

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Физика очарованных адронов

С.В. Семенов

*Двадцать пять лет, прошедших с момента экспериментального открытия первой очарованной частицы, были очень плодотворны для физики очарованных частиц — свойства этих частиц изучались более чем в 30-ти различных экспериментах. Обнаружено множество состояний очарованных мезонов и барионов. Исследовано в общей сложности более тысячи каналов распада этих частиц, измерены времена их жизни. В статье дается обзор основных экспериментальных результатов и обсуждаются перспективы физики очарованных частиц на ближайшие годы.*

PACS numbers: 13.25.Ft, 13.85.-t, 14.20.Rq, 14.40.Lb

## Содержание

1. Введение (937).
  2. Экспериментальные установки для изучения свойств очарованных частиц (938).
  3. Основные процессы, вносящие вклад в распады очарованных частиц (942).
  4. Спектроскопия очарованных адронов (943).
    - 4.1. Основные состояния очарованных мезонов.
    - 4.2. Возбужденные состояния очарованных мезонов.
    - 4.3. Основные состояния очарованных барионов.
    - 4.4. Возбужденные состояния очарованных барионов.
  5. Времена жизни очарованных частиц (946).
  6. Лептонные распады очарованных адронов (947).
  7. Полулептонные распады очарованных адронов (949).
    - 7.1. Полулептонные распады очарованных мезонов.
    - 7.2. Кабббо-подавленные полулептонные распады очарованных мезонов.
    - 7.3. Полулептонные распады очарованных барионов.
  8. Нелептонные распады очарованных адронов (952).
    - 8.1. Измерение абсолютной величины вероятности распада.
    - 8.2. Вклад W-обменной диаграммы в распады очарованных адронов.
    - 8.3. Кабббо-подавленные распады очарованных адронов.
  9.  $D^0\bar{D}^0$ -смешивание и эффекты нарушения CP-симметрии в распадах D-мезонов (954).
    - 9.1.  $D^0\bar{D}^0$ -смешивание.
    - 9.2. Поиск  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания в адронных распадах.
    - 9.3. Поиск  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания в полулептонных распадах.
    - 9.4. Поиск нарушения CP-симметрии в распадах  $D^0$ .
    - 9.5. Поиск редких распадов D-мезонов.
  10. Перспективы изучения очарованных частиц (956).
- Список литературы (959).

## 1. Введение

В 1964 г. получила развитие идея расширения SU(3)-симметрии, включавшей три аромата (сорта) кварков (u, d и s), до SU(4)-симметрии и введения кварка четвертого аромата, очарованного с-кварка [1]. Это позволяло, в частности, достичь симметрии между известными на тот момент лептонами и кварками. В том же году была проведена классификация SU(4)-мультиплетов мезонов и барионов [2]. К этому времени относится и предложение по поиску очарованных (суперзаряженных) частиц по мультилептонным событиям в нейтринных экспериментах [3]. Шесть лет спустя появилась теоретическая статья Глэшоу, Иллиопулоса и Майани [4]. В ней с помощью введения с-кварка объяснялись следующие эффекты: сильное подавление в природе нейтральных токов, меняющих аромат кварков и малая разность масс  $K_S$ - и  $K_L$ - мезонов<sup>1</sup>.

В 1974 г. одновременно на двух ускорителях в США (на протонном синхротроне в Брукхевене и электрон-позитронном коллайдере в Стэнфорде) был открыт новый мезон с массой около 3,1 ГэВ/c<sup>2</sup>. Каждая экспериментальная группа дала мезону свое название. Группа С. Тинга, обнаружившая частицу в Брукхевене, назвала ее J [6], а стэнфордская группа во главе с Б. Рихтером назвала вновь открытую частицу  $\psi$  [7]. Таким образом, за новым мезоном закрепилось двойное название J/ $\psi$ . В настоящее время надежно установлено, что J/ $\psi$  — это векторный мезон, являющийся основным состоянием пары из с-кварка и  $\bar{c}$ -кварка. Так как J/ $\psi$  содержит одновременно с- и  $\bar{c}$ -кварки, то он получил название мезона со "скрытым очарованием". Практически сразу же в Стэнфорде было открыто 2S-состояние  $c\bar{c}$ -пары —  $\psi(2S)$  с массой около 3,7 ГэВ/c<sup>2</sup> [8]. На следующий год на ускорителе DORIS в Германии в эксперименте DASP

С.В. Семенов. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики", 117259 Москва, ул. Б. Черемушкинская 25, Российская Федерация  
Тел. (095) 129-96-06. E-mail: ssemenov@iris1.itep.ru

Статья поступила 18 января 1999 г.

<sup>1</sup> Обзор публикаций по очарованному кварку, появившихся до открытия J/ $\psi$ -мезона, можно найти в [5].

были открыты 1P-уровни  $c\bar{c}$ -состояния [9]. Наконец, в 1976 г. на ускорителе SPEAR (США) в эксперименте MARK I были обнаружены частицы с "открытым очарованием" (т.е. содержащие только с-кварк (или  $\bar{c}$ -кварк) вместе с легким антикварком(кварком)) —  $D^0$ - и  $D^+$ -мезоны [10, 11]. Подробное описание этого начального периода открытий и исследований очарованных частиц можно найти в сборнике "Приключения в экспериментальной физике" [12]. В этой книге непосредственные участники событий делятся воспоминаниями.

Изучение очарованных мезонов (а позднее и барионов) стало чрезвычайно плодотворной областью физики элементарных частиц. Свойства очарованных частиц успешно исследовались как на электрон-позитронных коллайдерах, так и во взаимодействиях высокоэнергичных пучков фотонов, нейтрино и адронов с неподвижными мишенями.

В данном обзоре представлены сведения только о свойствах частиц с открытым очарованием. Второй раздел посвящен краткому знакомству с основными экспериментальными установками, на которых проводились исследования свойств очарованных частиц. В третьем рассмотрены основные кварковые диаграммы распада очарованных мезонов и барионов. В четвертом разделе представлены экспериментальные результаты по спектроскопии очарованных адронов, а в пятом — по измерению времени жизни очарованных адронов, на качественном уровне объясняются полученные экспериментально соотношения между временами жизни адронов. В шестом и седьмом разделах изложены результаты исследований лептонных и полулептонных распадов очарованных частиц; восьмой посвящен наиболее интересным результатам, полученным при изучении многочисленных нелептонных распадов очарованных адронов. В девятом разделе обсуждаются экспериментальные результаты по поиску  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания и нарушения CP-симметрии в распадах D-мезонов. Представлены экспериментальные результаты по поиску редких распадов. Наконец, в десятом разделе приведен краткий обзор проектов новых экспериментов по изучению свойств очарованных частиц.

В данном обзоре не рассматриваются вопросы фрагментации очарованных частиц (подробную информацию можно найти в [13]). Не получили отражения в обзоре и исследования свойств мезонов со скрытым очарованием:  $J/\psi$ ,  $\psi'$  и др., которые в течение десятилетия проводились на коллайдере SPEAR. Этот ускоритель работал непосредственно при энергии сталкивающихся электронов и позитронов, равной массе  $J/\psi$  или одного из возбужденных состояний  $\psi$ -мезона. Эти исследования представляют собой отдельную обширную область физики очарованных частиц (см. [14]).

## 2. Экспериментальные установки для изучения свойств очарованных частиц

Перед тем, как приступить к подробному описанию экспериментальных результатов, полезно кратко познакомиться с основными типами экспериментальных установок, на которых проводились исследования очарованных частиц. Большинство очарованных частиц было обнаружено в экспериментах на электрон-позитронных коллайдерах. Там же была получена обширная информация о многочисленных каналах их распада.

В конце семидесятых — начале восьмидесятых годов больших успехов в исследовании свойств D-мезонов добилась коллаборация MARK III [15]. Исследования проводились на ускорителе SPEAR при суммарной энергии встречных пучков электронов и позитронов равной массе  $\psi(3770)$ -мезона. Этот мезон практически со 100%-ной вероятностью распадается на  $D^0\bar{D}^0$ - или  $D^+D^-$ -пары. Для изучения свойств, имеющих большую массу  $D_s$ -мезонов, энергия встречных пучков была увеличена до 4,14 ГэВ, несколько выше порога рождения пары  $D_s\bar{D}_s$ . Это позволило работать при благоприятных фоновых условиях, потому что в силу дефицита энергии  $D\bar{D}$ -пары рождались без адронного сопровождения. В настоящее время в подобных условиях работает экспериментальная установка BES [16], расположенная на ускорителе BEPC в Пекине (Китай). Коллаборация BES проводит детальное изучение свойств  $D_s$ -мезонов при суммарной энергии встречных пучков чуть больше 4 ГэВ.

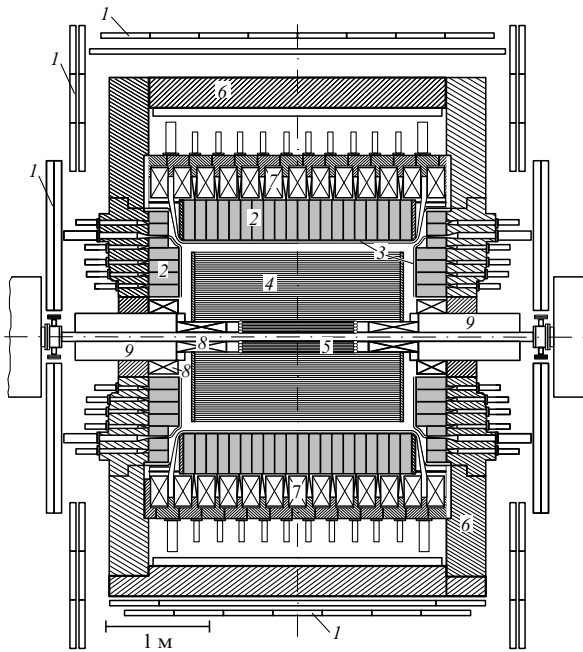
В восьмидесятые годы в экспериментах на коллайдерах PETRA (Германия) и PEP (США) при энергии встречных пучков электронов и позитронов 15–20 ГэВ, а также DORIS (Германия), CESR (США) с энергией каждого из пучков около 5 ГэВ было продолжено детальное изучение вероятностей распадов очарованных мезонов и адронов, измерены времена жизни мезонов, открыты многие новые состояния очарованных адронов. Сечение рождения очарованных частиц в процессе  $e^-e^+ \rightarrow c\bar{c}$  обратно пропорционально квадрату энергии сталкивающихся частиц, измеренной в системе центра масс (за исключением области резонансного рождения Z-бозона с массой около 91 ГэВ/ $c^2$ , в распадах которого очарованные частицы образуются с большой вероятностью). В результате при энергии ускорителей DORIS и CESR сечение рождения очарованных частиц приблизительно на порядок выше, чем при энергии ускорителей PETRA и PEP. Именно эксперименты ARGUS [17] на коллайдере DORIS и CLEO [18] на CESR внесли наибольший вклад в исследование свойств очарованных частиц на электрон-позитронных коллайдерах.

Наконец, на электрон-позитронном коллайдере LEP, расположенном в европейском международном научном центре CERN (Швейцария) в экспериментах ALEPH [20], DELPHI [21], L3 [22] и OPAL [23] было зарегистрировано большое количество очарованных частиц. На ускорителе LEP суммарная энергия пучков равнялась массе Z-бозона. Количественные сведения об очарованных мезонах, зарегистрированных в различных экспериментах на электрон-позитронных коллайдерах, приведены в табл. 1. Следует отметить, что число очарованных барионов, рожденных на установках ARGUS, CLEO и в экспериментах на LEP приблизительно на порядок меньше, чем число мезонов.

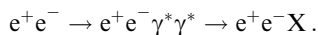
На примере детектора ARGUS [17] (рис. 1) удобно познакомиться с основными частями практически любого детектора, работающего на встречных электрон-позитронных кольцах. Детектор ARGUS представлял из себя универсальный магнитный 4 $\pi$ -спектрометр, предназначенный для решения широкого круга физических задач. Наряду с исследованиями очарованных частиц группой ARGUS были получены очень интересные результаты в области физики B-мезонов и  $\tau$ -лептонов [24], новые данные по спектроскопии мезонов со скрытой прелестью, исследованы вопросы фрагментации очарованных частиц. На детекторе ARGUS прове-

**Таблица 1.** Количество очарованных мезонов, рожденных в наиболее успешных экспериментах на электрон-позитронных накопительных кольцах

Эксперимент	Энергия в системе центра масс, ГэВ	Число рожденных очарованных мезонов
MARK III [15]	3,77; 4,14	$\sim 5 \times 10^4 D^0 \bar{D}^0, D^+ D^-, D_s \bar{D}_s$
BES [16]	4,03	$6 \times 10^3 D_s \bar{D}_s$
ARGUS [17]	$\sim 10,6$	$5 \times 10^5 D^\pm, D^0 (\bar{D}^0), D_s^\pm$
CLEO [18]	$\sim 10,6$	$10^7 D^\pm, D^0 (\bar{D}^0), D_s^\pm$
ALEPH [20], DELPHI [21], L3 [22], OPAL [23]	$\sim 91$	$\sim 2 \times 10^5 D^\pm, D^0 (\bar{D}^0), D_s^\pm$ для каждого из экспериментов

**Рис. 1.** Схема детектора ARGUS: 1 — мионные камеры; 2 — ливневые счетчики; 3 — времени-пролетные счетчики; 4 — большая дрейфовая камера; 5 — вершинная камера; 6 — ядро магнита; 7 — катушка соленоида; 8 — компенсационные катушки; 9 — мини-бета-квадруполи.

дены детальные исследования спектроскопии легких мезонов в реакциях, вызванных взаимодействием двух виртуальных фотонов [24]:



С помощью детектора регистрировались адроны, лептоны, фотоны и с хорошей точностью определялись их импульсы. Информацию о треках заряженных частиц обеспечивали две дрейфовые камеры. Более точная вершинная камера, наполненная газом под высоким давлением, позволяла достичь пространственного разрешения лучше 25 мкм при измерении координат трека заряженной частицы. В основном трековом детекторе — большой цилиндрической дрейфовой камере с диаметром 1,7 м — треки заряженных частиц восстанавливались в пространстве с точностью порядка 200 мкм. Ошибка в измерении импульсов заряженных частиц не превышала 1%. Измерение ионизационных потерь энергии частицами в дрейфовой камере обеспечивало информацию о сорте частиц ( $e, \mu, \pi, K, p$ ). Дополнительно сведения о сорте частицы можно было получить, анализируя информацию, поступающую со времени-пролетной системы, окружавшей дрейфовую камеру. Время пролета опреде-

лялось с точностью 220 пс. Комбинируя эти два источника, удавалось существенно улучшить разделение частиц разного сорта и в первую очередь надежно отличать заряженные каоны от заряженных пионов вплоть до импульсов 0,7–0,8 ГэВ/с.

Для выделения электронов и фотонов и измерения их энергии вокруг времени-пролетной системы был размещен электромагнитный калориметр, который состоял из поочередно расположенных пластин сцинтиллятора толщиной 5 мм и свинцовых пластин толщиной 1 мм. В плотных свинцовых слоях первичная частица (влетевшая в калориметр) претерпевала ряд электромагнитных взаимодействий, в результате которых образовывалось множество вторичных электронов. Эти электроны затем попадали в слои сцинтиллятора. Энергия первичной частицы определялась по количеству энергии, потерянной вторичными электронами в слоях сцинтиллятора. Энергия частиц определялась с точностью порядка 10%.

Магнитное поле детектора создавалось с помощью нормальных (не сверхпроводящих) обмоток и составляло 0,8 Тл. За счет увеличения магнитного поля можно было бы добиться лучшей точности в определении импульсов частиц. Однако при этом частицы с относительно небольшими импульсами закручивались бы в магнитном поле, и определение их импульсов было бы невозможно. Так как  $D$ -мезоны на  $e^+e^-$ -коллайдерах рождаются с импульсами порядка 1–2 ГэВ/с, то среди продуктов их распада существуют частицы с малыми импульсами (100–200 МэВ/с). Потеря таких частиц существенно снижает вероятность полного восстановления  $D$ -мезона по продуктам его распада.

С внешней стороны магнита были расположены мионные пропорциональные камеры, предназначенные для регистрации мюонов — частиц с минимальными ионизационными потерями энергии в веществе.

До настоящего времени успешно работает в области исследования очарованных частиц детектор CLEO [18], расположенный на накопительном электрон-позитронном кольце CESR с суммарной энергией сталкивающихся частиц в системе центра масс 10,6 ГэВ. За свою почти двадцатилетнюю историю детектор CLEO претерпел несколько существенных модернизаций, улучшавших его возможности по идентификации частиц и позволивших работать в условиях значительного увеличения светимости накопительного электрон-позитронного кольца CESR. В настоящее время большинство результатов получено на модификации CLEO II [19]. CLEO II (рис. 2) — это магнитный спектрометр с отличной идентификацией частиц и системой измерения энергии электромагнитных частиц. Детектор включает в себя трековую систему для регистрации заряженных частиц, окруженную сцинтилляционными счетчиками для измерения времени пролета частиц и электромагнитным калориметром, состоящим из 7800 кристаллов иоди-

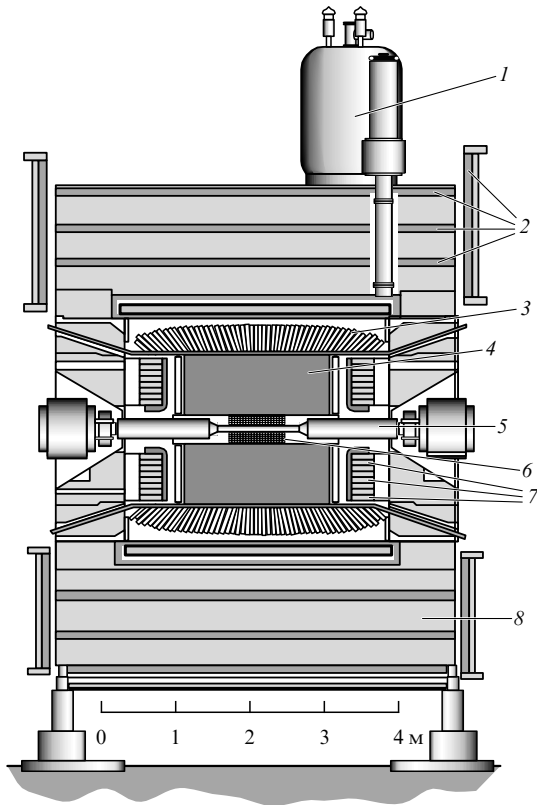


Рис. 2. Схема детектора CLEO II: 1 — резервуар с жидким He; 2 — мюонные камеры; 3 — ливневые счетчики; 4 — дрейфовая камера; 5 — мини-бета-квадруполи; 6 — вершинный детектор; 7 — времяпролетные счетчики; 8 — ярмо магнита.

стого цезия с таллиевыми добавками и служащим для измерения энергии фотонов и электронов. С помощью трековой системы импульсы частиц измеряются с точностью порядка 0,6%. Точность измерения энергии фотонов электромагнитным калориметром меняется от 4,2% при энергии 100 МэВ до 1,4% при энергии 5 ГэВ. С помощью электромагнитного калориметра удается выделять при малом уровне фона нейтральные частицы ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ) по их каналам распада на фотоны. Используя информацию о потерях энергии на ионизацию в дрейфовой камере и информацию о времени пролета, в эксперименте удается разделить пионы от каонов доимпульсов 1,1 ГэВ/с на уровне  $2\sigma$ . Эти части детектора находятся внутри сверхпроводящего соленоидального магнита с магнитным полем 1,5 Тл. Проволочные камеры для регистрации мюонов вмонтированы непосредственно в ярмо магнита.

Описанные эксперименты достигли определенных успехов в изучении очарованных частиц в первую очередь за счет универсальности детекторов. Они не только позволяли различать частицы разных сортов, но и измерять энергию частиц с хорошей точностью. Отличная идентификация частиц, в частности способность детекторов разделять каоны и пионы, сыграла решающую роль в выделении D-мезонов, распадающихся в основном в конечные состояния, содержащие K-мезоны. Хорошее энергетическое разрешение позволило восстанавливать D-мезоны по изучаемому каналу распада при меньшем вкладе фона от случайных комбинаций частиц, имитирующих D-мезон (так называемого комбинатор-

ного фона). Экспериментальные установки перекрывали практически полностью телесный угол 4л, что приводило к существенному увеличению количества D-мезонов, а следовательно, позволяло изучать более редкие распады. Достижению результатов способствовали и благоприятные фоновые условия на электрон-позитронных коллайдерах. В электрон-позитронных взаимодействиях очарованные частицы рождаются примерно в каждом третьем неупругом взаимодействии. Несомненно, это облегчает выделение сигнала над уровнем комбинаторного фона и дает большие преимущества перед экспериментами, работающими на неподвижной мишени, где очарованные частицы рождаются только в одном из нескольких сотен взаимодействий.

Однако экспериментальные установки, расположенные на электрон-позитронных коллайдерах, имеют ограниченные возможности в измерении времени жизни очарованных частиц. Очарованные частицы рождаются на коллайдерах с достаточно малыми импульсами ( $\sim 1-2$  ГэВ/с) и до распада пролетают малое расстояние. Так как время жизни частицы определяют через измерение расстояния от вершины первичного взаимодействия и рождения очарованной частицы до вершины распада очарованной частицы, то большая относительная ошибка в измерении расстояния приводит к большой относительной ошибке в определении времени жизни.

Наиболее точные измерения времени жизни очарованных частиц были проведены в экспериментах, в которых пучок энергичных частиц (фотонов, адронов) взаимодействовал с ядрами неподвижной мишени. В таких экспериментах образовавшиеся в результате взаимодействия очарованные частицы получали большой импульс за счет сноса энергии в направлении движения пучковых частиц и, следовательно, пролетали от рождения до распада в несколько раз большие расстояния, чем в экспериментах на коллайдерах. Тем не менее даже в таких экспериментах расстояние от рождения до распада очарованных частиц исчисляется миллиметрами, и для измерения расстояний с хорошей точностью необходимо использовать сверхточные вершинные детекторы, позволяющие определять координаты точки распада с точностью в несколько десятков микрон. Преимущество экспериментов на неподвижной мишени проявляется также при изучении процессов, в которых необходимо исследовать временную зависимость распадов частиц (например, при изучении  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания). Современные эксперименты, работающие на неподвижной мишени, вносят большой вклад в исследование распадов очарованных адронов, хотя такие исследования и затруднены из-за более сложных фоновых условий. Так, например, при взаимодействии пиона или протона с ядрами мишени очарованные частицы рождаются только в каждом тысячном взаимодействии. При взаимодействии фотона с ядрами мишени очарованные частицы рождаются в несколько раз чаще, но все равно только в одном из каждых 200 взаимодействий. В таблице 2 приведены данные о количестве очарованных частиц, рожденных в экспериментах на неподвижной мишени.

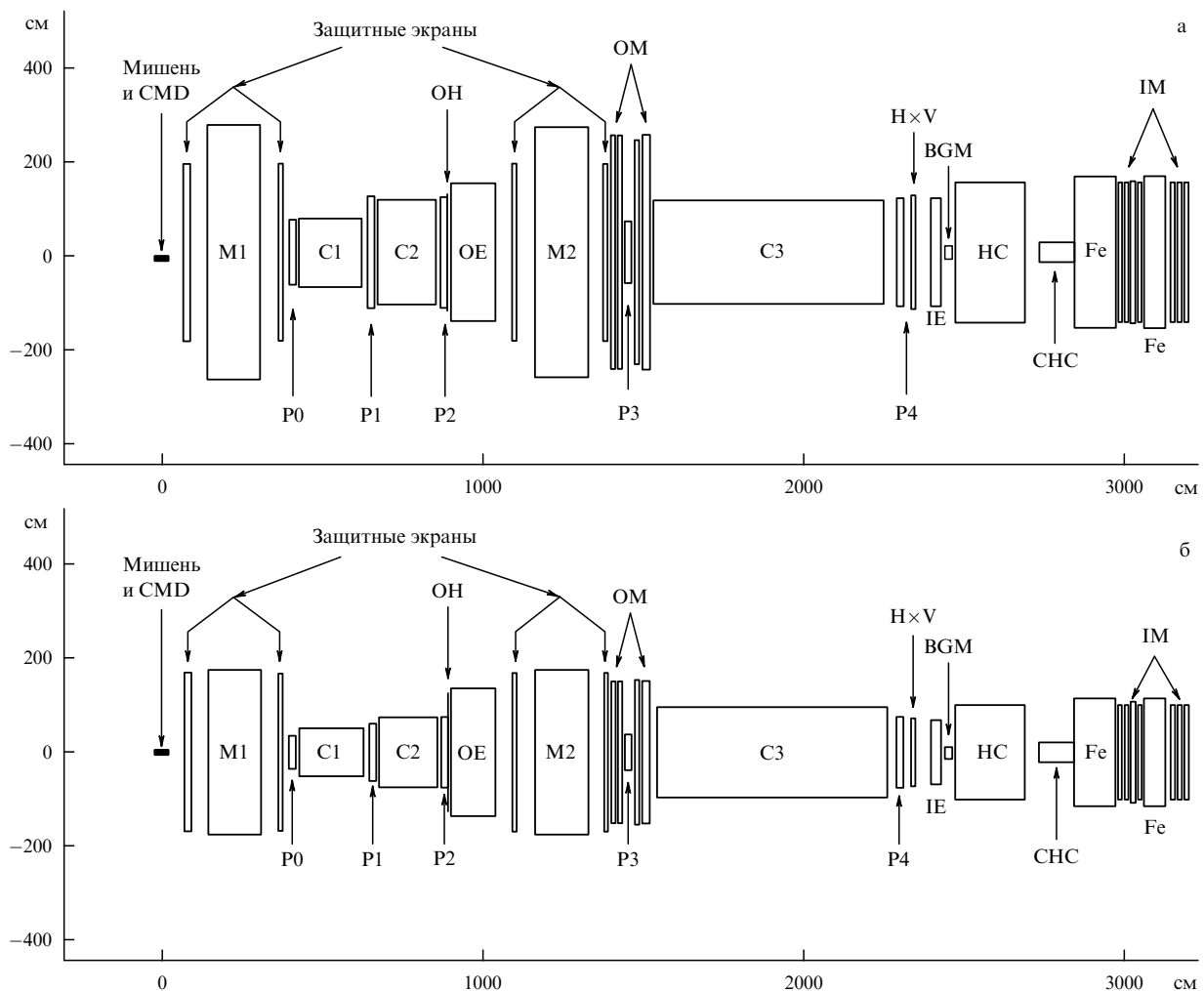
К таким экспериментам в первую очередь относится E687 [26] (рис. 3), который был расположен на пучке фотонов в лаборатории Ферми (США). Пучок фотонов со средней энергией 220 ГэВ бомбардировал бериллиевую мишень. Непосредственно за мишенью распола-

**Таблица 2.** Количество очарованных частиц, рожденных в экспериментах на неподвижной мишени

Эксперимент	Пучковые частицы	Средняя энергия частиц, падающих на мишень, ГэВ	Число восстановленных очарованных адронов
E691 [25]	$\gamma$	90–260	$\sim 10^4 D^{\pm}, D^0(\bar{D}^0), D_s^{\pm}$
E687 [26]	$\gamma$	$\sim 220$	$\sim 10^5 D^{\pm}, D^0(\bar{D}^0), D_s^{\pm}$
E769 [27]	$\pi$	250	$4 \times 10^3 D^{\pm}, D^0(\bar{D}^0), D_s^{\pm}$
E791 [28]	$\pi$	500	$\sim 2 \times 10^5 D^{\pm}, D^0(\bar{D}^0), D_s^{\pm}$
WA89 [29]	$\Sigma^-$	330	$\sim 10^4$ барионов

гался вершинный детектор, позволявший измерять координаты заряженных частиц с высокой точностью. Он состоял из двенадцати плоскостей силиконовых микростриповых детекторов (CMD), сгруппированных в четыре триплета. С помощью каждого триплета плоскостей измерялись  $x$  и  $y$  координаты трека частицы. Точность восстановления координаты трека составляла 10–15 мкм. Далее были установлены два магнита (M1, M2) с магнитными полями противоположной полярности и пять станций проволочных пропорциональных камер (P0–P4). Такая система позволяла с высокой точностью измерять импульсы частиц. Сорт частиц определялся с помощью трех газовых черенковских

счетчиков (C1–C3). Способность черенковских счетчиков давать информацию о сорте частицы основана на том, что заряженные частицы, движущиеся со скоростью, превышающей скорость света в данной среде, испускают фотоны. Число фотонов зависит от импульса и массы частицы, поэтому регистрируя эти фотоны, можно определить сорт заряженной частицы. Далее располагался адронный калориметр (HC) и наконец идентификатор мюонов (IM), расположенный за железной защитой. С помощью адронного калориметра измерялись характеристики пионов. Адронный калориметр аналогично электромагнитному представляет конструкцию из перемежающихся слоев металла и скиндиллятора и позволяет измерять полную энергию первичных адронов по суммарной энергии, выделенной в слоях скиндиллятора многочисленными вторичными адронами, образовавшимися в результате взаимодействий первичной частицы в слоях металла. Он содержит на порядок больше вещества, чем электромагнитный калориметр, для того, чтобы большая часть энергии вторичных адронов выделялась внутри калориметра. В эксперименте E687 были получены самые точные на сегодняшний день значения времен жизни очарованных частиц.

**Рис. 3.** Схема детектора E687: (а) вид сбоку, (б) вид сверху. CMD — силиконовые микростриповые детекторы; M1, M2 — магниты; P0–P4 — пропорциональные проволочные камеры; C1–C3 — газовые черенковские счетчики; HC — адронный калориметр; IM — мюонный идентификатор.

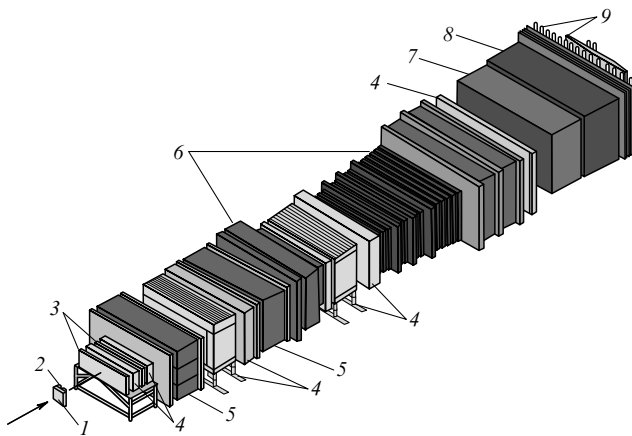


Рис. 4. Схема детектора E791: 1 — мишень; 2 — кремниевые микрополосчатые детекторы; 3 — пропорциональные проволочные камеры; 4 — дрейфовые камеры; 5 — магнит; 6 — черенковские счетчики; 7 — электромагнитный калориметр; 8 — адронный калориметр; 9 — мюонная система.

Больших успехов в исследовании свойств очарованных частиц достигла коллаборация E791 [28]. Экспериментальная установка (рис. 4) была расположена на пучке  $\pi$ -мезонов с энергией 500 ГэВ в лаборатории Ферми. В качестве мишени использовались полумиллиметровая платиновая фольга и четыре изумрудные фольги толщиной по 1,6 мм, расположенные последовательно на расстоянии 15 мм друг от друга. С помощью такой разделенной на части мишени удалось заметно уменьшить фон от вторичных взаимодействий, т.е. исключить из рассмотрения события, в которых продукты распада очарованной частицы претерпевают взаимодействие в веществе той же части мишени, в которой произошел распад очарованных частиц. Для этого отбирались только те кандидаты в очарованные адроны, распад которых произошел в воздушном промежутке между частями мишени, где вероятность вторичных взаимодействий ничтожна. Мишень с обеих сторон по пучку была окружена кремниевыми микрополосчатыми детекторами и пропорциональными проволочными камерами для того, чтобы с высокой точностью восстанавливать вершину распада и траектории движения заряженных частиц, образовавшихся при распаде очарованных частиц. Импульсы продуктов распада очарованных частиц определялись с помощью магнитного спектрометра, включающего в себя два магнита и 35 плоскостей дрейфовых камер, расположенных до и после магнитов. Разделение каонов и пионов в интервале импульсов 6–60 ГэВ/с обеспечивали два пороговых черенковских счетчика.

Описанные выше детекторы внесли наибольший вклад в исследования очарованных частиц.

### 3. Основные процессы, вносящие вклад в распады очарованных частиц

Первые экспериментальные результаты по исследованию очарованных частиц удовлетворительно описывались в рамках наивной "спектаторной" модели [30], в которой за распад очарованной частицы отвечает тяжелый  $c$ -кварк, а легкий антикварк (или легкие кварки в случае барионов) в процессе не участвует, т.е. является

наблюдателем (*spectator*). На рисунке 5а–в приведены кварковые диаграммы спектаторных распадов очарованных мезонов. В полулептонном распаде (рис. 5а)  $c$ -кварк переходит в  $s$ -кварк с испусканием виртуального  $W$ -бозона, который распадается на лептон ( $l^+$ ) и нейтрино ( $\nu$ ). Превращение  $s\bar{q}$ -пары в странный мезон описывается с помощью формфакторов. Две адронные спектаторные диаграммы приведены на рис. 5б, в соответственно. Диаграмма 5б отличается от диаграммы 5а только тем, что виртуальный  $W$ -бозон превращается в  $u\bar{d}$ -пару. Диаграмму 5в часто называют диаграммой, подавленной по цвету. Кварки характеризуются не только ароматом ( $u, d, s, c, b, t$ ), но и цветом. С данным ароматом существует не один кварк, а три, отличающиеся друг от друга только значениями квантового числа, названного цветом. Существуют кварки желтого, синего и красного цвета. Однако физически наблюдаемые частицы, мезоны и барионы представляют собой синглеты в цветовом пространстве (их называют бесцветными или белыми). Цветовая симметрия является строгой, поэтому для образования бесцветного мезона должны взаимодействовать кварк и антикварк определенных цветов. В случае диаграммы 5в  $\bar{d}$ -кварк, возникающий в вершине распада  $W$ , объединяется со странным кварком от распада  $c$ -кварка, и естественно ожидать, что вклад диаграммы 5в подавлен по сравнению с вкладом диаграммы 5б, где  $u$ - и  $\bar{d}$ -кварки, из которых образуется пион, автоматически оказываются подходящими по цвету.

На рисунке 5г–е приведены неспектаторные кварковые диаграммы, вносящие вклад в распады очарованных мезонов. На рисунке 5г изображена аннигиляционная диаграмма, иллюстрирующая лептонный распад

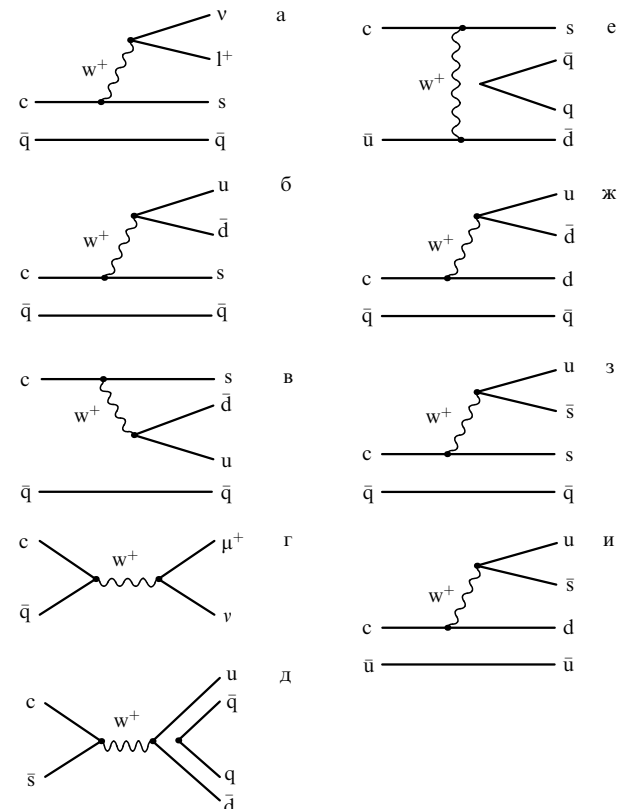


Рис. 5. Мезонные диаграммы.

$D \rightarrow \nu l$ . Вклад процесса, описываемого данной диаграммой, подавлен. Подавление вероятности распада связано с тем, что для очарованного мезона  $M_{Q\bar{q}}$  с нулевым спином благоприятная конфигурация по спиральности при распаде  $M_{Q\bar{q}} \rightarrow l\bar{\nu}$  нарушает закон сохранения углового момента. Для безмассовых частиц спиральность является строгим квантовым числом, а распад с образованием частиц ненулевой массы может происходить с нарушением закона сохранения спиральности. Вероятность распада в этом случае пропорциональна  $f_D^2 m_l^2$ , где  $f_D$  — константа слабого распада D-мезона, а  $m_l$  — масса соответствующего лептона. Следовательно, вероятность лептонного распада D-мезона с образованием мюона (электрона) мала (пренебрежимо мала). На рисунке 5д,е приведены две адронные неспектаторные диаграммы, соответственно W-аннигиляционная (рис. 5д) и W-обмена (рис. 5е). Диаграмма 5д дает вклад в такие процессы, как, например  $D_s^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$ . Диаграмма 5е дает вклад в распад  $D^0 \rightarrow K^0 \pi^0$ , и ее вклад также подавлен из-за нарушения закона сохранения спиральности. Сильное взаимодействие частично ослабляет подавление по спиральности по сравнению с лептонным распадом, но вероятность распада для данной диаграммы все-таки заметно меньше, чем для спектаторной диаграммы.

Наряду с диаграммами, описывающими переход с-кварка в s-кварк, существуют аналогичные диаграммы с переходом  $c \rightarrow d$  (рис. 5ж). Вероятность таких процессов пропорциональна  $\sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C$ , где  $\theta_C$  — угол Кабиббо, а соответствующие процессы называются кабиббо-подавленными (КП). К диаграммам, описывающим КП распады, относятся и диаграммы типа 5з, где вместо пары (ud) (рис. 5б) рождается пара (us). Так как вклад спектаторной диаграммы, описывающей кабиббо-разрешенные (КР) распады, пропорционален  $\cos^4 \theta_C$ , то фактор подавления КП распадов относительно соответствующих разрешенных распадов равен отношению  $\sin^2 \theta_C / \cos^2 \theta_C \sim 0,06$ . Наконец, на рис. 5и приведена диаграмма дважды кабиббо-подавленного (ДКП) распада  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , вероятность которого пропорциональна  $\sin^4 \theta_C$  и составляет доли процента от вероятности КР распада  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ .

На рисунке 6а–з приведены основные кварковые диаграммы для распадов очарованных барионов: спектаторные — полулептонная (рис. 6а) и адронные (рис. 6б–г); W-обмена (рис. 6д); КП и ДКП (рис. 6е–з). В случае барионов вклад диаграммы 6д не подавлен по спиральности, поэтому соответствующие процессы происходят с вероятностью, сравнимой с вероятностью спектаторных процессов.

#### 4. Спектроскопия очарованных адронов

##### 4.1. Основные состояния очарованных мезонов

Мы будем использовать термин основное состояние для  $^1S_1$ - и  $^3S_1$ -состояний пары кварк–антикварк  $c\bar{q}$ , где  $\bar{q}$  — легкий антикварк ( $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ ). Скалярные мезоны  $D^0$  и  $D^+$  (основные состояния пар  $c\bar{u}$  и  $c\bar{d}$ ) были открыты в 1976 г. в эксперименте MARK I на ускорителе SLAC [10, 11]. Несколько позднее было обнаружено и основное состояние  $c\bar{s}$ , получившее название  $D_s$ -мезон. Этот очарованный мезон был впервые обнаружен группой CLEO в канале распада  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$  [31]. Открытие было вскоре

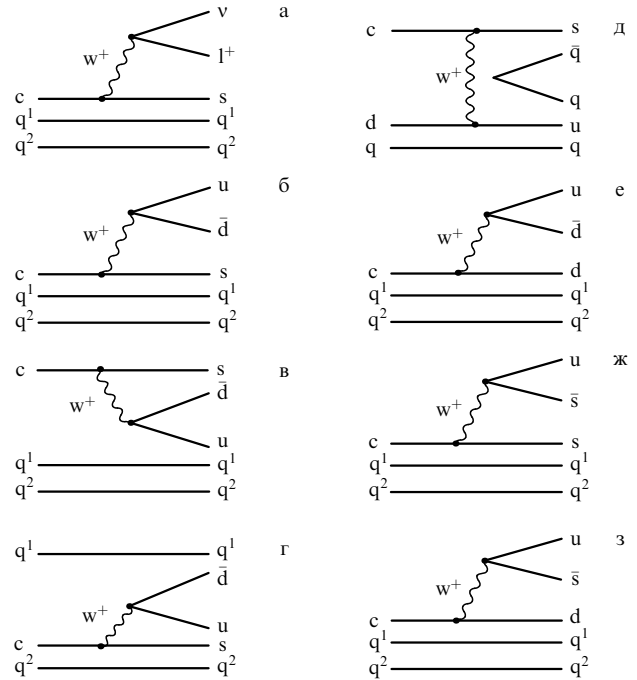


Рис. 6. Барионные диаграммы.

подтверждено группами TASSO [32] и ARGUS [33], причем группа ARGUS восстановила этот мезон не только в канале распада  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ , но и в канале  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \pi^-$ . В настоящее время измерены относительные вероятности многих десятков распадов мезонов  $D^0, D^+$  и  $D_s^+$ . Полную информацию обо всех обнаруженных распадах можно найти в специальном сборнике *Review of Particle Physics* [34], информация в котором обновляется каждые два года. В таблице 3 для каждого D-мезона приведены относительные вероятности для наиболее характерных мод распада.

Векторные мезоны  $D^{*+}$  и  $D^{*0}$  ( $^3S_1$ -состояния пар  $c\bar{d}$  и  $c\bar{u}$ ) были открыты в 1976 г. на установке MARK I [35]. Мезоны  $D^{*+}$  и  $D^{*0}$  могут распадаться как за счет

Таблица 3. Мезоны основного состояния

Мезон	Масса, МэВ/c <sup>2</sup>	Основные каналы распада	Относительная вероятность распада, %
$D^0$	$1864,1 \pm 1,0$	$K^- \pi^+ \pi^0$	$13,9 \pm 0,9$
		$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7,6 \pm 0,4$
		$K^- \pi^+$	$3,85 \pm 0,09$
$D^+$	$1869,4 \pm 0,5$	$K^- l^+ \nu_l$	$3,50 \pm 0,17$
		$K^- \pi^+ \pi^+$	$9,0 \pm 0,6$
		$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$6,4 \pm 1,1$
		$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$7,0 \pm 0,9$
		$\bar{K}^0 l^+ \nu_l$	$6,8 \pm 0,8$
$D_s^+$	$1969,0 \pm 1,4$	$K^+ K^- \pi^+$	$4,4 \pm 1,2$
		$\phi \pi^+$	$3,6 \pm 0,9$
		$K^+ \bar{K}^0$	$3,6 \pm 1,1$
		$\phi l^+ \nu_l$	$2,0 \pm 0,5$
$D^{*0}$	$2006,7 \pm 0,5$	$D^0 \pi^0$	$61,9 \pm 2,9$
		$D^0 \gamma$	$38,1 \pm 2,9$
$D^{*+}$	$2010,0 \pm 0,5$	$D^+ \pi^+$	$68,1 \pm 1,4$
		$D^+ \pi^0$	$30,6 \pm 2,5$
		$D^+ \gamma$	$1,7 \pm 0,5$
$D^{*+}$	$2112,9 \pm 1,5$	$D_s^+ \gamma$	$94,2 \pm 2,5$
		$D_s^+ \pi^0$	$5,8 \pm 2,5$

сильного взаимодействия,  $D^{*+} \rightarrow D\pi$ , так и посредством электромагнитного,  $D^{*+} \rightarrow D^+\gamma$ . Вероятность электромагнитного распада пропорциональна магнитным моментам кварков, составляющих D-мезон. В результате распада происходит переворот спина тяжелого с-кварка или легкого антикварка, содержащихся в  $D^*$ -мезоне. Для распада  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$  эти два процесса интерферируют конструктивно (амплитуды процессов складываются), а для распада  $D^{*+} \rightarrow D^+\gamma$  — деструктивно (амплитуды процессов вычитаются). Поэтому вероятность радиационного распада  $D^{*+}$  значительно меньше, чем  $D^{*0}$ . Измерение вероятности электромагнитного распада позволяет провести проверку Стандартной модели электрослабых взаимодействий (СМ)<sup>2</sup>. Распады  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$  и  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$  были обнаружены достаточно быстро. Следует отметить, что относительные вероятности радиационного и сильного распадов оказались в этом случае близкими, хотя обычно эти вероятности различаются в  $10^4$  раз. Причиной этому служит малое энерговыделение в распаде  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$  (всего несколько МэВ), что и приводит к подавлению вероятности сильного распада до уровня вероятности электромагнитного распада.

Только в 1997 г. группа CLEO зарегистрировала распад  $D^{*+} \rightarrow D^+\gamma$ . Полученное значение относительной вероятности,

$$\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) = (1,7 \pm 0,4 \pm 0,3) \% [37],$$

находится в прекрасном согласии с ожидаемым в рамках СМ. Вероятности распадов  $D^*$ -мезонов приведены в табл. 3.

Для системы кварков  $c\bar{s}$  кварковая модель предсказывает векторное состояние  $D_s^*$  аналогичное  $D^*$ -состоянию для  $c\bar{q}$ -системы. Распад  $D_s^*$  на псевдоскалярный  $D_s$  и пион нарушает закон сохранения изотопического спина, потому что начальное состояние обладает нулевым изоспином, а конечное состояние за счет изоспина пиона имеет изоспин  $I = 1$ . Тем не менее распады, нарушающие закон сохранения изотопического спина, не запрещены абсолютно. Например, еще на заре исследования мезонов со скрытым очарованием был зарегистрирован такой распад:  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0$  [38]. Однако его вероятность очень сильно подавлена. К увеличению относительной вероятности распада  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\pi^0$  приводит то, что основной канал распада  $D_s^{*+}$  — радиационный распад  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$  — также подавлен (аналогично распаду  $D^{*+} \rightarrow D^+\gamma$ ) в силу деструктивной интерференции амплитуд двух процессов. Радиационный распад  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$  был впервые зарегистрирован группой ARGUS [39]. В 1995 г. группой CLEO был обнаружен распад  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\pi^0$  [40], относительная вероятность которого оказалась примерно в 50 раз меньше, чем вероятность радиационного распада. Таким образом, все очарованные мезоны основного состояния открыты. В таблице 3 приведены данные об основных каналах распада этих мезонов.

#### 4.2. Возбужденные состояния очарованных мезонов

В 1985 г. группа ARGUS обнаружила мезон с массой около  $2420 \text{ МэВ}/c^2$ , распадающийся на  $D^{*+}\pi^-$  [43].

<sup>2</sup> Стандартная модель электрослабых взаимодействий была разработана Вайнбергом, Глэшоу и Саламом для описания слабых и электромагнитных взаимодействий элементарных частиц [36].

Зарегистрированный мезон является возбужденным состоянием очарованного мезона с орбитальным моментом  $L = 1$ .

Открытие первого возбужденного состояния очарованного мезона, вызвало поток экспериментальных работ, а также заставило теоретиков пересмотреть ранние предсказания свойств возбужденных состояний очарованных мезонов. Для  $L = 1$  предсказывается существование четырех  $c\bar{q}$ -состояний: триплет состояний, соответствующих сумме орбитального момента  $L = 1$  и спина  $s = 1$  системы  $c\bar{q}$ , и синглет, соответствующий сумме  $L = 1$  и  $s = 0$  системы  $c\bar{q}$ . Спиновая симметрия тяжелых кварков предполагает, что свойства P-волновых мезонов ( $L = 1$ ) определяются в основном полным угловым моментом легкого кварка:  $j_q = L + s_q$ , где  $s_q$  — спин легкого кварка. Тогда в пределе бесконечно тяжелого очарованного кварка эти четыре состояния (триплет и синглет) образуют два дублета соответственно с  $j_q = 1/2$  и  $j_q = 3/2$ . P-волновые мезоны распадаются в основном двухчастично на  $D^{(*)} + \pi$  и  $D^{(*)} + K$  для  $D^{*+}$  и  $D_s^{*+}$  соответственно. В этом случае законы сохранения углового момента и четности определяют для каждого состояния разрешенные каналы распада и разрешенные волновые состояния [41, 42]. Члены дублета  $j_q = 1/2$  распадаются в S-волне и, следовательно, ожидается, что ширина этих состояний порядка  $100 - 200 \text{ МэВ}/c^2$ . Дублет  $j_q = 3/2$  может распадаться только через D-волну и, следовательно, эти состояния ожидаются узкими  $10 - 20 \text{ МэВ}/c^2$ . Все шесть ожидаемых узких состояний ( $j_q = 3/2$ ) были зарегистрированы в двух экспериментах, ARGUS [43, 44] и CLEO [45]. Некоторые из этих состояний были также обнаружены в экспериментах на неподвижной мишени [46, 47] и в последние годы в экспериментах на LEP [48]. В таблице 4 приведены основные характеристики возбужденных состояний очарованных мезонов с  $L = 1$ .

Таблица 4. Основные характеристики мезонов с  $L = 1$

Мезон	Масса, МэВ/ $c^2$	Ширина, МэВ/ $c^2$	Каналы распада
$D_1^0$	$2422,2 \pm 1,8$	$18,9_{-3,5}^{+4,6}$	$D^*\pi$
$D_2^{*0}$	$2458,9 \pm 2,0$	$23 \pm 5$	$D^*\pi, D\pi$
$D_1^+$	$2427 \pm 5$	$28 \pm 8$	$D^*\pi$
$D_2^{*+}$	$2459 \pm 4$	$25_{-7}^{+8}$	$D^*\pi, D\pi$
$D_{s1}^{*+}$	$2535,35 \pm 0,34$	$< 2,3$ (90% CL)	$D^*K$
$D_{s2}^{*+}$	$2573,5 \pm 1,7$	$15_{-4}^{+5}$	$D^*K, DK$

#### 4.3. Основные состояния очарованных барионов

Основные состояния очарованных барионов являются составной частью двух SU(4)-мультиплетов, в которых каждый из барионов содержит три кварка одного из четырех ароматов (u, d, s, c). Первый из мультиплетов содержит барионы с  $J^P = 1/2^+$  (рис. 7а), а второй — барионы с  $J^P = 3/2^+$  (рис. 7б). Остановимся подробнее на мультиплете с  $J^P = 1/2^+$ , средний уровень которого включает состояния с одним с-кварком. В него входят синглет  $\Lambda_c^+$  с кварковым составом (cud); триплет состояний  $\Sigma_c^0, \Sigma_c^+, \Sigma_c^{++}$  с кварковым составом (cdd), (cud), (cuu); два изотопических дублета,  $\Xi_c^0, \Xi_c^+$  и  $\Xi_c^{\prime 0}, \Xi_c^{\prime +}$  (c ds, cus) и изосинглет  $\Omega_c^0$  (css). Девять состояний объединены в два SU(3)-мультиплета: триплет состояний, асимметричных относительно перестановки пары неочарованных кварков ( $\bar{3}$ ) включает в себя  $\Lambda_c^+, \Xi_c^0$  и  $\Xi_c^+$ , а секстет состояний, симметричных относительно перестановки пары неоча-



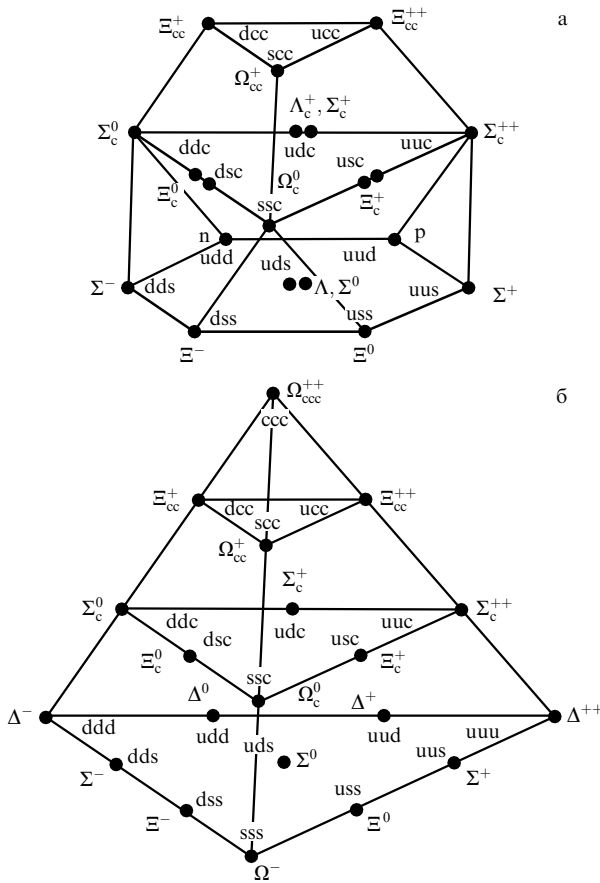


Рис. 7. (а) Мультиплет барионов с  $J^P = 1/2^+$ ; (б) мультиплет барионов с  $J^P = 3/2^+$ .

рованных кварков (6), включает в себя  $\Sigma_c^0, \Sigma_c^+, \Sigma_c^{++}, \Xi_c^{0'}$ ,  $\Xi_c^{+'}$  и  $\Omega_c^0$ . Так как разница масс ( $m(\Xi_c^{+'}) - m(\Xi_c^0)$ ) меньше массы пиона, то  $\Xi_c^{+'}$  распадается на  $\Xi_c^0$  с испусканием фотона. Предварительное указание на существование такого распада  $\Xi_c^{+'}$  было получено в эксперименте CLEO [49]. Все остальные очарованные барионные состояния  $J^P = 1/2^+$  с одним с-кварком обнаружены. Причем, если  $\Lambda_c^+$  и  $\Sigma_c^+$ -состояния известны более десяти лет и детальная информация о них получена во многих экспериментах [34], то в отношении  $\Omega_c^0$  до сих пор ситуация до конца не ясна. В 1985 г. группа WA62 [50] обнаружила три события в распределении по инвариантной массе  $\Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$  в диапазоне масс  $2740 \pm 20$  МэВ/ $c^2$ . Только почти десять лет спустя группа ARGUS [51] обнаружила  $12 \pm 5$  и  $7 \pm 3$  событий соответственно в каналах распада  $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$  и  $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+ \pi^+$ . Указание на существование распада  $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$  было получено в эксперименте E687 [52]. В этом же эксперименте было обнаружено несколько десятков событий  $\Omega_c^0$  по каналам распада в  $\Sigma^+ K^- K^- \pi^+$  и  $\Omega^- \pi^+$  [53]. Наконец, коллаборация WA89 получила предварительные результаты о восстановлении  $\Omega_c^0$  в 7-ми различных каналах распада с суммарной статистикой около 200 событий [54]. Однако значения масс, восстановленных в разных экспериментах состояний, варьируются от  $2695 \pm 4$  до  $2723 \pm 7$  МэВ/ $c^2$  при средней величине  $2704 \pm 2,5$  МэВ/ $c^2$ . Не обнаружен  $\Omega_c^0$  и в эксперименте CLEO, имеющем на сегодняшний день самое большое количество восстановленных очарованных адронов. В таблице 5 приведены характеристики основных состоя-

Таблица 5. Очарованные барионы с  $J^P = 1/2^+$

Барион	Масса, МэВ/ $c^2$	Основные каналы распада
$\Lambda_c^+$	$2284,9 \pm 0,6$	$p K^- \pi^+$
$\Sigma_c^{++}$	$2453,1 \pm 0,6$	$\Lambda_c^+ \pi^+$
$\Sigma_c^+$	$2453,8 \pm 0,9$	$\Lambda_c^+ \pi^0$
$\Sigma_c^0$	$2452,4 \pm 0,7$	$\Lambda_c^+ \pi^-$
$\Xi_c^+$	$2465,4 \pm 1,6$	$\Lambda K^- \pi^+ \pi^+$
$\Xi_c^0$	$2470,4 \pm 2,0$	$\Xi^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$
$\Xi_c^{+'}$	$2573,7 \pm 3,3$	$\Xi^+ \gamma$
$\Xi_c^{0'}$	$2577,4 \pm 3,5$	$\Xi^0 \gamma$
$\Omega_c^0$	$2704 \pm 4$	$\Sigma^+ K^- K^- \pi^+$

ний очарованных барионов. Барионы  $\Lambda_c^+, \Xi_c^0, \Xi_c^+$  и  $\Omega_c^0$  распадаются за счет слабого взаимодействия; триплет состояний  $\Sigma_c^0, \Sigma_c^+, \Sigma_c^{++}$  — посредством сильного взаимодействия, и, наконец, дублет  $\Xi_c^{0'}, \Xi_c^{+'}$  — электромагнитно.

Первая экспериментальная информация об очарованных барионных состояниях с  $J^P = 3/2^+$  появилась в 1993 г., когда на протонном синхротроне в г. Серпухове в эксперименте по исследованию взаимодействий нейтрино в водородной камере были зарегистрированы 6 событий, в которых инвариантная масса  $\Lambda_c^+ \pi^+$ -комбинаций составила  $2530 \pm 5 \pm 5$  МэВ/ $c^2$  [55]. Возможный фон не превышал, по оценке авторов, одного события. Данное состояние было интерпретировано как барион  $\Sigma_c^{*++}$  с  $J^P = 3/2^+$ . В последние два года благодаря коллаборации CLEO существование данного состояния было подтверждено, а также открыты еще три состояния очарованных барионов, принадлежащие мультиплету с  $J^P = 3/2^+$ :  $\Xi_c^{*0}, \Xi_c^{*+}, \Sigma_c^{*0}$  [56]. К настоящему моменту из шести состояний мультиплета с  $J^P = 3/2^+$  не обнаружены два —  $\Sigma_c^{*+}$  и  $\Omega_c^{*0}$ . Ожидается, что основными каналами распада для этих барионов являются соответственно  $\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$  и  $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$ . Оба канала содержат нейтральные частицы, что затрудняет их обнаружение.

Основные характеристики зарегистрированных состояний приведены в табл. 6. В этой таблице представлены данные для разности масс возбужденного и соответствующего основного состояний. Именно разность масс вычисляется во всех теоретических моделях. Эта величина и экспериментально определяется с большей точностью, так как не содержит систематических ошибок, связанных с определением массы основного состояния.

Таблица 6. Очарованные барионы с  $J^P = 3/2^+$ , зарегистрированные экспериментально

Барион	Масса, МэВ/ $c^2$	Основной канал распада	$\Delta m$ , МэВ/ $c^2$
$\Sigma_c^{*++}$	$2519,4 \pm 1,5$	$\Lambda_c^+ \pi^+$	$234,5 \pm 1,1 \pm 0,8$
$\Sigma_c^{*0}$	$2522,0 \pm 1,4$	$\Lambda_c^+ \pi^-$	$232,6 \pm 1,0 \pm 0,8$
$\Xi_c^{*+}$	$2644,6 \pm 2,3$	$\Xi_c^0 \pi^+$	$174,3 \pm 0,5 \pm 1,0$
$\Xi_c^{*0}$	$2642,8 \pm 2,2$	$\Xi_c^+ \pi^-$	$178,2 \pm 0,5 \pm 1,0$

4.4. Возбужденные состояния очарованных барионов

Впервые возбужденное состояние очарованного бариона было обнаружено в эксперименте ARGUS в 1993 г. [57]. Барион был восстановлен в канале распада  $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ . Два легких кварка, входящие в состав бариона, имеют орбитальный момент 1 относительно тяжелого (очаро-

ванного) кварка. В такой схеме должен существовать дублет возбужденных очарованных барионов с квантовыми числами  $J^P = 1/2^-$  и  $J^P = 3/2^-$ , а открытый очарованный барион является барионом с  $J^P = 3/2^-$ . Такое состояние сейчас обозначают  $\Lambda_{c1}^+$ , где 1 в индексе соответствует орбитальному моменту легких кварков. Позднее существование этого возбужденного состояния было подтверждено результатами других экспериментов [58], а также был зарегистрирован партнер  $\Lambda_{c1}^+$  по дублету. В 1997 г. коллаборация CLEO обнаружила аналогичное орбитальное возбужденное состояние в  $\Xi_c^+$ -секторе [49]. Основные характеристики различных возбужденных состояний собраны в табл. 7.

**Таблица 7.** Возбужденные состояния очарованных барионов, зарегистрированные экспериментально

Барион	Масса, МэВ/c <sup>2</sup>	Основной канал распада
$\Lambda_{c1}(1/2)^+$	$2593,6 \pm 1,0$	$\Sigma_c \pi$
$\Lambda_{c1}(3/2)^+$	$2626,4 \pm 0,9$	$\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$
$\Xi_{c1}(3/2)^+$	$2815,0 \pm 1,9$	$\Xi_c^* \pi^+$

## 5. Времена жизни очарованных частиц

В настоящее время измерены времена жизни всех известных очарованных адронов, распадающихся за счет слабого взаимодействия. Времена жизни мезонов известны с точностью 2–3 %, а точность измерения времен жизни барионов меняется от 5,5 % для  $\Lambda_c^+$  до примерно 30 % в случае  $\Omega_c^0$ . Современная экспериментальная ситуация отражена в табл. 8.

**Таблица 8.** Времена жизни очарованных частиц в пикосекундах

Адрон	Мировое среднее [34]	Точность, %	E687 [59]
$D^+$	$1,057 \pm 0,015$	1,4	$1,048 \pm 0,015 \pm 0,011$
$D^0$	$0,415 \pm 0,004$	1,0	$0,413 \pm 0,004 \pm 0,003$
$D_s^+$	$0,467 \pm 0,017$	3,6	$0,475 \pm 0,020 \pm 0,007$
$\Lambda_c^+$	$0,200_{-0,010}^{+0,011}$	5,5	$0,215 \pm 0,016 \pm 0,008$
$\Xi_c^0$	$0,098_{-0,015}^{+0,023}$	23	$0,101_{-0,017}^{+0,025} \pm 0,005$
$\Xi_c^+$	$0,34_{-0,04}^{+0,06}$	16	$0,41_{-0,08}^{+0,11} \pm 0,02$
$\Omega_c^0$	$0,063_{-0,020}^{+0,019}$	30	$0,089_{-0,020}^{+0,027} \pm 0,028$

Основной вклад в существующие усредненные по результатам всех измерений значения времен жизни очарованных адронов был внесен коллаборацией E687 [59]. Как уже отмечалось выше, измерение времени жизни частиц гораздо легче проводить в экспериментах на неподвижных мишенях. На электрон-позитронных коллайдерах были измерены только времена жизни D-мезонов, и вплоть до 1998 г. лучшие из них, измерения в эксперименте ARGUS [60]<sup>3</sup>, в 5–7 раз уступали в точности измерениям E687 [59].

В 1995 г. сразу две коллаборации объявили об измерении времени жизни  $\Omega_c^0$  — самого короткоживущего очарованного бариона, распадающегося за счет

слабого взаимодействия. В эксперименте E687 для этого были использованы  $\Omega_c^0$ -барионы, полностью восстановленные по каналу распада  $\Omega_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^- K^- \pi^+$  ( $\Sigma^+$  в свою очередь восстанавливались по каналам распада на  $p \pi$  и  $p \pi^0$ ). Измеренное значение времени жизни  $\tau_{\Omega_c} = 0,089_{-0,020}^{+0,027} \pm 0,028$  пс [62] столь мало, что сравнимо с пределом точности, достижимым на современных установках. Измерение времени жизни потребовало использования прецизионного детектора для измерения вершины распада  $\Omega_c^0$ -бариона и применения очень сложной математической процедуры извлечения времени жизни из полученных измерений. При столь малых временах жизни необходимо было тщательно исследовать все возможные источники систематических погрешностей, связанные с неоднородностью установки, точностью работы различных ее узлов.

Практически одновременно результаты по измерению времени жизни  $\Omega_c^0$  были опубликованы коллаборацией WA89 [63]. В эксперименте WA89 для измерения времени жизни использовались  $\Omega_c^0$ -барионы, восстановленные в каналах распада  $\Omega^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ,  $\Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$ . Время жизни  $\Omega_c^0$ -бариона, усредненное по измерениям для двух каналов распада,  $\tau_{\Omega_c} = 0,055_{-0,011}^{+0,013} \pm 0,02$  пс [63], совпадает в пределах ошибок измерений с результатом E687.

Измерение времени жизни  $\Omega_c^0$ -бариона позволило установить соотношение между временами жизни всех очарованных адронов, распадающихся за счет слабого взаимодействия:

$$\tau(\Omega_c^0) < \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+) < \tau(D^0) < \tau(D_s^+) < \tau(D^+).$$

В простейшем варианте спектаторной модели распадов тяжелых кварков (с- или b-кварка), легкий кварк оказывает минимальное влияние на распад, вероятность которого полностью определяется характеристиками тяжелого кварка. В рамках этого приближения естественно было заключить, что времена жизни всех очарованных адронов приблизительно равны. Такое заключение противоречит экспериментальным результатам, приведенным в табл. 8, согласно которым время жизни наиболее долгоживущего очарованного адрона  $D^+$  больше времени жизни  $\Omega_c^0$ -бариона в 10 раз, а времена жизни заряженного и нейтрального D-мезонов различаются в 2,5 раза. Эти экспериментальные факты заставили теоретиков обратить повышенное внимание на соотношение между временами жизни очарованных частиц. Разница времен жизни заряженного и нейтрального D-мезонов связана с различием в вероятностях адронных распадов и в первую очередь объясняется следующими причинами [64]:

1. Распады  $D^+$ , в отличие от распадов  $D^0$ , приводят к конечным состояниям, содержащим два антикварка одинакового сорта —  $\bar{d}$ . В результате интерференции различных кварковых диаграмм, а в случае  $D^+$ -мезона эта интерференция деструктивна, вероятность распада уменьшается. Следовательно, время жизни  $D^+$  увеличивается по отношению к времени жизни  $D^0$ .

2. Диаграмма W-обмена (рис. 5е) дает вклад только в распады  $D^0$ , а следовательно, опять увеличивают разницу времен жизни  $D^+$  и  $D^0$ . Как было уже отмечено, такие процессы должны быть подавлены из-за нарушения закона сохранения спиральности. Но процессы типа указанного на рис. 8, когда легкий антикварк испускает фотон тормозного излучения, могут привести к ослабле-

<sup>3</sup> В 1998 г. появились предварительные данные коллаборации CLEO. С помощью нового вершинного детектора были измерены времена жизни D-мезонов с точностью, сопоставимой с точностью измерения E687:  $\tau_{D^0} = 0,403 \pm 0,009_{-0,011}^{+0,007}$  пс,  $\tau_{D^+} = 1,034 \pm 0,033_{-0,038}^{+0,033}$  пс,  $\tau_{D_s^+} = 0,475 \pm 0,024 \pm 0,025$  пс [61].

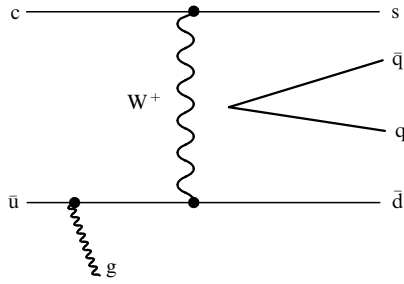


Рис. 8. Диаграмма обмена W-мезоном с испусканием глюона.

нию подавления и существенному увеличению вклада аннигиляционной диаграммы.

Учет перечисленных выше причин приводит к качественной оценке отношения времен жизни:

$$\frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} \approx 1 + \left( \frac{f_D}{200 \text{ МэВ}} \right)^2 \sim 2,$$

т.е. согласуется с экспериментальным результатом в пределах 25%-ной точности. Для достижения лучшего согласия теории и эксперимента приходится учитывать вклады более высокого порядка [64].

Отношение времен жизни  $\tau(D_s^+)/\tau(D^0) = 1,12 \pm 0,04$  определяется несколькими факторами.

Время  $\tau(D_s^+)$  возрастает на (3–5)% благодаря каждой из следующих причин [64]:

1) нарушение SU(3)-симметрии приводит к поправкам, увеличивающим время жизни  $D_s^+$ ;

2) деструктивная интерференция для КП распадов  $D_s^+$  уменьшает вероятность распада  $D_s^+$ .

Дополнительный канал распада  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$ , отсутствующий для нейтрального  $D^0$ , наоборот уменьшает эту разницу на 3%. Суммарный эффект от учета трех этих вкладов приводит к отношению  $\tau(D_s^+)/\tau(D^0) \approx 1,03 - 1,07$ . Оставшаяся разница объясняется вкладом аннигиляционных диаграмм в распады  $D^0$ . Из сравнения экспериментального значения отношения с теоретическими ожиданиями можно оценить, что вклад аннигиляционных диаграмм составляет до (10–20)% в отношении времен жизни очарованных мезонов.

Разницу времен жизни очарованных барионов обеспечивают, в основном, следующие эффекты [64]:

1) так же, как и для мезонов, это деструктивная интерференция, которая возникает между диаграммами ба и бв, если в роли легкого спектаторного кварка  $q^1$  выступает u-кварк ( $\Lambda_c^+$ ,  $\Xi_c^+$ );

2) в случае спектаторного s-кварка между диаграммами бб и бв возникает конструктивная (усиливающая) интерференция ( $\Xi_c^+$ ,  $\Xi_c^0$ );

3) как уже отмечалось ранее, для барионов обменная диаграмма бг может вносить заметный вклад в случае, когда в состав бариона входит d-кварк ( $\Lambda_c^+$ ,  $\Xi_c^0$ ).

С учетом различного влияния этих эффектов на времена жизни очарованных барионов были получены следующие теоретические предсказания:

$$\tau(\Omega_c^0) \approx \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+) [65],$$

$$\tau(\Omega_c^0) < \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) \approx \tau(\Xi_c^+) [66],$$

$$\tau(\Omega_c^0) < \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+) [67].$$

Все они лишь качественно описывают соотношения между временами жизни частиц.

Точность, достигнутая в экспериментах, в настоящее время существенно выше, чем в теории. Качественно объясняя отношение времен жизни  $\tau(D^+)/\tau(D^0)$ , теория не в состоянии воспроизвести его количественно с точностью 2–3%. Установленное экспериментально соотношение времен жизни очарованных барионов  $\tau(\Omega_c^0) < \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+)$  также не объясняется полностью существующими теоретическими моделями.

## 6. Лептонные распады очарованных адронов

Чисто лептонный распад очарованных мезонов наиболее прост для теоретического описания. В этом случае влияние сильного взаимодействия может быть описано с использованием одного параметра, называемого константой распада. В наиболее общей форме матричный элемент для распада заряженного псевдоскалярного мезона  $M_{Q\bar{q}}$  с образованием лептона (l) и нейтрино ( $\nu$ ) описывается следующим выражением [68]:

$$\Gamma(M_{Q\bar{q}} \rightarrow l\nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} |V_{qQ}|^2 f_M^2 m_l^2 \left( 1 - \frac{m_l^2}{M^2} \right)^2,$$

где  $G_F$  — константа слабого взаимодействия,  $f_M$  — константа распада,  $V_{qQ}$  — матричный элемент матрицы Кобаяши–Маскава [69], а  $m_l$  и  $M$  — массы соответственно лептона и мезона  $M_{Q\bar{q}}$ . Константа распада  $f_M$  описывает вероятность того, что кварки могут аннигилировать. В пределе для бесконечно тяжелого кварка константа распада  $f_M$  задается нерелятивистской формулой  $f_M^2 = 12|\psi(0)|^2/M$ , где  $\psi(0)$  — волновая функция легкого антикварка  $\bar{q}$  и тяжелого кварка  $Q$  при нулевом расстоянии между ними. Фактор  $m_l^2$  возникает из-за подавления, вызванного нарушением закона сохранения спиральности (см. раздел 3). Это подавление приводит к тому, что вероятность распада на более легкие лептоны значительно меньше вероятности распада на тяжелый лептон.

Согласно теоретическим ожиданиям [70] значение константы распада  $f_D$  лежит в диапазоне от 170 до 240 МэВ, а величина  $f_{D_s}$  ожидается на 10% большей. Измерение констант распада  $f_D$  и  $f_{D_s}$  имеет важное значение не только для обогащения наших знаний об очарованных частицах, но и потому, что дает возможность получить надежные оценки для константы распада В-мезона  $f_B$ . Извлечение значения  $f_B$  путем экспериментального измерения лептонных распадов В-мезонов в настоящее время практически невозможно, потому что относительные вероятности лептонных распадов В-мезонов малы даже по сравнению с вероятностями лептонных распадов D-мезонов. В таблице 9 приведены теоретические оценки для ширин и относительных

Таблица 9. Теоретические ожидания для ширин и относительных вероятностей лептонных распадов  $D^+$  и  $D_s^+$

Канал распада	Ширина распада, $\text{с}^{-1}$	Относительная вероятность
$D^+ \rightarrow e^+ \nu_e$	$7,1 \times 10^3$	$7,5 \times 10^{-9}$
$D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$3,0 \times 10^8$	$3,2 \times 10^{-4}$
$D^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$	$6,8 \times 10^8$	$7,2 \times 10^{-4}$
$D_s^+ \rightarrow e^+ \nu_e$	$1,6 \times 10^5$	$7,5 \times 10^{-8}$
$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$6,8 \times 10^9$	$3,2 \times 10^{-3}$
$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$	$6,1 \times 10^{10}$	$2,9 \times 10^{-2}$

вероятностей лептонных распадов для  $D^+$ - и  $D_s^+$ -мезонов, взятые из [68].

В настоящее время распады  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  и  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$  обнаружены в нескольких экспериментах. Первое указание на существование распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  было получено в 1992 г. в эксперименте WA75 на неподвижной мишени в CERN [71]. В распределении по поперечной составляющей импульса мюона  $p_t^\mu$  был обнаружен избыток событий в области  $p_t^\mu > 0,9$  ГэВ/c, который нельзя объяснить ни с помощью распада  $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ , ни с помощью полулептонных распадов  $D_s^+$ .

Через год группа CLEO измерила относительную вероятность распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  по отношению к распаду  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$  [72]. В этом эксперименте исследовались  $\mu\gamma$ -комбинации, образовавшиеся в результате следующей распадной цепочки:  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ ,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ . Сечение взаимодействия нейтрино с веществом пренебрежимо мало, поэтому в данном эксперименте нейтрино зарегистрировать нельзя. Тем не менее детектор столь герметичен, что, используя информацию обо всех частицах, зарегистрированных в событии, удается определить характеристики нейтрино. Импульс нейтрино оценивался, исходя из закона сохранения импульса для частиц в событии, а энергия нейтрино — по энергии и импульсу, потерянным в полусфере, в которой был зафиксирован мюон. На рисунке 9 приведено распределение для разности масс  $\Delta M = m(\mu \nu_\mu \gamma) - m(\mu \nu_\mu)$ , полученное в эксперименте [72]. В событиях, где присутствует распадная цепочка:  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ ,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ , в распределении по разности масс ожидается пик при значении  $m(D_s^*) - m(D_s) \approx 140$  МэВ/c<sup>2</sup>. Для оценки уровня фона от случайных комбинаций  $\mu$  и  $\gamma$  было использовано аналогичное распределение для  $e$  и  $\gamma$ . Так как вероятность распада  $D_s^+ \rightarrow e^+ \nu$  пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ , то распределение  $e\gamma$ -комбинаций после поправки на разницу в вероятностях ложной идентификации пиона как мюона и пиона как электрона, может быть использовано для оценки фона. На рисунке 9 распределение  $e\gamma$ -комби-

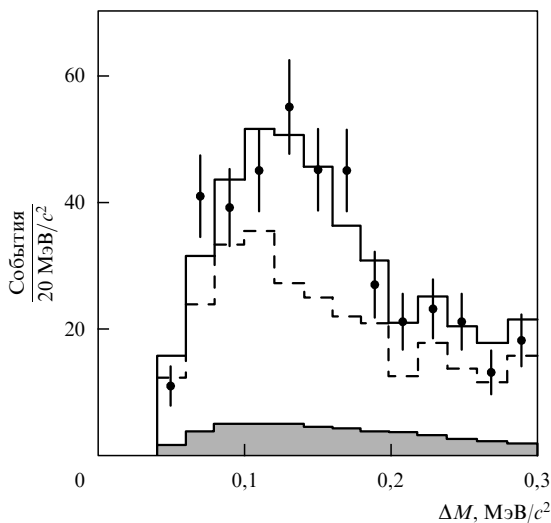


Рис. 9. Распределение по разности масс для  $D_s^{*+}$  для мюонных данных (сплошная линия), электронных данных (пунктирная линия) и для превышения ложной идентификации частиц как мюонов над ложной идентификацией частиц как электронов (затемненная область).

наций показано пунктирной линией, а затемненная гистограмма дает представление о том, насколько фоновой вклад ложной идентификации частиц как мюонов больше, чем вклад ложной идентификации частиц как электронов. В результате вычитания первого распределения из второго был получен избыток в  $38 \pm 10$  событий. Избыток возник за счет следующей цепочки распадов:  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ ,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ . Это соответствует следующему значению для отношения вероятностей:

$$\frac{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0,245 \pm 0,052 \pm 0,074.$$

Из этого соотношения была определена константа распада  $f_{D_s}$ :

$$f_{D_s} = (344 \pm 37 \pm 52) \sqrt{\frac{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)}{0,037}} \text{ МэВ}.$$

В 1997 г. группа CLEO существенно улучшила точность измерения константы распада  $f_{D_s}$  (табл. 10). При получении нового результата использовался улучшенный алгоритм анализа, уточненная оценка вероятности ложной идентификации частицы как лептона, а также были заметно снижены систематические погрешности, что стало возможным благодаря накопленному опыту работы с детектором.

Таблица 10. Экспериментальные значения констант распада D-мезонов,  $f_D$  и  $f_{D_s}$ . Для сравнения приведены усредненные по всем измерениям значения констант распада пиона ( $f_\pi$ ) и каона ( $f_K$ )

Константа распада	Эксперимент	Значение, МэВ
$f_{D_s}$	WA75 [71]	$225 \pm 45 \pm 20 \pm 41$
$f_{D_s}$	CLEO II [72]	$344 \pm 37 \pm 52$
$f_{D_s}$	CLEO II [73]	$280 \pm 17 \pm 25 \pm 34$
$f_{D_s}$	E653 [74]	$194 \pm 35 \pm 20 \pm 14$
$f_{D_s}$	BES [75]	$430^{+150}_{-130} \pm 40$
$f_{D_s}$	L3 [77]	$309 \pm 58 \pm 33 \pm 38$
$f_D$	MARK III [78]	$< 290$
$f_D$	BES [79]	$300^{+180+80}_{-150-40}$
$f_\pi$	PDG [34]	$130,7 \pm 0,4$
$f_K$	PDG [34]	$159,8 \pm 1,5$

Чисто лептонные распады изучались также в экспериментах E653 [74] в лаборатории Ферми и BES [75]. Коллаборация E653 для регистрации распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  использовала сильные стороны эмульсионного эксперимента [74]. Вершина взаимодействия, в результате которого и рождались очарованные частицы, идентифицировалась визуально. Район поиска определялся по показаниям вершинного силиконового детектора. За счет визуального анализа эффективность нахождения вершины взаимодействия была очень высока. Было отобрано  $23,2 \pm 6,0^{+1,0}_{-0,9}$  чисто лептонных распадов  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ . Используя отобранные ранее в этом же эксперименте  $18,7 \pm 4,9^{+0,4}_{-0,7}$  событий распада  $D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu$  [76], авторы получили следующее отношение:

$$\frac{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi \mu^+ \nu_\mu)} = 0,16 \pm 0,06 \pm 0,03.$$

Коллаборация BES полностью восстановила три события, в которых один из мезонов ( $D_s^+$  или  $D_s^-$ ) распался на лептон и нейтрино. После нормировки на

количество событий, в которых удалось полностью восстановить хотя бы один  $D_s$ , было получено следующее значение для константы распада:

$$f_{D_s} = (430_{-130}^{+150} \pm 40) \text{ МэВ}.$$

Основное достоинство этого результата в том, что в отличие от других, для его получения не требовалось информации об относительной вероятности распада  $D_s \rightarrow \phi\pi^+$ , которая вносит в конечный результат дополнительную погрешность. В будущем, когда точность измерений не будет лимитирована статистикой, а будет зависеть от величины систематических погрешностей, методика, использованная в эксперименте BES, несомненно, будет иметь преимущество. Наконец, на ускорителе LEP в CERN в эксперименте L3 [77] также был изучен распад  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$ . В этом эксперименте использовался метод, аналогичный примененному ранее CLEO для распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+\nu$ . Сигнал наблюдался в распределении по инвариантной массе  $M(\gamma D_s^+)$ , где  $\gamma$  и  $D_s^+$  образуются в результате распада  $D_s^{*+}$  по следующей схеме:  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$ ,  $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu$ . В таблице 10 представлены значения константы распада  $f_{D_s}$ , извлеченные из описанных экспериментов.

Для распада  $D^+ \rightarrow \mu^+\nu$  данные гораздо беднее. Коллаборация MARK III [78] получила верхний предел на относительную вероятность распада  $D^+ \rightarrow \mu^+\nu$  и соответствующее ему ограничение на константу  $f_D$ . В эксперименте BES [79] при энергии в центре масс 4,03 ГэВ был проведен поиск лептонных распадов  $D^+$  в реакции  $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^-$ . Было зарегистрировано только одно событие, в котором  $D^-$  распался по каналу  $D^- \rightarrow \mu^-\nu_\mu$ , а  $D^{*+}$  распался по следующей схеме:  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Авторы [79] получили оценку для относительной вероятности  $\text{Br}(D^- \rightarrow \mu^-\nu) = 0,08_{-0,05-0,02}^{+0,16+0,05} \%$  и соответствующее ему ограничение на константу  $f_D$ , приведенное в табл. 10. Для сравнения в табл. 10 приведены усредненные значения констант распада для каона и пиона.

## 7. Полулептонные распады очарованных адронов

### 7.1. Полулептонные распады очарованных мезонов

Интерес к изучению инклюзивных полулептонных распадов D-мезонов подогревался неожиданно большой разницей времен жизни  $D^0$  и  $D^+$ . До недавнего времени самыми точными измерениями относительных вероятностей инклюзивных полулептонных распадов оставались данные коллаборации MARK III, полученные более десяти лет назад [80]. В эксперименте были изучены  $5 \times 10^4$   $D\bar{D}$ -пар, образовавшихся в результате распада резонанса  $\psi(3770)$ . Отбирались события, в которых один из D-мезонов удавалось полностью восстановить. Таких событий оказалось около 1700 для  $D^+D^-$  и приблизительно в 2 раза больше для  $D^0\bar{D}^0$ . Затем подсчитывалось число электронов, вылетевших в направлении, противоположном направлению движения восстановленного D-мезона, и путем деления этого числа на суммарное количество частично восстановленных событий определялась относительная вероятность инклюзивного полулептонного распада. В результате были получены следующие значения для относительных вероятностей полу-

лептонных распадов D-мезонов:

$$\text{Br}(D^+ \rightarrow X e^+ \nu_e) = (17,0 \pm 1,9 \pm 0,7) \%,$$

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow X e^+ \nu) = (7,5 \pm 1,1 \pm 0,4) \%$$

и соответственно для их отношения:

$$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow X e^+ \nu_e)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e)} = 2,3_{-0,4}^{+0,5} \pm 0,1$$

(X обозначает адроны, образовавшиеся в результате полулептонного распада).

В последние годы появились сразу три измерения относительной вероятности распада  $D^0 \rightarrow X l^+ \nu$ . В 1994 г. коллаборация E653 измерила отношение (см. [81])

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu)}{\Gamma(D^0 \rightarrow X\mu^+\nu_\mu)} = 0,472 \pm 0,051 \pm 0,040.$$

Из этого отношения можно извлечь значение относительной вероятности для инклюзивного полулептонного распада, используя усредненное значение для  $\text{Br}(D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu)$  [34]:

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow X\mu^+\nu_\mu) = (7,86 \pm 1,15) \%.$$

В 1995 г. приблизительно в одно и то же время коллаборации ARGUS [82] и CLEO [83] измерили относительную вероятность распада  $D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e$ . В обоих экспериментах использовался метод, примененный впервые коллаборацией HRS [84]. Данный метод основан на том, что в распаде  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$  энергвыделение составляет всего несколько МэВ и поэтому образующийся при распаде медленный заряженный пион летит практически по направлению движения  $D^{*+}$ . Направление движения  $D^{*+}$  близко к направлению оси траста события. (Ось траста — это направление, для которого сумма квадратов проекций импульсов частиц максимальна.) Таким образом, изучая распределение по углу между направлением оси траста события и направлением движения медленного пиона от  $D^{*+}$ , можно определить число событий с с-кварком (или соответственно число событий с  $\bar{c}$ -кварком). На рисунке 10 показаны распределения по  $\cos \theta$ , где  $\theta$  — угол между направлением оси траста и импульсом пиона, полученные коллаборацией ARGUS [82]. Пик на рис. 10а при  $\cos \theta \sim 1$  объясняется вкладом от распада  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ , для которого при энергиях эксперимента большая часть пионов имеет импульс меньше 300 МэВ/с. Это заключение подтверждает и гладкое распределение на рис. 10б, так как распад  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$  не может дать вклад в кинематический диапазон 400–500 МэВ/с. Число распадов  $D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e$  определялось путем подсчета событий, содержащих медленный пион под малым углом к оси траста и позитрон. Количество отобранных событий с с-кварком при использовании такой процедуры оказывается в несколько раз больше, чем при полном восстановлении очарованных адронов. Для  $\text{Br}(D^0 \rightarrow X e^+ \nu_e)$  ARGUS и CLEO получили соответственно  $(6,9 \pm 0,3 \pm 0,5) \%$  [82] и  $(6,97 \pm 0,18 \pm 0,30) \%$  [83].

В эксперименте ARGUS была также измерена относительная вероятность распада  $D^0 \rightarrow X\mu^+\nu_\mu$  [82]:

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow X\mu^+\nu_\mu) = (6,0 \pm 0,7 \pm 1,2) \%.$$

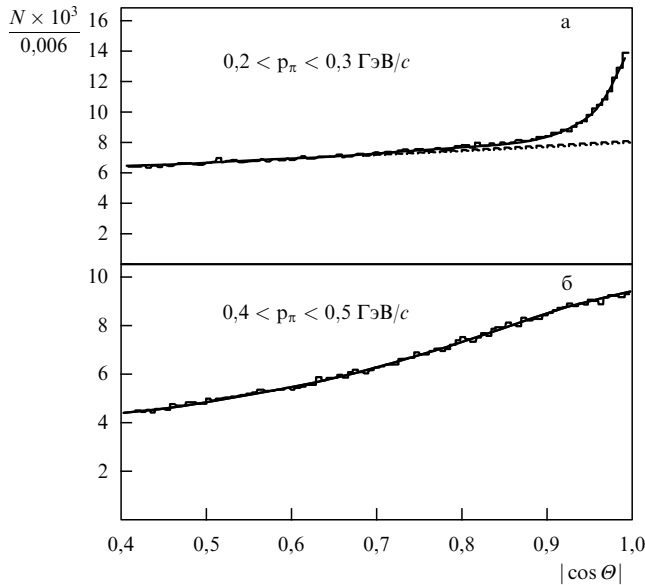


Рис. 10. Распределение по  $\cos \theta$  для двух интервалов импульсов пионов: (а)  $0,2 - 0,3$  ГэВ/с; (б)  $0,4 - 0,5$  ГэВ/с.

Усредняя по результатам всех измерений, мы получаем

$$\text{Br}(D^+ \rightarrow Xl^+ \nu) = (17,2 \pm 1,9) \%,$$

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow Xl^+ \nu) = (7,14 \pm 0,32) \%.$$

С использованием времен жизни  $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов из табл. 8 для ширины полулептонных распадов  $D^+$  и  $D^0$  имеем

$$\Gamma(D^+ \rightarrow Xl^+ \nu) = (16,3 \pm 1,8) \times 10^{10} \text{ с}^{-1},$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow Xl^+ \nu) = (17,2 \pm 0,8) \times 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Видно, что ширины полулептонных распадов  $D^+$  и  $D^0$  совпадают в пределах ошибок, и их среднее значение равно

$$\Gamma(D \rightarrow Xl^+ \nu) = (17,1 \pm 0,7) \times 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Равенство ширины полулептонных распадов  $D^0$  и  $D^+$  указывает на то, что разность времен жизни  $D$ -мезонов определяется только разницей в ширинах адронных распадов.

Повышенное теоретическое внимание к эксклюзивным полулептонным распадам очарованных частиц связано с тем, что характеристики данных распадов могут быть точнее определены теоретически. В такие процессы дает вклад только спектаторная диаграмма, и, что не менее важно, при оценке вероятностей распадов отсутствуют неопределенности, возникающие из-за взаимодействия продуктов распада очарованных частиц.

Экспериментальное исследование полулептонных распадов затруднено тем, что в полулептонных распадах наряду с заряженными частицами присутствует и нейтрино ( $D \rightarrow Kl\nu$ ,  $D \rightarrow K^*l\nu$ ,  $D_s \rightarrow fl\nu$ ). В связи с этим  $D$ -мезоны, распадающиеся полулептонно, не могут быть восстановлены полностью по продуктам распада, и для

определения относительной вероятности таких распадов изучаются распределения по инвариантной массе комбинаций  $Kl$ ,  $K^*l$  или  $fl$ .

Основные источники фона при изучении полулептонных распадов в экспериментах на  $e^+e^-$  коллайдерах следующие:

1) комбинация действительно существующего каона ( $\phi$ ) и адрона, ложно идентифицированного как лептон;

2) реальный лептон от полулептонного распада очарованной частицы и каон ( $\phi$ ), образовавшийся не от распада очарованного адрона, а например в результате фрагментации легких кварков;

3) случайные комбинации  $Kl$  ( $fl$ ), где каон и лептон образуются от распадов  $B$ - и  $\bar{B}$ -мезонов, так как для увеличения статистики используются также данные, полученные при энергии сталкивающихся пучков равной массе  $\Upsilon(4S)$ -резонанса, распадающегося на  $B\bar{B}$ -пару.

В экспериментах на неподвижной мишени для выделения  $D$ -мезонов дополнительно требуется, чтобы частицы от распада  $D$ -мезона вылетали из вершины, отстоящей от первичной вершины. Такое требование позволяет существенно подавить вклад от источника фона 2). Естественно, что источник фона 3) также отсутствует в экспериментах на неподвижной мишени. Но не следует забывать, что очарованные адроны в этих экспериментах рождаются в несколько сот раз реже и поэтому вклад источника фона 1) в таких экспериментах велик.

До последнего времени существовало сильное расхождение между теорией и экспериментом в оценке величины отношения вероятностей полулептонных распадов  $D$ -мезонов с образованием псевдоскалярного ( $K$ ) и векторного ( $K^*$ ) мезонов. Усредненное по всем экспериментальным данным значение равно

$$\frac{\text{Br}(D \rightarrow \bar{K}^*l^+ \nu)}{\text{Br}(D \rightarrow Kl^+ \nu)} = 0,56 \pm 0,05 [34].$$

В то же время в простейших теоретических подходах это отношение не должно было отличаться от единицы, и даже с учетом возможных поправок теоретические работы долгое время предсказывали для этого отношения значение в диапазоне от 0,8 до 1,2 [85].

Только в последние годы появились теоретические работы [86–88], способные воспроизвести экспериментально наблюдаемое отношение. Рассмотрим данный вопрос подробнее. Диаграмма таких распадов — это диаграмма 5а. Дифференциальная форма ширины распада  $D \rightarrow Kl\nu_e$  записывается в следующем виде:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cs}|^2 P_K^3 f_+(q^2).$$

Слабое взаимодействие в амплитуде представлено произведением  $G_F V_{cs}$ , где  $V_{cs}$  — матричный элемент перехода  $c$ -кварка в  $s$ -кварк. Если пренебречь массой лептона, то влияние сильного взаимодействия полностью описывается только одним формфактором  $f_+(q^2)$ , который задает амплитуду процесса формирования  $K$ -мезона из пары  $(s\bar{q})$ , а  $q^2 = M^2(l\nu)$  — квадрат переданного  $c$ -кварком импульса.

В случае распада  $D \rightarrow K^*$  мы имеем три формфактора:  $A_1(q^2)$ ,  $V(q^2)$ ,  $A_2(q^2)$ . В этом случае амплитуда полулептонного распада имеет гораздо более сложный

вид [68]. Основной вклад в результат вносит формфактор  $A_1$ . Отношение формфакторов определяется путем фитирования соответствующих угловых распределений между вторичными частицами. При фитировании дополнительно предполагается, что зависимость от  $q^2$  этих формфакторов такая же, как для формфактора распада  $D \rightarrow K$ . Для детального сравнения теории и эксперимента необходимо аккуратно измерить все четыре формфактора. В настоящее время с хорошей точностью измерены только два формфактора:  $f_+(q^2)$  и  $A_1(q^2)$ . Их значения при  $q^2 = 0$  равны  $f_+(0) = 0,76 \pm 0,03$  и  $A_1(0) = 0,56 \pm 0,04$ . Практически все модели достаточно хорошо описывают величину формфактора  $f_+$  для распада  $D$ -мезона с образованием псевдоскалярного  $K$ -мезона. Вместе с тем кварковые модели [85] дают завышенное значение для  $A_1$ , что приводит к переоценке вероятности распада  $D \rightarrow K^*$  в 2 раза. Лучшее согласие достигается в моделях, использующих вычисления на решетках [88] и правила сумм [86]. Два других формфактора распада в векторный мезон ( $A_2(0) = 0,39 \pm 0,08$  и  $V(0) = 1,1 \pm 0,2$ ) измерены в настоящее время недостаточно точно, чтобы повлиять на выбор модели.

Группа CLEO [89] изучила также полулептонные распады  $D_s$ :

$$\frac{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu)}{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow (\eta + \eta') e^+ \nu)} = 0,60 \pm 0,06 \pm 0,06;$$

указаны соответственно статистическая и систематическая ошибки измерений. Видно, что полученное значение хорошо согласуется с величиной аналогичного отношения для  $D$ -мезонов.

## 7.2. Кабиббо-подавленные полулептонные распады очарованных мезонов

В настоящее время уровень набранной статистики позволяет проводить исследование таких редких процессов, как КП полулептонные распады ( $D \rightarrow \pi l \nu$ ,  $D \rightarrow \rho l \nu$ ). Отношение КП и КР полулептонных распадов  $D$ -мезонов с образованием псевдоскалярного мезона в конечном состоянии может быть использовано для определения произведения отношения матричных элементов и

отношения формфакторов. В частности,

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)} &= 2 \frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e)} = \\ &= 1,97 \left| \frac{V_{cd}}{V_{cs}} \right|^2 \left[ \frac{f_+^\pi(0)}{f_+^K(0)} \right]^2. \end{aligned}$$

Измеренное значение относительной вероятности распада  $D^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$  можно использовать для уточнения величины матричного элемента  $V_{ub}$ . Формфактор КП распада  $b \rightarrow u$  может быть выражен через аналогичный формфактор для  $c \rightarrow d$  перехода при той же передаче 4-импульса [90]. Так как знание формфактора в полулептонном распаде  $b \rightarrow u$  необходимо для извлечения  $V_{ub}$  модельно-независимым способом, то изучение полулептонных распадов  $c \rightarrow d$  приведет к более точному определению  $V_{ub}$ .

Группы CLEO [91] и E687 [92] измерили относительную вероятность КП полулептонного распада  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ , обнаружив соответственно  $87 \pm 33$  и  $91 \pm 18$  таких событий. В обоих случаях для выделения исследуемых процессов был использован распад  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ . Эти результаты можно сравнить с более ранним результатом коллаборации MARK III, зарегистрировавшей 7 распадов  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  и 56 распадов  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  [93]. Используя распад  $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ , группа CLEO восстановила  $100 \pm 35$  событий КП распада  $D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  [94]. Отношения вероятностей КП и КР распадов приведены в табл. 11. Используя существующее значение для отношения матричных элементов:

$$\left| \frac{V_{cd}}{V_{cs}} \right|^2 = 0,051 \pm 0,002,$$

мы получим для отношения констант распада следующее значение:

$$\frac{f_+^\pi(0)^2}{f_+^K(0)^2} = 1,2 \pm 0,3.$$

Этот результат согласуется с предсказаниями широкого спектра моделей, лежащими в диапазоне от 0,7 до 1,4.

Таблица 11. Отношение вероятностей полулептонных кабиббо-подавленных и кабиббо-разрешенных распадов  $D$ -мезонов

Эксперимент	Измеряемое отношение	Измеренное значение	Количество событий
MARK III [93]	$\frac{\text{Br}(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)}$	$0,057_{-0,017}^{+0,038} \pm 0,005$	7
CLEO II [91]	$\frac{\text{Br}(D^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu)}$	$0,103 \pm 0,039 \pm 0,013$	$87 \pm 33$
E687 [92]	$\frac{\text{Br}(D^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu)}$	$0,101 \pm 0,020 \pm 0,003$	$91,0 \pm 17,8$
CLEO II [94]	$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu)}$	$0,046 \pm 0,014 \pm 0,017$	$100 \pm 35$
E653 [95]	$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \rho^0 \mu^+ \nu_\mu)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \nu_\mu)}$	$0,044_{-0,025}^{+0,031} \pm 0,014$	$4,0_{-2,3}^{+2,8}$
E687 [96]	$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \rho^0 \mu^+ \nu_\mu)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \nu_\mu)}$	$0,079 \pm 0,019 \pm 0,013$	$32,9 \pm 9,0$
E791 [97]	$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} l^+ \nu)}$	$0,047 \pm 0,013$	$103 \pm 25$

В таблице 11 приведены также все известные экспериментальные данные и для отношения

$$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \rho^0 1^+ \nu_l)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} 1^+ \nu)}$$

Коллаборация E653 первой зарегистрировала  $4,0_{-2,3}^{+2,8}$  события распада  $D^0 \rightarrow \rho^0 \mu^+ \nu_\mu$  [95]. Вскоре после этого коллаборации E687 [96] и E791 [97] зарегистрировали этот распад на гораздо большей статистике. Значение отношения  $\text{Br}(D^+ \rightarrow \rho^0 1^+ \nu_l) / \text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} 1^+ \nu)$  чувствительно, в основном, к формфактору  $A_1$ . Полученное экспериментальное значение заметно выше предсказаний различных кварковых моделей [85] и находит объяснение только в рамках последних КХД-вычислений на решетках [88] и некоторых других моделей [98].

Наконец, группа CLEO [94] получила верхний предел на относительную вероятность полулептонного распада  $D^+ \rightarrow \eta 1^+ \nu$ :

$$\frac{\text{Br}(D^+ \rightarrow \eta 1^+ \nu)}{\text{Br}(D^+ \rightarrow \pi^0 1^+ \nu)} < 1,5.$$

В таблице 12 представлена информация об эксклюзивных модах полулептонных распадов D-мезонов, а также приведены верхние пределы на вероятности других полулептонных распадов. Из таблицы 12 видно, что до сих пор обнаружены лишь полулептонные распады очарованных мезонов с образованием псевдоскалярной (K,  $\pi$ ) или векторной частицы ( $K^*$ ,  $\rho$ ). В то же время для распадов D-мезонов с образованием возбужденных состояний K-мезонов получены только слабые ограничения. Тем не менее возможно, что обнаруженные КР и КП распады на псевдоскалярный и векторный мезоны насыщают собой инклюзивную ширину полулептонного распада, хотя существующее расхождение между значением инклюзивной ширины полулептонного распада и суммой ширин обнаруженных эксклюзивных распадов превышает три стандартных отклонения.

Таблица 12. Ширины полулептонных распадов D-мезонов

Канал распада	Источник	Ширина распада, $10^{10} \text{ c}^{-1}$
$D \rightarrow \bar{K} 1^+ \nu$	PDG [34]	$8,2 \pm 0,5$
$D \rightarrow K^* 1^+ \nu$	PDG [34]	$4,4 \pm 0,4$
$D \rightarrow \pi 1^+ \nu$	[91–94]	$0,8 \pm 0,2$
$D \rightarrow (\rho, \omega, \eta, \eta') 1^+ \nu$	[87]	$\sim 0,4$
Сумма эксклюзивных каналов		$13,8 \pm 0,7$
Инклюзивный канал	PDG [34]	$17,1 \pm 0,7$
$D^+ \rightarrow (K^- \pi^+)_{NR} e^+ \nu_e$	E691 [103]	$< 0,7$
$D^+ \rightarrow (K^- \pi^+)_{NR} \mu^+ \nu_\mu$	E687 [104]	$< 0,4$
$D^+ \rightarrow (K\pi)_{NR} \mu e \nu_e$	E691 [105]	$< 0,9$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \nu_e$	E691 [103]	$< 1,1$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \nu_\mu$	E687 [104]	$< 0,2$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	E653 [106]	$< 0,3$
$D^0 \rightarrow (K^* \pi)^- \mu^+ \nu_\mu$	E653 [106]	$< 0,4$

### 7.3. Полулептонные распады очарованных барионов

Предсказания вероятности барионных полулептонных распадов существенно зависят от выбора модели волновой функции тяжелого бариона и природы  $q^2$ -зависимости адронного формфактора. Экспериментальные дан-

ные о полулептонных распадах барионов обеспечивают информацию, необходимую для выбора лучшей теоретической модели.

Основной вклад в измерения полулептонных распадов очарованных барионов внесли коллаборации ARGUS [99] и CLEO [100]. В таблице 13 приведены результаты этих экспериментов по измерению относительной вероятности полулептонных распадов. Распад  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda 1^+ \nu$  исследовался также в других экспериментах. В эксперименте MARK II были измерены  $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow e^+ X) = (4,7 \pm 1,5) \%$  и  $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \mu^+ X) = (1,1 \pm 0,8) \%$  [101]. На 15-футовой камере, расположенной в нейтринном пучке в лаборатории Ферми, был получен верхний предел  $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \mu^+ X) < 2,2 \%$  на 90%-ном уровне достоверности [102].

Таблица 13. Вероятности полулептонных распадов барионов в пикобарнах

Канал распада	ARGUS	CLEO II
$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \mu^+ X)$	$4,20 \pm 1,28 \pm 0,71$	$4,87 \pm 0,28 \pm 0,69$
$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ X)$	$3,91 \pm 2,02 \pm 0,90$	$4,43 \pm 0,51 \pm 0,64$
Среднее значение	$4,15 \pm 1,03 \pm 1,18$	$4,77 \pm 0,25 \pm 0,66$
$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Xi_c^0 X) \text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ X)$		$0,63 \pm 0,12 \pm 0,10$
$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Xi_c^0 X) \text{Br}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \mu^+ X)$	$0,74 \pm 0,24 \pm 0,09$	
$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Xi_c^+ X) \text{Br}(\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 e^+ X)$		$1,55 \pm 0,33 \pm 0,25$

Используя усредненный результат ARGUS и CLEO для полулептонного распада  $\Lambda_c^+$  из табл. 13, а также результат этих же коллабораций для

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = (11,3 \pm 0,8 \pm 1,0) \text{ пб},$$

$$\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = (4,3 \pm 1,1) \%$$

можно определить относительную вероятность полулептонного распада  $\Lambda_c^+$ :

$$\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda 1^+ X) = (1,7 \pm 0,4) \%$$

Умножая это значение на время жизни  $\Lambda_c$ ,  $\tau_{\Lambda_c^+} = (2,00 \pm 0,11) \times 10^{-13} \text{ с}$ , мы получим значение для ширины полулептонного распада:

$$\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda 1^+ X) = (8,5 \pm 2,1) \times 10^{10} \text{ c}^{-1}.$$

Это значительно меньше, чем ширина полулептонного распада D-мезона:

$$\Gamma(D \rightarrow X 1^+ \nu) = (17,1 \pm 0,7) \times 10^{10} \text{ c}^{-1}.$$

В то же время в простейшей спекторной модели ожидается равенство ширин полулептонных распадов очарованных барионов и мезонов. Для разъяснения этого противоречия и возможности более детального сравнения относительных вероятностей полулептонных распадов очарованных барионов с теоретическими моделями необходимо существенно повысить точность экспериментальных результатов. Есть все основания полагать, что это будет сделано в ближайшие годы.

## 8. Нелептонные распады очарованных адронов

В настоящее время количество обнаруженных каналов распада D-мезонов исчисляется сотнями [34]. Есте-



ственно даже краткое описание такого количества каналов распада невозможно, поэтому в данном обзоре будут затронуты только несколько наиболее интересных по мнению автора вопросов.

### 8.1. Измерение абсолютной величины вероятности распада

Чтобы определить относительную вероятность любого канала распада D-мезонов необходимо знать число родившихся D-мезонов и число распавшихся (из родившихся) по интересующему нас каналу. После этого делением второго числа на первое можно вычислить относительную вероятность изучаемого распада. До недавнего времени в определении числа образовавшихся D-мезонов приходилось полагаться на теоретические оценки, точность которых не превосходила 10–20%. Вместе с тем набранная в экспериментах статистика позволяет достигать точностей порядка 1%. Для того, чтобы уйти от теоретических оценок достаточно определить экспериментально абсолютное значение вероятности распада хотя бы для одного канала распада соответственно для  $D^0$ ,  $D^+$  и  $D_s^+$  и использовать его в дальнейшем как нормировочный канал. Тогда вероятность распада D-мезона по любому каналу будет равна отношению числа распадов, зарегистрированных для этого канала, к числу распадов, зарегистрированных для нормировочного канала, умноженному на вероятность распада по нормировочному каналу.

При таком методе вычисления вероятностей распада по любому каналу присутствует ошибка в измерении нормировочного канала, следовательно, вероятность распада по нормировочному каналу необходимо определить как можно точнее. Поэтому нормировочными каналами выбраны каналы распада, легко измеряемые, т.е. с большой вероятностью распада и только с заряженными частицами в конечном состоянии. Для  $D^0$ ,  $D^+$  и  $D_s^+$  такими каналами являются  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  и  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  соответственно. Определение вероятности распада для нормировочных каналов основано на том, что на электрон-позитронных коллайдерах вместе с c-кварком во взаимодействии обязательно рождается  $\bar{c}$ -кварк. Поэтому, если мы отберем события с  $\bar{c}$ -кварком и пересчитаем во скольких случаях с другой стороны D-мезон, содержащий c-кварк, распадется по интересующему нас каналу распада, то сможем определить абсолютное значение вероятности нормировочного канала. Несомненно, самый простой способ состоит в том, чтобы полностью восстановить мезоны, содержащие  $\bar{c}$ -кварк, и в тех событиях, в которых это удалось сделать, восстановить содержащий c-кварк D-мезон в интересующем нас канале распада. Именно, используя такую технику, коллаборация MARK III [107] измерила вероятность распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . К сожалению, необходимость восстанавливать два очарованных адрона в событии резко снижает статистическую точность измерения.

В последнее время, однако, удалось существенно улучшить точность измерений, используя метод, примененный впервые коллаборацией HRS [84] (см. раздел 7.1). Число событий с  $\bar{c}$ -кварком определялось путем подсчета медленных пионов от распада  $D^{*-} \rightarrow \pi^-\bar{D}^0$ , вылетающих под малым углом к оси траста события, а с помощью восстановления в этих событиях, содержащих c-кварк D-мезонов в канале распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ , опре-

делялась вероятность распада. Используя методику [84], удалось улучшить точность измерения вероятности распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  с 13% у MARK III до 4% по сумме измерений ALEPH, CLEO и ARGUS [108].

В эксперименте CLEO подобным методом была измерена относительная вероятность распада  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ . В этом случае число  $\bar{c}$ -кварков определялось из распределения по углу вылета медленных  $\pi^0$  при распаде  $D^{*-} \rightarrow \pi^0\bar{D}^-$ . Обладая отличным электромагнитным калориметром, состоящим из кристаллов CsI, и, следовательно, возможностью точно определять направление движения нейтрального пиона от распада  $D^{*-}$ , коллаборация CLEO получила существенное улучшение точности измерения вероятности распада  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  [109].

Наконец, недавно появились два измерения абсолютной величины относительной вероятности распада  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ , выполненные коллаборациями BES [110] и CLEO [111]. Все предыдущие измерения опирались на теоретические модели или оценки количества рожденных  $D_s^+$ . Так, ранее вероятность этого распада определялась по следующей формуле [68]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) &= \\ &= F \text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}e^+\nu) \frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) \tau(D_s^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi e^+\nu) \tau(D^+)}, \end{aligned}$$

где  $F$  обозначает теоретические предсказания для

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi e^+\nu)}{\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}e^+\nu)}.$$

Коллаборация BES для определения вероятности распада  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  использовала события  $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$ , в которых один или оба  $D_s$ -мезона были полностью восстановлены. К сожалению, результат этой работы основывается только на двух событиях, поэтому точность не велика.

Коллаборация CLEO провела модельно-независимое измерение отношения вероятностей

$$\frac{\text{Br}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}{\text{Br}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} = 0,92 \pm 0,20 \pm 0,11,$$

используя метод частичного восстановления распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^{*-}$  [111].

Усредненные величины абсолютных значений вероятностей распада для нормировочных каналов приведены в табл. 14.

**Таблица 14.** Абсолютные значения вероятности распада, усредненные по всем экспериментам

Канал распада	Вероятность распада, %
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	$3,86 \pm 0,14$
$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	$9,1 \pm 0,7$
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	$3,6 \pm 0,9$

### 8.2. Вклад W-обменной диаграммы в распады очарованных адронов

Как было отмечено выше, вклад W-обменной диаграммы в распады D-мезонов должен быть подавлен из-за нарушения закона сохранения спиральности (см. раздел 3). Вместе с тем существовали модели, в которых

вне рамок СМ предлагались механизмы, приводящие к ослаблению такого подавления, и предсказывалась высокая относительная вероятность для данного распада на уровне 1% [112]. Для проверки таких моделей необходимо было измерить относительную вероятность распада  $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ , вклад спектаторных диаграмм в который пренебрежимо мал, а основной диаграммой является диаграмма W-обмена (рис. 5е). В 1985 г. коллаборация ARGUS объявила о первом измерении относительной вероятности данного распада [113]. Позднее на большей статистике измерение было повторено и получено значение [114]

$$\text{Br}(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = (0,82 \pm 0,17 \pm 0,08) \%$$

В дальнейшем результат был подтвержден другими экспериментами. Такое неожиданно большое значение вероятности привело к появлению значительного количества теоретических интерпретаций данного результата [115]. В настоящий момент все-таки считается, что большая относительная вероятность данного распада определяется взаимодействиями в конечном состоянии. Так как масса D-мезона расположена в районе богатом резонансами, то сильно возрастает влияние перерассейаний мезонов, образовавшихся в результате распада D-мезона. Такие перерассеяния могут привести к тому, что на самом деле  $\phi$  и  $K$  не являются продуктами распада  $D^0$ , а образовались в результате перерассеяния истинных продуктов распада  $D^0$ . На рисунке 11 показан распад, основной вклад в который дает спектаторная диаграмма и который в результате перерассеяния может привести к появлению  $\phi$ - и  $K$ -мезонов в конечном состоянии [116].

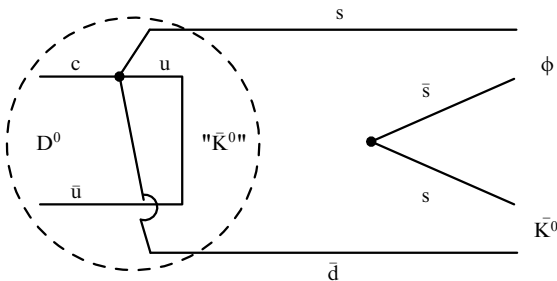


Рис. 11. Распад с-кварка с последующей аннигиляцией кварков и взаимодействием в конечном состоянии для  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$ . Пунктирная область описывает подпроцесс  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0$ , где " $\bar{K}^0$ "-состояние несет квантовые числа  $\bar{K}^0$ -мезона.

**8.3. Кабиббо-подавленные распады очарованных адронов**

Изучение КП распадов D-мезонов (рис. 5ж, з) внесло существенный вклад в понимание распадов очарованных адронов, помогло существенно развить теоретические модели. В силу того, что относительная вероятность КП распадов в 20 раз меньше относительной вероятности КР распадов, КП распады подверглись систематическому исследованию только в последнее десятилетие после того, как эксперименты достигли необходимого уровня статистической точности. Именно в КП распадах можно исследовать взаимосвязь слабого, отвечающего за распад, и сильного, проявляющегося в конечном состоянии, взаимодействий.

Один из интересных вопросов, который целое десятилетие привлекает повышенное внимание — это отношение вероятностей распадов  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  и  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ . В рамках SU(3)-симметрии можно было ожидать для этого отношения значение близкое к единице [117]. Однако первые измеренные значения, полученные коллаборациями MARK II [118] и MARK III [119], оказались близкими к 3,5, хотя и с большими ошибками. В настоящее время среднее по всем экспериментальным измерениям значение равно [34]

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = 2,86 \pm 0,28.$$

Существует целый ряд теоретических подходов [120] для объяснения полученного экспериментально значения. В первую очередь — это учет взаимодействий в конечном состоянии. Превышение экспериментального значения над теоретическими ожиданиями пытались также объяснить учетом вклада пингвинных диаграмм, использовались подходы, основанные на применении правил КХД и невозмущенных алгебраических приближений. Измерение этого отношения с высокой точностью позволит проверить справедливость различных теоретических моделей и поможет уточнить вклад далекодействующих эффектов в  $D^0 \bar{D}^0$ -смешивание [121].

**9.  $D^0 \bar{D}^0$ -смешивание и эффекты нарушения CP-симметрии в распадах D-мезонов**

**9.1.  $D^0 \bar{D}^0$ -смешивание**

В СМ  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$  переход осуществляется с помощью диаграммы, представленной на рис. 12, но его вероятность существенно подавлена в сравнении с вероятностями аналогичных переходов  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ ,  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ . Тем не менее изучение  $D^0 \bar{D}^0$ -смешивания не только позволяет получить дополнительную информацию о переходах такого сорта, но также очень интересно с точки зрения поиска новой физики, выходящей за рамки СМ. Именно малость ожидаемых в СМ эффектов смешивания позволит выделить возможный сигнал новой физики.

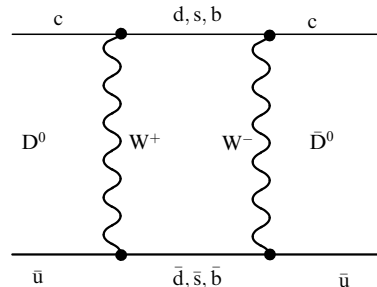


Рис. 12. "Вох"-диаграмма.

Величина  $D^0 \bar{D}^0$ -смешивания  $r_{см}$  в общем случае задается с помощью двух безразмерных параметров:  $x_D = \delta m / \gamma_+$  и  $y_D = \gamma_- / \gamma_+$ ;  $\gamma_{\pm}$  и  $\delta m$  определяются как  $\gamma_{\pm} = (\gamma_1 \pm \gamma_2) / 2$  и  $\delta m = m_2 - m_1$ , где  $m_i, \gamma_i$  ( $i = 1, 2$ ) — массы и ширины распада двух CP-собственных значений ( $-1$  и  $+1$ ). Полагая малой величину смешивания (как это и имеет место в случае D-мезонов), т.е.  $\delta m, \gamma_- \ll \gamma_+$  (и,

следовательно,  $x_D, y_D \ll 1$ ) получаем  $r_{см} = (x_D^2 + y_D^2)/2$ . Смешивание может существовать, если  $x_D$  отлично от нуля (т.е. за счет  $D^0 - \bar{D}^0$  перехода) или  $y_D$  отлично от нуля (т.е. за счет того, что быстрая компонента распадается, а остается медленная, представляющая из себя смесь  $D^0$  и  $\bar{D}^0$ ). Теоретические оценки вероятности  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания содержат большую неопределенность. В то время как вклад короткодействующих эффектов от диаграммы на рис. 12 известен с хорошей точностью [122] и составляет величину порядка  $10^{-10}$ , вклад от дальнедействующих эффектов может составлять от  $10^{-7}$  до  $10^{-4}$  [123].

Интерес к  $D^0\bar{D}^0$ -смешиванию существенно возрос после публикации в 1985 г. результатов коллаборации MARK III [124]. В этой работе были представлены три события, в одном из которых очарованные мезоны были восстановлены по конечным состояниям:  $K^+\pi^-$  и  $K^+\pi^-\pi^0$ , а в остальных очарованные мезоны распались в конечные состояния:  $K^+\pi^-\pi^0$  и  $K^+\pi^-\pi^0$ . Такие события можно объяснить или за счет существования  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания, или за счет того, что  $D^0$  или  $\bar{D}^0$  распались по ДКП каналу. Для двух предельных случаев (только за счет ДКП распадов или только за счет смешивания) авторы [124] получили следующие ограничения:

1) если данный результат полностью определяется смешиванием при отсутствии вклада ДКП распада, то  $r_{см} = 0,012 \pm 0,006$  или  $r_{см} > 0,004$  на 90 %-ном уровне достоверности результата;

2) если данный результат полностью определяется ДКП распадом при отсутствии вклада от  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания, то отношение вероятностей ДКП распада к соответствующему КР распаду  $r_{ДКП} = (7 \pm 4) \tan^4 \theta_C$  или  $r_{ДКП} > 1,9 \tan^4 \theta_C$  на уровне достоверности 90 %.

Экспериментальный поиск  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания возможен как в адронных распадах, так и в полуплептонных распадах D-мезонов.

## 9.2. Поиск $D^0\bar{D}^0$ -смешивания в адронных распадах

Метод основан на поиске распада  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-(X)$ . Такое конечное состояние в распаде  $D^0$ -мезона может возникнуть или в результате  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ -перехода с последующим КР распадом  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-(X)$  или в результате ДКП распада  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-(X)$ . Основная трудность метода состоит в выделении малого вклада от  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания на фоне в сотни раз большего вклада от ДКП распада. Отношение

$$r_{ДКП}^{К\pi} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)}$$

предсказывается в диапазоне от 0,0027 до 0,0054 [125].

Существует по крайней мере два экспериментально наблюдаемых отличия между  $D^0\bar{D}^0$ -смешиванием и ДКП распадами:

1) разная временная зависимость распадов  $D^0(\bar{D}^0)$ -мезонов;

2) разная резонансная структура для ДКП распадов и  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания в распадах  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ ,  $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .

Разной временной зависимостью воспользовались при изучении распада  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . Отношение ширины распадов  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  и  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  меняется со временем следующим образом:

$$r_D^{К\pi}(t) = \frac{\Gamma(D^0(t) \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} \sim r_{см}^{К\pi}(t) + r_{ДКП}^{К\pi} + r_{инт}^{К\pi}(t).$$

Здесь  $r_{см}^{К\pi}$  и  $r_{ДКП}^{К\pi}$  — вклады соответственно от  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания и ДКП распадов, а интерференционный член

$$r_{инт}^{К\pi}(t) = 2\sqrt{r_{см}^{К\pi}(t)}\sqrt{r_{ДКП}^{К\pi}} \cos \phi,$$

где  $\phi$  — неизвестная фаза. В этом выражении  $r_{ДКП}^{К\pi}$  не зависит от времени,  $r_{инт}^{К\pi}(t) \propto t$  и, наконец,  $r_{см}^{К\pi}(t) \propto t^2$ . Таким образом, изучая зависимость  $r_D^{К\pi}(t)$  от времени распада  $D^0$  можно разделить вклады ДКП распадов и  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания.

Для того, чтобы разделить редкий ДКП распад  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  и КР распад  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$  исследовались  $D^0$  от распада  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ . Отбирались события, в которых есть медленный пион того же знака, что и каон от распада  $D^0$ , и для таких событий изучалось распределение по разности масс  $\Delta M = M(D^{*+}) - M(D^0) - M(\pi^+)$ . В эксперименте E691 [126] таким способом был получен следующий результат  $r_{см} = 0,0005 \pm 0,002$ , что соответствует верхнему пределу на вероятность смешивания  $r_{см} < 0,0037$ . Следует подчеркнуть, что такой предел получен с использованием дополнительного предположения о том, что интерференционный член пренебрежимо мал. Хотя некоторые теоретические работы и поддерживают такое предположение, но единого мнения у теоретиков по этому вопросу нет [127]. В эксперименте E791 [128] также изучались неправильные по знаку комбинации в цепочке распада:  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$  с последующим  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  или  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Авторы поставили верхний предел на вероятность смешивания  $r_{см} < 0,0085$ , не делая никаких предположений о величине интерференционного члена.

Распад  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  впервые наблюдался в эксперименте CLEO [129], где было зарегистрировано  $19 \pm 6$  событий, что соответствует

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} = 0,0077 \pm 0,0025 \pm 0,0025.$$

Однако в [129] было невозможно измерить временную зависимость этого распада, а следовательно, и однозначно определить причину его вызвавшую.

В эксперименте на неподвижной мишени E791 возможности для временного разделения эффектов существуют, но, к сожалению, набранная статистика недостаточна для этого. Даже в предположении нулевого вклада от смешивания для  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  наблюдается превышение над фоном только на уровне  $2\sigma$  [128]:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} = 0,0068_{-0,0033}^{+0,0034} \pm 0,0007.$$

Для  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$  получено следующее значение:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+)} = 0,0025_{-0,0034}^{+0,0036} \pm 0,0003.$$

В эксперименте E687 было восстановлено  $20,9 \pm 6,6$  событий ДКП распада  $D^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$ . Отношение вероятности этого распада к вероятности КР распада  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  составило [130]

$$\frac{\Gamma(D^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+)}{\Gamma(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,0072 \pm 0,0023 \pm 0,0017.$$

В эксперименте E791 этот распад был исследован на статистике  $59 \pm 13$  событий. Для отношения вероятности этого распада к вероятности КР распада  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  было получено значение [131]

$$\frac{\Gamma(D^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+)}{\Gamma(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} = 0,0077 \pm 0,0017 \pm 0,0008.$$

Есть основания полагать, что резонансная структура для ДКП распадов отличается от резонансной структуры КР распада  $D^0$ , произошедшего после  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ -перехода (подробное рассмотрение этого вопроса можно найти, например, в [132]).

### 9.3. Поиск $D^0\bar{D}^0$ -смешивания в полулептонных распадах

Метод основан на изучении полулептонного распада  $D^0 \rightarrow Kl\nu$ , в который ДКП распады не дают вклад. Информация о  $D^0\bar{D}^0$ -смешивании в этом случае извлекается из сравнения числа событий с лептоном правильного (т.е. от распада  $D^0 \rightarrow K^+l^- \nu$ ) и неправильного знака (т.е. от распада  $\bar{D}^0 \rightarrow K^-l^+ \nu$ ). В данном случае нет необходимости проводить анализ временной зависимости. Достаточно отобрать события, в которых и  $D^0$ , и  $\bar{D}^0$  распадаются полулептонно. Тогда для нормального распада  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  в событии образуются лептоны разного знака, а в случае  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания — одинакового. Этот метод был применен в эксперименте E615 [133], в котором очарованные частицы образовывались в результате взаимодействия пионов с энергией 225 ГэВ с вольфрамовой мишенью. Изучая количество мюонных пар одного знака, авторы [133] получили верхний предел на величину смешивания  $r_{\text{см}} < 0,0056$  на 90%-ном уровне достоверности. Следует подчеркнуть, что этот результат получен в предположении, что сечение рождения очарованного кварка растет линейно с ростом атомного номера ядра мишени. Более медленный рост сечения приведет к более слабому пределу на смешивание.

### 9.4. Поиск нарушения CP-симметрии в распадах $D^0$

Нарушение CP-симметрии в SM определяется комплексной фазой в матрице Кобаяши–Маскава [69], описывающей переход между кварками. До настоящего времени нарушение CP-симметрии было зарегистрировано только при изучении нейтральных каонов. В рамках SM ожидается, что CP-асимметрия велика в распадах B-мезонов [134]. В ближайшие годы вступят в строй сразу несколько экспериментов, основной целью которых является обнаружение нарушения CP-симметрии в распадах B-мезонов [135]. В отличие от B-мезонов в распадах очарованных частиц CP-асимметрия ожидается гораздо меньше [136]. Поэтому распады очарованных частиц можно использовать для проверки SM и поиска явлений вне SM [137].

Нарушение CP-симметрии приведет к разнице в относительных вероятностях распадов  $D^0$ -мезонов в конечное состояние  $f$  и комплексно-сопряженное состояние  $\bar{f}$ . Для такой асимметрии необходима интерференция по крайней мере двух независимых процессов с ненулевой относительной фазой. Существует три различных типа возможных сигналов CP-асимметрии в распадах нейтральных  $D^0$ .

1. CP-асимметрия в  $D^0\bar{D}^0$ -смешивании. В этом случае асимметрия возникает в результате интерференции пря-

мого распада  $D^0$  в конечное состояние  $f$  и процесса, в котором  $D^0$  превращается в  $\bar{D}^0$  в результате смешивания с последующим распадом  $\bar{D}^0 \rightarrow f$ . В рамках SM такая асимметрия ожидается на уровне  $10^{-3}$ , но надежная оценка затруднена из-за неопределенностей в вычислении вклада далекодействующих эффектов.

2. CP-асимметрия в прямых распадах. Для появления такой асимметрии взаимодействия в конечном состоянии должны привести к возникновению сдвига в фазе, обусловленной сильным взаимодействием, а фазы, обусловленные сильным и слабым взаимодействиями, должны различаться. В этом случае асимметрия может возникать в распадах как нейтральных, так и заряженных мезонов. В SM CP-асимметрия в прямых распадах предсказывается максимальной в КП распадах D-мезонов ( $\sim 10^{-3}$ ) [136].

3. Наконец, CP-асимметрия может возникнуть в результате взаимовлияния прямого распада и  $D^0\bar{D}^0$ -смешивания.

Поиски CP-асимметрии проводились в экспериментах E691 [138], E687 [139], CLEO [140], E791 [141]. Экспериментальная точность измерений приближается к 1%, и на этом уровне нарушение CP-симметрии не обнаружено.

### 9.5. Поиск редких распадов D-мезонов

В последние годы удалось значительно улучшить верхние пределы на относительную вероятность для редких и запрещенных в SM распадов частиц. Нейтральные токи с изменением аромата (НТИА) включают в себя следующие процессы:  $D^0 \rightarrow l^+l^-, \gamma\gamma$  и  $D \rightarrow X\gamma, X\nu\bar{\nu}, Xl^+l^-$ , где  $l$  обозначает электрон или мюон. Такие процессы могут происходить с помощью электромагнитных или слабых пингвинных диаграмм, а также в некоторых случаях за счет вклада от диаграмм типа представленной на рис. 12. Вклады от короткодействующих эффектов ожидаются очень малыми [4] и вычисляются с хорошей точностью. Оценки далекодействующих эффектов содержат большие неопределенности и можно скорее говорить о верхних пределах на такие вклады, чем об их конкретной величине. Вычисления вклада далекодействующих эффектов в вероятность распада  $D^0 \rightarrow \mu\mu$ , сделанные в [142], приводят к верхней оценке в  $3 \times 10^{-15}$ , а для  $D^+ \rightarrow \pi^+ e e (\mu\mu)$  вклад не превышает  $10^{-8}$ . Обнаружение процессов НТИА с вероятностями, превосходящими предсказания SM, будет являться указанием на существование новой физики — физики вне SM. Лучшие экспериментальные ограничения на относительную вероятность таких распадов приведены в табл. 15. Там же приведены верхние пределы на распады с нарушением лептонного числа (НЛЧ) и с нарушением лептонного числа данного семейства лептонов (НЛЧС), существование которых в SM строго запрещено. Такие процессы легко идентифицировать экспериментально, а их наличие будет указывать на существование физики вне SM. Однако все существующие в настоящее время экспериментальные результаты хорошо согласуются с предсказаниями SM.

## 10. Перспективы изучения очарованных частиц

В ближайшие годы можно ожидать существенного прогресса в изучении свойств очарованных частиц. Оста-

Таблица 15. Экспериментальные верхние пределы на редкие и запрещенные в СМ распады

Тип распада	Канал распада	Лучший верхний предел на 90%-ном уровне достоверности, $\times 10^{-5}$	Эксперимент
НТИА	$D^0 \rightarrow e^+e^-$	1,3	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	0,76	WA92 [144]
	$D^0 \rightarrow \rho^0 e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	10 (23)	CLEO [143], E653 [145]
	$D^0 \rightarrow \pi^0 e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	4,5 (18)	CLEO [143], E653 [145]
	$D^0 \rightarrow \eta e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	11 (53)	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \omega e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	18 (83)	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \phi e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	5,2 (41)	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	11 (26)	CLEO [143], E653 [145]
	$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	6,6 (1,8)	E791 [146]
	$D^+ \rightarrow K^+ e^+e^- (\mu^+\mu^-)$	20 (9,7)	E687 [147]
	$D^+ \rightarrow \rho^+ \mu^+\mu^-$	58	E653 [145]
	$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+\mu^-$	43	E653 [145]
	$D_s^+ \rightarrow K^+ \mu^+\mu^-$	59	E653 [145]
	$\Lambda_c \rightarrow p \mu^+\mu^-$	34	E653 [145]
НЛЧС	$D^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$	1,9	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \pi^0 \mu^\pm e^\mp$	8,6	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \rho^0 \mu^\pm e^\mp$	4,9	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \eta \mu^\pm e^\mp$	10	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \omega \mu^\pm e^\mp$	12	CLEO [143]
	$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \mu^\mp e^\pm$	10	CLEO [143]
	$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$	13	E687 [147]
	$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \mu^-$	11	E687 [147]
	$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^\pm e^\mp$	380	CLEO [148]
	$D^+ \rightarrow K^+ \mu^+ e^-$	12	E687 [147]
	$D^+ \rightarrow K^+ e^+ \mu^-$	13	E687 [147]
	НЛЧ	$D^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	11
$D^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ e^+$		11	E687 [147]
$D^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$		8,7	E687 [147]
$D^+ \rightarrow K^- e^+ e^+$		12	E687 [147]
$D^+ \rightarrow K^- \mu^+ e^+$		13	E687 [147]
$D^+ \rightarrow K^- \mu^+ \mu^+$		12	E687 [147]
$D^+ \rightarrow \rho^- \mu^+ \mu^+$		56	E653 [145]
$D_s^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$		43	E653 [145]
$D_s^+ \rightarrow K^- \mu^+ \mu^+$		59	E653 [145]
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^- \mu^+ \mu^+$		70	E653 [145]

новимся сначала на действующих экспериментах, которые не исчерпали еще свой потенциал. К ним необходимо отнести эксперименты на неподвижных мишенях WA89 в CERN, E791 в лаборатории Ферми, а также эксперимент CLEO на электрон-позитронном коллайдере CESR.

В CERN на пучке  $\Sigma^-$ -гиперонов с энергией 330 ГэВ был расположен детектор WA89 [29]. Этот детектор предназначался для изучения свойств барионов. Благодаря тому, что при взаимодействии барионов с мишенью рождается гораздо больше барионов, чем в случае взаимодействия с мишенью других частиц, в эксперименте планировалось зарегистрировать и полностью восстановить по продуктам распада рекордное количество очарованных барионов. Коллаборация WA89 продолжает обработку данных, и к настоящему моменту обработано около 50 % набранной статистики. Поэтому есть все основания надеяться на новые результаты по очарованному бариону.

Коллаборация E791 [28] надеется увеличить количество восстановленных очарованных адронов и превзойти результаты E687 в 2 раза. За счет использования пучка

заряженных пионов (в отличие от фотонов в эксперименте E687) E791 имеет дополнительное преимущество, так как для восстановления очарованных частиц может быть использована дополнительная информация о направлении движения падающих на мишень частиц.

CLEO III [149], очередная модификация установки CLEO, оснащенная современным сверхточным вершинным детектором, приступит к работе в ближайшее время. Одновременно возрастет светимость ускорителя CESR. Хотя будущая физическая программа CLEO III в основном посвящена исследованиям свойств В-мезонов, но огромное количество очарованных адронов, рождающихся в эксперименте, позволяет надеяться на появление новых результатов по исследованию свойств очарованных частиц.

Вступает в строй новое поколение экспериментов на неподвижной мишени. К ним относятся в первую очередь E781 (SELEX) [150] и E831 [151]. Если на установках предыдущего поколения число восстановленных очарованных адронов составляло порядка  $10^5$ , то в новых экспериментах рассчитывают полностью

реконструировать свыше миллиона очарованных адронов. В 1996 г. в лаборатории Ферми приступил к набору данных детектор E781, использующий пучок гиперонов. Здесь планируется получить сотни тысяч очарованных барионов и, в частности, несколько тысяч  $\Omega_c^0$ . На установке E831, представляющей из себя модификацию детектора E687, работавшего на пучке фотонов, планируется за несколько лет работы зарегистрировать и полностью восстановить миллион очарованных мезонов и несколько десятков тысяч очарованных барионов. Следует отметить, что в экспериментах нового поколения планируется существенно снизить уровень фона за счет улучшения идентификации частиц и точности измерений.

Существует также проект установки COMPASS [152]. Основная задача данной установки, которую планируется ввести в строй в 2000 г., — исследовать спектроскопию адронов и, в частности, спектроскопию очарованных адронов. Детектор будет расположен на выведенном пучке пионов с энергией до 300 ГэВ ускорителя SPS в CERN. Планируется восстановить несколько миллионов очарованных адронов. Предложена обширная программа по поиску барионов, состоящих из двух s-кварков и одного легкого кварка.

В настоящее время детально прорабатывается идея детектора CHARM-2000 [153]. Планируется, что он вступит в строй после того, как будет закончена реконструкция основного инжектора Теватрона (протон-антипротонного коллайдера в лаборатории Ферми с энергией пучков по 1 ТэВ), и светимость Теватрона возрастет на порядок. Цель данного эксперимента восстановить до 100 млн очарованных мезонов, миллион  $\Lambda_c^+$  и десятки тысяч  $\Xi_c^+$ ,  $\Xi_c^0$  и  $\Omega_c^0$ .

В барионном секторе увеличение статистики непосредственно приведет к улучшению наших знаний о барионах. В то же время в случае очарованных мезонов уже на существующих экспериментальных установках достигнутая статистическая точность соизмерима с величиной систематических погрешностей. Поэтому наряду с увеличением набранной статистики на первый план выходит задача кардинального улучшения характеристик детектора, позволяющего заметно снизить уровень систематических погрешностей.

В течение последних десяти лет активно обсуждается проект создания специального коллайдера, предназначенного для изучения физики очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов и называемого поэтому тау-чарм-фабрикой [154]. Тау-чарм-фабрика будет представлять из себя электрон-позитронный коллайдер большой светимости ( $L > 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ). Предполагается, что он будет работать в диапазоне энергий в центре масс сталкивающихся пучков от 3 до 5,6 ГэВ. Это позволит, последовательно повышая энергию, изучать образованные практически на пороге рождения (т.е. при энергии пучков, равной массе пары частиц) пары  $\tau^+\tau^-$ ,  $D^+D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$ ,  $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ ,  $\Sigma_c^+\Sigma_c^-$ ,  $\Xi_c^+\Xi_c^-$ ,  $\Omega_c^+\Omega_c^-$  (табл. 16).

Исследование очарованных частиц на пороге рождения имеет сразу несколько преимуществ. Во-первых, при этом достигается наивысшее сечение рождения частиц, так как оно убывает обратно пропорционально квадрату энергии в центре масс. (Часто благодаря наличию очарованных резонансов, например  $\psi''(3,77)$ , который практически всегда распадается на  $D^0\bar{D}^0$  и  $D^+D^-$ , сечение рождения очарованных частиц оказывается еще

**Таблица 16.** Ожидаемое количество событий за год работы тау-чарм-фабрики при указанных энергиях и интегральных светимостях

Тип события	Число событий за год	Энергия в центре масс, ГэВ	Интегральная светимость, $\text{fb}^{-1}$
$D^0\bar{D}^0$	$2,9 \times 10^7$	$\psi''(3,77)$	10
$D^+D^-$	$2,1 \times 10^7$	$\psi''(3,77)$	10
$D_s^+D_s^-/D_s^\pm D_s^{\mp}$	$0,9 \times 10^7$	4,14	10
$\Lambda_c^+\Lambda_c^-$	$0,3 \times 10^7$	4,8	3
$\Sigma_c^+\Sigma_c^-$	$0,1 \times 10^7$	5,2	2
$\Xi_c^+\Xi_c^-$	$0,3 \times 10^6$	5,2	2
$\Omega_c^+\Omega_c^-$	$0,3 \times 10^5$	5,6	1

выше.) Во-вторых, такие исследования проходят в очень благоприятных фоновых условиях. Вблизи порога очарованные частицы образуются в наиболее простых конечных состояниях, содержащих только очарованную частицу и античастицу, потому что не хватает энергии на рождение дополнительных адронов. При этом достигается высокая эффективность отбора, а отсутствие дополнительных частиц и простой способ нормировки позволяют измерить абсолютные значения ширины распадов. Наконец, вблизи порога рождения очарованные адроны образуются практически в покое, а следовательно, и продукты распада этих адронов имеют небольшие импульсы. Частицы таких импульсов легче идентифицировать.

Увеличение статистики очарованных адронов в десятки и сотни раз, несомненно, приведет к новым интересным результатам и позволит решить многие задачи. Ниже перечислены лишь некоторые из них:

1. Детальное (с процентной точностью) измерение времен жизни всех очарованных барионов стимулирует теоретический прогресс в количественном описании соотношения времен жизни очарованных адронов.

2. Измерение с высокой точностью вероятности рождения чисто лептонных распадов мезонов позволит с хорошей точностью измерить константы распада очарованных мезонов.

3. Исследование полулептонных распадов на большой статистике позволит разрешить противоречие между эксклюзивными и инклюзивными измерениями относительных вероятностей полулептонных распадов мезонов, а также с высокой точностью измерить форм-факторы.

4. Много новых открытий ожидается в спектроскопии очарованных частиц, в первую очередь в спектроскопии очарованных барионов. Новая интересная область — очарованные частицы с двойным очарованием.

5. Увеличение статистики в сотни раз позволит исследовать множество редких процессов, которые могут существовать в рамках и за рамками СМ, исследовать эффекты нарушения СР-симметрии в распадах D-мезонов,  $D^0\bar{D}^0$ -смешивание и т.д.

Прошедшие десятилетия были чрезвычайно плодотворны в исследовании физики очарованных частиц. Есть все основания полагать, что и следующее десятилетие принесет много новых интересных результатов.

**Благодарности.** Автор глубоко признателен Л.Б. Окуню за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания и М.В. Данилову за полезные обсуждения, а также С.Я. Барсуку за помощь при подготовке статьи к печати.

## Список литературы

1. Bjorken J D, Glashow S L *Phys. Lett.* **11** 255 (1964); Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964); Tarjanne P, Teplitz V *Phys. Rev. Lett.* **11** 447 (1963); Hara Y *Phys. Rev.* **134** B214 (1964); Amati D et al. *Phys. Lett.* **11** 190 (1964)
2. Владимирский В В, Препринты ИТЭФ-262,-299 (М.: ИТЭФ, 1964); Препринт ИТЭФ-353 (М.: ИТЭФ, 1965)
3. Okun L B *Phys. Lett.* **12** 250 (1964)
4. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
5. Ожунь Л Б *Леттоны и кварки* (М.: Наука, 1981)
6. Aubert J et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1402 (1974)
7. Augustin J-E et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1406 (1974)
8. Abrams G S et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 1953 (1974)
9. Braunschweig W et al. *Phys. Lett. B* **57** 407 (1975)
10. Goldhaber G et al. *Phys. Rev. Lett.* **37** 255 (1976)
11. Peruzzi I et al. *Phys. Rev. Lett.* **37** 569 (1976)
12. Maglich B (Ed.) *Adventures in Experimental Physics* Vol. 5 *Epsilon* (Princeton, N.J.: World Science Education, 1976)
13. Frixione S, Mangano M L, Nason P, Ridolfi G, hep-ph/9702287 (1997)
14. Toki W, in *Invited Talk at the Workshop on Charm Physics, Beijing, China, 1987* (CCAST (World Laboratory) Symposium/Workshop Proc., Vol. 2, Eds M Ye, T Huang) (New York: Gordon and Breach Science Publ., 1988) p. 89; Cords D *Lecture Presented at the Int. School of Elementary Particle Physics, Kupari-Dubrovnik, Yugoslavia* (1977)
15. Bernstein D et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **226** 301 (1984)
16. Bai J Z et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **344** 319 (1994); Bai J Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3021 (1992)
17. Albrecht H et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **275** 1 (1989)
18. Andrews D et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **211** 47 (1989)
19. Kubota Y et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **320** 66 (1992)
20. Decamp D et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **294** 121 (1990)
21. Abreu P et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **303** 233 (1991); **378** 57 (1996)
22. Adeva B et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **289** 35 (1990); Adriani O A et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **302** 53 (1991); Deiters K et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **323** 162 (1992)
23. Ahmet K et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **305** 275 (1991)
24. Albrecht H et al. *Phys. Rep.* **276** 223 (1996)
25. Raab J R et al. *Phys. Rev. D* **37** 2391 (1988)
26. Frabetti P L et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **320** 519 (1992)
27. Alves G A et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3147 (1992)
28. Amato S et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **324** 535 (1993)
29. Alexandrov Yu A et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **324** 535 (1998)
30. Gaillard M K, Lee B W, Rosner J L *Rev. Mod. Phys.* **47** 277 (1975); Ellis J, Gaillard M K, Napoulos D V *Nucl. Phys. B* **100** 313 (1975); Fakirov D, Stech B *Nucl. Phys. B* **133** 1315 (1978); Cabibbo N, Maiani L *Phys. Lett. B* **73** 418 (1978)
31. Chen A et al. *Phys. Rev. Lett.* **51** 634 (1983)
32. Althoff M et al. *Phys. Lett. B* **136** 130 (1984)
33. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **153** 343 (1985)
34. "Review of Particle Physics" *Europ. Phys. J. C* **3** 1 (1996)
35. Goldhaber et al. *Phys. Lett. B* **69** 503 (1977)
36. Вайнберг С *УФН* **132** (10) 201 (1980); Глэшоу Ш *УФН* **132** (10) 219 (1980); Салам А *УФН* **132** (10) 229 (1980)
37. Bartelt J et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3919 (1998)
38. Himel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **44** 920 (1980)
39. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **146** 111 (1984)
40. Gronberg J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3232 (1995)
41. Isgur N, Wise M B *Phys. Rev. Lett.* **66** 1130 (1991)
42. Rosner J L *Comments Nucl. Part. Phys.* **16** 109 (1986)
43. Albrecht H et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 549 (1986)
44. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **221** 422 (1989); **230** 162 (1989); **231** 208 (1989); **232** 398 (1989); **297** 425 (1992); *Z. Phys. C* **69** 405 (1996)
45. Avery P et al. *Phys. Rev. D* **41** 774 (1990); *Phys. Lett. B* **303** 377 (1993); **331** 236 (1994); **340** 194 (1994); Kubota Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1972 (1994)
46. Anjos J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1717 (1989)
47. Frabetti P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 324 (1994)
48. Akers R et al. *Z. Phys. C* **67** 57 (1995); Buskalic D et al. *Phys. Lett. B* **345** 103 (1994); *Z. Phys. C* **62** 1 (1994); *Z. Phys. C* **73** 601 (1997)
49. Besson D, in *Proc. of Int. Europhysics Conf. on HEP, Jerusalem* (1997)
50. Biagi S et al. *Z. Phys. C* **28** 175 (1985)
51. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **288** 367 (1992); Stiewe J, in *Proc. of 26th Int. Conf. on HEP, New York* (1993) p. 1076
52. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **300** 190 (1993)
53. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **338** 106 (1994)
54. Siebert H W, in *Invited Talk at Production and Decay of Hyperons Charm and Beauty Hadrons, Strasbourg, France, 1995*; *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **50** 162 (1996)
55. Аммосов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 241 (1993)
56. Avery P et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4364 (1995); Gibbons L et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 810 (1996); Brandenburg G et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2304 (1997)
57. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **317** 227 (1993)
58. Edwards K W et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3331 (1995); Frabetti P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 961 (1994)
59. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **323** 459 (1994); *Phys. Rev. Lett.* **70** 1381, 1775, 2058 (1993); **71** 827 (1993)
60. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **210** 267 (1988)
61. Prell S, in *Talk at XXXIII Recontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, France, 1998*
62. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **357** 678 (1995)
63. Adamovich M I et al. *Phys. Lett. B* **358** 151 (1995)
64. Bellini G, Bigi I I, Dornan P J *Phys. Rep.* **289** 1 (1998)
65. Guberina B, Ruckl R, Trampetic J *Z. Phys. C* **33** 297 (1986)
66. Волошин М Б, Шифман М А *ЖЭТФ* **91** 1180 (1986)
67. Blok B, Shifman M, in *Proc. of the Third Workshop on the Phys. at a Tau-Charm Factory, Marbella, Spain, June 1993* (Ed. R J Kirkby) (Editions Frontieres, 1994)
68. Richman J D, Burchat P R *Rev. Mod. Phys.* **67** 893 (1995)
69. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
70. Rosner J L *Phys. Rev. D* **42** 3732 (1990); Colangelo P, Nardulli G, Pietroni M *Phys. Rev. D* **43** 3002 (1991); Dominguez C A, in *Workshop on QCD: 20 Years Later, Aachen, Germany, June 9-13 1991*; Shigemitsu J, in *Proc. of 27th Int. Conf. on HEP, Glasgow* (1994) p. 135
71. Aoki S et al. *Prog. Theor. Phys.* **89** 131 (1993)
72. Acosta D et al. *Phys. Rev. D* **49** 5690 (1994)
73. Chadha M et al. *Phys. Rev. D* **58** 3202 (1998)
74. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **382** 299 (1996)
75. Bai J Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4599 (1995)
76. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **309** 483 (1993)
77. Acciarri M et al. *Phys. Lett. B* **396** 327 (1997)
78. Adler J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1375 (1988)
79. Bai J Z et al., SLAC-PUB-7147 (1996)
80. Baltrusaitis R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 1976 (1985)
81. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **336** 605 (1994)
82. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **374** 249 (1996)
83. Kubota Y et al. *Phys. Rev. D* **54** 2994 (1996)
84. Abachi S et al. *Phys. Lett. B* **205** 411 (1988)
85. Wirbel M et al. *Z. Phys. C* **29** 637 (1985); Korner J G, Schuler G A *Z. Phys. C* **38** 511 (1988); Isgur N et al. *Phys. Rev. D* **39** 799 (1989)
86. Ball P, Braun Y M, Dosch H G *Phys. Rev. D* **44** 3567 (1991)
87. Scora D, Isgur N *Phys. Rev. D* **52** 2783 (1995)
88. Lubicz V et al. *Phys. Rev. B* **274** 415 (1992)
89. Brandenburg G et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3804 (1995); Abada A et al. *Nucl. Phys. B* **416** 675 (1994); Allton C R et al. *Phys. Lett. B* **345** 513 (1995)
90. Isgur N, Wise M B *Phys. Rev. D* **42** 2388 (1990)
91. Butler F et al. *Phys. Rev. D* **52** 2656 (1995)
92. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **382** 312 (1996)
93. Adler J et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1821 (1989)
94. Bartelt J et al. *Phys. Lett. B* **405** 373 (1997)
95. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **316** 455 (1993)
96. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **391** 235 (1997)
97. Aitala E M et al. *Phys. Lett. B* **397** 325 (1997)
98. Bajc B, Fajfer S, Oakes R J *Phys. Rev. D* **53** 4957 (1996); Casalbuoni R et al. *Phys. Lett. B* **299** 139 (1993); Ball P *Phys. Rev. D* **48** 3190 (1993)
99. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **269** 234 (1991); *Phys. Lett. B* **303** 368 (1993)

100. Bergfeld T et al. *Phys. Lett. B* **323** 219 (1994); Alexander J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3113 (1995)
101. Vella E et al. *Phys. Rev. Lett.* **48** 1515 (1982)
102. Ballagh H C et al. *Phys. Rev. D* **24** 7 (1981)
103. Anjos J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 722 (1989)
104. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **307** 262 (1993)
105. Anjos J C et al. *Phys. Rev. Lett. D* **45** R12177 (1992)
106. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **313** 260 (1993)
107. Adler J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 89 (1988)
108. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **340** 125 (1994); Akerib D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3070 (1994); Barate R et al. *Phys. Lett. B* **403** 367 (1997)
109. Gibbons L et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 810 (1996)
110. Bai J Z et al. *Phys. Rev. D* **52** 3781 (1995)
111. Artuso M et al. *Phys. Lett. B* **378** 364 (1996)
112. Bigi I I, Fukugita M *Phys. Lett. B* **91** 121 (1980)
113. Albrecht H et al. *Phys. Lett. B* **158** 525 (1985)
114. Albrecht H et al. *Z. Phys. C* **33** 359 (1987)
115. Lipkin H J *Phys. Lett. B* **90** 710 (1980); Bauer M, Stech B *Phys. Lett. B* **152** 380 (1985); Donoghue J F *Phys. Rev. D* **33** 1516 (1986)
116. Bauer M, Stech B, Wirbel M *Z. Phys. C* **34** 103 (1987)
117. Wirbel M *Nucl. Phys. B* **268** 33 (1988)
118. Abrams G S et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** 481 (1979)
119. Baltusaitis R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 150 (1985)
120. Блок Б Ю, Шифман М А *ЯФ* **45** 135, 301, 522 (1987)
121. Wolfenstein L *Phys. Lett. B* **164** 170 (1985); Kaeding T A *Phys. Lett. B* **357** 151 (1995)
122. Gaillard M K, Lee B W *Phys. Rev. D* **10** 897 (1974); Datta A *Phys. Lett. B* **154** 287 (1985)
123. Donoghue J et al. *Phys. Rev. D* **33** 179 (1986)
124. Gladding G E, in *Proc. of the Fifth Int. Conf. on Phys. in Collision, Autumn, France, 1985*
125. Bigi I, Sanda A I *Phys. Lett. B* **171** 320 (1986); Chau L L, Cheng H Y *Phys. Lett. B* **280** 281 (1992)
126. Anjos J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1239 (1988)
127. Blaylock G, Seiden A, Nir Y *Phys. Lett. B* **355** 555 (1995); Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **75** 2460 (1995)
128. Aitala E M et al. *Phys. Rev. D* **57** 13 (1998)
129. Cinabro D et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1406 (1994)
130. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **354** 486 (1995)
131. Aitala E M et al. *Phys. Lett. B* **404** 187 (1997)
132. Liu T, in *Proc. of the Workshop on the Tau/Charm Factory, Argonne, 1995*; hep-ph/9508415.
133. Louis W C et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 1027 (1986)
134. Carter A B, Sanda A I *Phys. Rev. Lett.* **45** 952 (1980); *Phys. Rev. D* **23** 1567 (1981); Bigi I I, Sanda A I *Nucl. Phys. B* **193** 85 (1981); **281** 41 (1987)
135. Semenov S, in *Proc. of Int. Europhysics Conf. on HEP, Jerusalem (1997)*
136. Golden M, Grinstein B *Phys. Lett. B* **222** 501 (1989); Close F E, Lipkin N J *Phys. Lett. B* **372** 306 (1996)
137. Le Yaouanc A, Oliver L, Raynal J-C *Phys. Lett. B* **292** 353 (1992)
138. Anjos J C et al. *Phys. Rev. D* **44** R3371 (1991)
139. Frabetti P L et al. *Phys. Rev. D* **44** R2953 (1994)
140. Bartelt J et al. *Phys. Rev. D* **52** 4860 (1995)
141. Aitala E M et al. *Phys. Lett. B* **403** 377 (1997); **421** 405 (1998)
142. Hewett J L, hep-ph/9505246 (1995)
143. Freyberger A et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3065 (1996)
144. Adamovich M et al. *Phys. Lett. B* **353** 563 (1995)
145. Kodama K et al. *Phys. Lett. B* **345** 85 (1995)
146. Aitala E M et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 364 (1996)
147. Frabetti P L et al. *Phys. Lett. B* **398** 239 (1997)
148. Haas P et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1614 (1988)
149. Preprint CLNS 94/1277, 1994
150. Procario M, in *Proc. of Int. of Particle and Nuclear Phys., Montana, 1997*
151. Cheung H W K *Invited Talk at Production and Decay of Hyperons Charm and Beauty Hadrons, Strasbourg, France, 1995*; *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **50** 154 (1996)
152. Baum G et al., Preprint CERN-SPSLC-96-14 (1996)
153. Kaplan D M *Invited Talk at Production and Decay of Hyperons Charm and Beauty Hadrons, Strasbourg, France, 1995*; *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **50** 260 (1996)
154. Kirkby J, Preprint CERN-PPE-96-112 (1996)

## Physics of charmed hadrons

S.V. Semenov

State Scientific Center of Russian Federation 'Institute for Theoretical and Experimental Physics',  
ul. B. Chermushkinskaya 25, 117259 Moscow, Russian Federation  
Tel. (095) 129-96-06  
E-mail: ssemenov@iris1.itep.ru

Twenty five years that have passed since the experimental discovery of the first charmed particle have been extremely successful for the physics of charmed particles. In the 30 odd experiments conducted over this period, a large number of states of charmed mesons and baryons have been observed, over a thousand decay channels studied, and lifetimes measured. In the present paper, basic experimental results are reviewed and prospects for the nearest future are discussed.

PACS numbers: 13.25.Ft, **13.85.-t**, 14.20.Rq, 14.40.Lb

Bibliography — 154 references

Received 18 January 1999