



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2010-87

На правах рукописи  
УДК 539.171.017

ПОНТЕКОРВО  
Джилль Брунович

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПИОНОВ  
И АНТИПРОТОНОВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ С ПОМОЩЬЮ  
САМОШУНТИРУЮЩИХСЯ СТРИМЕРНЫХ КАМЕР  
И ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 2010

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова  
Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

В.А. Никитин  
ЛФВЭ ОИЯИ, г.Дубна

доктор физико-математических наук, профессор

Б.А. Долгошеин  
МИФИ, г.Москва

доктор физико-математических наук, профессор

А.Б. Курепин  
ИЯИ, г.Троицк

Ведущая организация:

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Защита диссертации состоится "\_\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2010 г. в \_\_\_\_\_  
часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединённом  
институте ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

Автореферат разослан "\_\_\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2010 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого  
института ядерных исследований.

Учёный секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук, профессор



Ю.А. Батусов

### Актуальность

Исследование пион-нуклонного и пион-ядерного взаимодействия при низких и промежуточных энергиях имеет долгую традицию. Как только оптическая модель [1] была установлена в  $pr$  рассеянии, последующие исследования сосредоточились на модификациях потенциала, связанных с комплексами нуклонов (см. [2]). Эффекты так-называемой "ядерной материи" были обнаружены как в упругом, так и в неупругом рассеянии пионов. Как оказалось, возбуждение  $\Delta$ -резонанса в упругих реакциях зависит от массы ядра и угла рассеяния пиона (см. работу [3]) в соответствии с гипотезой коллективного возбуждения изобарного резонанса. Изучение неупругих реакций выявило эффекты, которые должны были быть связаны с ядерной средой. Так, кластерные эффекты, многократное рассеяние, поглощение пионов на множественных нуклонных системах (см. [4]) послужили источниками информации о квазибейтонной и квазигелиевой подструктуре ядер, высветили возбуждение резонансов в неупругих реакциях, а также сделали возможным изучение эффектов кулоновского барьера [5].

Тем не менее, несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, до сих пор не существует всеобъемлющей модели "ядерной материи".

Информация, полученная в большинстве недавних экспериментальных исследований [7, 8] взаимодействий пионов при энергиях в области  $\Delta(1232)$ -резонанса и ниже основана на измерениях импульсов и углов рассеяния пионов и/или быстрых вторичных протонов. Прямое измерение кинематических характеристик большинства тяжёлых сильно ионизирующих вторичных частиц было невозможно. Отличительной же чертой этих экспериментов было использование детекторов, регистрирующих вторичные заряженные частицы внутри большого телесного угла (LADS - large acceptance detector system [7]), как в случае камер Вильсона и диффузионных камер, использованных совместно с фотографической техникой в более ранних исследованиях (см., например, [4]). Энергии вторичных протонов могли быть измерены, начиная с порогов для LADS:  $T_{thresh} \approx 20 \div 30$  МэВ. Однако, результаты нашей работы [4], выполненной с помощью диффузионной камеры, показывают, что даже при энергии падающих пионов, равной 145 МэВ, около 20 ÷ 30% протонов, рождаемых в реакциях одиночной перезарядки положительных пионов, выбивания нуклона, а также при поглощении пионов, имеют энергии ниже 20 МэВ, и следовательно, не могли быть зарегистрированы установкой.

Таким образом, для воссоздания более ясной картины взаимодействия пионов, да и любых других элементарных частиц, с ядрами и вообще для понимания строения ядра необходимы новые данные, для получения которых нужны соответствующие экспериментальные установки.

Представляемая диссертация в основном посвящена исследованию взаимодействия пионов промежуточных энергий (в области 50 ÷ 150 МэВ) и антипротонов низких энергий (с импульсами  $\leq 600$  МэВ/с, т.е. энергиями  $\leq 175,5$  МэВ) с ядрами изотопов гелия и неона, причём для получения экспериментальных данных создана и использована описанная в диссертации техника самошунтирующихся стримерных камер, совмещающих свойства управляемых трековых камер с фотографическим съёмом информации и преимущества современной видео-техники регистрации изображений на ПЗС-матрицах.

Диссертация также включает несколько работ, выполненных с помощью ядерной фотоэмульсии, в которой, как и в стримерной камере, видны следы всех заряженных продуктов ядерных реакций.

Установки, разработанные нами на основе самопунтирующихся стримерных камер, наполненных лёгкими инертными газами ( $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ) при атмосферном давлении, были использованы для изучения пион-ядерного взаимодействия в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и взаимодействия антипротонов с ядрами на установке LEAR в ЦЕРН<sup>e</sup>; при этом наполненные инертными газами стримерные камеры служили одновременно управляемыми трековыми детекторами и мишенями с низкой плотностью.

В последнем эксперименте, продолжающемся в рамках коллаборации ДУБТО, для того, чтобы воспользоваться преимуществами техники визуализации, а также обеспечить возможность измерения энергий всех медленных вторичных заряженных частиц, рождающихся во взаимодействиях  $\pi^{\pm 4}\text{He}$ , мы разработали магнитный спектрометр со стримерной камерой, наполненной  $^4\text{He}$  при атмосферном давлении и помещённой в магнитное поле, а также снабжённой двумя видеокамерами; спектрометр установлен на пионном пучке фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Подробное описание установки дано в работе [9]. В общем, новое исследование было предпринято с целью получить дополнительную информацию о различных каналах реакции  $\pi^{\pm 4}\text{He}$ , поскольку наши предыдущие "фотографические (visualization)" эксперименты были выполнены либо с помощью вышеупомянутой диффузионной камеры [4], наполненной гелием при 15 атм, что не позволяло измерять кинематику очень медленных тяжёлых вторичных частиц, либо без магнитного анализа импульсов [10]. Была также надежда (которая оправдалась), что удастся обнаружить какие-нибудь необычные эффекты за счёт возможности измерения кинематики медленных вторичных заряженных частиц тяжелее протона.

Эксперименты, проведённые в рамках коллаборации ДУБТО с помощью созданной техники самопунтирующихся стримерных камер, позволили, в частности, обнаружить канал реакции  $\pi^{-4}\text{He}$  с рождением одиночного  $\gamma$ -кванта, а также провести наблюдение  $\Delta^{-}$ -резонанса при энергии значительно ниже порога рождения пионов; кроме этого, например, впервые измерены сечения аннигиляции антипротонов на  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$  при энергиях  $\sim 1,5$  МэВ (эксперимент PS-179 ЦЕРН). Создание указанной экспериментальной техники и полученные с её помощью физические результаты, несомненно, являются актуальными. Также актуальным является подтверждение существования резонанса  $d'$  в эксперименте, выполненном с помощью ядерной фотоэмульсии.



## Цели работы

- Разработка и использование техники самошунтирующихся стримерных камер, могущих одновременно служить управляемыми трековыми детекторами и мишенями с низкой плотностью, для изучения взаимодействия пионов промежуточных энергий (50÷150 МэВ) с ядрами изотопов инертных газов ( $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ):
  - изучение физики развития разряда в самошунтирующейся стримерной камере и получение в камере ярких локализованных следов заряженных частиц;
  - разработка процедуры измерения и анализа стерео-фотографий событий взаимодействия  $\pi^\pm$ -мезонов с ядрами  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ , происходящих в рабочем объеме стримерной камеры, и получение физических результатов (сечений взаимодействия).
- В рамках исследования взаимодействия антипротонов с импульсами до 600 МэВ/с с ядрами изотопов гелия и неона измерение сечений их взаимодействия при низких энергиях:
  - создание установки со стримерной камерой в магнитном поле для регистрации взаимодействия антипротонов с инертными газами при атмосферном давлении;
  - измерение сечений взаимодействия антипротонов с ядрами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$  при импульсах  $\sim 50$  МэВ/с (энергии  $\sim 1,5$  МэВ).
- Исследование взаимодействия пионов и антипротонов с ядрами фотоэмульсии:
  - наблюдение образования гиперфрагментов при аннигиляции антипротонов, остановившихся в ядерной фотоэмульсии;
  - наблюдение и анализ событий двойной перезарядки  $\pi^+$ -мезонов в ядерной фотоэмульсии.
- Исследование двухлучевых событий  $\pi^-^4\text{He}$  взаимодействия при энергии 106 МэВ:
  - создание установки со стримерной камерой в магнитном поле, снабжённой видеокамерами, и проведение экспозиций на пионном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ;
  - измерение оцифрованных видео-снимков событий  $\pi^-^4\text{He}$  взаимодействия и их идентификация с помощью техники искусственных нейронных сетей;
  - определение относительных вероятностей различных каналов реакции;
  - поиск необычных эффектов во взаимодействии пионов с ядрами  $^4\text{He}$ .

## Практическая ценность

- Разработана и реализована техника самошунтирующихся стримерных камер, позволяющая получать фото-изображения событий ядерных реакций, в которых рождаются медленные сильно-ионизирующие вторичные частицы; в таких камерах возможна регистрация и измерение следов медленных частиц, как например, протонов с энергиями  $\sim 1,0$  МэВ. При этом яркость получаемых хорошо локализованных (1÷2 мм в направлении электрического поля) следов заряженных частиц в стримерной камере делает возможным их фотографирование с помощью обычной недорогостоящей фототехники:

– с помощью указанной техники проведено подробное исследование взаимодействия  $\pi^\pm$ -мезонов с ядрами  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ .

- Создана установка с самопунтирующейся стримерной камерой для изучения взаимодействия антипротонов с ядрами изотопов гелия и неона: в частности, впервые измерены сечения взаимодействия антипротонов с ядрами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$  при  $\sim 50$  МэВ/с (энергии  $\sim 1,5$  МэВ); результаты работы чётко указывают на влияние структуры ядра на взаимодействия при низких энергиях.
- Создана установка с самопунтирующейся стримерной камерой в магнитном поле, снабжённой видеокамерами и наполненной гелием для проведения экспозиций на пионном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.
- Разработаны и применены процедура обработки цифровых видео-снимков ядерных событий, происходящих внутри рабочего объёма стримерной камеры, а также процедура идентификации событий, основанная на технике искусственных нейронных сетей.
  - указанная техника позволила впервые обнаружить канал реакции  $\pi^{-4}\text{He}$  с рождением одиночного  $\gamma$ -кванта, а также провести наблюдение  $\Delta^-$ -резонанса при энергии значительно ниже порога рождения пионов.

## Научная новизна

- Показано, что характеристики свечения канала стримерного разряда существенно зависят от малых добавок к газу, в котором происходит разряд. Этому явлению дано объяснение, и оно использовано для получения хорошо локализованных ярких следов заряженных частиц в самопунтирующейся стримерной камере.
- Впервые использована полная информация о кинематике всех заряженных частиц, участвующих во взаимодействии пионов с ядрами гелия, включая импульсы и энергия очень медленных продуктов реакции, что, в частности, позволило обнаружить канал реакции  $\pi^{-4}\text{He}$  при 106 МэВ, в котором рождается одиночный  $\gamma$ -квант.
- Получено также свидетельство наличия двух механизмов выбивания нейтронов в канале реакции  $\pi^{-4}\text{He} \rightarrow \pi^- n^3\text{He}$ : в одном случае происходит прямое выбивание нейтрона из ядра, а в другом реакция идёт через рождение  $\Delta^-$ -резонанса (прямое возбуждение  $\Delta^-$  наблюдается впервые при энергии значительно ниже его энергии возбуждения в вакууме), причём измеренная масса  $M_{\Delta^-} = 1160$  МэВ отличается от вакуумного значения  $M_{\Delta} = 1232$  МэВ из-за эффектов ядерной материи.
- Впервые измерены сечения взаимодействия антипротонов с ядрами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$  при низких импульсах  $\sim 50$  МэВ/с (энергии  $\sim 1,5$  МэВ).
- Анализ спектров масс систем  $pp\pi^-$  и  $pp$ , рождаемых в реакции двойной перезарядки (DCX) положительно заряженных пионов в ядерной фотоэмульсии выявил выраженный пик в спектре инвариантных масс  $pp\pi^-$  и проявление в спектре  $M_{pp}$  сильного эффекта Мигдала–Валсона взаимодействия в конечном состоянии между двумя протонами. Эти наблюдения подтверждают существование псевдоскалярного резонанса, названного  $d'$ , в системе  $NN\pi$  с  $T = 0$ .

## Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором на научных семинарах ЛЯП ОИЯИ и Департамента общей физики "А.Авогадро" Туринского университета (Италия), а также на многочисленных международных конференциях, и, начиная с 2000 года на ежегодных Конгрессах итальянского физического общества (SIF).

Диссертация была также представлена на научном семинаре Ведущей организации – Института теоретической и экспериментальной физики (Москва).

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, представлены в **22** научных публикациях в открытой печати.

## Структура диссертации

Диссертация состоит из 6 глав (1 – Введение, 2 – Разработка и использование в физическом эксперименте самошунтирующихся стримерных камер, 3 – Изучение взаимодействия антипротонов с ядрами  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$ , 4 – Наблюдение образования гиперфрагментов и резонанса  $d'$  в ядерной фотоэмульсии, 5 – Наблюдение  $\Delta^-$ -резонанса и одиночных  $\gamma$ -квантов в двухлучевых событиях  $\pi^-^4\text{He}$  взаимодействия при энергии 106 МэВ, 6 – Заключение).

## Содержание диссертации

**В Главе 1 – Введении** обсуждаются цели и актуальность работы; подчёркивается, что для получения новых данных о взаимодействии пионов с ядрами необходимо создание детектора для регистрации медленных сильно-ионизирующих заряженных частиц, который бы позволял измерять полную кинематику изучаемых каналов реакции; в частности, это значительно облегчило бы идентификацию различных известных каналов реакции и могло бы выявить неизвестные. Таким детектором может быть стримерная камера, которая одновременно служит управляемой мишенью с очень низкой плотностью и трековыми (а также вершинным) детектором.

**В Главе 2**, как и во всей диссертации, материал представлен в хронологическом порядке выполнения работы. Сначала дан обзор работ, в которых исследовались искровые камеры с большими зазорами между электродами и которые предшествовали созданию стримерной камеры, после чего речь идёт о разработке и создании экспериментальной установки, включающей самошунтирующуюся стримерную камеру, т.е. о работах, посвящённых физике камеры. Затем обсуждаются набор данных и их обработка и далее результаты, относящиеся к физике взаимодействия пионов с лёгкими ядрами, ради которых и создавалась техника самошунтирующихся стримерных камер.

В то время как для создания искровых камер с широким межэлектродным зазором большое значение имела работа группы Б. А. Долгошеина [11], в которой впервые в качестве питающего устройства камер применён генератор высоковольтных импульсных напряжений Аркадьева-Маркса, работа этой же группы [12], в которой изучались проекционные камеры, сыграла решающую роль в создании стримерной камеры. Действительно, следующий шаг заключался "всего лишь" в уменьшении длительности импульса напряжения на электродах проекционной камеры для соответствующего уменьшения длины разрядных каналов, обозначающих след частицы. Впоследствии оказалось возможным в неоне получить фотографируемые следы частиц, состоящие из серии стримерных колонок длиной всего 1-2 мм [13]. Первые же стримерные камеры были созданы в 1964 г. группой

Московского инженерно-физического института [14] (Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, Б. У. Родионов) и группой Тбилисского университета [15] (Г. Е. Чиковани, В. Н. Ройнишвили, В. А. Михайлов, А. К. Джавришвили).

Вообще, развитие техники детекторов заряженных частиц в физике высоких энергий и ядерной физике привело к созданию широкого спектра трековых детекторов, основанных на разрядных явлениях в газах. Такие детекторы, как, например, многопроволочные пропорциональные камеры (МППК), совмещают превосходные временные и пространственные характеристики и позволяют получать большую статистику изучаемых ядерных событий. Однако, судя по всему, не может быть создано полностью универсальное детектирующее устройство. Уникальные свойства МППК могут быть обеспечены, только если разряд в газе развивается в подходящей газовой смеси; следовательно, газовый объём МППК должен быть отделён от объёма мишени, в которой происходят изучаемые ядерные реакции, поскольку мишени, как правило, состоят из чистых веществ (твёрдого вещества, жидкости, или, например, газообразного гелия), допускающих однозначную интерпретацию измеренных ядерных событий. Стенки детектора и самой мишени не позволяют медленным вторичным частицам, да и медленным частицам из пучка, попадать в объём детектора. Поэтому в настоящее время просто нет детекторов, кроме стримерной камеры, позволяющих измерять полную кинематику ядерных реакций, в которых рождается несколько медленных заряженных частиц, как, например, протоны с кинетическими энергиями ниже  $\approx 20 \text{ MeV}$ . Так, целая область энергий между  $\sim 1 \text{ MeV}$  и  $20 \text{ MeV}$  абсолютно потеряна с точки зрения полного кинематического анализа.

Как раз в этой области энергий именно стримерная камера может играть и играет существенную роль, поскольку рабочий газ (при давлении  $P \approx 1 \text{ атм}$ ) служит мишенью с низкой плотностью (так, в случае гелия  $\rho_{\text{He}} = 0.000178 \text{ г/см}^3$ ), а камера используется одновременно как управляемый вершинный детектор и как трековый детектор, в котором можно получать измеримые следы вторичных заряженных частиц с очень низкой энергией (так, например, в  $^4\text{He}$  при атмосферном давлении пробеги  $\alpha$ -частицы с энергией 5,0 МэВ, а также протона с энергией всего 1,3 МэВ, достигают 20 см). Память стримерной камеры  $\sim 1 \mu\text{s}$  позволяет работать при интенсивностях пучка частиц вплоть до  $10^6 \text{ с}^{-1}$ .

В конце шестидесятых годов прошлого века, после создания в 1964 году первых стримерных камер в МИФИ и в Тбилисском университете, очень удачная идея изучать упругое рассеяние пионов на ядрах гелия, используя стримерную камеру, пришла в голову Ю.А.Щербакову и М.М.Кулюкину в ЛЯП ОИЯИ и была поддержана в туринском университете проф. Г.Пираджино.

Поэтому, начиная с 1971 года, в Объединенном институте ядерных исследований и в Физическом институте Туринского университета (Италия) для систематического исследования процессов рассеяния пионов на ядрах гелия [16, 17] и углерода [18] успешно использовались разработанные с участием автора настоящей диссертации самошунтирующиеся гелиевые стримерные камеры [19, 20].

Стати, такие камеры хорошо работают при различных давлениях (в случае гелия от 0,2 до 6 атм) наполняющего газа [21, 22, 23], а также в магнитном поле [24].

Выбор нами гелия для наполнения стримерной камеры был обусловлен необходимостью иметь камеру-мишень, в которой можно было бы фотографировать одновременно следы налетающего и рассеянного на ядре гелия пионов, а также след ядра отдачи и точку взаимодействия [23]. Основным элементом установки для исследования рассеяния пионов на  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  служила гелиевая стримерная камера высокого давления [23].

Создание стримерных камер, наполненных гелием, было связано с преодолением неко-

торых принципиальных трудностей. Наиболее серьезным общим недостатком стримерных камер, работающих в режиме хорошей локализации следов за счет искусственного обрывания разряда в газовом объеме, является чрезвычайно малый световой выход, который затрудняет фотографирование с помощью обычных фотографических объективов и фотопленок [15, 14, 25]. Сказанное в особенности относится к стримерной камере, наполненной гелием, так как в излучении гелия (в отличие от неона) всего несколько спектральных линий лежит в области видимого света [26]. Кроме того, в гелии вообще трудно наблюдать незавершенный разряд [19], хотя в неоне при тех же параметрах высоковольтного импульса разряд обрывается. Это связано с тем, что скорость развития стримерного канала разряда в гелии значительно выше, чем в неоне. В связи с этим встает вопрос о сохранении информации о траектории заряженной частицы в объеме камеры.

Наши первые работы были как раз посвящены развитию качественного представления об образовании следа заряженной частицы в гелиевой стримерной камере и описанию экспериментов по созданию нового прибора – гелиевой самошунтирующейся стримерной камеры. В самошунтирующейся камере удастся получить хорошо локализованные следы значительно большей яркости, чем в обычных стримерных камерах, путем управления распределением интенсивности свечения вдоль разрядных каналов, расположенных на следах частиц. Как известно [27, 28], примеси могут существенно влиять на механизм развития разряда в инертных газах за счет инициирования разрядки метастабильных уровней атомов инертного газа (эффекты Пеннинга), фотоионизации примеси, прилипания электронов, возбуждения электронных и молекулярных уровней примеси и т.д. Именно этим, как оказалось, можно воспользоваться для активного воздействия на разряд как на стадии развития электронной лавины, так и на стримерной стадии. На этом пути и была создана самошунтирующаяся стримерная камера, на электроды которой непосредственно от генератора Аркадьева-Маркса подается высоковольтный импульс с длительностью, превышающей на несколько порядков время распространения разряда на весь разрядный промежуток.

На рис. 1а и 1б представлены фотографии следов электронов в чистом гелии и в смеси гелия и 0.1% паров воды соответственно. Задержка высоковольтного импульса равна аппаратной задержке (0.4 мсек). Фотографирование производилось при диафрагме объектива ( $f/4$ ), позволявшей получить изображение не только ярко светящихся центров, но и остальных областей разрядных каналов.

Верхняя фотография (рис. 1а) наглядно иллюстрирует развитие разрядного канала в чистом гелии в рабочем объеме самошунтирующейся камеры. При подаче высоковольтного импульса на электроды камеры разряд начинает развиваться на электронах, возникших вдоль пути ионизирующей частицы. Затем при своем распространении к электродам разряд ветвится, приобретая вид кисти, и, таким образом, форма стримера несет информацию о месте своего возникновения, а следовательно, и о месте прохождения ионизирующей частицы. При достижении стримерами поверхностей изоляторов (стёкол), отделяющих рабочий объем камеры от высоковольтных электродов, через готовые разрядные каналы продолжает течь ток зарядки конденсатора, образованного изоляторами, который поддерживает свечение стримеров. Плотность тока через стримерные каналы, а следовательно, и свечение разряда, максимальна в месте возникновения разряда, т.е. в месте прохождения ионизирующей частицы. За счет пространственного разряда разрядного канала, уменьшающего электрическое поле в разрядном промежутке, и выравнивания этого поля по поверхности изоляторов отсутствуют условия для возникновения новых разрядных каналов или изменения конфигурации старых. Таким образом, при подаче длинного высоковольтного

импульса на камеру с изолированными электродами сохраняется форма стримеров, а следовательно, и информация о пространственном положении точек их возникновения. Интегральная яркость разрядных каналов зависит от количества электричества, протекшего через них, и определяется не столько амплитудой импульса, сколько выходной мощностью генератора и соотношением емкостей генератора и изоляторов. Путем добавления подходящих примесей в газовый объем камеры можно изменить распределение интенсивности свечения разрядных каналов таким образом, чтобы размеры ярко светящихся центров разрядных каналов уменьшились до  $d \sim (1 \div 2)$  мм; величина  $d$  практически не зависит от напряженности электрического поля (в рабочем диапазоне  $E$ ). Впервые этот эффект был изучен и описан в дипломной работе В.Н.Бушуева [29], выполненной в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1965 г.

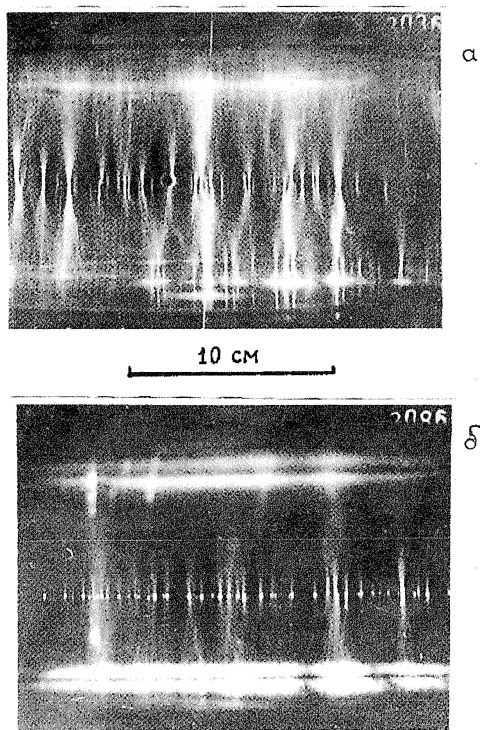


Рис. 1: Фотографии следов электронов при давлении газа  $P = 1$  атм: а) в чистом гелии, задержка высоковольтного импульса  $\tau_3 = 0.4$  мксек; б) в смеси гелия и 0.1% паров воды,  $\tau_3 = 0.4$  мксек.

В настоящей диссертации рассмотрение [19, 30, 31, 32] процесса образования следа заряженной частицы в самопунтирующей стримерной камере и оценка распределения интенсивности свечения вдоль разрядных каналов основаны на представлениях, развитых Э.Д.Лозанским и О. Б. Фирсовым [33] и учитывающих большое влияние фотоионизации в газе (в особенности инертном) на развитие разряда.

Далее в диссертации следует описание обработки камерных снимков и системы программ, написанных на языке FORTRAN и созданных специально для обработки на ЭВМ стереофотографий событий упругого  $\pi^4\text{He}$ - и  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния в камере СКВД. Фотографирование производилось двумя кинокамерами РФК-5, установленными на расстоянии 1 м от середины рабочего объема стримерной камеры. На рис. 2 приведена типичная фотография события упругого рассеяния пиона на ядре гелия.

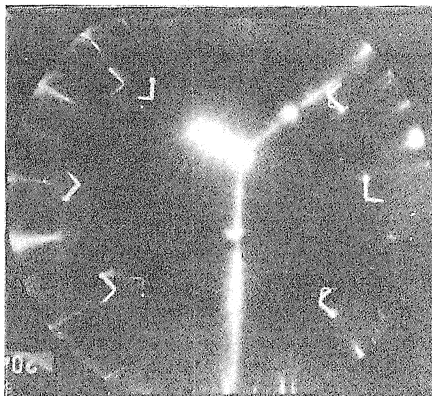


Рис. 2: Фотография события упругого  $\pi\text{He}$ -рассеяния в стримерной камере высокого давления - СКВД. Давление гелия в камере  $P = 4$  атм; расстояние между центральными реперными метками равно 300 мм.

Пространственная картина каждого такого события восстанавливалась с помощью программы геометрической реконструкции ELASTIC, разработанной нами. При получении экспериментальных распределений различных кинематических параметров упругого ( $\pi^{\pm 4}\text{He}$ )-рассеяния учитывалась геометрия установки [34].

Таким образом, в главе 2 диссертации обобщены результаты исследований процессов развития разряда в стримерной камере. Создан по существу новый режим работы гелиевой стримерной камеры - режим самошунтирования - и дано его физическое объяснение. Разработана процедура измерения и обработки камерных снимков, получаемых с гелиевой стримерной камерой высокого давления (СКВД); обработано несколько тысяч событий упругого  $\pi^{\pm}\text{He}$ -рассеяния. Работа выполнена по программе изучения рассеяния пионов на лёгких ядрах в районе первого барионного резонанса  $\Delta_{33}$ . Эксперименты проведены в Лаборатории ядерных проблем Объединённого института ядерных исследований.

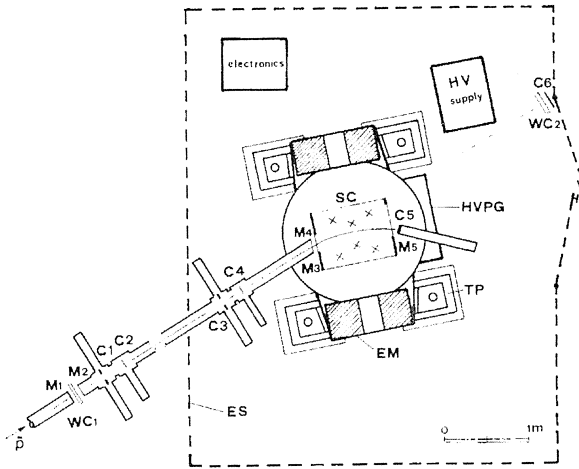


Рис. 3: Схема экспериментальной установки. EM - электромагнит; SC - стримерная камера; HVPG - высоковольтный генератор импульсных напряжений; TP - движущаяся платформа; ES - электростатическая защита; WC<sub>1-2</sub> - проволочные камеры; C<sub>1-6</sub> - сцинтилляционные счётчики; M<sub>1-5</sub> - тонкие стены.

**В Главе 3 – Изучение взаимодействия антипротонов с ядрами  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$**  – для изучения взаимодействий антипротонов с лёгкими ядрами в эксперименте PS179 на LEAR (CERN) применены представленные во второй главе диссертации результаты исследования работы самопунтирующейся стримерной камеры. Была выполнена большая программа исследований взаимодействия антипротонов с ядрами  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$ .

#### Общая схема экспериментальной установки.

Установка эксперимента PS179, в отличие от СКВД, описанной во второй главе, позволяла проводить магнитный анализ импульсов всех заряженных частиц, участвующих в реакции. Она была размещена в экспериментальном зале LEAR и подробно описана в работе [35]; схема показана на рис.3. Установка включала собственно стримерную камеру (SC), наполненную рабочим газом при давлении 1 атм, анализирующий магнит (EM) и триггерную систему, состоявшую из сцинтилляционных счётчиков C<sub>1-6</sub>. Для мониторинга структуры и положения пучка использовались две пропорциональные проволочные камеры WC<sub>1-2</sub>. Интенсивность пучка антипротонов, проходящих через камеру была  $10^4 \div 5 \times 10^4 \text{сек}^{-1}$  при импульсе антипротонов, равном 610 МэВ/с.

Использованная стримерная камера имела внутренний объём  $90 \times 70 \times 18 \text{ см}^3$  и размещалась в магните; магнитное поле равнялось примерно 0,802 Т и было однородным в пределах  $\pm 2\%$ . Рабочий газ (гелий или неон) постоянно продувался через рабочий объём камеры со скоростью, равной примерно 220 л/ч. Два окна для ввода ( $15 \times 31 \text{ см}^2$ ) и вывода ( $15 \times 41 \text{ см}^2$ ) пучка были сделаны из полиэтиленовой плёнки толщиной 70  $\mu\text{м}$  (и плотностью 0,94 г/см<sup>3</sup>).

На высоковольтный электрод стримерной камеры подавались отрицательные электрические импульсы с амплитудой  $\geq 140 \text{ кВ}$ , временем нарастания  $\sim 10 \text{ нсек}$  и временем спада  $\sim 1 \text{ мсек}$ . Для нашего эксперимента был спроектирован генератор импульсных напряже-



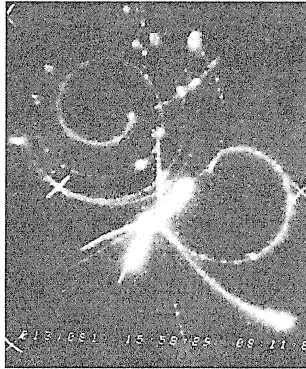


Рис. 4: Фотография монитора ТВ контрольной системы, на которой видно событие аннигиляции антипротона в неоне.

ний (ГИН) из 16 секций на конденсаторах фирмы Maxwell Laboratories, Inc. ёмкости  $C = 0,05$  пФ каждый. В диссертации приводится подробное описание генератора импульсных напряжений.

В третьей главе диссертации также подробно описана оптическая система фотографирования стримерной камеры, основанная на двух фотокамерах с объективами Leitz (типа Summicron;  $35,06$  мм/2). Оптические оси объективов были параллельны электрическому и магнитному полям, расстояние между ними (база) равнялась  $280$  мм. Объективы находились на расстоянии  $105,3$  см от верхних реперных меток в стримерной камере, что давало уменьшение изображения в  $30$  раз. Система механической протяжки плёнки (и время зарядки высоковольтного ГИН) позволяло получать несколько стерео снимков в секунду [36]. Реперные метки выгравированы на внутренней поверхности верхнего и нижнего стёкол стримерной камеры, и они освещались вспышкой скользящего света сразу после перетяжки плёнки в двух фотокамерах и фотографировались одновременно с счётчиком кадров и марками Бреннера (data box). Диафрагма, использованная при фотографировании событий в гелии, была  $2,8$ , при которой была хорошая глубина резкости, в то время как в случае неона хватало света для диафрагмы, равной  $11$ .

Для постоянного дистанционного визуального контроля за работой стримерной камеры во время набора данных между двумя фотокамерами была установлена телевизионная камера с плюмбиконной трубкой для передачи и записи изображений объёма стримерной камеры в контрольную комнату эксперимента. Хорошее качество детектирующей системы иллюстрируется фотографией события на экране телевизионной системы, приведённой на рис.4.

#### Работа стримерной камеры.

Как было сказано выше, хорошая локализация следов совместно с высокой яркостью стримерных каналов, формирующих следы заряженных частиц в самошунтирующейся стримерной камере, достигается введением подходящих примесей в основной рабочий газ, наполняющий камеру, для регулирования распределения яркости вдоль стримерных каналов. Мы нашли, что удовлетворительные следы в камере, наполненной гелием, работающей в магнитном поле, получаются при использовании примеси сложных углеводородов на уровне  $<0,1\%$ , в то время как в случае камеры, наполненной неоном, требуется примесь

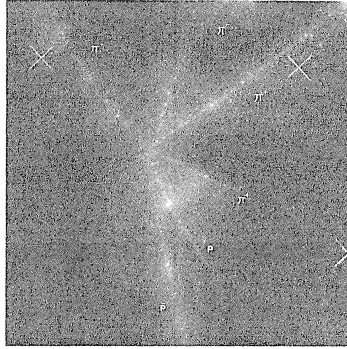


Рис. 5: Фотография события аннигиляции в гелии  $\bar{p}$  на лету с импульсом 610 МэВ/с, в котором в гелии рождается и далее распадается на два пиона  $K_s^0$ -мезон. Расстояние между верхними реперными крестами равно 20 см.

$N_2$  на уровне  $\sim 1\%$ .

На рис.5 приведено событие аннигиляции  $\bar{p}$  в гелии, в котором рождается  $K_s^0$ -мезон, который затем распадается на два пиона. Диафрагмы объективов были 2,8, что обеспечивало глубину резкости, превышающую глубину самой камеры (18 см).

Система запуска (триггера).

Схема триггера, позволявшая зарегистрировать события взаимодействия антипротонов в рабочем объеме стримерной камеры, показана на рис.3 и состоит из пяти сцинтилляционных счётчиков: двух живых коллиматоров ( $C_1$  и  $C_3$ ), двух тонких сцинтилляционных счётчиков ( $C_2$  и  $C_4$ ) перед стримерной камерой и одного ( $C_5$ ) за ней. Сигнал триггера (запуска) ( $\overline{C_1 C_2 C_3 C_4 C_5}$ ) вырабатывался каждой частицей, проходящей через отверстия живых коллиматоров и тонкие сцинтилляторы, но не попадавшей в конечный детектор.

Измерение событий аннигиляции антипротонов, происходящих в стримерной камере.

В диссертации подробно обсуждается [37] измерение импульсов и углов вылета заряженных частиц, участвующих в реакциях, а также идентификация частиц (определение их масс) в частном случае аннигиляции антипротонов на  ${}^4\text{He}$ , при которой рождается до 9 заряженных частиц в одном событии (включая  $\pi^\pm, K^\pm, p, d, t$  и  ${}^3\text{He}$ ) с импульсами в пределах от 0 и примерно до 1000 МэВ/с. Частицы идентифицировались не только по кинематике события, но и с помощью процедуры, основанной на сравнении яркости следа частицы с известным импульсом, но неизвестной массой, с яркостью следов на той же фотографии, принадлежащих частицам с известными импульсами и массами ( $\pi^-$  и падающий  $\bar{p}$ ).

Для измерения и реконструкции событий мы использовали стандартную процедуру. Фотографии событий проектировались с увеличением, равным примерно 30, на стол измерителя координат типа Venson 6301 (разрешение:  $\pm 0,02$  мм, точность  $\pm 0,10$  мм).

Программа реконструкции, использующая геометрию пакета Hydra [38] была создана и проверена при восстановлении событий, генерируемых стандартной программой моделирования GEANT [39, 40].

Сечения аннигиляции антипротонов с лёгкими ядрами при низкой энергии.

Как указано в работах [41, 42], измерение сечений аннигиляции антипротонов на нуклонах и ядрах при очень низких энергиях (скажем. импульсах ниже 100 МэВ/с) может

способствовать пониманию антинуклон–нуклонного взаимодействия как в рамках кварковых моделей, так и в рамках потенциальных моделей.

До нашей работы данных по аннигиляции антипротонов при импульсах ниже 100 МэВ/с просто не было. Так что, имея возможность использовать пучок антипротонов с низкими импульсами ( $105,2 \text{ МэВ/с}$ ,  $\Delta p/p = 10^{-3}$  [43]) установки LEAR в CERN и газовую мишень низкой плотности, каковой является самошунтирующаяся стримерная камера, мы измерили сечение аннигиляции антипротонов при импульсах в области  $\sim 50 \text{ МэВ/с}$  (1,33 МэВ) на  ${}^4\text{He}$  [44],  ${}^3\text{He}$  [45] и  ${}^{20}\text{Ne}$  [46]. Данные, полученные, например, на  ${}^4\text{He}$ , дополняют наши результаты, полученные на  ${}^4\text{He}$  при трёх импульсах 192,8, 306,2 и 607,7 МэВ/с, а также в покое [47, 48].

Импульс пучка на входе в стримерную камеру подбирался так, чтобы антипротоны останавливались в центральной области рабочего объёма ( $\pm 22,5 \text{ см}$  вокруг середины камеры), где эффективность регистрации близка к 100% (см. рис.6). Всего для каждого рабочего газа было просмотрено около 9,0 тысяч фотоснимков, каждый с изображением одного единственного события аннигиляции  $\bar{p}$ . При низких энергиях единственной неупругой реакцией является аннигиляция, и вероятность аннигиляции в покое гораздо выше, чем на лету.

На рис.7 приведён пример распределения импульсов, измеренных не просмотром столе на расстоянии  $x_0 = 22,5 \text{ см}$  от середины камеры (см. рис.6). Это распределение отражает внутренний импульсный разброс пучка на входе в камеру, а также последующее увеличение импульсного разброса в рабочем объёме камеры. Значения импульсов были определены как по измерениям кривизн следов, так и по измерениям длин следов (пробегов антипротонов), как указано в работе [37].

Были получены следующие значения сечений аннигиляции антипротонов:

- $\sigma_{\bar{p}{}^4\text{He}} = 1342 \pm 250 \text{ мб}$ ;
- $\sigma_{\bar{p}{}^3\text{He}} = 1850 \pm 700 \text{ мб}$ ;
- $\sigma_{\bar{p}{}^{20}\text{Ne}} = 2210 \pm 1105 \text{ мб}$ .

Измеренное полное сечение аннигиляции  $\bar{p}{}^3\text{He}$  превосходит сечение для изотопа  ${}^4\text{He}$ . Полученный результат указывает на то, что ядерная структура, видимо, играет существенную роль.

Полученное полное сечение аннигиляции  $\bar{p}\text{Ne}$   $\sigma_{\text{анн}} = 2210 \pm 1105 \text{ мб}$  не согласуется с ожидаемым эффектом массового и кулоновского увеличения сечения, что подтверждает поведение сечения, которое наблюдалось на более лёгких ядрах.

В Главе 4 – **Использование ядерной фотоэмульсии для наблюдения образования гиперфрагментов и резонанса  $d^h$**  – описаны исследование образования гиперфрагментов при аннигиляции остановившихся антипротонов на ядрах в фотоэмульсии, а также результаты изучения резонансного поведения при двойной перезарядке  $\pi^+$ -мезонов на ядрах фотоэмульсии. Как и стримерная камера, фотоэмульсия является трековым детектором, в которой регистрируются (фотографируются) следы заряженных частиц.

Образование гиперфрагментов при аннигиляции антипротонов на ядрах в фотоэмульсии.

Значительное число медленных  $\Lambda$ -гиперонов, образующихся в результате перераспределения  $K$ -мезонов, обеспечивает благоприятную возможность формирования в аннигиляционных процессах гиперядер. Оценки показывают [49], что  $\sim 10\%$  всех  $\Lambda$ -гиперонов, возникающих при захвате антипротонов на ядрах, связываются в гиперядра.

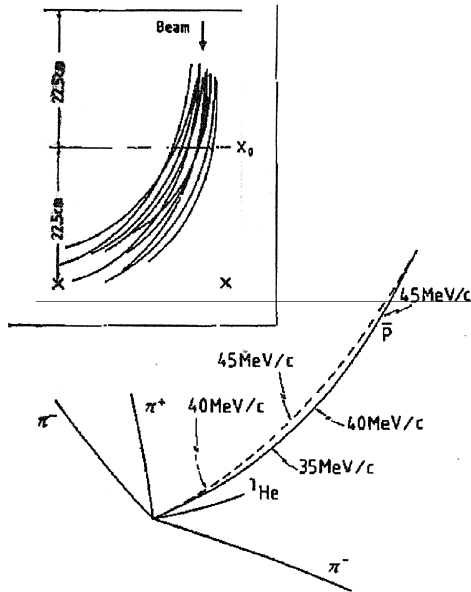


Рис. 6: Вкладка показывает набор следов останавливающихся частиц. Кресты – реперные метки. Основной рисунок представляет схематическое изображение проекции настоящего события аннигиляции в покое (сплошные линии). Кривизна следа антипротона сравнивается с кривизной реперного (стандартного) следа (штриховые линии), последняя точка которого соответствует импульсу, равному 35 МэВ/с. Стрелки указывают точки, около которых кривизна соответствует 35, 40 и 45 МэВ/с.

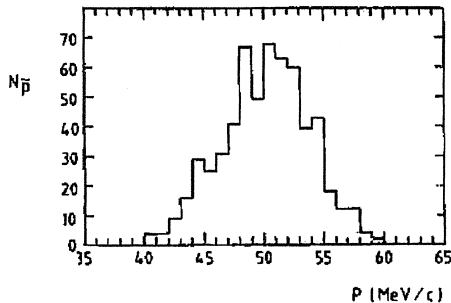


Рис. 7: Распределение импульсов частиц пучка, измеренное в начале рабочего объема стримерной камеры (линия, соответствующая  $x_0$  на рис. 6). Длины соответствующих следов антипротонов меняются в рамках 10–40 см. Антипротон с импульсом 41 МэВ/с теряет 1 МэВ/с при прохождении примерно 0,9 см, а при импульсе 51 МэВ/с  $\bar{p}$  теряет 1 МэВ/с при прохождении примерно 1,5 см.

Экспериментальное подтверждение такой модели образования гиперядер при аннигиляции антипротонов в покое получено на установке LEAR [50, 51]. На основе регистрации событий задержанного деления, происходящих в процессе аннигиляции на ядрах  $^{238}\text{U}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , определено, что вероятность образования тяжелых гиперядер в этом случае заключена в пределах  $8 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-3}$  [52] на одну антипротонную остановку.

Таким образом, процессы аннигиляции антипротонов на ядрах наряду с захватом и перезарядкой  $K$ -мезонов [53] могут рассматриваться как еще один источник образования гиперфрагментов.

В работе [54], представленной в Главе 4 диссертации и являющейся продолжением цикла исследований взаимодействия антипротонов с ядрами по программе экспериментов PS-179 ЦЕРН, проводившихся фотоэмульсионным методом, приведены первые результаты по исследованию процессов образования и распада гиперфрагментов, возникающих при аннигиляции остановившихся антипротонов на ядрах в фотоэмульсии.

Подробное описание методических вопросов, связанных с изготовлением и облучением фотоэмульсионных камер, а также детали просмотра и измерений событий поглощения антипротонов в фотоэмульсии приведены в [55, 56].

Из 4880 зарегистрированных аннигиляционных звезд, в которых прослежены в пределах одного фотоэмульсионного слоя все черные следы ( $b$ -частицы [57])<sup>7</sup>, три рассматривались как возможные события образования и мезонный распад гиперфрагментов, образованных в процессах захвата антипротонов ядрами в фотоэмульсии (в качестве кандидатов в события с вылетом гиперфрагмента отбирались “двойные звезды” - случаи, когда первичная аннигиляционная звезда связана  $b$ -следом с другой, вторичной звездой; всего найдено 28 таких событий).

Результаты анализа всех полученных экспериментальных данных позволяют утверждать, что в нашей работе впервые в процессах аннигиляции остановившихся антипротонов на ядрах в фотоэмульсии зарегистрированы три события - образование, вылет и мезонный распад легких гиперфрагментов  $^3_{\Lambda}\text{H}$  и  $^4_{\Lambda}\text{H}$ .

Вероятность возникновения таких реакций на одну остановку антипротона в фотоэмульсии составляет  $(6, 1 \pm 3, 5) \cdot 10^{-4}$ .

Все зарегистрированные события образования и  $\pi^-$ -мезонного распада гиперфрагментов интерпретированы как аннигиляция остановившихся антипротонов на легких (C, N, O, S) ядрах в фотоэмульсии. Поэтому если предположить, что, как и в случае поглощения  $\pi^-$ -мезонов, 38% [58] всех захватов антипротонов происходит на легких ядрах в фотоэмульсии, то вероятность выхода гиперфрагментов на одну остановку в этих ядрах будет равна  $(1, 6 \pm 0, 9) \cdot 10^{-3}$ .

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Впервые зарегистрированы три события - образование, вылет и мезонный распад легких гиперфрагментов  $^4_{\Lambda}\text{H}$  и  $^3_{\Lambda}\text{H}$  в процессах аннигиляции остановившихся антипротонов на легких (C, N, O, S) ядрах в фотоэмульсии.
2. Нижняя граница вероятности образования гиперфрагментов  $^4_{\Lambda}\text{H}$  и  $^3_{\Lambda}\text{H}$  на одну остановку антипротона в ядерной фотоэмульсии равна  $(6, 1 \pm 3, 5) \cdot 10^{-4}$ .
3. Энергетический баланс полных начальной и конечной энергии в рассматриваемых реакциях дает основание для утверждения, что наиболее вероятным механизмом

<sup>7</sup>Напомним классификацию следов частиц в ядерной фотоэмульсии:  $b$ -частица - чёрный след,  $g$ -частица - серый след,  $s$ -частица - релятивистский след [56].

рождения гиперфрагментов является перезарядка образованных в результате аннигиляционного процесса  $K^-$ -мезонов на нуклонах ядра-остатка. Одним из возможных каналов перезарядки предполагается рождение гиперядра на малонуклонном кластере [ $^4\text{He}$ ].

Резонансное поведение при двойной перезарядке  $\pi^+$ -мезонов в фотоэмульсии. Вторая работа [59], выполненная с помощью ядерной фотоэмульсии и представленная в Главе 4 диссертации, посвящена анализу спектра масс систем  $pp\pi^-$  и  $pp$ , рождаемых в реакции двойной перезарядки (Double Charge eXchange: DCX) положительно заряженных пионов на ядрах  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  в фотоэмульсии; в спектре инвариантных масс обнаружен пик при  $M_{pp\pi^-} \approx 2.05$  ГэВ. Энергия падающих  $\pi^+$ -мезонов была  $T_{\pi^+} = 40 \div 140$  MeV, а разрешение в инвариантной массе  $M_{pp\pi^-}$  достигало примерно 10 МэВ. В то же время в спектре  $M_{pp}$  проявляется сильный эффект Мигдала-Ватсона взаимодействия в конечном состоянии между двумя протонами. Наши наблюдения подтверждают существование псевдоскалярного резонанса  $NN\pi$  с  $T = 0$ , названного  $d'$  и предложенного для объяснения максимумов, обнаруженных в сечении рассеяния вперёд при двойной перезарядке  $\pi^+ (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)\pi^-$  при  $T_{\pi^+} \sim 50$  МэВ [60]-[62].

Двойная перезарядка (DCX)  $\pi^\pm$ -мезонов была впервые обнаружена при исследовании взаимодействий пионов с ядрами фотоэмульсии [63]-[68]. В этих экспериментах использовались эмульсионные камеры, набранные из слоёв NIKFI-BR толщиной 400 и 600  $\mu\text{m}$ , которые облучались в пучках  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -пионов фазотрона Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ; разброс в импульсах пионов в пучках был  $\sim 3\%$ . Размеры фотоэмульсионных камер были выбраны такими, чтобы пионы с энергией 50-60 МэВ полностью останавливались в эмульсии.

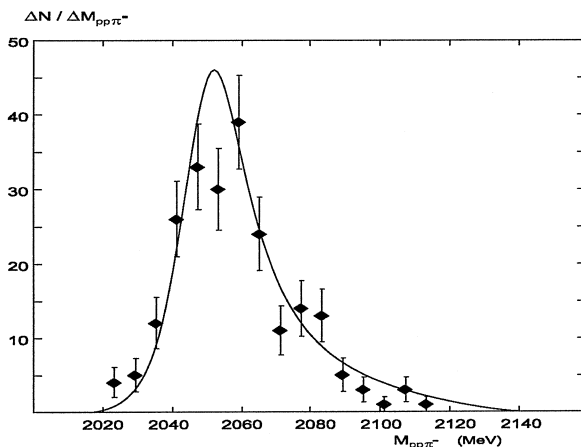


Рис. 8: Резонансное описание спектра инвариантных масс  $pp\pi^-$  в сравнении с экспериментальными данными для реакции  $\pi^+ + ^{107}\text{Ag} \rightarrow ^{105}\text{Ag} + pp \pi^-$  (см. текст)

События двойной перезарядки (DCX) в фотоэмульсионной камере, облучавшейся  $\pi^+$ -мезонами, идентифицировались по остановкам  $\pi^-$ -мезонов, а в камерах, облучавшихся  $\pi^-$ -мезонами, такие события узнавались по распадам  $\pi^+$ -мезонов.

В случае DCX  $\pi^+$ -мезона два нейтрона ядра-мишени становятся протонами, которые могут оставить ядро. Нами было отобрано 224 события DCX  $\pi^+$ -мезонов, в которых были найдены только два протона и один  $\pi^-$ -мезон в конечном состоянии, в то время как не было никаких видимых следов ядра отдачи или быстрого электрона в центре звезды.

В каждом из этих отобранных событий измерялись углы между следами всех вторичных заряженных частиц и следом падающего  $\pi$ -мезона; импульсы и энергии частиц были также определены по их пробегам. Результаты этих измерений позволили определить спектр инвариантных масс  $pp\pi^-$ .

Оказалось, что разумное согласие между экспериментальными данными и модельными распределениями  $M_{pp\pi^-}$  можно обеспечить только в случае рождения системы  $pp\pi^-$  через  $d'$ -резонанс ( $\pi^+ + {}^A\text{Ag} \rightarrow (A-2)\text{Ag} + d'$ ) с последующим распадом  $d'$  в  $pp\pi^-$  (см. рис.8). Масса резонанса, необходимая для описания экспериментального спектра инвариантных масс  $M_{pp\pi^-}$ , оказывается равной  $\approx 2,05$  ГэВ. Параметры резонанса, необходимые для подгонки к спектру  $M_{pp\pi^-}$  совпадают с соответствующими параметрами, полученными из данных по переходам на дискретные уровни при двойной перезарядке.

Эффективный способ получить больше информации о механизме рождения системы  $pp\pi^-$  в реакции двойной перезарядки состоит в исследовании распределения инвариантных масс системы  $pp$ . Хорошо известно, что на часть спектра  $M_{pp}$  со стороны низких масс оказывает влияние эффект Мигдала-Ватсона взаимодействия  $NN$  в конечном состоянии (FSI) [69], [70], когда два нуклона находятся в относительном состоянии  $s$ -волны.

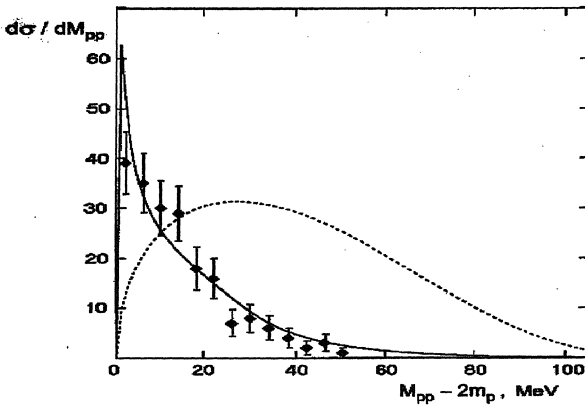


Рис. 9: Распределение инвариантных масс  $pp$  в реакции  $\pi^+ + {}^{107}\text{Ag} \rightarrow {}^{105}\text{Ag} + pp \pi^-$ : подгонка данных основана на формуле для вычисления эффекта взаимодействия в конечном состоянии (FSI) с учётом кулоновского отталкивания. Пунктирная кривая – распределение по фазовому объёму для реакции  $\pi^+ + {}^{107}\text{Ag} \rightarrow {}^{105}\text{Ag} + pp \pi^-$ .

На рис.9 показано распределение инвариантных масс  $pp$ , указывающее на значительное взаимодействие  $pp$  в конечном состоянии (FSI).

Наблюдение сильного эффекта взаимодействия в конечном состоянии (FSI) вполне разумно для резонансного рождения системы  $pp\pi^-$ , если  $d'$  – по сути 6-ти-кварковый объект с типичным адронным размером, равным  $\sim 1 \div 1.5$  фм.

**Глава 5 – Наблюдение  $\Delta^-$ -резонанса и одиночных  $\gamma$ -квантов в двухлучевых событиях  $\pi^-^4\text{He}$  взаимодействия при энергии 106 МэВ** – посвящена описанию [71] установки СТРИМЕР, созданной коллаборацией ДУБТО для изучения взаимодействий пионов с гелием на фазотроне Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ, и полученных с её помощью результатов [72].

Как сказано выше, эта совместная работа физиков ОИЯИ и итальянского института ядерной физики INFN, а также туринского университета, выполняемая в рамках коллаборации ДУБТО, начиная с 2000 г., фактически является продолжением исследования взаимодействия пионов промежуточных энергий с гелием, проведённого на фазотроне ЛЯП ОИЯИ с помощью техники самошунтирующихся стримерных камер, созданной в ЛЯП в конце шестидесятых годов прошлого столетия.

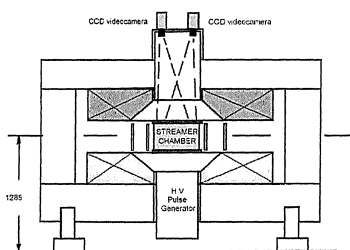


Рис. 10: Схема стримерной камеры с размерами  $47 \times 60 \times 16$  см<sup>3</sup>, помещённой в магнит МС-4А Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Новым в используемой установке СТРИМЕР, по сравнению с установкой семидесятых годов, является магнитный анализ импульсов заряженных частиц и видеосъём событий, происходящих в рабочем объёме стримерной камеры. Здесь мы ограничимся только кратким описанием установки.

Установка СТРИМЕР (Fig. 10) представляет собой магнитный спектрометр с самошунтирующейся стримерной камерой [73]–[77], через объём которой продувается рабочая газовая смесь (типичный состав:  $^4\text{He}$ ,  $\text{C}\text{H}_4$  - 0,05%,  $\text{H}_2\text{O}$  - 0,1%, воздух - 0,05%), обеспечивающая получение ярких хорошо локализованных следов заряженных частиц при атмосферном давлении; камера помещена внутрь анализирующего электромагнита МС-4А, созданного в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (изменение поля внутри объёма камеры по вертикали  $\leq 1\%$ ); две видеокамеры (ВК) на ПЗС матрицах фирмы SenSys Photometrics служат для записи двух стереоизображений ядерных событий, происходящих в объёме стримерной камеры. СТРИМЕР облучается на пионном пучке фазотрона ОИЯИ (расположение установки на пионном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ показано на рис. 11), а набор сцинтилляционных счётчиков (С1÷С9) вырабатывает триггерный импульс для запуска высоковольтного генератора импульсных напряжений



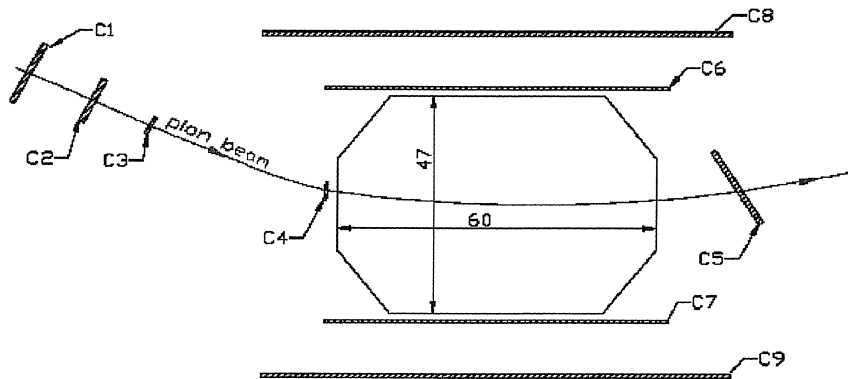


Рис. 11: Схема установки СТРИМЕР на пучке пионов: стримерная камера  $47 \times 60 \times 16 \text{ см}^3$  и годоскоп сцинтилляционных счётчиков C1÷C9.

(HVPG). Интенсивность пионного пучка, проходящего через рабочий объём стримерной камеры равнялась  $1 \div 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$  при импульсе пионов в пучке, равном 206 МэВ/с.

Полная толщина газа ( $^4\text{He}$ ) в камере равна  $10,7 \text{ мг/см}^2$ , в то время как толщины входного и выходного майларовых окон равны  $1,38 \text{ мг/см}^2$  и  $27,6 \text{ мг/см}^2$ , соответственно; эффективная толщина тонкого счётчика (C4) на входе камеры равна  $120 \text{ мг/см}^2$ . Стенки стримерной камеры сделаны из майлара толщиной  $0,2 \text{ мм}$ , так что через них могут проходить пионы с энергией 6 МэВ и протоны с энергией 18 МэВ.

Две видеокамеры используемые в эксперименте, снабжены объективами Цейсс (F/2 16,0 мм) с базой между параллельными оптическими осями, равной 253,0 мм. Диафрагма объективов, подходящая для фотографирования событий в  $^4\text{He}$ , была 2,8, что обеспечивало глубину резкости, превышающую глубину чувствительного объёма стримерной камеры, равную 160,0. На рис. 12 показано видеоизображение трёхлучевого события взаимодействия пиона с ядром гелия в стримерной камере. На рис. 13 представлены распределения яркости поперёк следов на этом изображении. Вторичный пион, рассеянный вниз под углом, равным примерно  $100^\circ$ , чётко идентифицируется по ионизационным потерям и импульсу, в то время как идентификация двух тяжёлых вторичных частиц требует дальнейшего анализа как ионизационных потерь, так и кинематики.

Процедура обработки данных эксперимента ДУВТО существенно отличается от процедуры, подробно описанной в работе [78], тем, что оцифрованные изображения всех сфотографированных ядерных событий доступны для реконструкции и кинематического анализа непосредственно после проведения экспериментального сеанса набора статистики на ускорителе; кроме того, имеется информация о полной освещённости, зарегистрированной каждым из  $1317 \times 1035$  пикселей ПЗС-матрицы. При восстановлении каждого следа частицы в пространстве используется весь набор пикселей (всего, как правило,  $\geq 1000$ ) вдоль следа, которые имеют яркость, превышающую среднюю яркость по всему ПЗС-изображению следа.

В диссертации подробно обсуждаются вопросы определения точности измерения им-

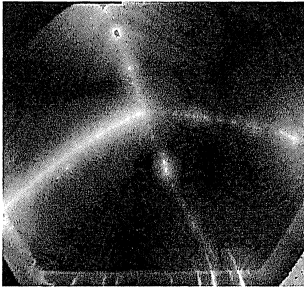


Рис. 12: Видеоизображение трёхлучевого события взаимодействия  $\pi^4\text{He}$ . Следы падающего (входящего справа) и рассеянного (вниз на  $\sim 100^\circ$ ) пионов отличаются от следов сильно ионизирующих продуктов реакции.

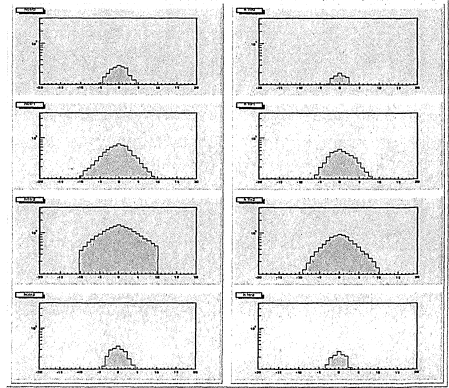


Рис. 13: Распределения (сверху вниз) яркости следов события, показанного на предыдущем рисунке: 1. падающий пион; 2. первая сильно ионизирующая частица; 3. вторая сильно ионизирующая частица; 4. рассеянный пион.

пульсов и углов вылета всех частиц, участвующих в изучаемых реакциях.

#### Двухлучевые события взаимодействия $\pi^-4\text{He}$ при 106 МэВ

С помощью описанной выше установки со самошунтирующейся стримерной камерой в магнитном поле 0,65 Т мы провели исследование взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с энергией 106 МэВ и ядра  $^4\text{He}$  при рождении двух заряженных частиц в конечном состоянии [72].

Были определены относительные вероятности различных каналов реакции. Получено свидетельство существования канала реакции, в котором в конечном состоянии имеется  $\gamma$ -квант, а также впервые наблюдалось прямое рождение  $\Delta^-$ -резонанса. Определены распределения поперечных сечений для упругого и квази-упругого каналов реакции.

В эксперименте, описанном в диссертации, мы рассматривали события взаимодействия  $\pi^-4\text{He}$  с двумя заряженными частицами в конечном состоянии (двухлучевые события), одна из которых – сильно ионизирующее ядро отдачи ( $^4\text{He}$  или  $^3\text{He}$ ), при отсутствии вторичных протонов. Результаты работы основаны на статистике 2041 двухлучевых событий следующих каналов реакции  $\pi^-4\text{He}$ :

$$\pi^- + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + ^4\text{He}, \quad (1)$$

$$\pi^- + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + ^4\text{He} + \gamma, \quad (2)$$

$$\pi^- + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + ^3\text{He} + n. \quad (3)$$

На рис. 14 видно типичное 2-лучевое событие  $\pi^-4\text{He}$  взаимодействия, произошедшее в рабочем объёме стримерной камеры эксперимента ДУБТО. Разброс энергии в пучке был определён измерением импульса каждого отдельного падающего пиона и равнялся  $\pm 14$  МэВ; угловой разброс пучка на входе в объём стримерной камеры оказался равным  $\pm 3^\circ$ .

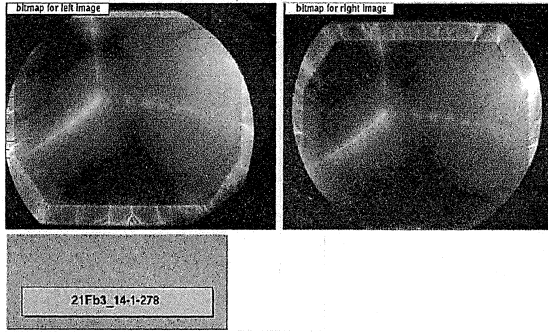


Рис. 14: 2-лучевое событие  $\pi^{-4}\text{He}$  взаимодействия в стримерной камере эксперимента ДУБТО. Пион пучка входит в стримерную камеру справа и рассеивается вверх на угол, близкий к  $90^\circ$ , сильно ионизирующее ядро отдачи рассеивается вниз налево.

Видеоизображения событий реакций (1)–(3) аналогичны друг другу: падающий и рассеянный пионы – слабо ионизирующие частицы, и рассеянный пион легко отличить от более тяжёлой сильно ионизирующей частицы.

Для идентификации частиц и событий мы используем яркости (светимости) следов, связанные с соответствующими ионизационными потерями частиц в газе камеры, и кинематику событий, анализ которой проводился с помощью техники искусственных нейронных сетей. На рис. 15 показано распределение нормализованных разностей между измеренными импульсами ядер отдачи и импульсами ядер  $^4\text{He}$ , вычисленными по кинематике упругого рассеяния пионов<sup>1</sup>. Несмотря на то, что средне-квадратичные отклонения,

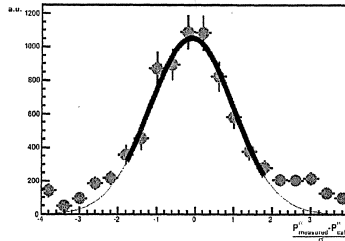


Рис. 15: Распределение нормализованных разностей  $(P_{meas}^\alpha - P_{calc}^\alpha)/\sigma$  между измеренными и вычисленными (по импульсам и углам рассеянных пионов) импульсами ядер отдачи  $^4\text{He}$  в упругих событиях. Поскольку каждая частица в любом событии измеряется независимо,  $\sigma^2 = \sigma_{inc.}^2 + \sigma_{scat.}^2 + \sigma_{recoil.}^2$ . Сплошная кривая – нормальное распределение подогнанное (фитированное) к экспериментальным точкам ( $\sigma_{normalized} = 1.085$ ). Подгонка (фит) проведена для точек, лежащих внутри  $2\sigma$ : отклонения за пределами  $2\sigma$  вызваны примесью событий  $\pi^4\text{He}\gamma$  среди набора упругих событий  $\pi^4\text{He}$ .

<sup>1</sup>Средне-квадратичное отклонение в измерениях углов было  $\sigma_\theta \approx 1^\circ$ , как в наших предыдущих экспериментах [79].

вычисленные для каждого индивидуального события по импульсу и длине следа соответствующего ядра отдачи, могут различаться очень существенно, экспериментальные точки следуют нормальному (Гауссовому) распределению в пределах двух стандартных отклонений ( $\sigma_{normalized} = 1.085$ ), что подтверждает правильность учёта экспериментального разрешения.

События каналов (1)–(3) анализируются путём сравнения кинематических параметров измеренных событий с соответствующими распределениями для модельных событий, полученных с помощью стандартной программы GENBOD (CERN program W515: N-Body Monte-Carlo Event Generator [82]).

Относительные вероятности (BR) различных каналов реакции, полученные путём идентификации экспериментальных событий с помощью искусственной нейронной сети (ANN), оказались следующими: упругое рассеяние –  $0.51 \pm 0.02$ ; рождение  $\gamma$ -кванта –  $0.05 \pm 0.01$ ; выбивание нейтрона –  $0.44 \pm 0.02$ .

Видно, что сумма относительных вероятностей упругого и радиационного каналов  $\pi^{-4}\text{He}$  взаимодействия равна примерно 60%, что согласуется с величинами, полученными для упругого канала в диффузионной камере для положительных пионов [4]. На самом же деле, события упругого рассеяния, идентифицированные в предыдущих экспериментах [4, 80], скорее всего включали события канала  $\pi^{-4}\text{He}\gamma$ , поскольку, как указано выше, для определения полных недостающих импульса и энергии реакции необходимо знать импульс ядра отдачи.

События с  $\gamma$ -квантами в конечном состоянии (канал (2)).

На рис. 16 показано распределение отношения величин полного недостающего импульса и полной недостающей энергии для событий, идентифицированных как события канала (2). Как и следует ожидать, пик для событий с одиночными  $\gamma$ -квантами в конечном состоянии распределён вокруг единицы.

Полученный в настоящей работе набор радиационных событий не позволяет определить процесс, ответственный за рождение  $\gamma$ -квантов в реакциях  $\pi^{-4}\text{He}$ . Однако, можно рассмотреть некоторые возможности.

- Тормозное излучение в  $\pi^{-4}\text{He}$  реакции приводит к рождению  $\gamma$ -квантов. В нашем случае отношение между полными вероятностями реакции  $\pi^{-4}\text{He}\gamma$  и упругим рассеянием, оказавшееся равным 0,1; сравнение возможно только с имеющимся отношением для  $\pi\pi$  тормозного излучения, измеренным с помощью водородной пузырьковой камеры [81] и равным 0,0185.
- Наше первое наблюдение реакции  $\pi^{-4}\text{He} \rightarrow \pi^{-4}\text{He}\gamma$ , основанное на анализе обоих вторичных заряженных частиц, возможно, выявило  $\gamma$ -кванты, которые как-то сродни прямым фотонам, наблюдаемым в столкновениях ядер с ядрами при высоких энергиях (см. [83] и приведённые там ссылки) одновременно с фоном пионов с энергиями около 100 МэВ; такие  $\gamma$ -кванты могут быть вызваны прямым кварк-кварк взаимодействием и указывать на схожие взаимодействия внутри ядерной материи ядра  ${}^4\text{He}$ .

На самом деле, рождение фотонов при энергиях, значительно более высоких, чем энергия связи ядра  ${}^4\text{He}$  (28 МэВ) указывает на то, что эти фотоны не являются просто результатом переходов между ядерными уровнями, но могут быть результатом

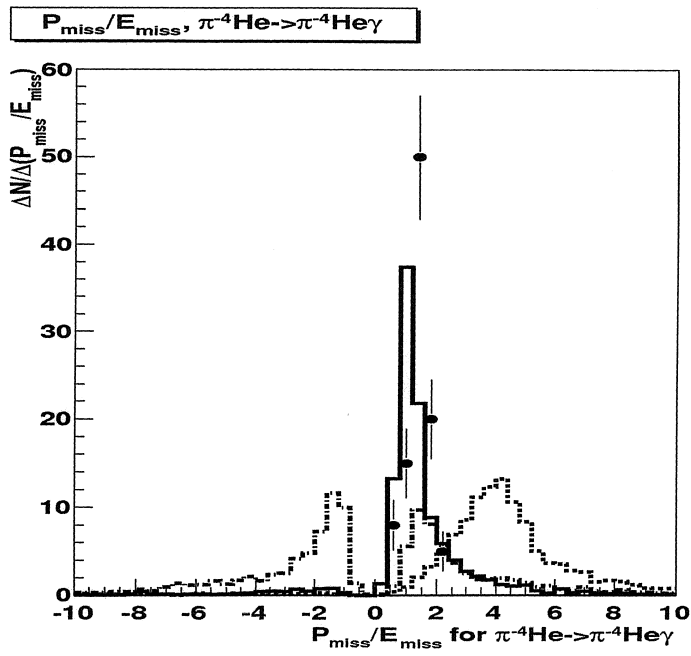


Рис. 16: Распределение отношения  $P_{miss}/E_{miss}$  величин полного недостающего импульса и полной недостающей энергии для событий, идентифицированных как события канала (2). Гистограммы соответствуют распределениям для модельных событий каналов (1) (штрихпунктирная линия), (2) (сплошная линия) и (3) (штриховая линия).

снятия возбуждения возбуждённой ядерной материи с участием кварковых степеней свободы. На это указывает то, спектр энергий  $\gamma$ -квантов следует распределению Планка для излучения чёрного тела со средней энергией  $E_0=14,4\pm 1,6$  МэВ. Полученная относительно низкая температура, ниже энергии связи ядра  ${}^4\text{He}$ , возможно, объясняет излучение  $\gamma$ -квантов с высокими энергиями без развала ядра.

- Возможно, рождение  $\gamma$ -квантов связано с возбуждением  $\Delta$ -резонанса и последующим снятием возбуждения с излучением  $\gamma$ -кванта (см. [84] и приведённые там ссылки).

#### Наблюдение канала реакции, при котором происходит выбивание нейтрона.

На экспериментальном распределении (точки) угла  $\theta_{n^3\text{He}}$  (в лабораторной системе координат) между импульсами нейтрона и ядра  ${}^3\text{He}$  для событий реакции  $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^- n^3\text{He}$  (канал (3)), представленном на рис. 17, видно два чётких максимума: один при больших ("back-to-back") углах вокруг  $150^\circ$ , как и следует ожидать, если три вторичные частицы, из которых две – тяжёлые, а третья намного легче, никак не скоррелированы, и второй максимум при более низких углах около  $105^\circ$ . События, соответствующие двум разным максимумам, скорее всего, вызваны разными механизмами реакции выбивания нейтро-

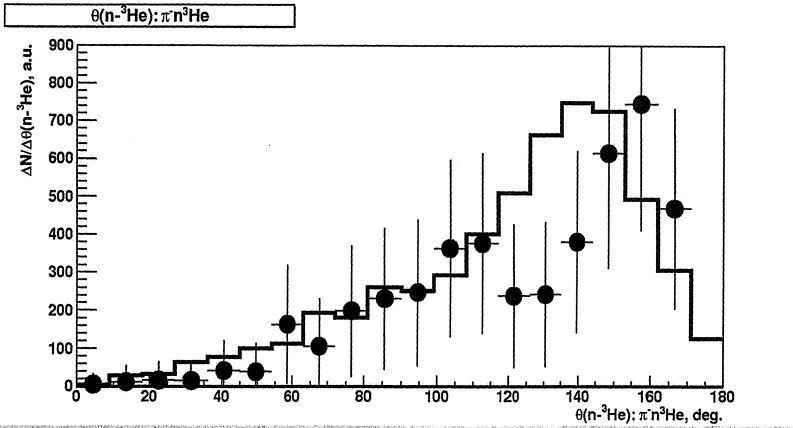


Рис. 17: Распределение углов между полным недостающим импульсом (т.е. импульсом нейтрона) и импульсом ядра  ${}^3\text{He}$  в канале реакции  $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^-n{}^3\text{He}$ . Гистограммой показано модельное распределение по фазовому объёму без структуры, которая видна в экспериментальном распределении.

на. В модельном распределении, соответствующем фазовому объёму и представленном на рис. 17 (гистограмма) не видно никакой структуры.

Максимум вокруг  $150^\circ$ , скорее всего, связан с развалом ядра  ${}^4\text{He}$  в соответствии с фазовым объёмом (или с квазиупругим рассеянием падающего  $\pi^-$ -мезона на периферическом нейтроне).

Максимум вокруг  $105^\circ$ , судя по всему, связан с событиями выбивания нейтрона, идущего через двухступенчатый механизм: сначала первичный падающий пион возбуждает  $\Delta^-$ -резонанс на внутреннем нейтроне ядра  ${}^4\text{He}$ . Вторичный нейтрон, образующийся при распаде  $\Delta^-$ -резонанса, никак не скоррелирован с ядром отдачи  ${}^3\text{He}$ .

Такое предположение подтверждается распределением (рис. 18) инвариантных масс системы  $\pi^-n$ , построенное для событий, принадлежащих широкому максимуму вокруг  $105^\circ$ , и проявляющее структуру, характерную для определённой массы:  $M_{\pi^-n} = 1159 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$ .

В то же время распределение инвариантных масс системы  $\pi^-n$ , приведённое на рис. 19 и построенное для событий, принадлежащих пику вокруг  $150^\circ$  (рис. 17) на имеет никакой структуры.

В нашем эксперименте энергия  $\sim 106 \text{ МэВ}$  падающих  $\pi^-$ -мезонов, при которой на гелии образуется  $\Delta^-$ -резонанс, значительно ниже энергии, соответствующей максимальной вероятности образования  $\Delta^-$ -резонанса в свободном состоянии.

Значение  $M_\Delta \sim 1160 \text{ МэВ}$  меньше, чем известная масса  $\Delta^-$ -резонанса, равная  $1232 \text{ МэВ}$ , что может быть связано с эффектами ядерной материи. Похожий сдвиг массы изобары  $\Delta^{++}$  наблюдается также в работе [85] в  $(p, n)$  реакциях при  $1,5 \text{ ГэВ}/c$  на  ${}^{12}\text{C}$  в области возбуждения  $\Delta$ . Измерения пион-ядерного упругого рассеяния показали наличие такого же сдвига, зависящего от угла рассеяния пиона и атомного номера ядра-мишени (см. нашу более раннюю работу [3]).

Ширина  $M_{\pi^-n}$  также меньше, чем вакуумная ширина  $\Delta$ . Такие же эффекты, вместе

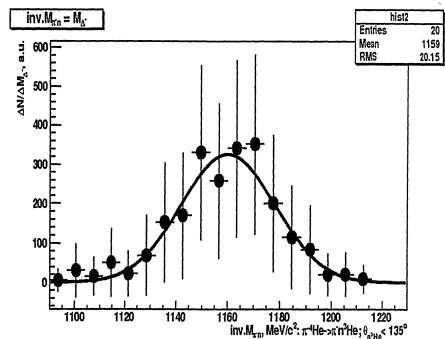


Рис. 18: Распределение инвариантных масс системы  $\pi^- n$ , построенное для событий, принадлежащих широкому максимуму вокруг  $105^\circ$  (см.рис. 17):  $M_{\pi^- n} = 1159 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$ .

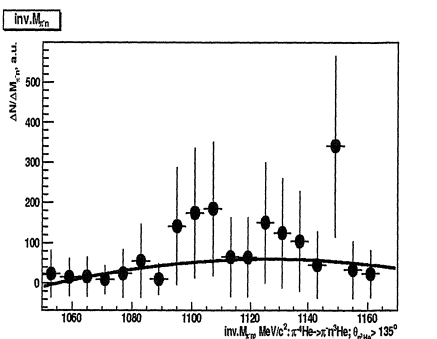


Рис. 19: Распределение инвариантных масс системы  $\pi^- n$ , построенное для событий, принадлежащих узкому максимуму вокруг  $150^\circ$  (см.рис. 17).

со сдвигом массы, наблюдались в случае упругого пион-ядерного рассеяния при высоких передачах импульса (см. ту же работу [3]) в соответствии с коллективной моделью изобарного резонанса. Поэтому резонансное поведение  $M_{\pi^- n}$ , наблюдаемое в настоящей работе, возможно, связано с возбуждением коллективного резонанса; при этом возникает сдвиг по массе и уменьшение его ширины, причём образуется система, которая более стабильна, чем в вакууме.

Надо отметить, что ещё в 1974 г. М.Диллиг и М.Г.Хёрбер в статье "Существует ли в ядрах гигантский (3,3) резонанс" (Physics Letters, 48B (1974) 417) отмечали, что свойства ядерного резонанса (3,3) должны сильно отличаться от свойств свободного  $\Delta$ -резонанса и что как максимум, так и ширина резонанса будут смещены в сторону меньших значений.

## Заключение

Начиная с середины прошлого века, в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ проводятся систематические исследования рассеяния пионов обоих знаков на лёгких ядрах при различных энергиях. Существенный вклад в те исследования, которые проводились при активном участии автора настоящей диссертации, связан с использованием трековых детекторов – стримерных камер и ядерной фотоэмульсии, которые были нами также использованы при изучении взаимодействия антипротонов с лёгкими ядрами в ЦЕРНе. Подводя итоги проделанной работы, можно сделать ряд выводов.

1. Реализован так-называемый режим самошунтирования работы гелиевых стримерных камер, при котором хорошо локализованные яркие следы заряженных частиц получаются путем управления распределением интенсивности свечения разрядных каналов, расположенных вдоль траекторий частиц, за счет введения в рабочий объем камеры соответствующих примесей.
2. Описан расчётный метод [86] учёта конического репроектирования камерных стереофотографий при определении импульсов заряженных частиц, движущихся в магнит-

ном поле. Указанный метод был применён при измерении энергетического спектра электронов, рождающихся при распаде отрицательных  $\mu$ -мезонов в диффузионной камере [87].

3. Обработано несколько тысяч стереофотографий событий упругого рассеяния пионов на ядрах  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$ . Создана серия программ [88], предназначенных для вычисления и контроля параметров системы фотографирования стримерной камеры высокого давления, анализа параметров пучка пионов и геометрической реконструкции фотографируемых событий. Созданные программы позволили получить дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов на ядрах  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  при различных энергиях в районе резонанса  $\Delta_{33}$ . Измерения на ядре гелия-3 выполнены впервые в мировой практике.
4. Создан спектрометр с самошунтирующейся стримерной камерой в магнитном поле, использованный в эксперименте PS179 на LEAR (CERN) для систематического изучения взаимодействия между антипротонов низких энергий с ядрами  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ , Ne.
5. Получены следующие значения сечений аннигиляции антипротонов при импульсах в области  $\sim 50$  МэВ/с ( $< 1,5$  МэВ):  $\sigma_{\bar{p}{}^4\text{He}} = 1342 \pm 250$  мб;  $\sigma_{\bar{p}{}^3\text{He}} = 1850 \pm 700$  мб;  $\sigma_{\bar{p}{}^2\text{He}} = 2210 \pm 1105$  мб. Полученный результат указывает на то, что ядерная структура, видимо, играет существенную роль.
6. Впервые зарегистрированы три события образования, вылета и мезонного распада легких гиперфрагментов  ${}^4_\Lambda\text{H}$  и  ${}^3_\Lambda\text{H}$  в процессах аннигиляции остановившихся антипротонов на легких (C, N, O, S) ядрах в фотоэмульсии. Наиболее вероятным механизмом рождения гиперфрагментов оказывается перезарядка образованных в результате аннигиляционного процесса  $K^-$ -мезонов на нуклонах ядра-остатка. Одним из возможных каналов перезарядки является рождение гиперядра на малонуклонном кластере [ ${}^4\text{He}$ ].
7. Наши наблюдения, выполненные при анализе спектра масс систем  $pp\pi^-$  и  $pp$ , рождаемых в реакции двойной перезарядки (DCX) положительно заряженных пионов на ядрах  ${}^{107}\text{Ag}$  и  ${}^{109}\text{Ag}$  в ядерной фотоэмульсии, подтверждают существование псевдоскалярного резонанса  $NN\pi$  с  $T = 0$ , названного  $d'$  и предложенного для объяснения максимумов, обнаруженных в сечении рассеяния вперёд при двойной перезарядке  $\pi^+(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)\pi^-$  при  $T_{\pi^+} \sim 50$  МэВ.
8. Впервые обнаружен канал взаимодействия  $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^-{}^4\text{He} \gamma$ , в котором рождается одиночный  $\gamma$ -квант, что может быть вызвано снятием возбуждения ядерной материи  ${}^4\text{He}$ . Этот канал реакции мог быть обнаружен только при возможности исследовать полную кинематику всех вторичных заряженных частиц в двухлучевых каналах реакции  $\pi^-{}^4\text{He}$ .
9. Впервые получено экспериментальное доказательство наличия двух механизмов выбивания нейтронов в канале реакции  $\pi^-{}^4\text{He} \rightarrow \pi^- n {}^3\text{He}$ , при одном из которых реакция идёт через промежуточное состояние ( $\Delta^-$ -резонанс, масса которого, измеренная при энергии около  $T_\pi \sim 100$  МэВ, оказалась равной  $M_{\Delta^-} = 1160$  МэВ).



Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Д. Б. Понтекорво,  
Учёт конического репроектирования камерных стерео-фотографий при определении импульсов заряженных частиц, движущихся в магнитном поле,  
Приборы и техника эксперимента, 4, 66 (1964).
2. Д. Б. Понтекорво, Р. М. Суляев,  
Параметр Мишеля в  $\mu^- \rightarrow e^-$ -распаде,  
ЯФ, 1, вып. 2, 283 (1965).
3. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, G.B.Pontecorvo and Yu.A.Sherbakov,  
Highly localized bright tracks in helium-filled streamer chamber,  
Nucl.Instr.and Meth. 53 (1967) 266;  
М.М.Кулюкин, Д.Б.Понтекорво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков,  
Хорошо локализованные яркие следы в стримерной камере, наполненной гелием,  
Препринт ОИЯИ Р13-3123, Дубна (1967).
4. I.Falomkin, ..., G.B.Pontecorvo et al.,  
A streamer chamber filled with  $^3\text{He}$ ,  
Lett. Nuovo Cimento 5 (1972) 757.
5. I. V. Falomkin, ..., G.B.Pontecorvo et al.,  
Elastic scattering of  $\pi^+$  mesons on  $^4\text{He}$  at 68 and 154 MeV,  
Nuovo Cimento 21A, 168 (1974).
6. I. V. Falomkin, ..., G.B.Pontecorvo et al.,  
Elastic scattering of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons on  $^3\text{He}$  at 154 MeV,  
Nuovo Cimento 24A, 93 (1974).
7. Лозанский Э. Д., Понтекорво Д. Б.,  
Влияние формы стримера на его развитие,  
ЖТФ, т.44, вып.2, с.2322 (1974).
8. F.Balestra, ..., G.Pontecorvo et al.,  
Self-Shunted Streamer Chamber,  
Nucl.Instr.and Meth. 125 (1975) 157.
9. L.Busso, ..., G.Pontecorvo et al.,  
On track localization in self-shunted helium-filled streamer chambers,  
Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 431;  
Л.Буссо, ..., Д.Б.Понтекорво и др.,  
Локализация следов заряженных частиц в самошунтирующейся гелиевой стримерной камере,  
ЖЭТФ, 70 (1976) 785.
10. I.V.Falomkin, ..., G.B.Pontecorvo et al.,  
New Improvement in Track Localization in Self-Shunted Helium Streamer Chamber,  
Lett. Nuovo Cimento 16 (1976) 117.

11. В.В.Ермолаев, ..., Д.В.Понтекорво и др.,  
Система обработки фотоснимков со стримерной камеры высокого давления, Пре-  
принт ОИЯИ P10-9949, 1976.
12. F.BALESTRA, ..., I.V.FALOMKIN, G.B.PONTECORVO and Yu.A.SHCHERBAKOV,  
 $\pi^+$  MESON INTERACTION ON  $^4\text{He}$  AT 120, 145 AND 165 MeV,  
Nucl. Phys. **A340** (1980) 372.
13. F.Balestra, ..., G.B.Pontecorvo et al.,  
On the Collective Isobaric Resonances in Pion-Nucleus Scattering at Intermediate Energies,  
Nuovo Cimento A **55** (1980) 273.
14. F.Balestra, ..., G.Pontecorvo et al.,  
Experimental Apparatus for Studying the Interaction of Antiprotons with Light Nuclei,  
Nucl.Instr.and Meth. A234 (1985) 30.
15. F.Balestra, ..., G.Pontecorvo et al.,  
Measurement of  $\bar{p}^4\text{He}$  Annihilation Events Detected in a Self-Shunted Streamer Chamber,  
Nucl.Instr.and Meth. A257 (1987) 114.
16. F.Balestra, ..., G.Pontecorvo et al.,  
Antiproton-Helium Annihilation Around 45 MeV/c,  
Phys. Lett. B230 (1989) 36.
17. Балестра Ф., Батусов Ю.А., ..., Понтекорво Д.В. и др.,  
Образование гиперфрагментов при аннигиляции остановившихся антипротонов на  
ядрах в фотоэмульсии,  
ЯФ, т.56, вып.5, стр.6, 1993 г.
18. A.Bianconi, G.Bonomi,... G.B.Pontecorvo et al.,  
Antiproton-neon annihilation at 57 MeV/c,  
Physics Letters B 481 (2000) 194.
19. A.Bianconi, G.Bonomi,... G.B.Pontecorvo et al.,  
Antiproton-helium 3 annihilation at 55 MeV/c,  
Physics Letters B 492 (2000) 254.
20. E. M. Andreev, N. S. Angelov, ..., G. B. Pontecorvo et al.,  
Streamer chamber spectrometer with CCD videocameras for studying pion interactions  
with light nuclei at energies below the  $\Delta$ -resonance,  
Nucl. Instr. and Meth. **A489** (2002) 99.
21. Yu.A. Batusov, T.D. Blokhintseva, F. Balestra, M.P. Bussa, G. Piragino, G.B. Pontecorvo,  
M.G. Schepkin,  
Resonant behaviour in double charge exchange reaction of  $\pi^+$ -mesons on the nuclear  
photoemulsion,  
Eur. Phys. J. **A 28**,(2006) 11.
22. N.Angelov, ..., G.Pontecorvo et al.,  
Two-prong  $\pi^-^4\text{He}$  interactions at 106 MeV,  
Eur. Phys. J. **A 34** (2007) 255.

# Литература

- [1] S.Fernbach, R.Serber and T.B.Taylor, Phys. Rev. **75** (1949) 1352.
- [2] Yu.A.Budagov et al., Soviet Physics JETP. **15** (1962) 824;  
F.Balestra et al., Phys.Lett. **B30** (1979) 203;  
C.Guaraldo et al., Nuovo Cim. **55A** (1980) 273;  
F.Balestra et al., Nuovo Cim. **78A** (1983) 331.
- [3] F. Balestra et al., Nuovo Cim. **A55** (1980) 273.
- [4] F. Balestra et al., Nucl. Phys. **A340** (1980) 372.
- [5] F.Balestra et al., Lett. Nuovo Cim. **12** (1975) 351; **13** (1975) 673;
- [6] F. Balestra et al., Nuovo Cim. **A33** (1976) 281.
- [7] T.Alteholz et al., Nucl. Instr. and Meth. A **373** (1998) 374;  
A.O.Mateos et al., Phys.Rev. C **58** (1998) 942;  
A.Lehmann et al., Phys.Rev. C **60**, 024603 (1999);  
M.Planinic et al., Phys.Rev. C **61**, 054604 (2000).
- [8] J.L.Clark et al., Phys.Rev. C **66**, 054606 (2002).
- [9] E. M. Andreev et al., Nucl. Instr. and Meth. **A489** (2002) 99.
- [10] I.Falomkin et al., Nuovo Cimento **34** (1964) 1394;  
I.Falomkin et al., Lett. Nuovo Cimento **5** (1972) 757.
- [11] А. А.Борисов и др., ПТЭ, 2, 17 (1962).
- [12] Б. А. Долгошеин и др., ПТЭ, 5, 60 (1964).
- [13] Руденко Н. С., ЖЭТФ, 4, 128 (1966).
- [14] Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, ЖЭТФ, 46, 392 (1964).
- [15] Михайлов В. А., Ройнишвили В. Н., Чиковани Г. Е., ЖЭТФ, 45, 818 (1963).
- [16] I. V. Falomkin et al., Nuovo Cimento 21A, 168 (1974).
- [17] I. V. Falomkin et al., Nuovo Cimento 24A, 93 (1974).
- [18] F. Balestra et al., Lett. Nuovo Cimento 12, 359 (1975).
- [19] I. V. Falomkin et al., Nucl. Instr. and Meth., 53, 266 (1967).

- [20] F. Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth., 125, 157 (1976).
- [21] I. V. Falomkin et al., Nuovo Cimento 34, 1394 (1964); М. М. Кулюкин и др., ПТЭ, 6, 70 (1965).
- [22] И. В. Фаломкин и др. совещание по бесфильмовым искровым и стримерным камерам, стр. 63 (Дубна), 1964.
- [23] I. V. Falomkin et al., Lett. Nuovo Cimento, 5, 757 (1972); I. V. Falomkin et al., International Conference on streamer Chamber Technology, Argonne, 1972, p. 121.
- [24] F. Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth., 119, 347 (1974).
- [25] P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, the Richelieu Press, London, 1974.
- [26] А. Н. Зайдель и др. Таблицы спектральных линий. Госуд. Издат. Физ.- мат. литературы, Москва (1962).
- [27] Дж. Мик, Дж. Крэгс, Электрический разряд в газах. Издательство иностранной литературы, Москва, 1960.
- [28] С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, Госатомиздат, Москва, 1961.
- [29] В. Н. Бушуев, Стримерная камера, наполненная гелием при атмосферном давлении. Дипломная работа – Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, 1965г.
- [30] М. М. Кулюкин и др. Препринт ОИЯИ Р13-3123, Дубна (1967).
- [31] Лозанский Э. Д., Понтекорво Д. Б., Письма ЖТФ, 1, вып. 22, 1034 (1975)
- [32] E. D. Lozansky, G. B. Pontecorvo. Proc. of the 12 International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, Netherlands, Part 1, page 92 (1975); M. P. Teter, F. E. Niles, W. W. Robertson, J. Chem. Phys., 44, 3018 (1966).
- [33] Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов. Теория искры, Атомиздат, Москва, 1975.
- [34] М. Альбу и др. Сообщение ОИЯИ, Е1-7567.
- [35] F. Balestra et al., Nucl. Instrum. Methods A 234 (1985) 30.
- [36] C. Marciano, Int. Report CERN-EP/84-04 (1984).
- [37] F. Balestra et al., Nucl. Instrum. Methods A 257 (1987) 114.
- [38] W. G. Moorhead, Report CERN 60-33, Scient. and Techn. Divis. (3/62); R. K. Bock and J. Zoll, Report CERN/D.Ph. 2°/Progr. 74-4.
- [39] R. Brun et al., CERN-Data Handling Division PD/US/86 (1983).
- [40] G. Fumagalli et al., Report TOFRADUPP/DNFT/BE 03/83 (Pavia, 1983); G. Fumagalli et al., Report TOFRADUPP/DNFT/BE 13/83 (Pavia, 1983).

- [41] C. B. Dover and J. M. Richard, Phys. Rev. C 21 (1980) 1466; J. Côté et al. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1319; E.H. Auerbach et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 702.
- [42] C. Amsler, in: Physics at LEAR with low energy cooled antiprotons, eds. U. Gastaldi and R. Klapisch (1983) p. 807; P. Blüm et al., in: Physics at LEAR with low energy cooled antiprotons, eds. U. Gastaldi and R. Klapisch (1983) p. 823.
- [43] G. S. Mutchler et al., Phys. Rev. D 38 (1988) 742.
- [44] F. Balestra, ..., G. Pontecorvo et al., Phys. Lett. B230 (1989) 36.
- [45] A. Bianconi, G. Bonomi, ... G. B. Pontecorvo et al., Physics Letters B 492 (2000) 254.
- [46] A. Bianconi, G. Bonomi, ... G. B. Pontecorvo et al., Physics Letters B 481 (2000) 194.
- [47] F. Balestra et al., Phys. Lett. B 149 (1984) 69; B 165 (1985) 265.
- [48] F. Balestra et al., Nuovo Cimento A 100 (1988) 323.
- [49] Batusov Yu. A. et al. Preprint JINR E-1-118-90. Dubna, 1990.
- [50] Bocquet J. P. et al. Phys. Lett. 1986. V. 182B. P. 146.
- [51] Bocquet J. P. et al. Phys. Lett. 1987. V. 192B. P. 312.
- [52] Rey-Campagnolle M. Nuovo Cim. 1989. V. 102A. P. 653; Rey-Campagnolle M. Proc. 1986. Int. Symp. on Hypernucl. Phys. Eds. Bondo H., Hashimoti O., Ogawa K. Inst. Nucl. Study Univ. Tokyo. 1986. P. 207.
- [53] Fetisov V. M., Nuovo Cim. 1989. V. 102A. P. 307.
- [54] Балестра Ф., Батусов Ю.А., ..., Понтекорво Д.Б. и др., ЯФ, т.56, вып. 5, 1993 г.
- [55] Balestra F. et al., Europhys. Lett: 1986. V. 2. P. 115.
- [56] Batusov Yu. A. et al., Commun. JINR E-1-90-486. Dubna, 1990.
- [57] Rozhdestvensky A. M., Sapozhnikov M. G. Commun HNR E15-90-450. Dubna, 1990.
- [58] Батусов Ю. А. и др., ЯФ. 1967. Т. 6. С. 1151.
- [59] Yu.A. Batusov, T.D. Blokhintseva, F. Balestra, M.P. Bussa, G. Piragino, G.B. Pontecorvo, M.G. Schepkin, Eur. Phys. J. A 34, 255-269 (2007)
- [60] R. Bilger, H. Clement, M. Schepkin, Phys. Rev. Lett., 71 (1993) 42.
- [61] R. Bilger, H. Clement, Klaus Foehl, K. Heitlinger, C. Joram, W. Kluge, M. Schepkin, G.J. Wagner, R. Wieser, R. Abela, F. Foroughi, D. Renker, Z. Phys., A343. (1992) 491.
- [62] B. Martemyanov, M. Schepkin, JETP Lett., 53 (1991) 139.
- [63] Yu.A. Batusov, S.A. Bunyatov, V.M. Sidorov, V.A. Yarba, JETP, 46 (1964) 817 (in Russian).
- [64] Yu.A. Batusov, S.A. Bunyatov, V.M. Sidorov, V.A. Yarba, Sov. J. Nucl. Phys., 1 (1965) 271.

- [65] Ю.А.Багусов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба, ЯФ **3** (1966) 223.
- [66] Ю.А.Багусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, Г.Ионище, Е.Лозниану, В.Михул, ЯФ **5** (1967) 249.
- [67] Yu.A.Batusov, V.I.Kochkin, V.M.Malzev, Yad. Fiz., **6** (1967) 158 (in Russian).
- [68] R. Kalpakchieva, Yu.E.Penionzhkevich, H.G.Bohlen, Phys.Part.Nucl., **29** (1998)341.
- [69] K.M. Watson. Phys. Rev., **88** (1952) 1163.
- [70] A.B. Migdal, Sov.Phys. JETP, **1** (1955) 2.
- [71] E. M. Andreev et al., Nucl. Instr. and Meth. **A489** (2002) 99.
- [72] N.Angelov et.al., Eur. Phys. J. A **34** (2007) 255-269.
- [73] I.V.Falomkin et al., Nucl. Instr. and Meth. **53** (1967) 266.
- [74] F.Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974) 347.
- [75] F.Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth. **125** (1975) 157.
- [76] F.Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth. **131** (1975) 431.
- [77] F.Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth. **A234** (1985) 30.
- [78] F.Balestra et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 114.
- [79] F.Balestra et al., LNF tech report, LNF **82/27(R)** (1982).
- [80] F. Binon et al., Nucl. Phys. **A298** (1978) 499.
- [81] T. D. Blokhintseva et al. Yad. Fiz. (in Russian) **3** (1966) 511;  
T. D. Blokhintseva et al. Yad. Fiz. (in Russian) **8** (1968) 928.
- [82] F.James, Monte Carlo Phase Space, CERN 68-15 (1968).
- [83] P.Aurenche et al., Eur.Phys.J **C 9**, 107-119 (1999);  
Jorg Gayler, Acta Polonica **B** vol.37 (2006) numb.3, p.715.
- [84] G.Lopez Castro and A.Mariano, Nucl. Phys. **A 697** (2002) 440-468.
- [85] J.Chiba et al., Phys.Rev.Lett. **67** (1991) 1982.
- [86] Д. Б. Понтекорво. ПТЭ, **4**, 66 (1964).
- [87] Д. Б. Понтекорво, Р. М. Суляев, ЯФ, **1**, вып. 2, 283 (1965).
- [88] В. Л. Алмазов, ... Д.Б.Понтекорво и др. Препринт ОИЯИ, Д10-6142, Дубна (1972).

Отпечатано методом прямого репродуцирования  
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 12.08.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 2,19. Уч.-изд. л. 3,44. Тираж 100 экз. Заказ № 57061.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)