения частиц с низкими сечениями рождения и малыми временами жизни. Будущее пузырьковых камер выглядит исключительно перспективным.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Fisher C. A Possible High Rate High Resolution Vertex Detector for the Study of Short-lived Particles Produced in Hadron Reactions.— September 1977 (unpublished).
2. Hervé A. et al. Preprint CERN/EF80-8.—1980.
3. EHS Part. A. Proposal CERN/SPSC/76-43.
EHS Part B. Proposal CERN/SPSC/76-44.
EHS Part C. Proposal CERN/SPSC/78-91.
EHS Part D. Proposal CERN/SPSC/80-50.
4. См., например: Trilling's G.— In: Proc. of XX Intern. Conference on High Energy Physics.— Madison, Wisconsin, 1980.
5. Welford W. T.— Appl. Phys., 1966, v. 5, p. 872.
Eisler F. R.— Nucl. Inst. and Meth., 1979, v. 163, p. 105.
6. Dykes M. et al.— Ibid., 1981, v. 179, p. 487.
7. См., например: Bruhat, Optique.— P.: Masson, 1947.— P. 234.
8. Anders H. Preprint CERN/EP/EHS/PH 80-8.
9. Siegel N., Zanasco J. P. Preprint SPS/ABT/TR/NS/79-286.
10. Allison W. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 93, p. 509.
11. Crennell D. et al.— Nucl. Inst. and Meth., 1979, v. 158, p. 111.
12. Aguilar-Benitez M. et al.— Preprint CERN/SPSC/79-80.
13. Bruyant F. et al.— Nucl. Inst. and Meth., 1980, v. 176, p. 409.
14. Bettini A. et al.— In: Proc. of Conference on Miniaturization in High Energy Physics.— Pisa, 1980.
15. Adeva B. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 285.
16. Badertscher A. et al. Preprint CERN/SPSC/79-123.
17. Hahn B. et al. (to be published).
18. Thompson B. J.— Rept. Progr. Phys., 1978, v. 41, p. 633.
19. Fisher C.— Сообщается в: CERN/EP/EHS/80-2.
20. Leutz H. Private communication.
21. Lecoq P., Olivier P.— a) In: Proc. of Application of Holographic Techniques to Bubble Chamber Physics.— Rutherford and Appleton Laboratories.—1981; б) CERN/EP/EHS/TE 81-2.
22. Dykes M. et al. Preprint CERN/EP/EHS/TE 80-4.
23. Allison W. et al. Preprint CERN/SPSC/80-116.
24. Blum W.— Цит. в ¹⁴ сб.
25. Hervé A. Preprint CERN/EP/EHS/TE 81-3.
26. Baland J. F. Preprint CERN/SPSC/80-120.
27. Reucroft S.— Цит. в ^{21a} сб.
28. Готовится к публикации; см., например: Kistenev E. et al. Preprint CERN/EP/SR.—1980.
29. Doble N. Private communication, 1980.
30. Aston D. et al.— Phys. Lett., 1981.
31. Deutschmann M., Schulte R. Private communication.
32. Boratov M., Reucroft S.— CERN Internal Note, 1980.
33. Geles C. Private communication, 1975.
34. Hervé A. Preprint CERN/EP/EHS/TE 80-3.
35. Г. Бартке обратил наше внимание на то, что впервые голограммы треков в пузырьковой камере были получены в 1968 г. А. П. Комаром и др.: Препринт ФТИ АН СССР 079.— Ленинград, 1968.

539.107.4

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ЭМУЛЬСИОННОЙ МЕТОДИКИ *)

Дж. Д. Прентис

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие с- и b-кварков и т-лептона стимулировало развитие новых методов измерения времен жизни частиц в области 10^{-13} с.

Выявление механизма слабых распадов этих новых кварков и лептонов играет решающую роль для интерпретации их в терминах токовых моделей сильных и электрослабых взаимодействий. Ожидается, что т-лептон

*) Prentice J. D. Study of Short-lived Particles with Emulsion Techniques.— Phys. Rept., March 1982, v. 83, No. 1, pp. 85—106.— (Lifetime Measurements in the 10^{-13} s Range).— Перевод В. М. Рапопорта.

Дж. Д. Прентис — сотрудник университета г. Торонто, Канада.

и некоторые из наиболее легких с-и b-адронов будут распадаться за счет слабого взаимодействия, поскольку распады с изменением аромата кварков с заметной интенсивностью протекают только через слабые взаимодействия заряженных токов. Наблюдения распадов очарованных адронов подтвердили некоторые из этих предсказаний.

Измерения соотношений каналов распадов τ -лептона уже показали, что поправки в полулептонные распады за счет сильных взаимодействий достаточно малы. Поэтому с помощью сравнения ширин чисто лептонных распадов $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \mu^+ \nu_\mu (e^+ \nu_e)$ с соответствующим распадом $\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^+ \nu_e$ мы можем довольно точно предсказать время жизни τ -лептона. Используя хорошо известное массовое соотношение

$\Gamma_{\tau \rightarrow e} / \Gamma_{\mu \rightarrow e} = (M_\tau / M_\mu)^5$, наблюдаемую величину $B_{\tau \rightarrow e} = 0,17$ и время жизни мюона τ_μ , получим среднее время жизни τ -лептона $\tau_\tau = 2,8 \cdot 10^{-13}$ с.

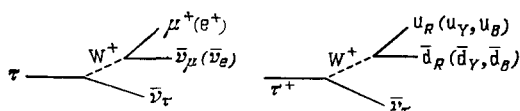


Рис. 1. Распад τ -лептона.

Наблюдение адронов в более чем 60% конечных состояниях τ -лептона, доступность идентификации двух чисто лептонных каналов распада (рис. 1) и факт соответствия числа адронных каналов распада числу цветов кварков ясно свидетельствуют в пользу существования трех цветовых степеней свободы. При таком явном подтверждении наивной кварковой модели и модели Глэшу — Вайнберга — Салама было бы очень интересно экспериментально про-

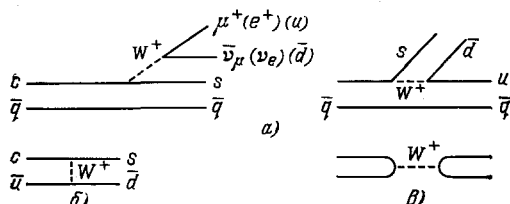


Рис. 2. Распад очарованной частицы. а) Модель кварка-наблюдателя; б) обмен W -бозоном; в) аннигиляция.

верить предсказания] на время жизни τ -лептона. Хотя описываемая ниже эмульсионная методика ясно продемонстрировала возможность измерения таких времен жизни, проблема заключается в рождении детектируемого числа τ -лептонов в зафиксированной реакции с мишенью. До настоящего времени τ -лептоны достоверно наблюдались только в e^+e^- -аннигиляциях.

Существует некоторая возможность наблюдения в эмульсии распада $F^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ с последующим распадом τ -лептона. Однако предварительные результаты, касающиеся времени жизни F -мезона, которые будут обсуждаться ниже, показывают, что даже несмотря на близость масс τ -лептона и F -мезона, которая существенно снижает подавление этого канала по спиральности, адронные моды распадов F значительно усилены, поэтому обсуждаемый канал оказывается, к сожалению, малым. Хотя начальные предсказания для распадов очарованных частиц были сделаны на основе представления независимого распада с-кварка² (рис. 2, а), данные по времени жизни и по соотношению мод распадов указывают на неадекватность такой простой модели. Не прекращается поток теоретических статей по исследованию поправок за счет сильного взаимодействия, которые вносят значительные изменения в простые предсказания.

В то время как некоторые простые аспекты этой сложной и интересной взаимосвязи между сильными и электрослабыми взаимодействиями могут быть проверены с помощью измерения соотношений мод распадов, для определения величин абсолютных парциальных ширин, с помощью которых можно однозначно сопоставить множество предлагаемых моделей и сделать из

них выбор, необходимы также измерения времен жизни всех слабонерастающих очарованных адронов.

Результаты, уже полученные для распадов очарованных частиц, показывают, что таким путем можно получить информацию об эффективных массах кварков, вкладе обмена W -бозоном (рис. 2, б) и аннигиляционных диаграмм (рис. 2, в) и связанных с ними эффектах испускания глюонов в начальном и конечном состояниях.

Поскольку отношение масс b - и c -кварков равно $m_b/m_c \approx 4,5/1,5$, можно ожидать, что времена жизни очарованных частиц приблизительно в $(3)^5$ раз превышают времена жизни b -частиц. Однако, так как $M_b < M_t$, ожидается, что все распады b -частиц должны происходить за счет малых компонент матрицы Кобаяши — Маскава³. Более того, недавние измерения полупертоновой моды распада B -мезонов, образованных на встречных e^+e^- -пучках при энергиях резонанса $\Upsilon(4s)$, показали, что адронные ширины распадов усилены весьма незначительно. Поэтому можно ожидать, что времена жизни b -частиц лежат в области 10^{-13} — 10^{-14} с, т. е. вполне доступны для эмульсионных измерений.

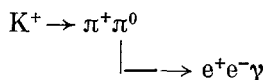
Разрешение в несколько микрон, доступное для фотографических эмульсий, позволяет считать эмульсионную методику естественным кандидатом для измерения времен жизни частиц в описанной выше области. Однако эта методика обладает и рядом недостатков. Эмульсия чувствительна ко всем заряженным частицам, которые проходят через нее с момента изготовления до момента проявки. Поэтому в эмульсии появляется большой фон, который затрудняет нахождение и анализ нужных событий. Взаимодействия должны исследоваться и измеряться под микроскопом, и обнаружение полезного события часто требует слишком много времени. Наконец, в эмульсиях ограничена возможность измерения импульсов и идентификации частиц, что не позволяет использовать их для анализа сложных конечных состояний, возникающих при распадах c -и b -частиц. Поэтому успешное применение эмульсий для исследования распадов очарованных частиц является следствием недавно разработанной гибридной методики, в которой высокая точность эмульсии сочетается с большой универсальностью магнитного спектрометра или пузырьковой камеры.

Сначала мы сделаем обзор несколько ограниченных, но тем не менее информативных измерений малых времен жизни, проведенных в «изолированных» эмульсиях. Затем на основе нескольких экспериментов, в которых измерение времени жизни очарованных адронов проводилось с помощью гибридной методики, мы проиллюстрируем ее преимущества.

2. ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ЧАСТИЦ В ЭМУЛЬСИИ И ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕРАХ

2.1. Время жизни π^0 -мезона

Наиболее коротким временем жизни, измеренным с помощью определения длины треков, является время жизни π^0 -мезона. Каскадный распад оставившихся каонов



был измерен еще в 1963 г. Полученное время составляло $(2,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-16}$ с⁴. Последующие измерения, проведенные с помощью других методик⁵, и повторное измерение тех же распадов⁶ дают несколько меньшую величину времени жизни π^0 -мезона, и в настоящее время для него принято значение $(0,828 \pm 0,057) \cdot 10^{-16}$ с. Значительная систематическая ошибка эмульсионных измерений, предпринятых до экспериментов по фоторождению⁵, показы-

вают, что результаты измерения исключительно коротких распадных длин могут быть неправильными. Используя принятое значение времени жизни и величину $\beta\gamma = 1,55$, получим для π^0 из распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ среднюю распадную длину $l = \beta\gamma c\tau = 3,9 \cdot 10^{-2}$ мкм. Эта величина показывает, что распадные длины меньше 0,1 мкм не могут быть надежно измерены даже для вторичных частиц, вылетающих под большими углами, и при однозначном соответствии нескольких треков первичной и вторичной вершинам.

2.2. Ранние наблюдения очарованных частиц в эмульсии

Наблюдение коротких распадных треков в эмульсиях, экспонированных в космических лучах и пучках ускорителей⁷, может служить хорошим подтверждением первой экспериментальной регистрации очарованных адронов. Еще в 1972 г. в эмульсионных камерах, облученных в космических лучах⁸, был обнаружен короткопробежный трек, интерпретированный как распад очарованной частицы.

Несмотря на то, что в эмульсиях и эмульсионных камерах удалось четко установить факт наличия частиц с временами жизни в области $\sim 10^{-13}$ с

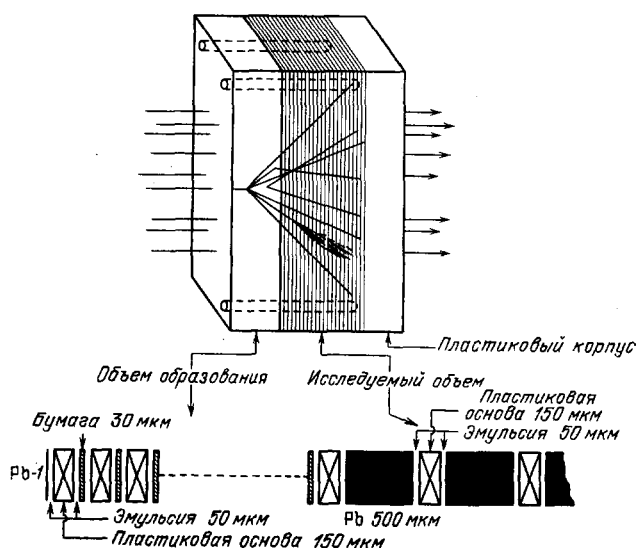


Рис. 3. Конструкция эмульсионных камер.

и обнаружить совместное рождение пар этих частиц в адронных взаимодействиях, ограниченное разрешение по импульсам и плохая идентификация частиц в этих детекторах не позволяют проводить полный анализ исследуемых событий.

В изолированных эмульсиях (т. е. в эмульсиях без дополнительных внешних детекторов) можно определить только нижние границы импульсов большинства продуктов распада, в них нельзя идентифицировать заряженные частицы с энергией выше ~ 1 ГэВ, и эффективность регистрации π^0 , η^0 или нейтральных адронов с временами жизни $\tau > 10^{-11}$ с в них очень низка.

В методике эмульсионных камер¹⁰ используются тонкие слои эмульсии, нанесенные на толстые пластиковые подложки, что обеспечивает возможность измерения более длинных треков. Между слоями помещают свинцовые или вольфрамовые пластинки, которые позволяют улучшить иденти-

фикацию электронов, регистрацию π^0 и измерение импульсов заряженных частиц по многократному рассеянию (рис. 3). Эти усовершенствования значительно увеличивают эффективность восстановления распадов, но провести окончательную точную идентификацию распадной частицы удается очень редко.

В дополнение к первым событиям с распадами очарованных частиц, обнаруженным в экспериментах на космических лучах ^{7, 8}, в более поздних экспозициях эмульсионных камер на адронных пучках ускорителей было получено несколько событий с совместным рождением пар короткоживущих частиц. Два пары нейтральных распадов были обнаружены в эксперименте с облучением эмульсии в пучке протонов с энергией 400 ГэВ ¹⁰. В другом эксперименте на пучке π^- -мезонов с энергией 340 ГэВ были зарегистрированы два события, в каждом из которых наблюдался распад одной нейтральной и одной заряженной частицы, и два — с парами распадов нейтральных частиц ¹¹.

Эта свободная от фона выборка событий играет важную роль для подтверждения факта совместного рождения пар очарованных адронов в адронном пучке. Из этой выборки мы получаем также информацию о сечениях их рождения. Однако неопределенности в импульсах распадных частиц и идентификации, которые возникают из-за ограниченной возможности исследования продуктов распадов, не позволяют использовать измерения в эмульсии для определения времен жизни. Полностью воспользоваться основным преимуществом эмульсии перед другими детекторами — высокой точностью измерения длины пробега — можно только при совместном использовании эмульсии с трековыми детекторами и спектрометрами в экспериментах с гибридной методикой. Более того, регистрация детекторами частиц за эмульсией снижает трудоемкость поиска событий в эмульсии и поэтому позволяет использовать мишени больших размеров, необходимые при экспозициях на нейтринных и фотонных пучках.

2.3. Развитие гибридной эмульсионной методики

В ранних экспериментах использование совместно с эмульсией внешних детекторов мотивировалось прежде всего регистрацией редких процессов ¹². Возможность применения эмульсионной мишени для исследований на нейтринном пучке была впервые продемонстрирована в эксперименте Буропа и др. ¹³. В 10 л эмульсии, облученных в нейтринном пучке протонного синхротрона ЦЕРНа, было обнаружено 4 события (рис. 4). В эмульсии проводился поиск треков, зарегистрированных в оптических искровых камерах, [которые во время сброса нейтринного пучка запускались на нейтральные взаимодействия]. После обнаружения полезного трека в эмульсии он прослеживался назад до вершины нейтринного взаимодействия.

Несмотря на то, что этот эксперимент еще в 1964 г. продемонстрировал возможность наблюдения нейтринных взаимодействий в эмульсии, доступность большего количества вещества в других нейтринных мишенях перевесила преимущество высокого пространственного разрешения эмульсии. Ситуация еще раз в корне изменилась, когда были открыты очарованные частицы и появилась необходимость наблюдать короткие треки очарованных адронов.

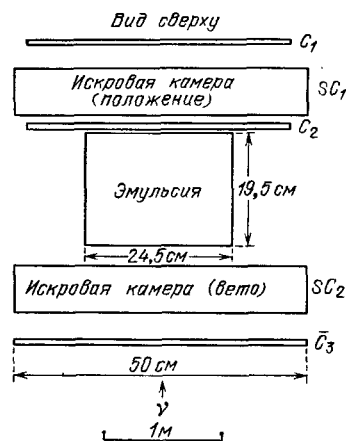


Рис. 4. Эмульсия и искровые камеры в нейтринном пучке протонного синхротрона ЦЕРНа.

3. ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНОЙ ЭМУЛЬСИОННОЙ МЕТОДИКИ

3.1. Эмульсия и искровые камеры на нейтринном пучке в Фермилабе

Первые результаты по рождению и распаду очарованного адрона в эксперименте с гибридной эмульсионной методикой были получены при облучении 16,6 л эмульсии на широком нейтринном пучке в Фермилабе (эксперимент E247)¹⁴. Положение вершины взаимодействия определялось с помощью заряженных треков, восстановленных в двух широкоазорных оптических

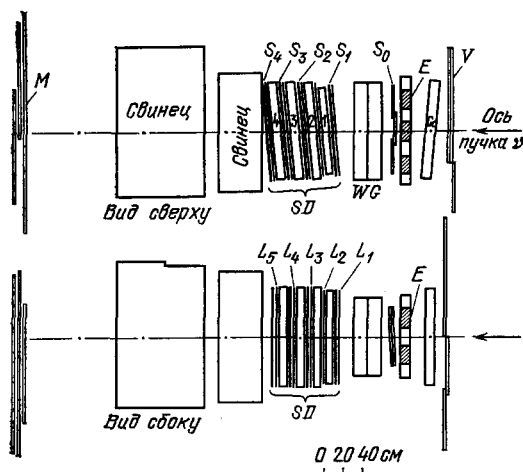


Рис. 5. Эмульсии и широкоазорные искровые камеры в нейтринном пучке Фермилаба.

искровых камерах (рис. 5). Всего в эмульсии было найдено 37 нейтринных звезд. Все треки релятивистских заряженных частиц, выходящие из вершины нейтринного взаимодействия, просматривались на предмет поиска вторичных взаимодействий или распадов. Поиск нейтральных распадов осуществлялся с помощью просмотра конуса длиной 2 мм и половинным углом раствора 30° за каждой вершиной нейтринного взаимодействия.

Был обнаружен распад одной заряженной частицы на расстоянии 182 мкм от первичной вершины. Продуктами распада были 3 заряженные и одна или

большее число нейтральных частиц. Поскольку ни одну из распадных частиц однозначно идентифицировать не удалось, для распада было принято несколько гипотез, согласующихся с собственным временем жизни $\approx 6 \cdot 10^{-13}$ с.

Эти результаты показали, какое большое значение имеют хорошее качество эмульсии и пространственная привязка между мишенью и расположенными за ней детекторами. Стало ясно, что необходимо иметь возможность более полного восстановления событий. Из этого опыта извлекли пользу несколько успешно поставленных экспериментов, которые начали развиваться в 1976 г.

3.2. Эмульсия и большие пузырьковые камеры

В качестве внешних детекторов для больших эмульсионных мишеней в нейтринных пучках использовались пузырьковые камеры: в ЦЕРНе — BEBC, а в Фермилабе — 15-ти футовая пузырьковая камера.

3.2.1. Большая Европейская пузырьковая камера (BEBC). В эксперименте WA17 в ЦЕРНе эмульсионные блоки были помещены перед окном BEBC для входа пучка¹⁵. Многопроволочная пропорциональная камера (MWPC), установленная между мишенью и окном, служила для определения соответствия между треками в пузырьковой камере и в эмульсии. Четырехполосковый сцинтилляционный счетчик С, расположенный непосредственно перед BEBC, обеспечивал триггер для внешнего мюонного идентификатора (EMI), помещенного за пузырьковой камерой, и для считывания информации с MWPC. Для каждого триггера регистрировалось также наличие или отсутствие одновременного импульса от счетчика антисовпадений (V) (рис. 6).

Две мишени объемом 10,5 и 21 л облучались в широком нейтринном пучке, интенсивность которого соответствовала $0,3 \cdot 10^{18}$ и $0,7 \cdot 10^{18}$ протонов с энергией 350 ГэВ, падающих на внутреннюю мишень за 1 сброс. Пик энергетического спектра нейтринного пучка приходился примерно на 25 ГэВ. Камера была наполнена жидким водородом. В результате экспозиции было получено 206 000 снимков пузырьковой камеры. Снимки просматривались на предмет поиска событий, в которых по меньшей мере 3 трека выходят из одной общей точки, расположенной внутри эмульсии, и их этих треков по крайней мере один обладает импульсом больше 3 ГэВ/с. По восстановленным в пузырьковой камере трекам с учетом магнитного поля ВЕВС, расчетных энергетических потерь на ионизацию и неопределенностей, связанных с многократным рассеянием, производился поиск треков в эмульсии. Найденные треки прослеживались до вершины взаимодействия. Оказалось, что в рамках приемлемых ошибок предсказанные вершины взаимодействий лежат внутри эмульсии для 935 нейтринных событий. Типичные расчетные ошибки местоположения вершины составляют 0,7 мм в поперечном направлении и 7,0 мм — в продольном.

Из всех нейтринных событий были отобраны взаимодействия заряженных токов. Критерием служило приемлемое сочетание сигналов от ЕМІ и камеры антисовпадений (483 события) или требование, чтобы трекам в пузырьковой камере с наибольшими продольными и поперечными импульсами соответствовали бы отрицательно заряженные частицы, покидающие камеру без взаимодействий (40 событий). Поиск этих 523 кандидатов на нейтринные взаимодействия $\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- X$ производился в окрестностях предсказанной вершины в эмульсии под увеличением между $200\times$ и $300\times$. Нейтринными взаимодействиями заряженных токов считались события, в которых по крайней мере два трека, соответствующие частицам с минимальной ионизацией, в пределах 3° совпадали по глубинному и азимутальному углам с треками, предсказанными по измерениям в пузырьковой камере. При этом один из треков должен был соответствовать мюону, идентифицированному с помощью ЕМІ или по импульсному критерию. Поиск распадов очарованных адронов производился с помощью прослеживания всех заряженных треков от вершины нейтринного взаимодействия заряженных токов либо на расстоянии до 4 мм, либо до точки взаимодействия, либо, наконец, до выхода трека из эмульсии. Кроме того, осуществлялся поиск вершин распадов нейтральных частиц. Для этого под большим увеличением на расстоянии до 2 мм по пучку от вершины взаимодействия исследовался конус с половинным углом раствора 30° . В результате поиска в эмульсии 523 предсказанных вершин взаимодействия заряженных токов было обнаружено 169 нейтринных звезд. Это соответствует средней эффективности поиска 32%. В результате просмотра примерно 60% из оставшихся 412 предсказаний в эмульсии было обнаружено 45 нейтринных вершин ($\approx 18\%$).

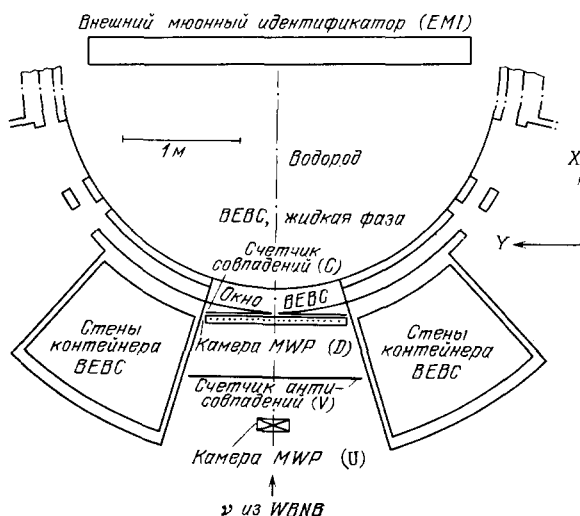


Рис. 6. Размещение эмульсий, счетчиков, проволоочных камер и пузырьковой камеры ВЕВС для эксперимента WA17 в ЦЕРНе.

Всего в эмульсии удалось обнаружить 5 кандидатов на распад заряженных и 3 кандидата на распад нейтральных очарованных частиц с длиной треков от 54 до 1595 мкм. Кроме одного события — кандидата на распад нейтральной частицы — все остальные имели идентифицированный с помощью ЕМІ отрицательный мюон. Это одно «безмюонное» событие было обнаружено при поиске вершины для другого предсказания и не имеет соответствующих треков в пузырьковой камере.

Три трехлучевых события — кандидата на распад заряженных очарованных частиц были уже подробно описаны в литературе^{16,17}. Одно из событий¹⁷ полностью согласуется с распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ с массой¹⁵ $M_{\Gamma_c^+} = 2,26 \pm 0,022$ ГэВ/ c^2 и собственным временем жизни $7,3 \cdot 10^{-13}$ с.

Два других трехлучевых события согласуются с гипотезами распадов очарованных мезонов или барионов, если предположить наличие незарегистрированной нейтральной распадной частицы. Кинематический анализ без привлечения уравнений связи приводит к собственным временам жизни в области $(0,5-5,3) \cdot 10^{-13}$ с.

Была доказана несовместимость двух однолучевых событий — кандидатов на распад очарованных частиц с распадами K^+ или Σ^+ и малая вероятность ($<10^{-3}$) их возникновения вследствие ядерного рассеяния. Поэтому они считались распадами очарованных частиц, хотя провести для них кинематический анализ было невозможно.

Все три кандидата на распад нейтральной очарованной частицы имели двухлучевую топологию. Первичная вершина в плоскость вилки V (плоскость пересечения треков двух вторичных частиц) не попадала. Поэтому возникло предположение о существовании среди продуктов распада незарегистрированной нейтральной частицы. В одном событии вилку можно было легко связать с первичной вершиной, поскольку треки как из точки взаимодействия, так и из распадной вершины хорошо сшивались с треками в пузырьковой камере. Для двух других событий отсутствие треков в пузырьковой камере, соответствующих распадным частицам, позволяло считать, что вилка была неправильно ассоциирована с первичной вершиной. Однако эта гипотеза авторами исключалась, поскольку вероятность случайного соответствия, рассчитанная на основе числа найденных вилок и просмотренного объема, оказалась меньше 10^{-3} . Если все события считать распадами, то предположение о наличии в каждом из них незарегистрированных нейтральных частиц позволяет предложить несколько приемлемых гипотез распадов D^0 -мезонов. Их анализ без привлечения уравнений связи приводит к целому набору собственных времен жизни в области $(0,2-13,6) \cdot 10^{-13}$ с.

Таким образом, единственным событием, которое позволяет однозначно определить время жизни, является распад $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$, среди продуктов которого нет нейтральных частиц. Отчетливо видно, какое большое значение имеет эффективная регистрация нейтральных частиц и, соответственно, являются отрицательные стороны использования в качестве внешних детекторов пузырьковых камер с наполнителем из H_2 или D_2 . Пузырьковая камера с тяжелым наполнителем из смеси Ne— H_2 может резко улучшить эту ситуацию.

Была предпринята попытка извлечь информацию о временах жизни из семи событий, не поддающихся кинематическому анализу. Выполнялась процедура экстраполяции распадных треков назад и статистического исследования расстояния от первичной вершины до ближайшей к ней точки на треке. Для заданного поперечного импульса распадных частиц увеличение распадной длины пробега, связанное с релятивистским фактором удлинения времени $\beta\gamma$, почти погашается за счет соответствующего уменьшения угла между распадным треком и треком распадающейся первичной частицы. Поэтому статистическое распределение наименьших расстояний до первичной вершины можно связать с величиной времени жизни¹⁸.

Используя этот метод и предполагая, что все распады заряженных частиц, кроме Λ_c^+ , являются распадами D^+ -мезонов, а все распадающиеся нейтральные частицы — это D^0 -мезоны, авторы вычислили средние времена жизни $\tau^+ = (2,5^{+2,2}_{-1,1}) \cdot 10^{-13}$ с и $\tau^0 = (0,53^{+0,57}_{-0,25}) \cdot 10^{-13}$ с¹⁵. Анализ методом максимального правдоподобия, который использовался для получения этих результатов, требует знания зависимости изменения эффективности детектирования с увеличением расстояния между вершинами рождения и распада. Поскольку на треках облученных эмульсий наблюдалась низкая и неравномерная плотность зерен, измеренные времена жизни могут потребовать значительных поправок. В особенности это касается времени жизни D^0 -мезона.

В описываемом эксперименте было ясно продемонстрировано, какое большое значение имеет качество эмульсии. Малая плотность зерен сильно затрудняет поиск нейтринных событий по объему и исключает возможность их наблюдения с помощью прослеживания назад отдельных треков. Влияние плотности на эффективность поиска распадов нейтральных частиц может сильно искажать также оценку времени жизни нейтральных очарованных частиц, проведенную по методу максимального правдоподобия. Эксперимент показал, что только небольшая доля зарегистрированных событий поддается кинематическому анализу, и, следовательно, отсутствует возможность однозначной идентификации частиц для определения времен жизни. Таким образом, становится ясно, что необходимо увеличить угловой аксептанс для регистрации распадов K^0 и Λ^0 и обеспечить более высокую вероятность конверсии γ -квантов от распадов π^0 -мезонов по сравнению с возможностями водородной пузырьковой камеры.

3.2.2. Эмульсия в 15-футовой пузырьковой камере Фермилаба. В эксперименте E564, поставленном в Фермилабе, 22 л криогенной эмульсии, заключенной в стальные боксы, помещались внутрь 15-футовой пузырьковой камеры Фермилаба. Камера была наполнена жидким дейтерием и снабжена двумя плоскостями внешнего мюонного идентификатора¹⁹.

При экспозиции камеры с эмульсией на широком нейтринном пучке при полном сбросе на внутреннюю мишень $5 \cdot 10^{18}$ протонов с энергией 350 ГэВ было получено 320 000 снимков пузырьковой камеры. По снимкам определялись треки, выходящие из эмульсионных блоков. Эти треки обмерялись для определения общей для них вершины и проецировались внутрь эмульсионной мишени толщиной 5 см. Поиск событий в эмульсии производился методом просмотра объема в окрестности предсказанной вершины. Было обнаружено и обмерено на предмет поиска кандидатов на распад очарованных частиц около 20% всех ожидаемых нейтринных взаимодействий.

Одно событие с трехлучевым кандидатом на распад очарованной частицы было полностью восстановлено. Расстояние между вторичной и первичной вершинами составляло 504 мкм. Две распадные частицы попали в пузырьковую камеру и оказались положительно заряженными. Третья частица вылетела под слишком большим углом и в пузырьковую камеру не попала. Ее импульс был измерен в эмульсии, а заряд предполагался отрицательным. Это допущение требовалось для проверки гипотезы распада $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$, которая имела наилучшее согласие с событием. Если вылетевшая под большим углом частица была бы положительно заряженной, распадающаяся частица должна была бы обладать ионизирующей способностью, в 9 раз превышающей минимальную. Измеренная плотность зерен, однако, соответствовала однозарядной релятивистской частице. Измерение ионизации выходящего под большим углом трека показало, что его оставила частица с $\beta = 0,65 \pm 0,06$.

Три заряженных продукта распада приводят к явному дисбалансу поперечных импульсов, что указывает на недостающую нейтральную частицу.

Поэтому существовало несколько возможностей для проведения кинематического анализа без привлечения уравнений связи. Три трека в пузырьковой камере, не обнаруженные в эмульсии, согласовывались с гипотезой их возникновения в результате конверсии двух γ -квантов в стенке эмульсионного контейнера. Соответственно их можно было согласовать с распадом π^0 -мезона, что обеспечивало недостающий поперечный импульс. При реализации этой гипотезы единственной возможной подгонкой с 3 уравнениями связи был распад $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$. Анализ с двумя уравнениями связи, при котором масса распадающейся частицы остается свободным параметром, дает подгоночное значение $M_{F^+} = 2017 \pm 25$ МэВ.

Стенка контейнера была изготовлена из нержавеющей стали толщиной 0,6 см, что составляет 1/3 радиационной длины, поэтому конверсия обоих γ -квантов от распада π^0 произошла совершенно случайно. Это событие имеет большое значение, поскольку в сочетании с тремя событиями рождения и распада F-мезона, зарегистрированными в другом эксперименте с гибридной методикой (см. ниже), оно подтверждает такие важные характеристики F-мезона, как величину его массы и наличие слабого распада. Предыдущие данные по рождению F^+ -мезона и по его распаду на $\eta \pi^0$, полученные на встречных e^+e^- -пучках на DORIS, не подтвердились на SPEAR²¹. Результаты поставленного в ЦЕРНе эксперимента по фоторождению указывают на возможное наличие резонансов в каналах, содержащих η -мезон и один, два или три пиона²².

Масса комбинации $\pi^+ \pi^- \pi^0$ составляла 808 ± 20 МэВ, поэтому не исключалась возможность конечного состояния распада, состоящего из $\omega \pi^+$. Не было получено никаких свидетельств в пользу содержания в конечном состоянии s-кварков, т. е. не было зарегистрировано ни $K\bar{K}$ -пар, ни нейтральных резонансов с большим содержанием $s\bar{s}$. Эти факты подтверждают гипотезу важной роли, которую играют $s\bar{s}$ -аннигиляции в распаде F-мезона.

Во время написания данной статьи проводился второй сеанс этого эксперимента. Тяжелая рабочая смесь в пузырьковой камере (60% атомов Ne) обеспечит более высокую эффективность детектирования γ -квантов, что должно привести к увеличению доли полностью восстановленных распадов очарованных частиц.

Во втором сеансе два из двадцати двух блоков эмульсии расположены перпендикулярно направлению пучка (пучку перпендикулярны поверхности эмульсионных слоев — перпендикулярное облучение). В остальных блоках поверхность всех, кроме трех ближайших к выходу, эмульсионных слоев расположена параллельно пучку, а эти последние три слоя расположены перпендикулярно. Дисторсии на краях слоев, возникающие в процессе проявки и сушки, затрудняют поиск продолжений отдельных треков из пузырьковой камеры в параллельных пучку слоях и практически не влияют на процесс поиска в перпендикулярных. Ожидается, что перпендикулярное облучение эмульсии позволит увеличить эффективность сшивания отдельных треков в пузырьковой камере и эмульсии, и, таким образом, появится возможность поиска нейтринных событий и вершин распадов очарованных частиц методом прослеживания назад отдельных треков из пузырьковой камеры в эмульсию. Ожидается, что при этом существенно возрастет как эффективность нахождения нейтринных звезд, так и выход распадов очарованных частиц.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ГИБРИДНОЙ МЕТОДИКОЙ ТИПА ЭМУЛЬСИЯ — СПЕКТРОМЕТР

В экспериментах на пучках мюонов, меченых фотонов и на широких нейтринных пучках использовалось сочетание эмульсии с расположенными за ней спектрометрами.

4.1. Пучки виртуальных и реальных фотонов

Как виртуальные, так и реальные фотоны высоких энергий должны взаимодействовать с парами кварк—антикварк в адроне мишени. Поскольку очарованный кварк несет заряд $2e/3$, он должен вносить значительный вклад в фоторождение при высоких энергиях. Указания о том, что при высоких энергиях, благодаря вкладу очарованного кварка, полное сечение фотон-адронных взаимодействий растет²³, подтвердилось недавним наблюдением фоторождения F^{-22} и D^{-24} мезонов и очарованных барионов Λ_c^+ ²⁵. Тот факт, что в фотонных пучках сечение рождения очарованных частиц должно составлять более 1% от полного сечения фотон-адронных взаимодействий, приводит к преимуществу фотонных пучков для исследования рождения очарованных частиц в эмульсии перед адронными пучками, в которых доля событий, содержащих очарованные частицы, оказывается близкой к 0,1%. Еще более привлекательными выглядят пучки виртуальных фотонов, которые возникают при глубоконеупругом рассеянии мюонов, поскольку они не образуют в эмульсии большого фона e^+e^- -пар, всегда присутствующего в пучке реальных фотонов.

4.1.1. Гибридная методика типа эмульсия-спектрометр в эксперименте на мюонном пучке. В эксперименте E382, поставленном в Фермилабе²⁶, была сделана попытка зарегистрировать распад очарованных частиц, образованных при глубоконеупругом рассеянии мюонов на нуклонах эмульсии.

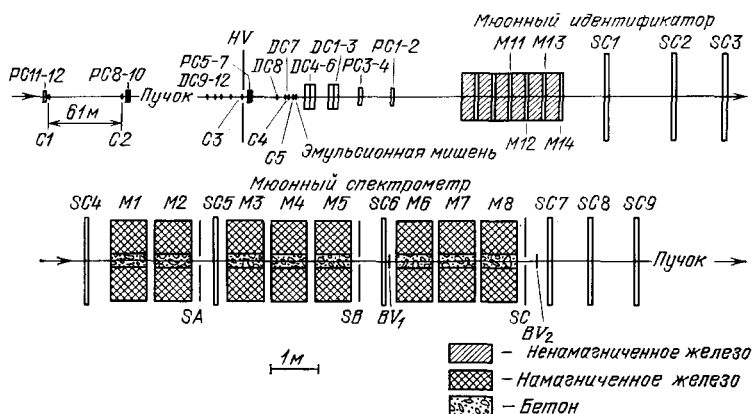


Рис. 7. Установка для эксперимента E382 в Фермилабе.

На мюонном пучке Фермилаба экспонировалось 26 эмульсионных стопок, каждая из которых содержала 85—100 слоев размерами $7,5 \times 5,0 \times 0,06$ см³. Слои эмульсии располагались горизонтально (при этом сторона с размером 5 см была направлена параллельно пучку). В каждой стопке было накоплено около $(3-5) \cdot 10^5$ мюонов.

Для измерения мюонов пучка и вторичных частиц использовались многопроволочные пропорциональные и дрейфовые камеры. Рассеянный мюон идентифицировался по прохождению через мюонный фильтр, сделанный из железа толщиной 2 м. Затем его импульс измерялся с помощью искровой камеры и спектрометра с торроидальным магнитным полем, образованным немагнитным железом. Расположение установки приводится на рис. 7.

Ожидается, что сечение дифракционного рождения очарованных частиц будет падать с ростом Q^2 медленнее, чем сечение образования адронов, состоящих из легких кварков, и доля очарованных адронов в событиях с большими Q^2 должна быть выше. Поэтому отбирались события с мюонами, рассеянными на угол больше 6,5 мрад. Дальнейший отбор из оставшихся 1200

событий осуществлялся физиками визуально по трекам, восстановленным с помощью дрейфовой и пропорциональной камер, расположенных за эмульсией.

Результирующая выборка из 269 событий имела следующие характеристики: $\langle Q \rangle^2 \approx 4,6 \text{ ГэВ}^2$ и средние потери энергии мюона $\langle v \rangle$ составляли 62 ГэВ.

На следующем этапе проводился поиск этих 269 событий в эмульсии. Треки частиц пучка использовались для предсказания координат вершины x и y в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Треки, восстановленные за эмульсией, дают для вершины оценку z , которая приблизительно в 30 раз уступает по точности x и y . Причиной такой неопределенности является, в первую очередь, большая доля вторичных рассеяний и взаимодействий в мишени. Высокая плотность треков не позволяет проводить идентификацию частиц и следить за отдельными треками от частиц пучка, которые вызывают взаимодействия. В результате теряются почти все события без или с одним черным следом от ядерных фрагментов. Слишком низкая плотность зерен на треке для частиц с минимальной ионизацией (19—20/100 мкм) усложняет поиск событий с числом черных следов $N_n < 3$.

Полная эффективность поиска событий составляла 38%, а для ожидаемой доли событий с $N_n \geq 3$ она оказалась равной 65%.

При поиске коротких распадных треков все серые и белые следы прослеживались на расстоянии до 3 мм. Были найдены восемь однолучевых изломов, но ни в одном из этих событий не было обнаружено второго, связанного с первым, короткого распадного трека, который должен присутствовать в случае рождения под действием виртуального фотона. Для распадов нейтральных частиц был осуществлен только частичный просмотр (53 события). Был обнаружен один необычный случай с двухлучевой вилкой, состоящей из двух электронных следов и связанных с ними следующими электронными треками, которые не выходили из первичной вершины. Это событие обсуждалось на конференции по фотонам и лептонам в Гамбурге ²⁷.

Описанный эксперимент продемонстрировал возможности эмульсионных измерений на мюонном пучке и показал, что для наблюдения существенного числа распадов очарованных частиц потребуется увеличение как объема эмульсии, так и эффективности поиска событий. Для заряженного пучка особенно привлекательной выглядит возможность идентификации трека той конкретной налетающей частицы, которая дала взаимодействие в эмульсии. Это позволит значительно увеличить эффективность поиска событий. Для достижения достаточно высокой интенсивности событий необходимо работать с большими плотностями треков, а более точный детектор пучка должен обеспечивать необходимое разрешение для идентификации отдельных треков с требуемой точностью.

4.1.2. Фоторождение очарованных частиц в экспериментах с гибридной методикой типа эмульсия—спектрометр. В эксперименте WA58, поставленном в ЦЕРНе ^{28, 29}, наблюдалось ассоциированное фоторождение пар очарованных адронов. Эмульсионные мишени экспонировались на пучке меченых фотонов кольца SPS. Для поиска и восстановления событий использовался модифицированный спектрометр «Omega» («Omega'»). В предыдущем эксперименте, в котором использовалась аналогичная методика с участием спектрометра «Omega», было обнаружено событие, хорошо согласующееся с распадом \bar{D}^0 -мезона ³⁰.

В поставленном ранее эксперименте (WA45) около 500 эмульсионных пластинок «Илфорд» размерами 15×3 , $5 \times 0,06 \text{ см}^3$ облучались в пучке меченых фотонов с энергией между 20 и 70 ГэВ. Пластины устанавливались под углом 11° к направлению пучка, и на каждую их них сбрасывалось около 10^6 фотонов. Адронные взаимодействия фотонов в эмульсии регистрировались спектрометром «Omega». Восстанавливались события с четырьмя или боль-

шим числом вторичных заряженных частиц, и для них осуществлялся поиск в эмульсии «по объему» в окрестности предсказанной вершины. Было найдено около 1000 событий, которые и исследовались на предмет обнаружения короткоживущих частиц. Одно из зарегистрированных событий хорошо согласовалось с распадом $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$. Распадная длина пробега \bar{D}^0 -мезона составила 123 мкм , что соответствует собственному времени жизни $(0,226 \pm \pm 0,005) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Были идентифицированы K^+ - и один из π^- -мезонов, и в предположении, что два других распадных трека оставлены пионами, была получена подгоночная масса $1866 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$. Инвариантная масса K^+ - и одного из π^- -мезонов составила $911 \pm 5 \text{ МэВ}/c^2$, а двух других пионов $727 \pm 3 \text{ МэВ}/c^2$. Таким образом, найденное событие согласуется с распадом $\bar{D}^0 \rightarrow K^* \rho^0$.

Треки всех других быстрых частиц из вершины фотонного взаимодействия прослеживались до выхода их из эмульсии, но распада ассоциированной частицы обнаружить не удалось. Полная эффективная толщина эмульсии вдоль направления пучка составляла 3 мм, и вероятность того, что D^+ -мезон мог вылететь из эмульсии до распада, была достаточно велика. Поскольку изучение вершины образования выявило наличие недостающей массы $\sim 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$, был предпринят поиск распадов нейтральных частиц, который

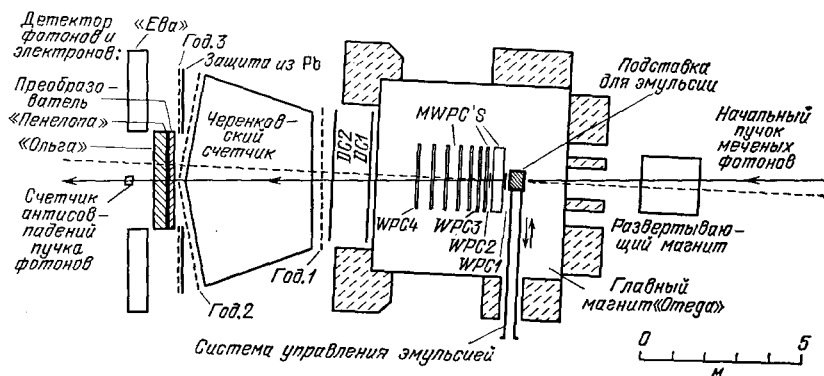


Рис. 8. Модифицированный спектрометр «Omega'» с эмульсионной мишенью (WA58).

окончился безрезультатно. Возможным объяснением события является ассоциированное рождение наблюдаемого \bar{D}^0 -мезона и незарегистрированного D^0 -мезона, который распался на все нейтральные частицы.

Во втором эксперименте в спектрометр были внесены значительные усовершенствования. 6000 пластинок эмульсии облучались под углом 5° по отношению направления пучка. Размер пластинок составлял $20 \times 5 \times 0,06 \text{ см}^3$. Эффективная толщина по пучку была равна 6 мм. На каждую пластинку приходилось 10^6 меченых фотонов с энергиями между 20 и 70 ГэВ. В модифицированном спектрометре «Omega'», в котором оптические искровые камеры были заменены на дрейфовые, восстанавливались события с множественностью, большей или равной трем. Если оказывалось, что предсказанные для этих событий вершины находятся в эмульсии, производился их поиск. На рис. 8 приведена схема расположения экспериментальной установки.

При просмотре первых 2000 из 160 000 событий с адронным триггером в эмульсии было найдено 1400 взаимодействий, из которых 1000 сшивались по углам с треками в спектрометре. Было обнаружено три сшивающихся события с явными парами распадающихся частиц. Кроме того, три из несшивающихся событий содержали пары кандидатов на короткоживущие частицы. В эту последнюю группу входили 2 события, в каждом из которых содержались кандидат на трехлучевой распад и кандидат на однолучевой распад заряженных частиц, и одно событие с кандидатами на однолучевой распад заря-

женной и двухлучевой распад нейтральной частицы. Поскольку никаких спектрометрических данных для этих событий нет, невозможно приписать распады каким-либо определенным очарованным адронам.

Сшивающиеся события включают в себя первое наблюдение ассоциированного фоторождения пары $\Lambda_c^+ \bar{D}^0$ ²⁹. Распад Λ_c^+ в эмульсии выглядел как одолучевой излом после свободного пробега длиной 50 мкм. Распадный трек в спектрометре зарегистрирован не был, но восстановленную вилку можно было согласовать с распадом $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, и она была компланарна с двумя треками излома. Предположение о соответствии трека распадной частицы π^+ -мезону приводит к массе первичной частицы $2,33 \pm 0,05$ ГэВ/ c^2 . Таким образом, можно утверждать, что наблюдался распад $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ с импульсом $p(\Lambda_c^+) = 6,73$ ГэВ/ c и собственным временем жизни Λ_c^+ $(0,57 \pm 0,02) \times 10^{-13}$ с. В этом событии на расстоянии 124 мкм от первичной вершины был найден второй распад, соответствующий четырехлучевому распаду нейтральной частицы. Все распадные частицы были измерены в спектрометре, и был обнаружен лишь небольшой дисбаланс поперечных импульсов, что указывает на отсутствие недостающих продуктов распада. Все заряженные распадные частицы обладали слишком малыми импульсами для идентификации их в черенковских счетчиках. Однако кинематический анализ для гипотезы конечного состояния $\pi^- K^+ \pi^- \pi^+$ дает подгоночную массу $1,847 \pm 0,007$ ГэВ/ c^2 , что свидетельствует в пользу идентификации этого события как разрешенного по правилу Кабиббо распада \bar{D}^0 -мезона с собственным временем жизни $(0,86 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$ с.

Остальные сшивающиеся события ²⁸ включают трехлучевой распад заряженной и двухлучевой распад нейтральной частиц и два трехлучевых распада заряженных частиц. В первом случае все заряженные распадные частицы наблюдались в спектрометре, но для получения баланса поперечных импульсов и для согласования с массой какой-либо из известных очарованных частиц требуется предположить наличие незарегистрированных нейтральных частиц. Результирующий кинематический анализ без привлечения уравнений связи согласуется с гипотезами распадов $D^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$ (K^0) и $D^0 \rightarrow \pi^- K^+ \pi^0$ (π^0) с оценками времени жизни соответственно $(0,88$ или $0,57) \times 10^{-13}$ с и $(0,45 - 0,85) \cdot 10^{-13}$ с. В третьем сшивающемся событии одна или большее число вторичных частиц из каждого распада не попали в спектрометр, и провести кинематический анализ оказалось невозможно.

При последующей обработке число обнаруженных в эмульсии событий возросло до ~ 2500 . Было найдено событие, согласующееся с рождением пары $D^0 \bar{D}^0$ ³¹. Исследование новых зарегистрированных кандидатов на распад очарованных частиц продолжается.

Методом максимального правдоподобия получена оценка времени жизни $\tau_{D^0} = (0,58_{-0,2}^{+0,8}) \cdot 10^{-13}$ с, основанная на трех первых событиях, согласующихся с распадом нейтральной частицы. При расчете предполагалось, что на величину времени жизни не влияет изменение эффективности поиска нейтральных событий с расстоянием от первичной вершины. Для получения оценок времени жизни D^+ - и D^0 -мезонов использовалась та же, что и в эксперименте WA17 (см. выше) ¹⁸, процедура статистической обработки минимальных расстояний от распадных треков до первичной вершины. Были получены следующие результаты: $\tau^+ \approx 4,4 \cdot 10^{-13}$ с и $\tau^0 \approx 0,43 \cdot 10^{-13}$ с.

В этих оценках присутствуют неопределенности, связанные как с неизвестной примесью других частиц с отличающимися временами жизни типа Λ_c^+ , F^\pm или A^0 (кварковый состав $c\bar{d}s$), так и с неизмеренными эффективностями поиска.

Большая часть данных ($> 90\%$) все еще требует изучения, и те усовершенствования, которые должны быть сделаны для улучшения идентификации π^0 -мезонов и оценок эффективностей поиска, обещают получение дальнейших интересных результатов из этого эксперимента.

4.2. Гибридные эмульсионные спектрометры в нейтринных пучках

В двух экспериментах в Фермилабе эмульсионные мишени облучались в широком нейтринном пучке. Для поиска и анализа нейтринных событий и распадов очарованных частиц использовались спектрометры, расположенные за эмульсией.

4.2.1. *Эксперимент 553 в Фермилабе.* В этом эксперименте на широком нейтринном пучке экспонировались пластинки эмульсии Кодак NTB3 размерами $8 \times 2 \times 0,06$ см³ (2 см вдоль направления пучка), общим объемом 15 л. Полный поток нейтрино соответствовал суммарному сбросу на внутреннюю мишень $3,5 \cdot 10^{18}$ протонов с энергией 350 ГэВ. Ожидаемый выход нейтринных взаимодействий в мишени составлял от 200 до 300 событий.

Поиск событий осуществлялся с помощью новой методики: за каждым эмульсионным блоком ($8 \times 2 \times 45$ см³) располагался триггерный счетчик

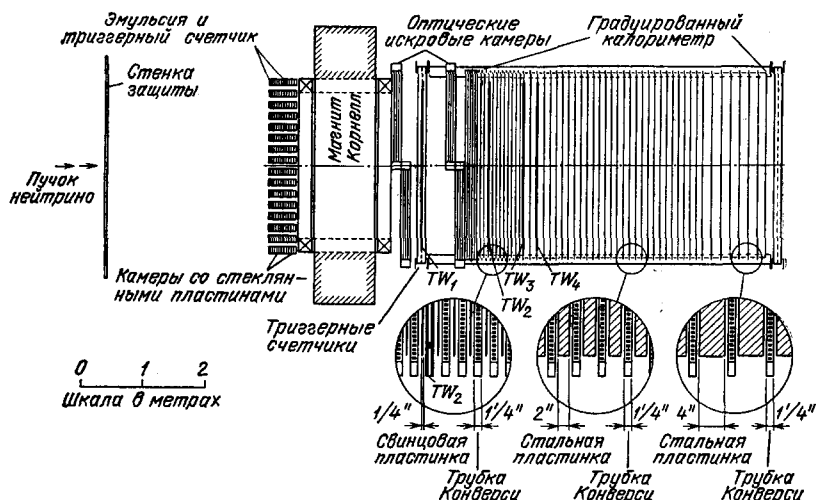


Рис. 9. Эмульсионная мишень и спектрометр в эксперименте E553.

и искровая камера, позволяющая определять координату искры. Одним из электродов каждого зазора искровой камеры служила алюминиевая пленка, нанесенная на стеклянную пластинку. Пробой в камере приводил к образованию в металлической пленке небольшого отверстия, которое можно было визуально обнаружить.

Расположенный за эмульсией спектрометр включал в себя оптические искровые камеры и широкоапертурный магнит. Передняя часть калориметра состояла из трубок Конверси (разрядных трубок) и свинцовых пластинок, и предназначалась для идентификации электронов и ливней от γ -квантов. Задняя часть калориметра со стальными плитками, прослоенными трубками Конверси, обеспечивала измерение энергии адронов и идентификацию мюонов. Плоскости трубок Конверси регистрировались фотографически. Схема расположения установки приведена на рис. 9, а ее более подробное описание можно найти в работе Дж. Флориана и др.³²

В спектрометре наблюдалось около 200 событий с вершинами взаимодействий внутри эмульсии. Из них были обнаружены и исследовались на предмет поиска кандидатов на распадающиеся частицы 47 нейтринных событий. Один однолучевой излом длиной 200 мкм является кандидатом на распад очарованной частицы и требует дальнейшего анализа. Исследуется возмож-

ность распада частицы с массой, превышающей массы известных очарованных адронов. Эта частица обладала очень большим поперечным импульсом ($p_T > 7$ ГэВ) и распалась или привела к взаимодействию на расстоянии 32 мкм от вершины рождения ³³.

4.2.2. *Эксперимент E531 в Фермилабе.* Установка для другого эксперимента с гибридной методикой типа эмульсия—спектрометр (E531) была расположена ближе к началу канала широкого нейтринного пучка, и поэтому интенсивность нейтрино в 2,5 раза превышала интенсивность пучка в эксперименте E553. В первом сеансе экспонировалось 23 л эмульсии. Полный поток нейтрино соответствовал суммарному сбросу $7,8 \cdot 10^{18}$ протонов на внутреннюю мишень. Измеренные в этом эксперименте времена жизни D^0 , D^+ , F^+ и Λ_c^+ были опубликованы ранее ³⁴.

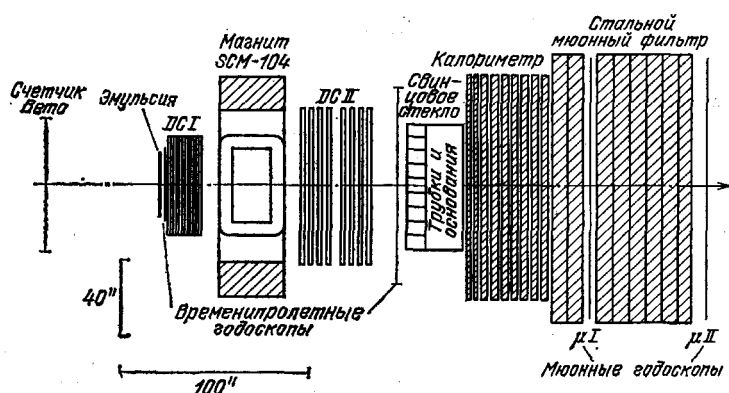


Рис. 10. Спектрометр в эксперименте E531.

На рис. 10 изображен спектрометр, который служил для определения местоположения взаимодействия в эмульсии и для анализа реакции и продуктов распада. Более подробное описание спектрометра можно найти в работе Ушида и др. ³⁴.

Двенадцать передних и восемь задних дрейфовых камер совместно с широкоапертурным магнитом с центральным полем в 0,65 Тл обеспечивали измерение импульсов 80% заряженных вторичных частиц с разрешением $\Delta p = \pm \sqrt{(0,005 p^2)^2 + (0,013 p)^2}$. Импульс частиц, вылетающих под большими углами и не попадающих в спектрометр, измерялся в передних камерах с помощью краевого поля магнита или по многократному рассеянию в эмульсии.

Временнo-пролетная система с разрешением для 30 задних счетчиков 120 пс позволяла разделить на уровне 1σ π - и K -мезоны вплоть до импульсов 3 ГэВ/с и K -мезоны и протоны вплоть до 6 ГэВ/с. С помощью измерений ионизации в эмульсии можно было разделять π - и K -мезоны вплоть до импульсов 0,8 ГэВ/с и K и p до 1,5 ГэВ/с. Ряд из 68 блоков свинцового стекла, каждый размерами 19×19 см² (10 или более радиационных длин), обеспечивал идентификацию электронов, приближенное восстановление и измерение энергий π^0 и η^0 и регистрацию одиночных фотонов и измерение их импульсов. Простой адронный калориметр, состоящий из 5 слоев железа, каждый толщиной 10 см, перемежающихся плоскостями из вертикально установленных сцинтилляторов, позволял с некоторой эффективностью регистрировать нейтральные адроны (n и K_L^0) и в сочетании с двумя годоскопами, расположенными за слоями железа толщиной 1,2 и 2,9 м, служил для разделения заряженных адронов и мюонов.

Эмульсионная мишень включала в себя 12 блоков, в каждом из которых заключалось 177 эмульсионных слоев размерами $14 \times 5 \times 0,06$ см³ (5 см по направлению пучка), и 27 блоков, состоящих из 68 полистироловых пленок размерами $12 \times 9,5$ см² и толщиной 70 мкм, покрытых с двух сторон слоями эмульсии толщиной 330 мкм. Плоскости пленок были расположены перпендикулярно направлению пучка. На рис. 11 показана эмульсионная мишень вместе с реперным слоем из люсита, покрытого с обеих сторон эмульсией. Этот слой перекрывает по площади все эмульсионные стопки и с помощью меток, оставленных на нем коллимированными источниками рентгеновских лучей, расположенными в блоках, привязан к эмульсиям мишени с точностью, превышающей 100 мкм. Для сохранения в реперном слое низкого

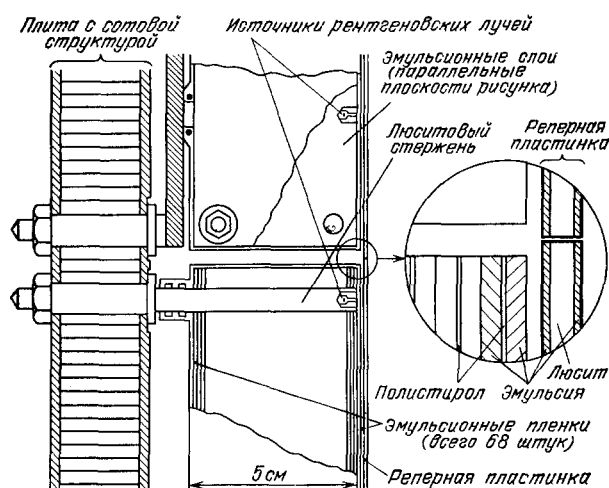


Рис. 11. Схема расположения эмульсионной мишени и реперного слоя.

фона он меняется каждые два дня и поэтому облегчает спивку отдельных треков из дрейфовых камер с треками из основной эмульсионной мишени. Этот метод значительно облегчает поиск нейтринных событий, а также существенно увеличивает эффективность поиска распадов очарованных частиц и позволяет проводить его калибровку. Для вычисления времен жизни из небольшой выборки методом максимального правдоподобия необходимо знать форму зависимости изменения эффективности поиска от длины распада.

По восстановленным в спектрометре трекам были получены предсказания для 2190 вершин в окрестности эмульсионной мишени. После первичных обрезаний на взаимодействия вблизи несущих конструкций осталось 1800 предсказанных вершин, поиск которых осуществлялся либо «по объему», либо с помощью прослеживания трека в глубь эмульсии. Всего была найдена 1251 вершина, что соответствует полной эффективности 70%.

Поиск распадов заряженных частиц, который осуществлялся с помощью прослеживания на расстоянии до 6 мм всех треков с углами от направления пучка меньше 0,2 рад, привел к обнаружению 23 многолучевых кандидатов на распад и 26 однолучевых изломов, 5 из которых с $p_T > 0,250$ ГэВ/с являются хорошими кандидатами на распад очарованных частиц. Поиск распадов нейтральных частиц, который осуществлялся под большим увеличением в цилиндре с радиусом 300 мкм и длиной вдоль направления пучка 1000 мкм, позволил обнаружить 21 кандидат на распад нейтральных частиц. Кроме того, прослеживались назад обнаруженные в спектрометре треки, которые при экстраполяции проходили в пределах 2 мм от вершины, но не сшивались с треками в эмульсии. Эта процедура не только позволила обнаружить

несколько кандидатов на распад вне объема поиска, но и облегчила определение эффективности поиска для распадов нейтральных частиц.

Идентификация распадающихся очарованных адронов проводилась с помощью кинематического анализа и идентификации распадных частиц в спектрометре и эмульсии.

В конечном состоянии каждого из шести распадов заряженных и одном распаде нейтральной частиц имелся идентифицированный барион. Это был либо протон, идентифицированный с помощью временипролетной методики или ионизации, либо наблюдаемый распад, согласующийся с распадом Λ^0 . Все шесть распадов заряженных частиц согласуются с соответствующей распадам Λ_c^+ гипотезой $\Delta C = \Delta S$, а в четырех случаях, для которых были зарегистрированы все распадные частицы, оказалось возможным провести кинематический анализ с двумя уравнениями связи и подгонкой массы распадающейся частицы. Взвешенное среднее подгоночных масс для этих событий составляет 2263 ± 27 МэВ. В табл. I приведены длины распадных треков,

Таблица I

Кандидаты на распад Λ_c^+

| Номер события | Распадная длина, мкм | Гипотеза распада | Масса для 2С-фита, МэВ/с ² | Доверительный предел 3С-фита | P_{ch} , ГэВ/с | Время жизни, 10 ⁻¹³ с |
|---------------|----------------------|---|---------------------------------------|------------------------------|------------------|----------------------------------|
| 1 | 41 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ | 2131 ± 63 | 0,27 | 5,73 | 0,54 |
| 2 | 175 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \underline{p} K_L^0$ | 2204 ± 200 | 0,97 | 5,80 | 2,30 |
| 3 | 180 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ | 2274 ± 41 | 0,41 | 8,40 | 1,63 |
| 4 | 221 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ | 2374 ± 63 | 0,05 | 4,67 | 3,60 |
| 5 | 21 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \underline{p} \pi^+ K^- (\pi^0)$ | — | — | { 1,9 2,7 | { 0,60 0,40 |
| 6 | 28 | $\Lambda_c^+ \rightarrow \underline{p} \pi^+ \pi^- (\bar{K}^0)$ | — | — | { 2,9 5,0 | { 0,73 0,42 |

гипотезы распадов, подгоночные массы, полученные с двумя уравнениями связи (массы для 2С-фита), уровни доверительного предела кинематического анализа с тремя уравнениями связи (3С-фит), импульсы очарованных барионов (P_{ch}) и собственные времена жизни для каждого события. Подробное описание событий 1, 4, 5 и 6 можно найти в публикациях ³⁴, а информация о событиях 2 и 3 содержится в материалах 16-й встречи в Морионе ³⁵.

Подчеркнутые в колонке «гипотеза распада» частицы идентифицировались по времени пролета, ионизации, длине пробега или кинематике распада. Каждый протон из распадов Λ^0 идентифицировался по времени пролета. Для двух событий зарегистрированные в спектрометре частицы показывают наличие некоторого недостающего импульса, что может служить указанием на незарегистрированную в детекторах нейтральную распадную частицу. В этих случаях анализ без привлечения уравнений связи позволяет получить два возможных значения импульсов и, соответственно, два собственных времени жизни.

В табл. II приведены аналогичные характеристики для D^\pm - и F^\pm -мезонов. Если среди кандидатов на F-мезон нет ни одного приемлемого кандидата на D-мезон с доверительным уровнем больше 1%, то в выборке D-мезонов вероятность примеси F-мезонов несколько выше. События 1, 3 и 5 можно согласовать с гипотезой распада F-мезона с $\Delta S = \Delta Q$, но против нее свидетельствуют показания временипролетной системы и правило Цвейга, по которому конечные состояния $\pi^+ \pi^- l^+ \nu$ должны быть подавлены.

Большинство кандидатов на распад нейтральных частиц согласуются с распадами D^0 -мезонов. В случае событий, возникающих под действием $\bar{\nu}$,

Т а б л и ц а II

Кандидаты на распад D^\pm - и F^\pm -мезонов

| Номер события | Распадная длина, мкм | Гипотеза распада | Масса для 2С-фита, МэВ/с ² | Доверительный предел 3С-фита | p_{ch} , ГэВ/с | Время жизни, 10 ⁻¹³ с |
|--------------------------|----------------------|---|---------------------------------------|------------------------------|------------------|----------------------------------|
| Распады D^\pm -мезонов | | | | | | |
| 1 | 457 | $*D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ | 1829 ± 35 | 0,07 | 10,0 | 2,85 |
| 2 | 1802 | $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+ \pi^0$ | 1862 ± 25 | 0,52 | 17,4 | 6,44 |
| 3 | 2150 | $*D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ (\nu_\mu)$ | (При мин.) | — | 16,6 | 8,06 |
| 4 | 2203 | $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- (K_L^0)$ | (При мин.) | — | 11,0 | 12,5 |
| 5 | 13000 | $*D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ (\nu_e)$ | (При мин.) | — | 111,0 | 6,9 |
| 6 | 2307 | $D^- \rightarrow K^+ \pi^- e^- (\bar{\nu}_e)$ | — | — | { 8,9 10,0 | { 16,5 14,4 |
| Распады F^\pm -мезонов | | | | | | |
| 1 | 130 | $F^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- K_L$ | 2057 ± 111 | 0,68 | 9,33 | 0,94 |
| 2 | 132 | $F^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+ \pi^0$ | 2050 ± 45 | 0,46 | 5,93 | 1,51 |
| 3 | 670 | $F^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ | 2026 ± 56 | 0,51 | 12,25 | 3,90 |

в которых имеется идентифицированный положительный мюон, вылетающий из первичной вершины взаимодействия, реализуется гипотеза распада \bar{D}^0 -мезона. Эти события приведены в табл. III.

Для определения времен жизни из выборки распадов очарованных частиц использовался метод максимального правдоподобия. Этот метод требует

Т а б л и ц а III

Кандидаты на распад D^0 -мезонов

| Номер события | Распадная длина, мкм | Гипотеза распада | Масса для 2С-фита, МэВ/с ² | Доверительный предел 3С-фита | p_{ch} , ГэВ/с | Время жизни, 10 ⁻¹³ с |
|---------------|----------------------|---|---------------------------------------|------------------------------|------------------|----------------------------------|
| 1 | 6,5 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ | 1923 ± 46 | 0,06 (1С) | 19,2 | 0,021 |
| 2 | 125 | $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- (\pi^0)$ | (При мин.) | — | 8,85 | 0,88 |
| 3 | 27 | $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ | 1766 ± 48 | 0,05 | 9,18 | 0,18 |
| 4 | 42 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ | 1855 ± 43 | 0,99 | 15,43 | 0,17 |
| 5 | 256 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ | 1816 ± 40 | 0,12 | 12,3 | 1,29 |
| 6 | 749 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ | 1876 ± 122 | 0,78 | 13,53 | 3,23 |
| 7 | 4053 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ | 1859 ± 38 | 0,45 | 23,6 | 10,69 |
| 8 | 5472 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ \pi^- (\nu_\mu)$ | — | — | 36/59 | 9,5/5,8 |
| 9 | 116 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$ | 1939 ± 117 | 0,88 | 30,08 | 0,24 |
| 10 | 184 | $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ | 1857 ± 76 | 0,99 | 20,89 | 0,52 |
| 11 | 326 | $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- K_L^0$ | 1911 ± 76 | 0,94 | 11,23 | 1,80 |
| 12 | 590 | $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ | 2000 ± 130 | 0,61 | 13,23 | 2,77 |
| 13 | 703 | $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- K_S^0$ | 1859 ± 34 | 0,30 | 12,35 | 3,54 |
| 14 | 67 | $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\bar{K}^0)$ | — | — | 11,3 | 0,37 |
| 15 | 187 | $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\pi^0)$ | — | — | 6,8/9,5 | 1,7/1,2 |
| 16 | 2646 | $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ (\nu_\mu)$ | — | — | 23/39 | 1,2/4,2 |
| 17 | 4374 | $D^0 \rightarrow K^- e^+ (\nu_e)$ | — | — | 30/20 | 9,2/4,3 |

знания зависимости эффективности поиска очарованных частиц от распадной длины, которая приведена на рис. 12. Около нейтринной вершины распада могут маскироваться треками из первичной вершины. Оценка зависимости средних потерь найденных распадов от расстояния исследовалась на 200

событиях. На больших расстояниях эффективность измерялась с помощью сравнения результатов слежения по треку от первичной вершины и поисков распадов нейтральных частиц методом прослеживания назад из спектрометра треков, которые в первичной вершине не наблюдаются.

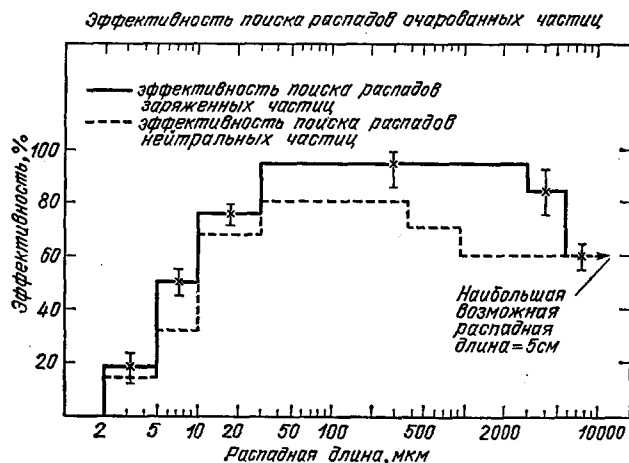


Рис. 12. Эффективность поиска очарованных частиц для эксперимента E531.

В табл. IV приведены средние взвешенные значения подгоночных масс и результаты обработки методом максимального правдоподобия для Λ_c^+ , F^+ и D^+ . Семь нейтральных событий из табл. III (1, 2, 4, 9, 14, 15, 16) дают

Таблица IV

Подгоночные значения времен жизни
и масс для заряженных очарованных адронов

| Частица | Подгоночное время жизни, 10^{-13} с | Подгоночная масса, МэВ/с ² | Число событий |
|---------------|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------|
| Λ_c^+ | $1,7^{+0,9}_{-0,5}$ | 2263 ± 27 | 6 |
| D^\pm | $9,5^{+6,5}_{-3,3}$ | 1851 ± 20 | 6 |
| F^\pm | $2,0^{+1,8}_{-0,8}$ | 2042 ± 33 | 3 |

время жизни $(1,00^{+0,52}_{-0,31}) \cdot 10^{-13}$ с³⁴. Прямое применение метода максимального правдоподобия для полной выборки³⁵ приводит к времени жизни $(3,2^{+1,2}_{-0,8}) \cdot 10^{-13}$ с. При этом вероятность того, что распределение собственных времен жизни является статистической выборкой одного экспоненциального распада, превышает 30%.

Однако к этому значению времени жизни следует относиться достаточно осторожно по нескольким причинам. Измеренная на ускорителе SPEAR полулептонная мода распада D^0 -мезона по крайней мере в три раза меньше, чем для D^+ -мезона, который обладает также большим временем жизни. Оценка, полученная методом максимального правдоподобия для трех полулептонных распадов нейтральной частицы, приведенных в табл. III, составляет $(8,5^{+9,2}_{-3,6}) \cdot 10^{-13}$ с, а для 14 адронных распадов метод дает $(2,3^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{-13}$ с. Что можно ожидать, если эти значения принять за указания существования в выборке двухкомпонентных нейтральных частиц с разными временами жизни?

Хотя смешивание состояний $D^0\bar{D}^0$ обсуждалось во многих теоретических работах, в e^+e^- -взаимодействиях не было получено никаких экспериментальных данных об этом эффекте ³⁶. Даже если имеется существенное смешивание D^0 и \bar{D}^0 , трудно придумать теоретическую схему, по которой реализовалось бы большое отличие времен жизни D_1^0 и D_2^0 , поскольку большинство конечных состояний, возникающих в результате распада D^0 , имеют $S = -1$ и поэтому не являются собственными состояниями CP .

Наиболее вероятным объяснением является примесь в выборке слабобораспадающихся нейтральных странных очарованных барионов или странных очарованных экзотических мезонов ³⁷ или барионов ³⁸. Несмотря на то, что имеются теоретические предсказания на массы слабобораспадающихся нейтральных адронов с кварковым содержанием $(c\bar{d}s)$ ³⁹, $(c\bar{s}u\bar{d})$ ³⁷ и $(c\bar{s}d\bar{d})$ ³⁸, никаких экспериментальных данных о существовании этих частиц нет. Кинематический анализ событий из табл. IV по гипотезе типа $(c\bar{d}s) \rightarrow K^-\pi^+pK^-\pi^0$ является в лучшем случае спекулятивным; однако такая интерпретация приемлема для наиболее долгоживущего состояния, приведенного в табл. III (событие 7). В этом случае подгоночная масса принимает значение 2583 ± 26 МэВ/ c^2 . Более того, один из кандидатов на распад нейтральной частицы (не приведенный в табл. III) имеет в конечном состоянии надежно идентифицированный протон и согласуется с распадами $(c\bar{d}s) \rightarrow p\bar{K}^0 K^0$ ($m = 2459$ МэВ/ c^2) и $(c\bar{s}s) \rightarrow pK^-\bar{K}^0$ ($m = 2658$ МэВ/ c^2) (последний, если учесть распад, подавленный по правилу Кабиббо ³⁵). Этот кандидат имеет очень большое собственное время жизни $\sim 80 \cdot 10^{-13}$ с, поэтому можно было бы предположить, что наблюдается не распад, а взаимодействие. Однако оценка вероятности того, что это событие является результатом взаимодействия нейтральной частицы, дает значение $< 10^{-3}$. Исследование некоторых из этих нейтральных событий все еще продолжается.

Описанный эксперимент продемонстрировал возможность наблюдения значительного числа очарованных адронов, образованных под действием нейтрино в эмульсии. Этот опыт является полезным не только для измерения времен жизни, но может помочь также в изучении спектра очарованных частиц, поскольку методика обеспечивает получение небольших, но бесфоновых выборок более тяжелых очарованных адронов. К примеру, 5 событий с D^0 -мезонами содержат π^\pm -мезоны (а одно событие с $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^-$), так что все разности масс $M_{D^+} - M_D$ находятся в пределах 2 МэВ от принятого значения 145 МэВ.

Таким образом, становится ясно, что для более точного определения времен жизни требуется не только большая статистика, но и надежная идентификация распадающихся частиц. Во втором сеансе эксперимента E531, в котором будет больше эмульсии, больше нейтрино и лучше эффективность, ожидается увеличение выхода событий в 2,5 раза. Усовершенствования, внесенные в детектор электромагнитных ливней, и новый ионизационный идентификатор заряженных частиц существенно улучшат также идентификацию событий.

5. СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ВРЕМЕНАМ ЖИЗНИ

Из ЦЕРНа и Фермилаба поступили сообщения о результатах кинематического анализа с привлечением уравнений связи 6 распадов Λ_c^+ (WA17, WA58 и E531). Если предположить, что в этих трех экспериментах эффективность поиска была одинаковой, то все шесть событий будут обладать одинаковым весом и время жизни, определенное методом максимального правдоподобия, будет совпадать со средним значением, т. е. $\tau_{\Lambda_c^+} = 2,6 \cdot 10^{-13}$ с. Взвешенное среднее шести подгоночных масс равно $M_{\Lambda_c^+} = 2268 \pm 13$ МэВ/ c^2 . В конечных состояниях всех событий присутствует надежно идентифицированный барион, поэтому вероятность примесей в выборке мала.

Четыре события, содержащие F^\pm -мезоны (эксперименты E531 и E564), обладают таким же хорошим согласием и ни одно из них не соответствует гипотезе D^+ или Λ_c^+ с доверительным уровнем $> 1\%$. Средние подгоночные масса и время жизни составляют $M_{F^+} = 2026 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$ и $\tau_{F^+} = (1,9^{+1,4}_{-0,7}) \times 10^{-13} \text{ с}$.

Существуют только два события, полностью согласующиеся с гипотезой D^\pm (эксперимент E531). Однако кинематический анализ без привлечения уравнений связи трех полулептонных распадов показал, что они происходят на минимуме кривой зависимости недостающего импульса от массы первичной частицы. Поэтому удается однозначно определить импульс и собственное время жизни распадающихся частиц. Масса для двух согласующихся с гипотезой D^+ событий равна $1850 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$, а время жизни для событий 1—5 (см. табл. II) составляет $(8,9^{+6,0}_{-3,0}) \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Ясно видно, что времена жизни Λ_c^+ и F^+ существенно меньше, чем D^+ . В обоих поставленных в ЦЕРНе экспериментах при вычислении времен жизни для выборки неподдающихся кинематическому анализу распадов заряженных частиц, которая предполагалась состоящей, в основном, из D^+ -мезонов, использовался статистический метод смещения треков¹⁸. Поскольку в этих выборках была неизвестна примесь событий с Λ_c^+ и F^+ , которые обладают меньшими временами жизни, трудно принять надежность определения средних значений времен жизни D^+ -мезона $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (WA58) и $4,4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (WA17). Несмотря на то, что из трех заряженных очарованных адронов D^\pm -мезоны рождаются, вероятно, наиболее обильно, сложность получения беспримесной выборки D^\pm -мезонов может привести к тому, что их время жизни будет измерить труднее, чем времена жизни F -мезонов и Λ_c -гиперонов.

Проблемы, возникающие при определении времени жизни D^0 -мезона из представленной выборки распадов нейтральных частиц (эксперимент E531), были подробно описаны в предыдущем разделе. К моменту написания данной статьи, до окончательного анализа новых событий, принято было считать, что среднее значение времени жизни D^0 составляет $(1,0^{+0,6}_{-1,3}) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Значения $(0,5^{+6}_{-0,3}) \cdot 10^{-13} \text{ с}$ и $0,43 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, основанные на анализе смещения треков¹⁸, который применялся для наборов распадов неидентифицированных нейтральных частиц, зарегистрированных, соответственно, в экспериментах WA17 и WA58, считаются несколько сомнительными. Источниками неопределенности являются как возможные распады отличных от D^0 -мезонов нейтральных частиц, как и неизвестные эффективности поиска.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обладающие высокими точностями эмульсионные трековые детекторы являются исключительно полезными для измерения очень малых времен жизни частиц. Время жизни π^0 -мезона $\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ с}$ лежит, вероятно, как раз за порогом получения точных результатов на большой статистике и при хорошо известном и легко распознаваемом канале распада.

Для частиц с массами больше $M_\tau = 1784 \text{ МэВ}$, представляющих в настоящее время наибольший интерес, сложный характер распада и большие энергии делают изолированные эмульсии и даже эмульсионные камеры неэффективными для измерения времен жизни. Они успешно использовались для наблюдения распадов очарованных частиц и для определения приблизительно области времен жизни, но не обеспечивают достаточной информации для идентификации времени жизни отдельных частиц.

В сложных событиях достаточно высокая эффективность поиска может быть достигнута только на расстоянии больше 10 мкм от первичной вершины. Регистрация более коротких распадных треков вплоть до 1 мкм может осуществляться с помощью измерения смещений треков от первичной вершины. Дополнительную точность, которую можно было бы ожидать при более вы-

соких энергиях благодаря увеличению коэффициента растяжения времени, фактически получить не удастся, поскольку при данной энергии распада прицельные параметры распадных частиц, экстраполированные назад, в сторону первичной вершины, практически не зависят от импульса распадающейся частицы. Поэтому выбор энергии и пучка зависит, главным образом, от сечения рождения исследуемой частицы и от полного сечения взаимодействия пучка, т. е. от характеристик, определяющих полный выход и отношение сигнал/шум.

Эффективное сшивание треков в эмульсии и спектрометре необходимо не только для получения максимального выхода первичных событий, но и для поиска распадов и калибровки его эффективности. Последнее соображение является критическим для определения времен жизни из ограниченного набора собственных ширин распада методом максимального правдоподобия.

Изучение распадов очарованных частиц уже продемонстрировало значение широкоугольного акцептанса, надежной идентификации частиц и высокого разрешения для идентификации отдельных распадающихся частиц. Для разделения двух сравнимых времен жизни только по форме распределения времени распада требуется очень большая выборка событий. Большой угловой акцептанс и высокая эффективность регистрации нейтральных частиц имеют первостепенное значение, поскольку наличие одной недостающей распадной частицы не позволяет проводить кинематический анализ. Хорошее разрешение по импульсам, обеспечивающее точные подгоночные массы, помогает идентифицировать известные частицы, но в условиях существующей неопределенности в отношении странных очарованных барионов и экзотических частиц важную роль играет идентификация продуктов распада.

Наблюдение слабых распадов является мощным средством исключения фона, и чистые, хотя и небольшие, выборки очарованных адронов играют большую роль в изучении механизмов рождения и спектроскопии исследуемых частиц.

Открытие очарованного кварка и третьего поколения кварков и лептонов вдохновило почтенные эмульсионные детекторы на счастливый брак с юными электронными спектрометрами. Новые разработки в области полупроводниковых детекторов и частичная автоматизация эмульсионных измерений⁴⁰ помогут расширить возможности гибридной методики для исследования не только очарованных, но и *b*-частиц.

Автор чрезвычайно благодарен Институту физики частиц Комитета по естественным наукам и техническим исследованиям Канады за оказанную при работе поддержку. Он выражает особую признательность всем членам коллаборации E531³⁴ за полученные от них сведения об эмульсионной методике. Автор благодарит также многих своих коллег за полезные обсуждения и предоставленные, в некоторых случаях еще не опубликованные, данные. Особую признательность автора заслуживают Б. Конфторто, М. Конверси, Г. Кореман-Бертран, Г. Диамбрини-Палацци, В. Фрискен, Л. Хенд, А. Л. Рид, Л. Воеводик и Д. Вагонер. В заключение автор хочет почтить память Э. Х. С. Буропа, которому физики обязаны пионерской работой в гибридной эмульсионной методике.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group.— *Rev. Mod. Phys.*, 1980, v. 52, p. 105.
2. Gaillard M. et al.— *Ibid.*, 1975, v. 47, p. 277.
3. Kobayashi M., Maskawa T.— *Prog. Theor. Phys.*, 1973, v. 49, p. 652.
4. Koller E. L. et al.— *Nuovo Cimento*, 1963, v. 27, p. 1405.
5. Belletini G. et al.— *Nuovo Cimento*, 1965, v. 40, p. 1139. См. также другие ссылки в¹.
6. Stamer P.— *Phys. Rev.*, 1966, v. 151, p. 1108.
7. Обзор ранних работ см.:
Niu K.— In: *Proc. of 19th Intern. Conference on High Energy Physics*.— Tokyo, 1978.— P. 447.

8. Niu K. et al.— Prog. Theor. Phys., 1971, v. 46, p. 1644.
9. Hayashi T. et al.— Ibid., 1972, v. 47, pp. 280, 1998.
10. Ushida N. et al.— Lett. Nuovo Cimento, 1978, v. 23, p. 577.
Fuchi H. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 135.
11. Fuchi H. et al.— Lett. Nuovo Cimento (to be published).
12. Dyoretsky A. S. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1963, v. 20, p. 277.
Grieder P.K.F.— Suppl. Nuovo Cimento, 1962, v. 26, p. 271.
Mistry N. B. et al.— Nuovo Cimento, 1960, v. 17, p. 429.
13. Burhop E. H. S. et al.— Ibid., 1965, v. 39, p. 1037.
14. Burhop E.H.S. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 65, p. 299.
Read A. L. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1287.
15. Allasia D. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 176, p. 13.
16. Angelini C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 428.
17. Angelini C. et al.— Ibid., v. 84, p. 150.
18. Petrera S., Romano G.— Nucl. Instr. and Meth., 1980, v. 174, p. 61.
19. Ammar R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 118.
20. Brandelik et al.— Ibid., 1979, v. 80, p. 412.
21. Luth V.— In: Proc. of 9th Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Fermilab, 1979.— P. 78.
Kirkby J.— Ibid.— P. 107.
22. Aston D. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 91.
23. Caldwell D. O. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1122.
24. Avery P. et al.— Ibid., 1980, v. 44, p. 1309.
25. Knapp B. et al.— Ibid., 1976, v. 37, p. 882.
26. Hand L. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 167, p. 261.
27. Hand L.— In: Proc. of Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Hamburg, 1977.— P. 417.
28. Adamovich M. I. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 271.
29. Fiorino A. et al.— Lett. Nuovo Cimento, 1981, v. 30, p. 166.
30. Adamovich M. I. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. B89, p. 427.
31. Conforto B.— Private communication (March 1981).
32. Florian J. et al.— In: Proc. of Neutrino-79.— Bergen, 1979.— P. 36.
33. Wagoner D.— Private communication (March 1981).
34. Ushida N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, pp. 1049, 1053.
35. Proceedings of the 16th Rencontre de Moriond, March 1981 (to be published).
36. См., например: Schindler R. H. Charmed Meson Production and Decay Properties at the ψ (3770): Thesis.— SLAC 219 (unpublished).
Schindler et al.— Phys. Rev. Ser. D (to be published).
37. Lipkin H. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 113.
Isgur N., Lipkin H. J.— Ibid., 1981, v. 99, p. 151.
38. Rosner J. Private communication.
39. Maltman K., Isgur N.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 1701.
40. Fermilab Proposal P653 (Spokesperson — N.W. Reay).