

**ИЗМЕРЕНИЕ РЕАКЦИИ ПОНТЕКОРВО $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$
ДЛЯ АННИГИЛЯЦИИ
ПОКОЯЩИХСЯ АНТИПРОТОНОВ**

В.Г.Аблеев, Г.Манева, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,
А.М.Рождественский, М.Г.Сапожников, П.П.Темников,
В.И.Третьяк, И.В.Фаломкин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Адамо, К.Кикало, А.Мазони, Д.Пудду, С.Серчи, Д.Усаи
Физический факультет университета Кальяри,
секция ИНФН в Кальяри, Кальяри, Италия

М.Аньелло, Б.Минетти, Ф.Яцци
Туринский политехнический институт, секция ИНФН в Турине,
Турин, Италия

Ф.Балестра, Д.К.Бонаццола, Т.Брессани, М.П.Бусса, Л.Буссо,
Р.Гарфанини, А.Грассо, П.Джианотти, Д.Дзоси, Ф.Д'Исеп,
Д.Кальво, П.Черелло, С.Коста, А.Маджора, С.Марчелло,
Д.Панциери, Г.Пираджино, Е.Росетто, Ф.Тозелло, Л.Фава,
А.Феличелло, Л.Ферреро
Институт физики Туринского университета,
секция ИНФН в Турине, Турин, Италия

Л.Вентурелли, А.Донзелла, М.Коррадини, И.Лоди-Риццини
Факультет электроники и автоматизации университета Брешии,
секция ИНФН в Турине, Брешия, Италия

Д.Бендишоли, А.Зенони, П.Монтанья, А.Ротонди,
П.Сальвини, В.Филиппини
Факультет ядерной и теоретической физики университета Павии,
секция ИНФН в Павии, Павия, Италия

А.Бертин, М.Бруски, С.Векки, М.Вилла, А.Витале, Д.Галли,
С.Де Кастро, А.Дзокколи, М.Каппони, У.Маркони, И.Масса,
М.Пиччинини, Н.Семприни-Чезари, П.Спиги
Физический факультет университета Болоньи,
секция ИНФН в Болонье, Болонья, Италия

П.Бокаччио, Л.А.Вануччи, Д.Ведовато, У.Гастальди,
М.Ломбарди, Д.Марон, Р.А.Риччи
Национальная лаборатория ИНФН в Леньяро, Леньяро, Италия

К.Гуаральдо, А.Ланаро, В.Лукерини
Национальная лаборатория ИНФН во Фраскати, Фраскати, Италия

Д.В.Маргаглиотти, Д.Паули, С.Тессаро
Институт физики университета Триеста, секция ИНФН в Триесте,
Триест, Италия

М.Морандо
Физический факультет университета Падуи,
секция ИНФН в Падуе, Падуя, Италия

М.Поли
Факультет энергетики университета Флоренции,
секция ИНФН в Болонье, Болонья, Италия

Л.Сантти
Институт физики университета Удино,
секция ИНФН в Триесте, Удино, Италия

Представлены результаты нового измерения вероятности реакции $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Найдено 77 событий данной реакции в разных конфигурациях триггера, что соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}.$$

Получено первое указание на наблюдение реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Measurement of the Pontecorvo Reaction $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ for the Antiproton Annihilation at Rest

V.G.Ableev et al.

We presented the results of the new measurements of the reaction $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ for the antiproton annihilation at rest. A total of 77 events of this reaction have been found in different trigger configurations. The branching ratio of the reaction is

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1.20 \pm 0.14) \cdot 10^{-5}.$$

The first indication of the observation of another Pontecorvo reaction $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ was obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

1. Введение

Спектрометр OBELIX [1], действующий на выведенном пучке накопителя LEAR в ЦЕРН, предназначен для изучения аннигиляции антипротонов и антинейтронов для целей мезонной спектроскопии, а также для исследования различных экзотических каналов аннигиляции антипротонов с ядрами. К настоящему времени набрано около 25 миллионов событий $\bar{p}p$ - и $\bar{n}p$ -аннигиляции с различными триггерами. В данном сообщении приводятся результаты измерений вероятности реакции Понтекорво



для аннигиляции покоящихся антипротонов.

Б.М.Понтекорво еще в 1956 г. [2] обратил внимание на возможность нетривиальных реакций аннигиляции, которые запрещены на свободном нуклоне, но разрешены на нуклоне, связанном в ядре. При обычной аннигиляции антипротонов на нуклоне всегда должны образовываться как минимум два мезона. Однако в аннигиляции антипротонов на ядрах возможны реакции, когда в конечном состоянии образуется только один мезон, например



или аннигиляция, когда в конечном состоянии совсем нет мезонов:



К сожалению, экспериментальная информация о реакциях Понтекорво очень скудна. Реакция (1) наблюдалась для аннигиляции покоящихся антипротонов [3—5] и было измерено, что ее вероятность $W(\pi^- p)$ находится на уровне нескольких единиц на 10^{-5} . Реакции (2) недавно обнаружены коллаборацией Crystal Barrel [6]. В эксперименте [4] было получено верхнее значение для вероятности реакции (3) для покоящихся антипротонов: $W(K^+\Sigma^-) < 8 \times 10^{-6}$. Реакции безмезонной аннигиляции (4)—(5) до сих пор не наблюдались.

Интерес к изучению реакций Понтекорво мотивирован тем, что такие процессы чувствительны к поведению высокоимпульсной компоненты волновой функции ядра, где ненуклонные степени свободы долж-

ны играть важную роль. В стандартном подходе реакции (1) — (3) можно рассматривать как двухступенчатые процессы, показанные на диаграммах рис.1. После аннигиляции антипротона на каком-либо нуклоне дейтерия рождаются два высокоэнергичных мезона с $T_{kin} \approx m_N$, а затем один из мезонов поглощается на другом нуклоне дейтерия. Ясно, что в таком процессе невозможно добиться сохранения энергии-импульса на каждой стадии и виртуальность частиц в промежуточном состоянии должна быть очень велика $\approx m_N$. Поэтому данные реакции должны быть очень чувствительны к малым межнуклонным расстояниям в дейтроне.

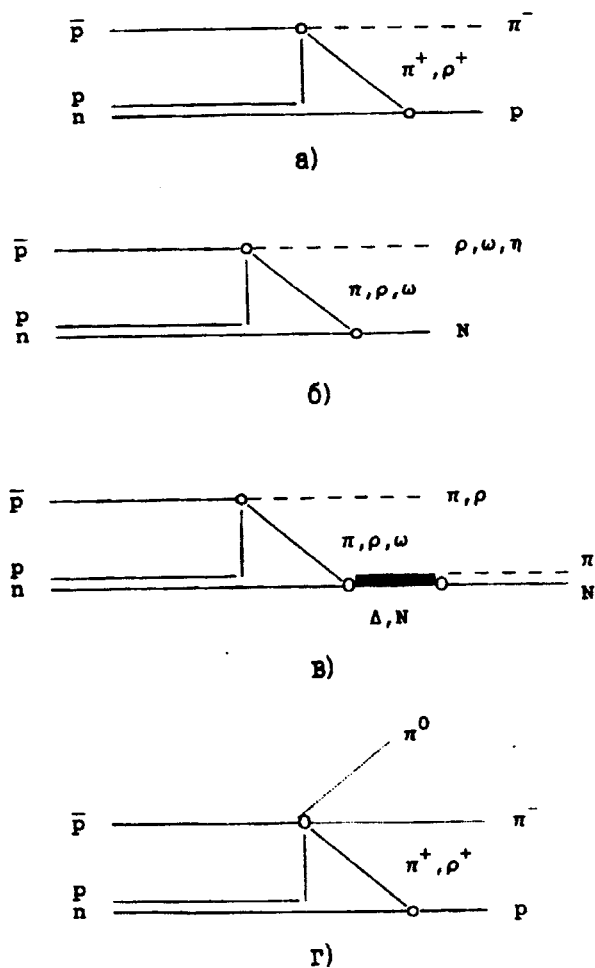


Рис.1. Диаграммы реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow M + N$

Это заключение подтверждается результатами конкретных вычислений реакций (1) — (4), которые были сделаны в работах [7—9]. Оказалось, что вероятность реакций Понтекорво сильно зависит от выбора дейтронной волновой функции. Причем можно сделать вывод [7], что стандартное рассмотрение на основе диаграмм рис.1 приводит к малым значениям вероятности реакции (1) (на уровне нескольких единиц на 10^{-6}).

Существуют альтернативные подходы, рассматриваемые в работах [10—13]. Так, в [10] рассчитана вероятность реакций (1), (3) в модели испарения фибрбола с ненулевым барионным зарядом. Эта модель предсказывает, что вероятность реакции (3) должна быть на уровне $\approx 10^{-6}$, т.е. чуть-чуть меньше существующего экспериментального предела. Этот вывод резко контрастирует с предсказаниями моделей перераспределения, которые дают $W(K^+\Sigma^-) \approx 10^{-8}$ [7,8]. Чтобы получить экспериментальное значение вероятности реакции (1), необходимо предположить, что фибрболы образуются в 10% всех событий аннигиляции.

В другом подходе [11,12] реакции Понтекорво рассчитывались на основе информации о кроссинг-процессах, с использованием либо метода «квазидетального баланса» [12], либо более продвинутой техники расчета реджевских диаграмм [11]. В работе [11] предсказывается, что вероятность процессов (3) должна быть между оптимистическими оценками [10] и теми, что следуют из двухступенчатых моделей [7—9].

В принципе, можно рассматривать реакции Понтекорво в терминах кварковых диаграмм, аналогичных приведенной на рис.2, когда антикварки антипротона аннигилируют с кварками обоих нуклонов. Определенный шаг в этом направлении был сделан в работе [13], в которой рассматривалось влияние примесей многокварковых конфигураций в волновой функции дейтрона.

Оказалось, что введение примеси б q -состояний на уровне 0,3% позволяет получить вероятность реакции (1), которая совпадает с экспериментальным значением.

Важно заметить, что определение реакций Понтекорво как процессов, запрещенных при аннигиляции на свободном нуклоне, но разрешенных на связанном нуклоне, охватывает

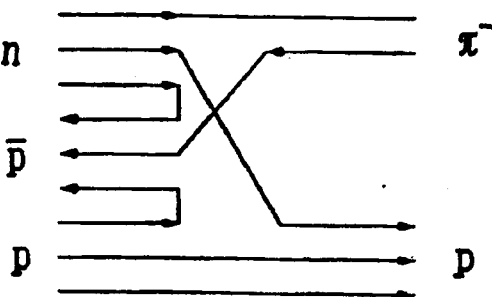


Рис.2. Кварковая диаграмма реакции Понтекорво

довольно широкий класс процессов (см. более подробный анализ в [14]). Это не только безмезонная аннигиляция (4)—(5) или одномезонная аннигиляция типа



где M — любой мезон, например $\eta, \rho, \omega \dots$ т.д. (см. диаграмму рис.16).

К реакциям Понтекорво относятся также реакции с рождением резонансов



где N^* — любой барионный резонанс, типа $\Delta(1232)$ или $N(1540)$ (см. диаграмму рис.1в).

В принципе к реакциям Понтекорво нужно относить все процессы типа (6) или (7), в которых характеристики мезонной системы M (например, ее эффективная масса) отличаются от тех, которые возможны при аннигиляции на свободном нуклоне. Первые оценки вероятности реакций Понтекорво (6) с разными мезонами в конечном состоянии были сделаны в работе [15]. Было предсказано, что вероятность реакции $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ может оказаться в два раза большей, чем $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$.

Суммируя существующую экспериментальную и теоретическую ситуацию с реакциями Понтекорво, можно сказать, что такие исследования необходимы для выяснения роли ненуклонных степеней свободы в дейтроне. Поскольку реакции типа (1)—(2) являются простейшими реакциями двухчастичной аннигиляции, можно надеяться, что их изучение окажется полезным для изучения процессов двухнуклонной аннигиляции антипротонов в ядрах.

2. Экспериментальная установка

OBELIX — это магнитный спектрометр для регистрации заряженных и нейтральных частиц. Он состоит из четырех детекторов, размещенных внутри и около открытого магнита с аксиальным полем (OAFM), который обеспечивает поле 0,5 Тл в объеме $\approx 3 \text{ м}^3$ (рис.3). Детекторы OBELIX таковы:

1) SPC — спиральная проекционная камера — вершинный детектор, который дает информацию о трех координатах для заряженных треков и может регистрировать рентгеновские кванты;

2) TOF — система для измерения времени пролета — два коаксиальных цилиндра пластиковых сцинтилляторов. Внутренний цилиндр состоит из 30 счетчиков, размещенных в 20 см от оси пучка, внешний цилиндр состоит из 84 счетчиков, расположенных на расстоянии 140 см

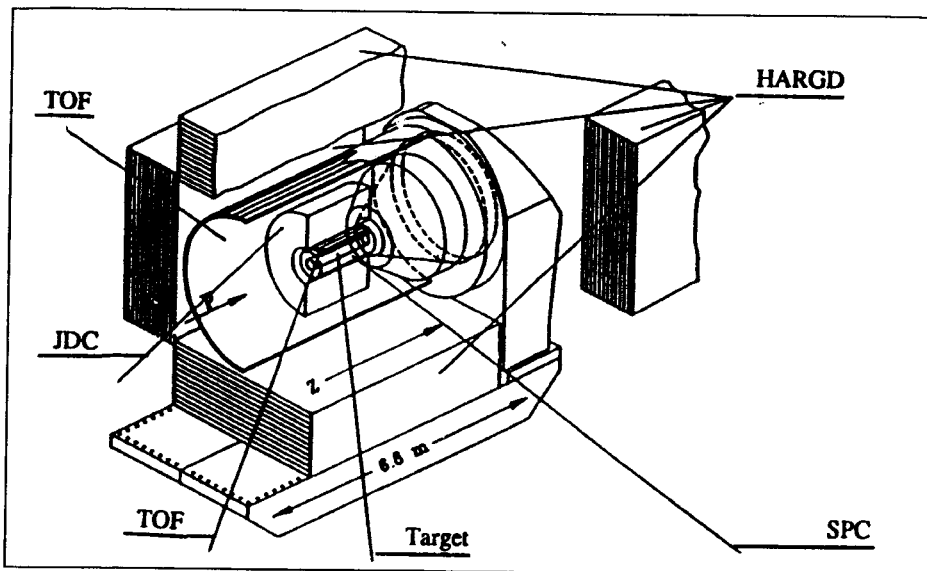


Рис.3. Схема установки OBELIX (см. описание отдельных детекторов в тексте)

от оси пучка. Характерное временное разрешение системы составляет 500 пс (FWHM);

3) JDC — струйная дрейфовая камера (использованная ранее в эксперименте на AFS-спектрометре в ЦЕРН) — измеряет углы и импульсы частиц, а также позволяет проводить идентификацию частиц по измерениям dE/dX . Детектор состоит из двух цилиндрических половинок (160 см в диаметре и 140 см длиной), имеет 3380 чувствительных проволочек, объединенных в 82 азимутальных сектора по 4° каждый. Секторы, в свою очередь, объединены в три цилиндрических слоя — короны. Съем информации идет через 100 МГц 8 бит FADC-систему считывания с обоих концов проволочек. Характерное пространственное разрешение составляет $\sigma_z = 12$ мм, $\sigma_{r\phi} = 200$ мкм. Разрешение по импульсам, которое было измерено при 928 МэВ/с для моноэнергетических пионов от реакции $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$, составило 3,5%.

4) HARGD — детектор гамма-квантов — электромагнитный калориметр, состоящий из четырех модулей из плоскостей (3×4 м²) стримерных трубок, прослоенных свинцовыми листами.

Во время набора представляемых в этой статье данных детекторы SPC и HARGD не были отлажены в полной мере, и информация от них не была использована в настоящем анализе.

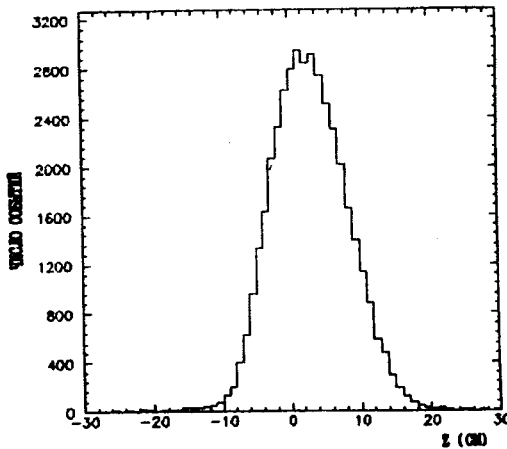


Рис.4. Распределение вершин аннигиляции по оси пучка

Антипротоны с импульсом 105 МэВ/с от LEAR останавливались в цилиндрической газовой мишени, наполненной дейтерием при атмосферном давлении. Длина мишени составляла 100 см. Распределение вершин аннигиляции по оси пучка показано на рис.4. Можно видеть, что антипротоны останавливаются в довольно ограниченной области около центра мишени, ширина распределения по оси пучка составляет $\sigma_z = 5$ см.

Триггер был выбран таким образом, чтобы отбирать две заряженные частицы, летящие друг против друга с большими импульсами. Относительное положение двух половинок JDC было специально отъюстировано по событиям от реакции $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$, которые были набраны в тот же период времени. Эти же данные использовались для калибровки системы TOF.

Было использовано две конфигурации триггера.

Триггер А — требовалось, чтобы входящий в мишень антипротон дал совпадение сигналов в тонком (100 мкм) пучковом сцинтилляторе и счетчиков во внутреннем и внешнем слоях системы TOF, включенных в так называемую back-to-back корреляцию. Back-to-back корреляция определялась следующими требованиями:

- только два отсчета во внутреннем слое TOF между противоположными счетчиками, выбранными по правилу «один — три». То есть если частица попала в один счетчик, то другая частица должна вызвать срабатывание любого из трех счетчиков, лежащих напротив первого.

- только два срабатывания во внешнем слое TOF, где в триггер были включены две группы счетчиков, по два счетчика в каждой. Положение этих групп счетчиков было фиксировано.

Триггер Б имел такие же условия для внутреннего TOF, как и триггер А. Отличие его состояло в том, что во внешнем слое TOF были активированы две группы из трех счетчиков в каждой.

Важным отличием экспериментальных условий при работе с триггерами А и Б было то, что при наборе статистики с триггером А камера SPC была убрана и заменена большой дейтериевой мишенью диаметром

30 см. Поэтому для данных, набранных с этим триггером, не было проблем с аннигиляцией на стенках мишени. Данные с триггером Б получены с малой мишенью (диаметром 6 см), где некоторая часть аннигиляций происходила на стенках мишени. К счастью, можно были выделить аннигиляции на майларе мишени как по измерению положения вершины, так и по информации о времени пролета во внутреннем слое TOF. Продукты аннигиляции антипротонов, остановившихся в газе, достигают счетчиков внутреннего слоя TOF позже, чем частицы от аннигиляции на майларе. Эта задержка, связанная с временем, которое антипротон тратит на каскад в атоме, существенно помогает при выделении событий аннигиляции в газе. Для подавления аннигиляции на майларе сигнал триггера вырабатывался в воротах длительностью 15 нс, которые были сдвинуты по времени таким образом, чтобы не запускать установку от быстрых аннигиляций на майларе. Это приводило к довольно существенному снижению сигналов от аннигиляции на майларе до уровня 4% от всех событий аннигиляции. Без использования такой схемы выработки триггерного сигнала процент событий, в которых аннигиляция произошла на майларе мишени, составляет 17%.

Всего было набрано $6,5 \cdot 10^4$ событий с триггером А, $6,4 \cdot 10^4$ событий с триггером Б и $6,5 \cdot 10^4$ событий с минимальным триггером, когда просто требовалось, чтобы антипротон вошел в мишень.

3. Анализ данных

3.1. Процедура идентификации реакций

При реконструкции событий требовалось наличие вершины в области мишени. Если при фитировании треков было невозможно определить координаты вершины, что часто происходило из-за высокой степени коллинеарности изучаемых треков, то параметры трека определялись путем экстраполяции в точку, минимально отстоящую от оси пучка.

Рассматривались только события с двумя треками от частиц с противоположными зарядами. К качеству трека предъявлялись следующие требования:

- длина трека L должна быть $L > 50$ см;
- трек должен пройти через все три короны JDC (т.е. иметь полярный угол $\Theta > 41^\circ$).

Симулирование по Монте-Карло показывает, что требованию к качеству трека удовлетворяют 81 (64)% событий от реакции Понтекорво

для триггера А (Б). Была введена также дополнительная коррекция на то, что трек может быть искусственно укорочен либо из-за неэффективности последней короны JDC, либо из-за неэффективности программы реконструкции. Эта коррекция оказалась равной 0,84.

Требованию качества треков удовлетворяют 32098 событий с триггером А и 21565 событий с триггером Б.

События от реакции Понтекорво имеют очень определенные признаки: при аннигиляции в покое импульсы π -мезона и протона должны быть равны 1,246 ГэВ/с, а угол между ними должен быть 180° . Есть две реакции с несколько похожими кинематическими характеристиками у заряженных частиц:

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n, \quad (8)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow K^+ + K^- + n, \quad (9)$$

При аннигиляции покоящихся антипротонов на свободном протоне в два π (K)-мезона их импульсы фиксированны $p_\pi = 0,928$ ГэВ/с ($p_K = 0,8$ ГэВ/с), и частицы разлетаются в строго противоположном направлении. Когда \bar{p} аннигилирует на протоне, связанном в ядре дейтерия, ферми-движение размывает импульсное распределение мезонов и разрушает коллинеарность разлета.

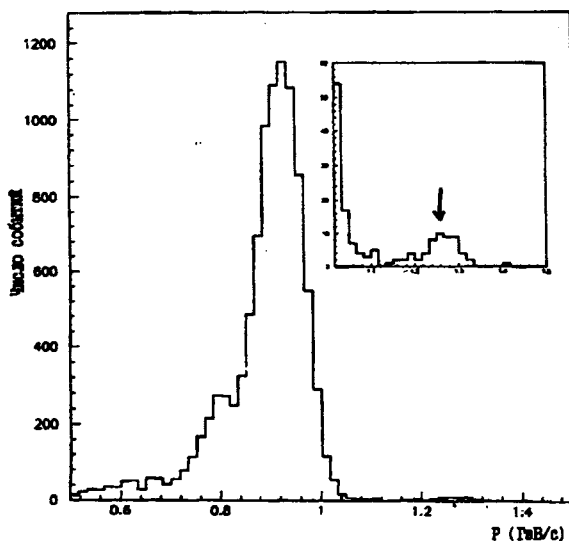


Рис.5. Импульсное распределение положительно заряженных частиц в коллинеарных событиях (угол между двумя треками $\Theta \geq 175^\circ$). На врезке показана высокоимпульсная часть спектра

На рис.5 показано импульсное распределение положительных частиц для коллинеарных событий (с углом разлета $\Theta_{12} \geq 175^\circ$). Можно видеть отчетливый пик при 0,93 ГэВ/с от аннигиляции в $\pi^+ \pi^-$, а также некоторую структуру при 0,8 ГэВ/с от аннигиляции в $K^+ K^-$.

Виден также некоторый сигнал от реакции Понтекорво (1) при 1,24 ГэВ/с (см. также вставку на рис.5, где показана высокоимпульсная часть спектра).

На рис.6 представлен двумерный график импульсов положительных и отрицательных частиц в коллинеарных событиях. Видно, что события с приблизительно одинаковыми импульсами у обеих частиц аккумулируются в две области, соответствующие реакциям (8) и (9). Различима также третья область, с существенно меньшим числом частиц, которая соответствует реакции (1). Видно, что она хорошо отделена от других областей. Такое отсутствие сильного фона облегчает процедуру идентификации.

Критерии отбора реакции Понтекорво выбирались таким образом, чтобы через кинематический фит проходило как можно больше полезных событий, а фон подавлялся на основе дополнительных физических критериев. Были использованы следующие критерии отбора:

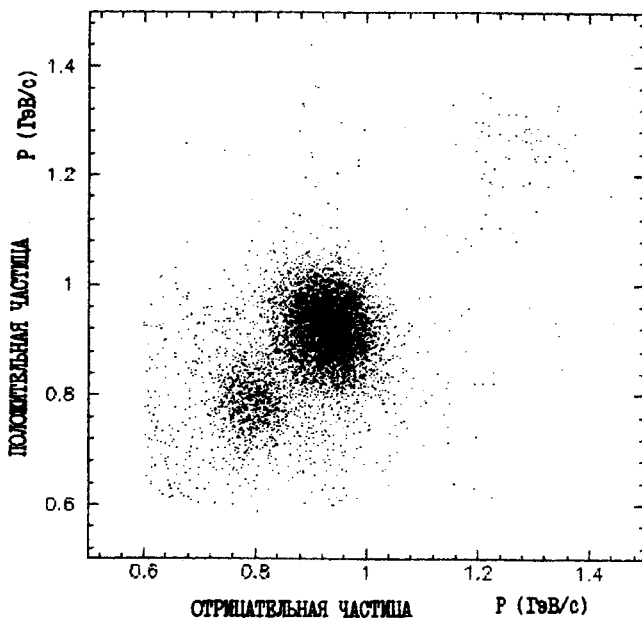


Рис.6. Двумерное распределение по импульсам положительных и отрицательных частиц у коллинеарных событий

1) Чтобы подавить фон от канала $\pi^- \pi^+ n$, вероятность которого на два порядка превышает вероятность искомой реакции Понтекорво, были отобраны события, для которых вероятность гипотезы $\pi^- \pi^+ n$ составляла $< 10^{-6}$.

Этому условию удовлетворяли 106 событий из триггера А (61 событие для триггера Б).

2) Для дальнейшего отбора использовалась информация о времени пролета частиц. Поскольку скорость π -мезонов с импульсами > 1 ГэВ/с есть $\beta \approx 1$, а β протонов с такими же импульсами составляет $\approx 0,8$, был введен критерий отбора для скорости положительно заряженной частицы $\beta^+ < 0,9$.

Как показывает моделирование реакции (1) по Монте-Карло, 90% полезных событий удовлетворяет этому условию отбора.

Этот критерий отбора проходят 93 события для триггера А и 42 события для триггера Б.

3) Наконец, была осуществлена проверка искомой гипотезы (1). Для этого отбирались события, для которых кинематический фит давал

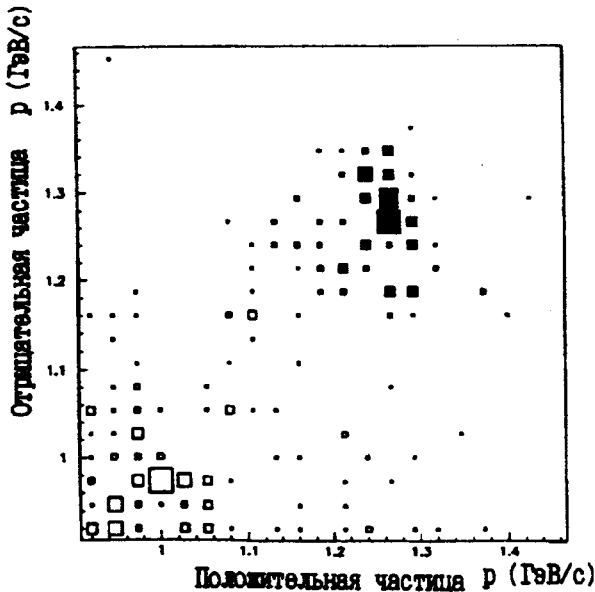


Рис. 7. Двумерное распределение по импульсам положительных и отрицательных частиц у коллинеарных событий. Черными квадратами помечены события, удовлетворяющие всем трем критериям отбора для реакций Понтекорво

значение вероятности гипотезы (1) $< 96\%$. Этому условию удовлетворяют 54 события из триггера А и 23 события триггера Б.

На рис.7 представлен двумерный график импульсов положительно и отрицательно заряженных частиц. Черными квадратами показаны события, прошедшие все три критерия отбора. Явно выделяется группа событий в районе 1,25 ГэВ/с от реакции Понтекорво (1).

3.2. Определение эффективности регистрации и выходов реакции

Для определения вероятности реакции (1) были введены следующие поправки:

— ϵ_{geom} — коррекция на геометрический аксептанс установки. Она определена по Монте-Карло с учетом размытия пучка и реальной точности детекторов;

— ϵ_{trig} — эффективность триггера. Она определена на основе просмотра событий, полученных в минимальном триггере. Просмотр событий проводился с помощью программы, показывающей на дисплее компьютера пространственное расположение треков события и сработавших счетчиков TOF. Оказалось, что в 3% случаев трек, прошедший через счетчик внутреннего слоя TOF, не вызвал его срабатывания;

— ϵ_{track} — коррекция на укорачивание трека (см. раздел 3.1), которая определялась на основе просмотра событий, набранных с тем или иным триггером;

— ϵ_r — эффективность программы реконструкции; она также определялась путем просмотра данных с минимальным триггером;

— ϵ_f — коррекция на эффективный объем. Для триггера А, в котором использовалась большая 30 см мишень, эта коррекция определялась в предположении, что радиус эффективного объема составляет 5 см.

— ϵ_{MC} — эффективность регистрации, показывающая, какая часть полезных событий реакции (1) проходит через критерии отбора, используемые при идентификации (включая критерии качества треков). Эта коррекция определялась моделированием событий от реакции (1) по Монте-Карло. Разыгрывание проводилось с учетом реальных эффективностей детекторов, смоделированные события реконструировались той же программой обработки, что и реальные данные. Представление о степени адекватности Монте-Карло можно получить из рис.8, на котором приведено импульсное распределение для коллинеарных событий. Сплошной линией показан фит экспериментальных данных двумя гауссианами, соответствующими импульсному распределению событий от

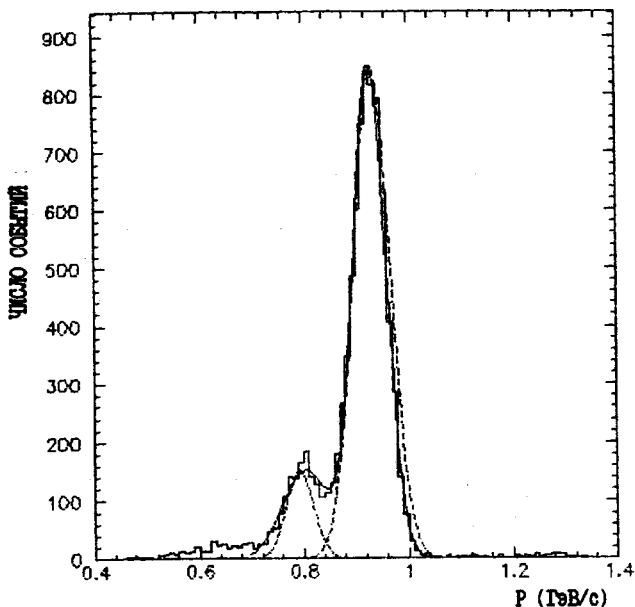


Рис.8. Импульсное распределение для коллинеарных событий. Сплошной линией показан фит двумя гауссианами, которые соответствуют импульсным распределениям событий от реакций (8) и (9). Пунктирной линией показан результат моделирования этих реакций по Монте-Карло с учетом реального разрешения детекторов

реакций (8) и (9). Пунктиром обозначены результаты симулирования этих реакций по Монте-Карло.

Вероятность реакции (1) определялась по формуле

$$BR = N/EN_m, \quad (10)$$

где E — общая эффективность

$$E = \epsilon_r \epsilon_{track} \epsilon_{trig} \epsilon_f \epsilon_{MC} \epsilon_{geom},$$

N — число событий реакции Понтекорво (1), N_m — полное число аннигиляций в газе мишени. Некоторая доля антипротонов могла аннигилировать в тонком (100 мкм) входном сцинтилляционном счетчике и во входном окне мишени, которое сделано из майлара толщиной 23 мкм. Было оценено, что доля таких антипротонов составляет (0,5–0,8) % от N_m .

Численные значения коэффициентов, используемых в (10), приведены в табл.1.

Таблица 1. Определение вероятности реакции Понтекорво.
E — полная эффективность регистрации реакции

| | Триггер А $\bar{p}d-\pi^-p$ | Триггер Б $\bar{p}d-\pi^-p$ |
|---------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| <i>N</i> (Φ) | 54 | 23 |
| <i>ε</i> _{MC} | 0,74 | 0,57 |
| <i>ε</i> _{track} | 0,84 | 0,84 |
| <i>ε</i> _{geom} | 0,008 | 0,011 |
| <i>ε</i> _{trig} | 0,97 | 0,97 |
| <i>ε</i> _r | 0,81 | 0,89 |
| <i>ε</i> _f | 0,975 | 1,0 |
| <i>E</i> | 0,00380 | 0,00464 |

Подставляя числа из табл.1 в (10), получаем

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,19 \pm 0,16) \cdot 10^{-5} \text{ для триггера А;} \\ = (1,23 \pm 0,26) \cdot 10^{-5} \text{ для триггера Б.}$$

Взвешенное среднее этих двух значений равно

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}. \quad (11)$$

3.3. Анализ фоновых процессов

Для реакции Понтекорво (1) имеются следующие фоновые процессы с двумя заряженными частицами с большими импульсами:

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n, \quad (8)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p \\ \rightarrow \pi^- + \pi^0. \quad (12)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow M^- + p \\ \rightarrow \pi^- + \pi^0. \quad (13)$$

В предыдущих экспериментах [3—5] по изучению реакции Понтекорво (1) в качестве фона рассматривалась только реакция (8). Два π -мезона, которые образуются в этой реакции, имеют импульсное распределение в районе $p_\pi = 0,928$ ГэВ/с, размытое за счет ферми-двиге-

ния. Однако ферми-движение не может приводить к увеличению импульсов одновременно у обоих мезонов, оно не может «забросить» сразу два импульса в район 1,2 ГэВ/с, характерный для реакции Понтекорво. Интервал в 300 МэВ/с между типичными импульсами в реакциях (1) и (8) слишком велик также в сравнении с нашим импульсным разрешением, которое составляет 3,5% в области 1 ГэВ/с. Поэтому примесь событий реакции (8) мала. Симулирование по Монте-Карло показывает, что для имеющейся статистики событий реакции (8) (порядка нескольких тысяч) ни одно из событий не проходит через критерии отбора 1)–3), которые были использованы для отбора реакций Понтекорво.

Наш анализ показал, что основным фоном для реакции (1) являются процессы (12)–(13), которые представляют собой тоже двухчастичную аннигиляцию типа реакций Понтекорво. Реакция (12) есть рождение одного ρ -мезона, что запрещено в аннигиляции на свободном нуклоне. Протон в этой реакции должен иметь импульс около 1,116 ГэВ/с, который «размазывается» из-за конечной ширины ρ . Это размытие не очень большое и характеризуется $\sigma \approx 40$ МэВ/с.

В реакции (13) образуются два π -мезона с эффективной массой $M_{\pi\pi}$ в районе $2m_{\pi} < M_{\pi\pi} < m_{\rho}$. Такой процесс также невозможен при

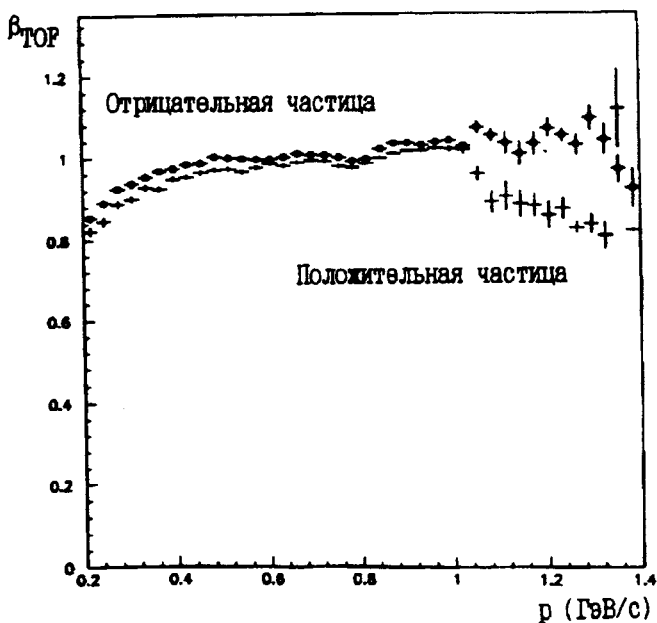


Рис.9. Скорость β для положительных и отрицательных частиц, зарегистрированных в триггере А как функция их импульса

аннигиляции на свободном нуклоне. На диаграмме рис. 1г показано, как могла бы происходить эта реакция. В начале могли образоваться три π -мезона, один из которых поглотился бы на одном нуклоне дейтерия. Максимальный импульс протона от реакции (13) составляет 1,233 ГэВ/с (что соответствует $M_{\pi\pi} = 2m_{\pi}$), т.е. находится в непосредственной близости от значения 1,246 ГэВ/с для протона от реакции (1).

Обе реакции (12) и (13) до сих пор не наблюдались, и их изучение представляет самостоятельный интерес.

На рис. 9 показано распределение скорости β у положительных и отрицательных частиц, зарегистрированных в триггере А, для разных импульсов. Видно, что вплоть до значений импульса $p \approx 1$ ГэВ/с распределения для положительных и отрицательных частиц практически совпадают и лежат в интервале $\beta = 0,9-1$. Это показывает, что в основном эти частицы — положительные и отрицательные π -мезоны. Однако распределение для $p > 1$ ГэВ/с сильно меняется, скорость у положительных частиц уменьшается до значений $\beta \approx 0,8$, что соответствует скорости, которую при таких импульсах должны иметь протоны. Однако не все эти протоны должны идти из реакции Понтекорво (1), а только некоторая часть.

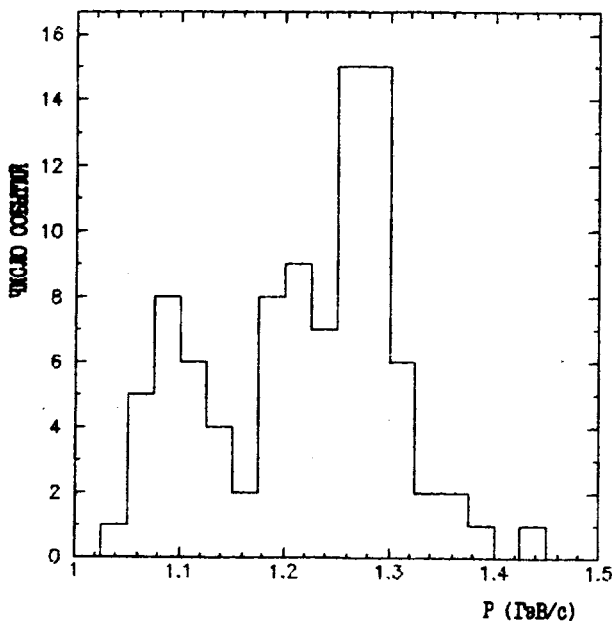


Рис.10. Импульсное распределение положительных частиц, прошедших критерии 1) и 2)

На рис.10 представлено импульсное распределение положительно заряженных частиц, которые прошли критерии отбора 1) — 2) (см. раздел 3.1). Эти критерии отбрасывают события реакции (8) с π -мезонами и оставляют события с протонами, требуя, чтобы скорость у положительных частиц была $\beta^+ < 0,9$. Кроме пика от реакции Понтекорво $\pi^- p$ при 1,24 ГэВ/с видна некоторая структура при 1,1 ГэВ/с, т.е. там, где ожидаются протоны от реакции (12). Однако поскольку наш триггер был настроен на отбор коллинеарных событий, он не был оптимальным для регистрации реакции (12). На рис.11 показано распределение по эффективной массе пионной системы для событий, которые удовлетворяют критериям 1) — 2), но не проходят критерий 3), то есть такие события, которые идут не от реакции Понтекорво (1), но имеют протон с большим импульсом. Можно видеть, что в районе массы ρ -мезона имеется некоторое взволнение, однако этот пик может быть расценен только как указание на регистрацию событий от реакции (12).

Если предположить, тем не менее, что в самом деле эти события принадлежат реакции аннигиляции в $\rho^- p$, то можно оценить вероят-

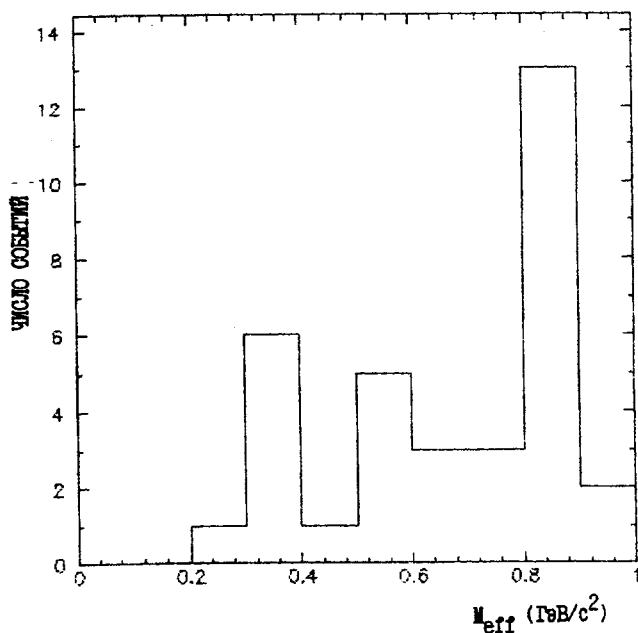


Рис.11. Распределение по эффективной массе для частиц, прошедших критерии 1) и 2), но не удовлетворяющих критерию 3), т.е. для событий, которые не принадлежат реакции (1), но имеют протоны с большими импульсами

ность такого процесса. Предполагалось, что 15 событий принадлежат реакции (12). Геометрическая эффективность регистрации $\rho^- p$ в 4 раза хуже, чем реакции (1), и составляет $\epsilon_{\text{геом.}} = 0,002$ (это было оценено по Монте-Карло). Коррекция на выборку хороших событий и поправка на используемые критерии отбора, вычисленная по симулированным событиям, составила $\epsilon_{\text{МС}} = 0,74$. Остальные коррекции имели те же значения, что приведены в табл. 1 для триггера А. В результате был получен следующий выход:

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p) = (2,25 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}. \quad (14)$$

Мы рассматриваем это значение не как твердо установленную величину, но как некую оценку, которая может быть полезна при определении фона к реакции Понтекорво (1). В самом деле, из-за похожей кинематики, события реакции $\rho^- p$ могут быть перепутаны с $\pi^- p$. Симулирование по Монте-Карло реакции (12) показывает, что в 37% случаев события от этой реакции могут проходить критерии отбора 1)–3) для процесса (1). Зная это и принимая во внимание оценку вероятности фоновой реакции (12), полученную выше (см. (14)), можно сказать, что в нашей выборке из 54 событий для триггера А может находиться 9 событий, которые на самом деле принадлежат каналу $\rho^- p$.

Чтобы учесть примесь от событий реакции (13), мы моделировали эту реакцию с учетом как ферми-движения нейтрона в дейтроне, так и перерасеяния пионов на протоне в конечном состоянии. Предполагалось, что при больших импульсах распределение протонов следует бальцмановскому с параметрами, определенными в эксперименте коллаборации ASTERIX [5].

$$dN/dp = A \left(p^2/E \right) \exp \left(-E/E_0 \right). \quad (15)$$

Здесь A — нормировочная константа, а E_0 — параметр «температуры»: $E_0 = 98$ МэВ.

Считалось, что такая параметризация справедлива для протонов с импульсом до 1 ГэВ/с. Реакция (13) была разыграна по Монте-Карло для протонов с импульсами $p > 0,8$ ГэВ/с. Только одно событие из 1595, удовлетворяющих условиям триггера, прошло через критерии 1–3 для реакции Понтекорво (1). Зная общий поток антипротонов через установку, вероятность реакции (13) — $(0,74 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ [16], долю протонов с $p > 0,8$ ГэВ/с (11%) и эффективности регистрации аппаратуры, можно определить, что 2 события из реакции (13) могут примешаться к нашей выборке событий реакции Понтекорво.

В итоге наша оценка фона от реакций (12)—(13) показала, что около 11 событий из 54 для реакции (1) могут быть за счет фоновых процессов. Однако наша процедура оценки фона должна быть воспринята только как первое приближение, поскольку мы не знаем некоторых важных характеристик для правильного определения фона. Так, например, в случае реакции $\bar{p} + d \rightarrow p^- + p$, из-за трудностей в выделении этого процесса, главная неопределенность состоит в знании вероятности данной реакции. Для моды $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ не измерен импульсный спектр протонов при $p > 1$ ГэВ/с и, строго говоря, не ясно, насколько можно доверять параметризации (15). Она была сделана для данных по аннигиляции $\bar{p} + d \rightarrow 3\pi + p_S$, а мы применяем ее для аннигиляции в 2π , импульсный спектр которой должен падать сильнее. По этим причинам мы решили не вычитать 11 событий, но рассматривать их как меру систематической ошибки при определении вероятности реакции (1). За счет этой систематической ошибки вероятность (1) может быть завышена на 11,3%.

4. Обсуждение результатов

В таблице 2 мы приводим сравнение наших результатов с предсказаниями различных теоретических моделей, а также с данными других экспериментов.

Таблица 2. Вероятность реакции Понтекорво $W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p)$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Сравнение с теорией и данными других экспериментов

| Теория | $W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p)$ |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| [7] | $2,7 \cdot 10^{-6} - 5,7 \cdot 10^{-6}$ |
| [8] | $3,4 \cdot 10^{-6} - 3,8 \cdot 10^{-5}$ |
| [9] | $8,5 \cdot 10^{-6} - 3,1 \cdot 10^{-5}$ |
| [10] | $3,0 \cdot 10^{-5}$ |
| Эксперимент: | $W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p) = (0,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ [3] $= (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ [4] $= (1,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ [5] $= (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$ — эта работа |

Видно, что наш результат согласуется с предыдущими измерениями, проведенными в пузырьковой камере [3] и коллаборацией ASTERIX [5]. Но наша статистика больше, чем 6 событий, найденных в [3], и 3 события из [5]. Наше значение для вероятности (1) в два раза меньше того, что было измерено в эксперименте PS-183 [4]. Однако в эксперименте [4] реакция Понтекорво (1) искалась по измерениям инклюзивного спектра пионов (либо протонов) на совпадение с любой частицей, вылетающей в противоположном направлении (требовалось, чтобы угол между двумя частицами был больше, чем 175°). Некоторый кластер из 40 событий в районе 1,25 ГэВ/с был найден в пионном спектре, и около 40 событий было обнаружено в протонном спектре. После чего авторы суммировали число событий в обоих спектрах и нашли, что для 80 событий вероятность реакции (1) есть: $W(\pi^- p) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$.

На самом деле, справедливость такого суммирования довольно сомнительна. Особенно в импульсном спектре протонов можно ожидать значительной примеси от реакций $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ и $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, что обсуждалось в разделе 3.3. Поскольку вероятность реакции $\rho^- p$ может быть в два раза больше, чем $\pi^- p$ (см. (14)), то завышение вероятности (1) при такой процедуре вполне возможно.

Результаты различных теоретических расчетов вероятности реакции Понтекорво (1) показаны в табл.2. Видно, что есть большой разброс между предсказаниями разных моделей. Причина состоит в сильной зависимости результата от поведения дейтронной волновой функции при больших импульсах, от выбранных величин MNN-формфакторов, а также от внутренних неопределенностей различных моделей. Так, даже в рамках одной и той же модели [9] можно получить вероятности (1), отличающиеся в два раза за счет использования парижского или боннского потенциалов. Тем не менее оказывается, что в моделях перерасеяния [7,9], учитывающих некоторые диаграммы рис.1, получается довольно малое значение (на уровне нескольких единиц 10^{-6}) вероятности (1). Это может быть расценено как указание на то, что другие механизмы (как, например, изображенные на диаграмме рис.2) вносят существенный вклад. Однако корректное теоретическое рассмотрение реакций Понтекорво находится в самом начале. В этом смысле, для ликвидации многочисленных теоретических неопределенностей, изучение различных реакций Понтекорво типа $\bar{p} + d \rightarrow M + N$ представляется очень важным.

Первый шаг в анализе реакций Понтекорво с тяжелыми мезонами $\bar{p} + d \rightarrow M + N$ был сделан в работе [15], в которой рассмотрены процессы с η^- , η'^- , ρ^- , ω^- , Φ^- , a_2^- , f_2^- и AX -мезонами в конечном состоянии (см. также [17]). В промежуточном состоянии учитывалось поглощение π^- , ρ^- и ω^- -мезонов (см. диаграмму рис.16). Одно из предсказаний [15] состоит в том, что вероятность реакции $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ должна быть в два раза больше, чем $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$. К такому же выводу приводят результаты расчетов [17]. Это совпадает с нашей экспериментальной оценкой вероятности канала $\rho^- p$ (14).

5. Выводы

Представлены результаты нового измерения вероятности реакции $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Найдено 77 событий данной реакции в разных конфигурациях триггера, что соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}.$$

Получено первое указание на наблюдение реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$. Найдено 15 событий, которые могут принадлежать данной реакции. Это соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p) = (2,25 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}.$$

Мы рассматриваем это значение не как твердо установленную величину, но как некую оценку, которая может быть полезна при определении фона к реакции Понтекорво (1).

Дальнейшее изучение реакций Понтекорво очень важно как для целей мезонной спектроскопии, так и для изучения высокоимпульсной компоненты ядерной волновой функции, где ненуклонные степени свободы должны играть большую роль.

Авторы выражают большую признательность Б.М.Понтекорво за постановку проблемы. Мы благодарим А.Б.Кайдалова, Л.А.Кондратюка, А.Е.Кудрявцева и Д.Е.Харзеева за интересные обсуждения и эксплуатационный персонал LEAR за их усилия по обеспечению высококачественных пучков антипротонов.

Литература

1. OBELIX Proposal, CERN/PSCC/86-4, Geneva, 1986.
2. Pontecorvo B.M. — *ZhETP*, 30, 1956, p.947.
3. Bizzarri R. et al. — *Lett. Nuov. Cim.*, 2, 1969, p.431.
4. Smith G.A. — In.: *Proc. The Elementary Structure of Matter Workshop, Les Houches, 1987*, p.219.
5. Riedelberger G. et al. — *Phys. Rev.*, 1989, v.C40, p.2717.
6. Peters K. — *Proc. NAN-91 Conference, Moscow, 1991; Yad. Fiz.*, 1992, v.55, p.1429.
7. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. — *Phys. Lett.*, B220, 1989, p.333.
8. Oset E., Hernandez E. — *Nucl. Phys.*, 1989, A494, p.533.
9. Kudryavtsev E.A., Tarasov V.I. — *Yad. Fiz.*, 1992, v.55, p.960.
10. Cugnon J., Vandermeulen J. — *Phys. Rev.*, 1989, C39, p.181.
11. Kajdalov A.B. — *Yad. Fiz.*, 1991, v.53, p.1410.
12. Falomkin I.V., Nichitiu F., Piragino G. — *Lett. Nuov. Cim.*, 1983, 38, p.211.
13. Guaraldo C., Kondratyuk L. — *Phys. Lett.*, 1991, v.B256, p.6.
14. Kharzeev D.E., Nichitiu F., Sapozhnikov M.G. — *Preprint JINR, E2-92-64, Dubna, 1992; Proc. NAN-91 Conference, Moscow, 1991; Yad. Fiz.*, 1992, v.55, p.1358. 15.
15. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. — In: *Proc. Workshop «Mesons and Light Nuclei V», Prague, 1—6 Sept., 1991. Few Body System, Suppl.5, 1991*, p.201.
16. Smith G.A. — *Proc. The Elementary Structure of Matter Workshop, Les Houches, 1987. Preprint PSU/HEP 87—05*.
17. Kudryavtsev E.A., Tarasov V.I. — *Preprint ITEP N61, Moscow, 1992*.

Рукопись поступила 10 февраля 1993 года.