

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА**

На правах рукописи

Некипелов Михаил Евгеньевич

УДК 539.172.128.5

**Исследование рождения K^+ -мезонов в
протон-ядерных взаимодействиях вблизи и
существенно ниже порога элементарной реакции на
спектрометре ANKE ускорителя COSY-Jülich**

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

**Гатчина
2002**

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б.П.Константинова Российской академии наук.

Научные руководители: кандидат физико-математических наук
В.П.Коптев,
профессор Х.Штроер.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Н.Н.Николаев,
доктор физико-математических наук,
профессор Я.А.Бердников.

Ведущая организация: Институт теоретической
и экспериментальной физики.

Защита состоится “_____” _____ 2002 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д-002.115.01 в Петербургском
институте ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН по адресу:

188300, г.Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Петербургского
института ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2002 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук

И.А.Митропольский

Общая характеристика работы

Актуальность

Влияние ядерной среды на реакции с рождением элементарных частиц является одним из наиболее привлекательных предметов для изучения в ядерной физике промежуточных энергий. Рождение мезонов в протон-ядерных соударениях при энергиях налетающей частицы ниже порога свободного нуклон-нуклонного рождения служит ярким примером таких эффектов. Подобные процессы могут происходить только в случае, если нуклоны в ядре начинают действовать коллективно. Таким образом, рождение мезонов на квазисвободном нуклоне имеет место только если последний обладает большим внутриядерным импульсом. Альтернативами этому могут служить многоступенчатые процессы или случай, когда в реакцию вовлекается кластер, состоящий из нескольких нуклонов. Следовательно, исследование подпорогового рождения мезонов должно служить источником информации о кооперативных ядерных и субъядерных феноменах и, в частности, о высокоимпульсной части ядерной волновой функции. Изучение подпорогового рождения K^+ -мезонов представляется особенно интересным, так как масса K^+ -мезона достаточно велика, и, следовательно, его рождение требует высоких внутренних импульсов. Еще одним преимуществом при выборе каонного рождения как инструмента для исследования ядерных свойств является то, что K^+ -мезоны обладают большой длиной свободного пробега в ядерной среде, которая снижает влияние вторичных эффектов и позволяет исследовать динамику непосредственно интересующего экспериментатора процесса.

Экспериментальные данные по рождению K^+ -мезонов на настоящий момент довольно бедны, что связано с маленькими сечениями рождения, а также с экспериментальными сложностями регистрации короткоживущих частиц. Помимо этого, до сих пор остается неясным, какие именно механизмы реакций приводят к рождению каонов. В литературе обсуждаются три альтернативы: рождение на квазисвободном нуклоне (прямое рождение), двухступенчатый механизм с рождением промежуточного π -мезона, а также кластерный механизм или взаимодействие с коррелирующей группой нуклонов (аналог $n \cdot (3q)$ мешка). Не исключено, что все механизмы с различными весами дают вклад в рождение K^+ -мезона. Следовательно, возникает много свободных параметров при теоретическом анализе экспериментальных данных в связи с тем, что вклады эти неизвестны. Поэтому, зафиксировав экспериментально тот

или иной механизм рождения K^+ -мезонов, будет возможно получить ценную физическую информацию, такую как, например, проверка теоретических предсказаний о высокоимпульсной части ядерной волновой функции или подтверждение существования и определение свойств коллективных явлений в ядре.

Цель работы

Все названные механизмы дают вклад в рождение K^+ -мезонов с разными весами. Значения этих весов зависят от энергии налетающего протона и являются свободными параметрами в теоретических расчетах. Поэтому необходим новый класс экспериментов (корреляционных), обеспечивающих экспериментальное выделение различных механизмов и позволяющих уменьшить количество свободных параметров при описании результатов. Проведение корреляционного эксперимента совместно с измерением инклюзивных сечений рождения K^+ -мезонов на энергиях ниже и вблизи порога свободного рождения в нуклон-нуклонных взаимодействиях было основной целью этой работы. Кроме того, одной из задач работы было исследование вторичных эффектов при рождении K^+ -мезонов, таких как взаимодействие K^+ -мезона с остаточным ядром, и их влияния на интерпретацию измеряемых дважды дифференциальных сечений.

Научная новизна

- Впервые измерены импульсные спектры K^+ -мезонов при $p_{K^+} < 300$ МэВ/с.
- При энергии налетающего протона $T_p = 1.0$ ГэВ впервые получен полный импульсный спектр K^+ -мезонов.
- Впервые проведен корреляционный K^+d (K^+p) эксперимент при $T_p = 1.2$ и 2.3 ГэВ на углероде и при $T_p = 1.344$ ГэВ на дейтериевой мишени.
- Получено первое экспериментальное доказательство существования двухступенчатого механизма рождения K^+ -мезонов во взаимодействиях протона с ядрами, идущего через $pN \rightarrow d\pi$.

Положения, выносимые на защиту

1. Достигнутый уровень выделения полезных событий позволил измерять дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов на уровне 10^{-35} см²/(стер · МэВ/с).
2. Эффекты взаимодействия K^+ -мезонов в конечном состоянии играют значительную роль при измерении дважды дифференциальных сечений. Анализ экспериментальных данных показывает

необходимость учета перерасеяния каонов, а также искажения мягкой части импульсного спектра каонов вследствие влияния кулоновского и каон-ядерного потенциалов, в теоретических расчетах для правильной интерпретации экспериментальных данных.

3. Экспериментальная точность измеренных зависимостей дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов от массы ядра мишени позволяет определить величину каон-ядерного потенциала с точностью не хуже 3 МэВ.
4. Измерены значения дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов в широком интервале энергий протонного пучка от 1.0 ГэВ до 2.3 ГэВ. При энергии налетающего протона $T_p = 1.0$ ГэВ получен полный импульсный спектр K^+ -мезонов.
5. Проведение корреляционного эксперимента позволило сделать выводы о механизмах рождения K^+ -мезонов:
 - При $T_p = 1.344$ ГэВ процесс $pd \rightarrow dK^+\Lambda$ на дейтериевой мишени сильно подавлен и составляет менее 1% по отношению к $pd \rightarrow pnK^+\Lambda$.
 - Получено экспериментальное доказательство существования двухступенчатого механизма образования K^+ -мезонов на углеродной мишени, идущего через $pN \rightarrow d\pi$. Вклад этого канала в рождение K^+ -мезонов при энергии налетающего протона $T_p = 1.2$ ГэВ составляет $\sim 11 - 15\%$. При энергии $T_p = 2.3$ ГэВ вклад его не превышает 0.4%.
 - Экспериментальные данные не противоречат возможности существования кластерного механизма. При энергии протонного пучка $T_p = 1.2$ ГэВ его доля может составлять примерно 30% от двухступенчатого механизма, идущего через $pN \rightarrow d\pi$.

Практическая и научная ценность диссертации

Новые данные, полученные в этой работе, принципиально важны, так как они, во-первых, затрагивают кинематические области, не измеренные ранее, что позволяет более полно воссоздать картину рождения K^+ -мезонов на ядрах. Поскольку не существует единой теории подпорогового рождения, то измерения полного импульсного спектра существенно ниже порога дает толчок к развитию моделей. Во-вторых, исследования взаимодействия каона с остаточным ядром показали важность учета таких процессов в области малых импульсов каона. В противном случае модельные расчеты могут привести к неправильным выводам. Проведенный впервые корреляционный эксперимент положил

конец дискуссиям о существовании двухступенчатого механизма, идущего через канал $pN \rightarrow d\pi$. Экспериментальные данные однозначно свидетельствуют о существенном вкладе этого канала в рождение K^+ -мезонов. Кроме того, непротиворечивость экспериментальных данных существованию кластерного механизма рождения каонов стимулирует дальнейшие исследования в этой области.

Апробация

Основные результаты работы были представлены на международных конференциях “8th conference Mesons and Light Nuclei” (Прага, Чехия, 2001), “ 5th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings” (Уппсала, Швеция, 2002), “Meson 2000” и “Meson 2002” (Краков, Польша, содокладчик), а также на международном рабочем совещании “2nd ANKE Workshop on Strangeness Production in pp and pA Interactions at ANKE” (Гатчина, Россия, 2001).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложений и содержит 111 страниц, 59 рисунков, 11 таблиц и 70 библиографических ссылок.

Содержание работы

Введение содержит формулировку основной цели работы и ее актуальность.

Глава 1 содержит обзор известных исследований рождения K^+ -мезонов вблизи порога свободного рождения. Освещены вопросы, связанные с изучением сечений рождения, а также их зависимости от массы ядра мишени. Из анализа следует, что относительная роль различных механизмов зависит от реализованной в эксперименте кинематики, и необходимы новые данные по рождению K^+ -мезонов, особенно содержащие специфические для какого-либо механизма черты. Таким может являться, например, эксперимент по регистрации дейтона на соударение с K^+ -мезоном, в котором наблюдение довольно узкого пика в импульсном распределении дейтона будет чертой двухступенчатого механизма, так как промежуточный пион может возникнуть в случае как в реакции $p + N \rightarrow N + N + \pi^{+}/0$, так и в $p + N \rightarrow d + \pi^{+}/0$, то есть с образованием дейтона. Кроме того, расчет величин дифференциальных сечений и их зависимости от массы ядра мишени требует учета эффектов взаимодействия в конечном состоянии, таких, как перераспределение

каонов на нуклонах и ядрах. При рассмотрении полных сечений перерассеяние каонов не сказывается, так как изменяется только их угловая зависимость (нет исчезновения частиц).

С экспериментальной точки зрения исследование рождения K^+ -мезонов является непростой задачей, поскольку сечения таких процессов очень малы. К примеру, для энергий существенно ниже порога свободного нуклон-нуклонного рождения они лежат в области 10^{-34} см². При этом сечения сопутствующих процессов с рождением протонов и π -мезонов превосходят полезные на шесть порядков. Поэтому можно сформулировать следующие требования к организации эксперимента:

- высокая светимость,
- максимально возможный угловой захват,
- высокая степень и эффективность подавления фона,
- селективный триггер, позволяющий осуществлять предварительный отбор полезных событий,
- возможность регистрировать несколько частиц одновременно.

Кроме того, K^+ -мезон обладает коротким временем жизни, вследствие чего детекторная система должна быть очень компактной. Магнитный спектрометр ANKE (**A**pparatus for **N**ucleon and **K**аon **E**jectiles) был построен и оптимизирован специально для таких измерений [2].

Глава 2 описывает методы и критерии идентификации K^+ -мезонов на спектрометре ANKE, содержит алгоритмы анализа экспериментальных данных и освещает вопросы калибровки спектрометра [3,7]. Отдельный параграф посвящен вопросам проведения корреляционного эксперимента [9,10].

Магнитный спектрометр ANKE расположен в одной из прямых секций ускорительно-накопительного кольца COSY-Jülich¹ и предполагает использование внутренних мишеней. Синхротрон с длиной кольца 184 м обеспечивает ускорение протонов от энергии инжекции 38 МэВ до 2.83 ГэВ. В настоящее время в накопительном кольце достигнуто $\sim 5 \cdot 10^{10}$ протонов на вспышку. Спектрометр состоит из трех дипольных магнитов, D1 и D3 (см. рис. 1), служащих для проводки пучка ускорителя, спектрометрического магнита D2 с большим зазором в 200 мм, обеспечивающим большой угловой захват, и состоящего из трех частей (**Te1**, **SW**, **FD** на рис. 1) детектора вторичных частиц (π^+ , K^+ , p, d; π^+ , p, d; p, d), анализирующих частицы в диапазонах импульсов (100 ÷ 600),

¹COoler SYnchrotron.

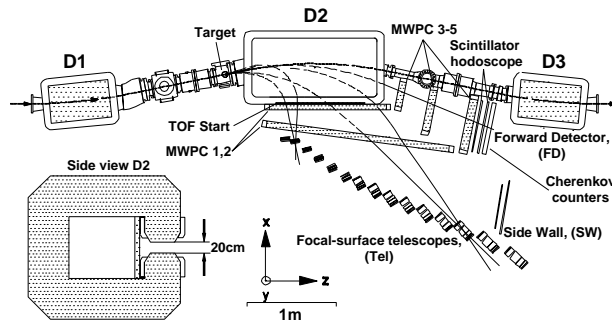


Рис. 1: Спектрометр ANKE (вид сверху). Пунктирные линии показывают траектории частиц с различными импульсами. Также представлен вид сбоку на спектрометрический магнит. Пояснения в тексте.

($600 \div 1000$) и ($800 \div 3000$) МэВ/с соответственно. Непосредственно между магнитами D1 и D2 устанавливаются различные мишени. В данной работе использовались твердотельные пленочные мишени треугольной формы, сделанные из углерода (поликристаллический алмаз), меди, серебра и золота.

Детекторная система спектрометра, схематически показанная на рис. 1, для регистрации K^+ -мезонов и коррелирующих с ними положительно заряженных частиц состоит из:

1. Детектора низкоимпульсных частиц и K^+ -мезонов. Этот детектор включает в себя 15 пробегных телескопов, помещенных в фокальной плоскости магнита D2 перпендикулярно траектории частиц, покидающих мишень под углом $\vartheta = 0^\circ$. В этом случае частицы, попадающие в один сегмент, обладают одинаковым импульсом в пределах 5%, если они были рождены в мишени. При этом частицы разного сорта будут иметь разные скорости и пробеги в веществе, что и используется для идентификации. Каждый из телескопов построен из: а) стоповых счетчиков для времяпролетных измерений с разрешением 0.6 нс; б) ΔE -счетчиков; в) двух пассивных поглотителей, изготовленных из меди, для оптимизации энергетических потерь в ΔE -счетчиках, разделения частиц по пробегам и компактности детектора вблизи фокальной плоскости; г) вето-счетчиков для регистрации π^+ и μ^+ мезонов от распада K^+ -мезонов, остановившихся в конце ΔE -счетчика или во втором поглотителе; д) счетчиков для регистрации черенковского излучения с радиатором из органического стекла (только в телескопах $9 \div 15$). Телескопы работают на совпадение с 23-мя сцинтилляцион-

- ными стартовыми счетчиками (старт измерения времени пролета), расположенных вблизи выходного вакуумного окна. Для восстановления импульса и угла вылета частиц используются две многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC1,2 на рис. 1).
2. Детектора для регистрации π , p , d в диапазоне импульсов ($600 \div 1000$) МэВ/с (боковые счетчики), включающего два слоя по 6 сцинтилляционных счетчиков.
 3. Детектора высокоимпульсных частиц (передний детектор, см. рис. 1), состоящий из годоскопа сцинтилляторов, содержащих соответственно 8 и 9 счетчиков, и трех пропорциональных камер.
- Все сцинтилляционные счетчики имеют радиаторы из пластического сцинтиллятора, просматриваемого с двух сторон ФЭУ.

Аппаратный триггер предварительного отбора событий, использовавшийся в данной работе, вырабатывался только детектором низкоимпульсных частиц, предназначенным для регистрации K^+ -мезонов (телескопы в совпадении со стартовыми счетчиками). Принципы построения аппаратного триггера заключаются в следующем: фокальная плоскость задает диапазон импульсов, регистрируемый каждым из телескопов. Для реальной геометрии это позволяет с помощью быстрых схем совпадения сигналов индивидуальных стартовых и стоповых счетчиков отобразить частицы со временем пролета, близким ко времени пролета K^+ -мезонов в пределах $2.5 \div 3.0$ нс. Кроме того, K^+ -мезон, остановившийся на выходе ΔE -счетчика или во втором поглотителе, распадается по $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ или $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ экспоненциально во времени, а заряженные продукты распада (μ^+ , π^+ и частично e^+ из $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) регистрируются вето-счетчиком. При помощи быстрых схем совпадения отбираются только сигналы с вето-счетчика, задержанные относительно стопа на $1.2 \div 1.5$ нс.

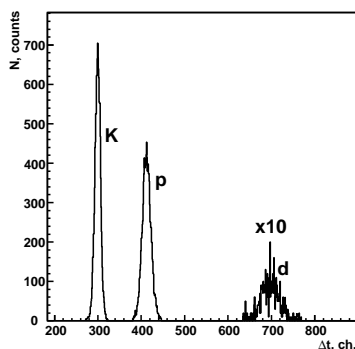


Рис. 2: Времяпролетный спектр протонов и каонов, коррелирующих с K^+ -мезоном, измеренный при $T_p = 2.3$ ГэВ. Спектр просуммирован по всем телескопам и боковым счетчикам.

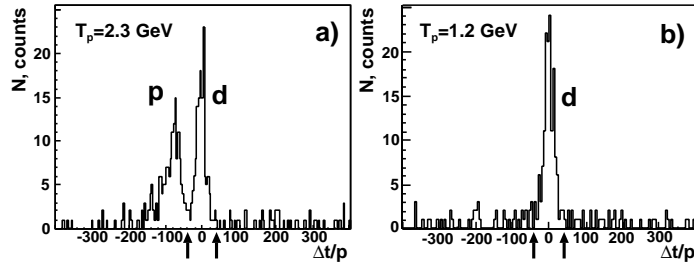


Рис. 3: Спектры коррелирующих с K^+ -мезоном частиц, зарегистрированных передним детектором. Распределения представляют собой импульсные зависимости временной разницы между частицей в счетчиках переднего детектора и каоном в телескопах.

При анализе экспериментальных данных были использованы следующие критерии отбора полезных событий: время пролета, энергетические потери в сцинтилляционных счетчиках, требование задержанных сигналов в счетчике вето, а также трековая информация, получаемая из пропорциональных камер. Это позволило однозначно идентифицировать K^+ -мезоны вплоть до энергии налетающего протона $T_p = 1.0$ ГэВ. При этом даже при $T_p = 1.0$ ГэВ уровень фона не превышал 20%.

Измерения K^+p - и K^+d -совпадений производились следующим образом: каоны регистрировались в телескопах, тогда как протоны и дейтоны - в телескопах, боковых счетчиках и переднем детекторе. При регистрации протонов и дейтонов в телескопах или боковых счетчиках идентификация частиц каждого сорта по времени пролета между стартовыми и стоповыми (боковыми) счетчиками не составляет трудностей, так как они прекрасно разделяются (см. рис. 2). При исследовании корреляций K^+ -мезонов, зарегистрированных телескопами, и частицами (протоном или дейтоном), зарегистрированным передним детектором, использовалась разница времен пролета между протоном (дейтоном) и K^+ -мезоном от мишени до соответствующего детектора. В импульсной зависимости этой разницы времен, построенной с учетом разницы времен пролета по различным траекториям, появляются две изолированные полосы, соответствующих протону и дейтону. Проекция двумерного спектра перпендикулярно линии, проходящей через одну из полос, выявляет достаточное разделение частиц по сорту. Для исследования спектров дейтонов, коррелирующих с K^+ -мезоном, проекция осуществляется вдоль линии, идущей вдоль дейтонной полосы (см. рис. 3). В случае $T_p = 2.3$ ГэВ фон под пиком составляет 15%, тогда как при $T_p = 1.2$ ГэВ он не превышает 5% (области, отмеченные стрелками на

рис. 3).

В главе 3 представлены результаты измерений A -зависимости дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов и обсуждаются вопросы взаимодействия K^+ -мезонов с остаточным ядром [1,8]. Зависимость сечений рождения K^+ -мезонов от массы ядра мишени не позволяет сделать выводы о механизмах рождения K^+ -мезонов на ядрах, так как существенную роль играют вторичные процессы ². Очевидно, что отталкивающий кулоновский потенциал ядра мишени, ускоряя K^+ -мезоны, сильно искажает мягкую часть импульсного спектра. Более того, каон-ядерный потенциал, хотя и небольшой по значению (близкий к кулоновскому для тяжелых ядер), но все же отталкивающий, еще больше исказит форму импульсных спектров. Такие эффекты могут кардинально поменять интерпретацию импульсных спектров каонов, так же как и зависимость сечений от массы ядра мишени.

Так как существующие экспериментальные данные были получены только для высоких импульсов каонов, то они не являются в достаточной мере информативными в плане изучения влияния как кулоновского, так и каон-ядерного потенциалов. Однако, на спектрометре ANKE доступны для измерения импульсы вплоть до ≈ 150 МэВ/с. На спектрометре зависимость дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов от массы ядра мишени изучалась путем построения отношений сечений, измеренных для тяжелого (медь, серебро и золото) и легкого ядра (углерод).

Отношения для мишеней, изготовленных из золота и углерода $R(Au/C)$, были измерены для энергий налетающего протона $T_p = 1.0, 1.5, 1.75$ и 2.3 ГэВ/с. При энергиях $T_p > 1.5$ ГэВ импульсные зависимости обладают одинаковой формой, нарастая с уменьшением импульса каона, проходя максимум и резко падая в области малых импульсов. Положения максимумов находятся около $p_{\max} \sim 245$ МэВ/с, совпадая с точностью 2 МэВ/с. При энергии пучка $T_p = 1.0$ ГэВ нельзя сделать никаких заключений вследствие плохой точности измерений на тяжелом ядре.

Отношения дифференциальных сечений рождения K^+ -мезона $R(Cu/C)$, $R(Ag/C)$ и $R(Au/C)$, измеренные при $T_p = 2.3$ ГэВ, показаны на рис. 4. Все распределения имеют подобный вид, увеличиваясь с уменьшением импульса каона, проходя ярко выраженный максимум и резко падая в области малых импульсов. Положение максимума из-

²Z. Rudy, W. Cassing, L. Jarczyk et al. K^+ production in proton-nucleus reactions and the role of momentum-dependent potentials. Eur. Phys. J. A, accepted for publication; E-print Archive: nucl-th/0201069.

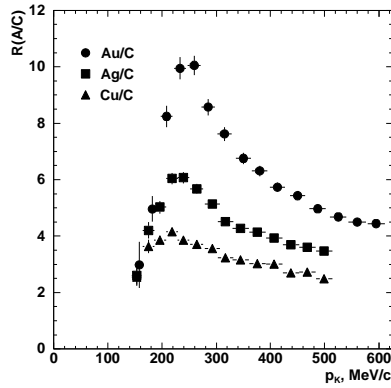


Рис. 4: Отношения дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов $R(Cu/C)$ ($B = 1.3$ Т), $R(Ag/C)$ ($B = 1.3$ Т) и $R(Au/C)$ ($B = 1.6$ Т), измеренные при $T_p = 2.3$ ГэВ, как функция импульса каона в лабораторной системе.

меняется в зависимости от ядра мишени и составляет $p_{\max} = (211 \pm 6)$, (232 ± 6) и (245 ± 5) МэВ/с для Cu, Ag и Au соответственно [8].

Подавление $R(A/C)$ в области малых импульсов практически независимо от энергии налетающего протона, а также от углового захвата каонов. Поэтому можно заключить, что этот феномен связан со взаимодействием каона в конечном состоянии. С другой стороны, рис. 4 показывает изменение положения максимума с увеличением A . Подобная ситуация имеет параллель с хорошо известным подавлением β^+ -эмиссии из тяжелых ядер при низких значениях импульса позитрона, возникающего за счет действия кулоновского поля. Более того, известно, что каон-ядерный потенциал также отталкивающий. При нормальной плотности ядерной материи $\rho_0 \approx 0.16$ фм $^{-3}$ предсказана следующая величина K^+ A-потенциала: $V_K^0 \approx 20 \div 25$ МэВ 3 , что сместит импульсные распределения в область больших значений.

Для того, чтобы проверить, согласуется ли наблюдаемый эффект с комбинацией кулоновского и каон-ядерного отталкивания, были выполнены вычисления в рамках транспортной модели СВУУ (coupled channel Boltzmann-Ühling-Uhlenbeck)⁴. В данной модели различные механизмы реакций, ведущих к рождению K^+ -мезона, влияние кулоновского и каонного потенциалов, а также эффекты перерассеяния, вызывающие внезапное изменение траектории каона при приближении к ядру, учитываются с использованием реалистичных распределений плотности. Результаты вычислений для $R(Au/C)$ представлены на рис. 5. Без

³A. Sibirtsev and W. Cassing. Anti-kaon production in proton-nucleus reactions and the K^- properties in nuclear matter. Nucl. Phys. A **641**, (1998) pp.476-498.

⁴W. Cassing and E. Bratkovskaya. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. Phys. Rep. **308**, (1999) pp.65-233.

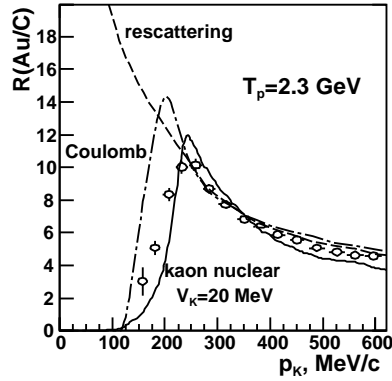


Рис. 5: Отношения дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов для Au/C при $T_p = 2.3$ ГэВ как функция импульса каона в лабораторной системе. Кружки представляют экспериментальные данные. Линии получены из расчетов в рамках транспортной модели. Во всех случаях учтено перерассеяние K^+ -мезонов в ядре.

учета как кулоновского, так и каонного потенциалов (штриховая линия на рис. 5) отношение сечений представляет собой гладкую зависимость от импульса без каких-либо особенностей. Рост отношения с уменьшением импульса каона связан с более сильным перерассеянием на ядрах золота. Для каонов включение только кулоновского взаимодействия ведет к искажению импульсного спектра и появлению максимума при $p_{\max} \approx 200$ МэВ/с (штрих-пунктирная линия на рис. 5). Было также проверено, что десятипроцентное изменение потенциала ведет к изменению положения максимума не более, чем ± 2 МэВ/с. Гораздо более сильное изменение положения максимума наблюдается при учете отталкивающего каонного потенциала, который приводит к смещению в 40 и 80 МэВ/с при значении потенциала 20 и 40 МэВ соответственно. При $V_K^0 = 20$ МэВ достигается разумное согласие вычислений с экспериментальными данными (сплошная линия на рис. 5). Чтобы учесть абсорбцию налетающего протона, в рассмотрение был также введен барионный оптический потенциал. Последний не меняет положение максимума, но улучшает согласие с экспериментом.

Экспериментальная точность в определении максимума (5 МэВ/с) вместе с чувствительностью данных к каонному потенциалу, показанной выше, позволяет определение величины каон-ядерного потенциала с точностью не хуже, чем 3 МэВ. Указанная точность в значении каон-ядерного потенциала, достижимая предложенным методом, в 2.5 раза выше существующей на данный момент. Однако, реальная точность определяется в основном точностью модели, учитывающей влияние каон-ядерного потенциала.

В измеряемом на спектрометре ANKE диапазоне импульсов каона основным типом взаимодействия является упругое KN -рассеяние.

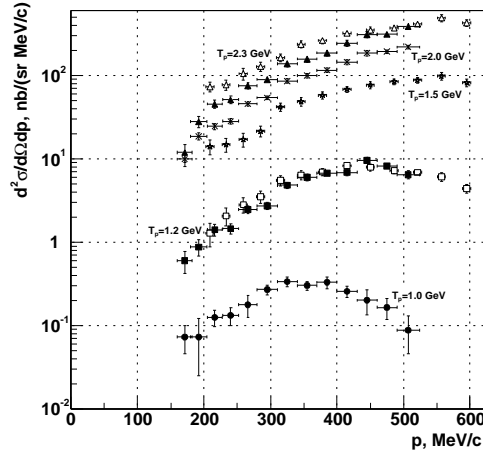


Рис. 6: Дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов для процесса $p^{12}C \rightarrow K^+X$. Кружки соответствуют сечениям, измеренным при $T_p = 1.0$ ГэВ, квадратики - при $T_p = 1.2$ ГэВ, звезды - при $T_p = 1.5$ ГэВ, крестики - при $T_p = 2.0$ ГэВ и треугольники - при $T_p = 2.3$ ГэВ. Все закрытые символы отвечают измерениям при $B = 1.3$ Т, а открытые - при $B = 1.6$ Т. Приведены только статистические погрешности.

Следовательно, в отличие от измерения полных сечений, где эффекты перерасеяния играют незначительную роль, при измерении двойных дифференциальных сечений перерасеяние вкупе с искажением формы спектра в области мягких каонов (вследствие влияния кулоновского и каон-ядерного потенциалов) значительно затрудняет исследования и возможные заключения о механизмах рождения.

Измеренные дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов при разных энергиях протонного пучка представлены в **главе 4**. Также приводится обсуждение полученных экспериментальных данных. Двойные дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов во взаимодействиях протонного пучка и углеродной мишени показаны на рис. 6. Значения сечений были получены путем нормировки на известные дважды дифференциальные сечения рождения π^+ -мезонов в таких же кинематических условиях. При этом учитывались эффективности регистрации частиц обоих сортов, а также относительные светимости экспериментов по регистрации π^+ - и K^+ -мезонов. Общие систематические погрешности измеренных сечений, обусловленные нормировкой, а также мониторингом взаимодействия пучка и мишени, оставили

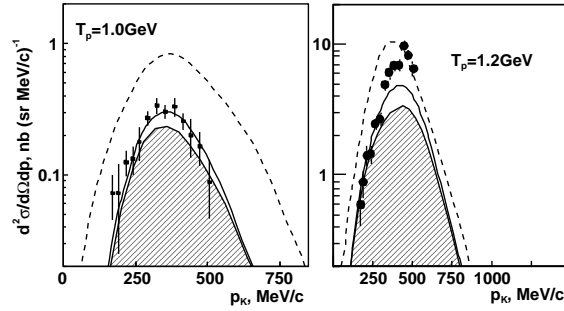


Рис. 7: Дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов при энергиях налетающего протона $T_p = 1.0$ и 1.2 ГэВ. Точки соответствуют экспериментальным данным. Пунктирная линия соответствует расчетам без учета каон-ядерного и барионного потенциалов, сплошная - с учетом. Затененная область показывает вклад двухступенчатого механизма.

$\epsilon_{\text{сист}} = 8, 7, 7, 9$ и 10% для $T_p = 1.0, 1.2, 1.5, 2.0$ и 2.3 ГэВ соответственно [4,5,9].

Форма импульсных спектров каонов обусловлена кинематикой реакций, ведущих к рождению каона. Основываясь на теоретических вычислениях, таких как, например, транспортные или каскадные модели, можно описать такие распределения и получить микроскопическое описание механизмов рождения. Однако, как следует из анализа отношения сечений, измеренных на спектрометре ANKE и обсужденных в главе 3, необходимо принимать в расчет вторичные взаимодействия, которые искажают форму спектров. До настоящего времени в теоретических расчетах явно или неявно предполагалось, что при рождении K^+ -мезонов такие эффекты взаимодействия в конечном состоянии достаточно малы.

На рис. 7 представлены расчеты дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов в рамках транспортной модели (СВУУ). Видно, что модель дает разумное согласие с экспериментальными данными. При энергии значительно ниже порога свободного рождения, то есть при $T_p = 1.0$ ГэВ, наблюдается доминирование двухступенчатого механизма над прямым, тогда как при $T_p = 2.3$ ГэВ преобладает как раз прямое рождение K^+ -мезонов. Надо заметить, что расчеты выполнены со значением каон-ядерного потенциала $V_K^0 = 20$ МэВ, найденного при анализе отношения дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов, измеренных на спектрометре ANKE.

Несмотря на согласие теоретических расчетов и экспериментальных

данных при энергиях налетающего протона как ниже, так и выше порога, вклады прямого и двухступенчатого механизмов реакции нельзя считать надежно зафиксированными, что будет видно из обсуждения в главе 5. Ни одна из указанных моделей не принимает во внимание возможное рождение дейтона на первом этапе реакции, то есть процесс $pN \rightarrow \pi^{+}/^0d$. Кроме того, не учитывается возможность рождения K^+ -мезонов на двух- (или более) нуклонных кластерах. Вероятно, какая-либо из названных выше причин ведет к расхождению расчетов и экспериментальных данных при $T_p = 1.2$ ГэВ. В этом случае согласие расчетов с данными при других энергиях не выглядит убедительным и, возможно, случайно.

Физика корреляционного эксперимента рассмотрена в **главе 5**. Эта глава содержит также результаты первого корреляционного эксперимента, связанного с рождением K^+ -мезонов, выполненного на спектрометре ANKE [9,10].

Так, (K^+d) -совпадения в конечном состоянии могут наблюдаться в случае двухступенчатой реакции с образованием дейтона на промежуточной стадии ($pN_1 \rightarrow d\pi$, $\pi N_2 \rightarrow K^+\Lambda$)⁵. Кроме того, дейтоны могут появиться в случае взаимодействия налетающего протона с двухнуклонным кластером внутри ядра, который может быть как присущим ядру образованием, так и образовываться во время взаимодействия путем распределения энергии налетающей частицы между двумя (несколькими) нуклонами. Вдобавок к перечисленным механизмам, дейтоны возникают в результате взаимодействия в конечном состоянии двух нуклонов с близкими импульсами или в результате подхвата. И, наконец, источником дейтонов может служить фрагментация ядра-остатка. В отличие от (K^+d) -корреляций (K^+p) -корреляции возникают как в случае одноступенчатого, так и двухступенчатого рождения каонов. Реакции подхвата и фрагментация ядра-остатка относятся к взаимодействиям в конечном состоянии, поэтому наиболее интересным было бы определить вклады механизмов основного процесса, к которым относятся прямой, двухступенчатый и кластерный механизмы. Наблюдение (K^+d) -корреляций в конечном состоянии явилось бы указанием на двухступенчатый или же кластерный механизмы, так как дейтоны являются характеристической особенностью этих процессов.

Дейтон, сопутствующий K^+ -мезону и возникающий в результате двухчастичного процесса $pN \rightarrow d\pi$, имеет вполне определенный им-

⁵В. П. Коптев, С. М. Микиртычянц, М. М. Нестеров и др. Подпороговое рождение K^+ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях. ЖЭТФ **94**, (1988) стр.1-14; JETP **67**, (1988) pp.2177-2184.

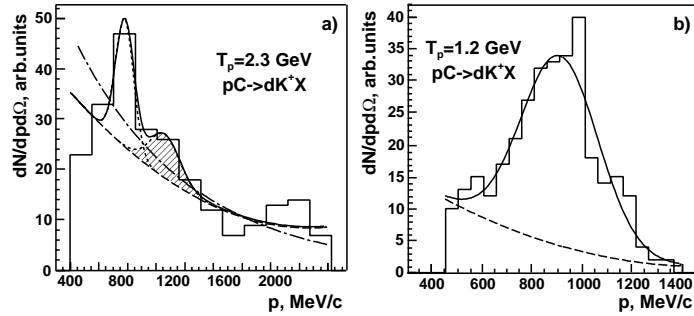


Рис. 8: Импульсные спектры дейтонов, измеренных на совпадение с K^+ -мезоном при $T_p = 2.3$ и 1.2 ГэВ. Углы вылета дейтонов $\vartheta < 8^\circ$.

пульс, значение которого размывается только за счет импульсного распределения нуклонов в ядре. Следовательно, если при рождении каона имеет место двухступенчатый процесс, то в импульсном распределении дейтона, измеренного на совпадение с K^+ -мезоном, должен наблюдаться четкий пик, соответствующий двухчастичной кинематике. Расчеты, выполненные в различных работах, показали, что вклад от указанной реакции в рождение каонов может составлять от пренебрежимо малого ⁶ до приблизительно 66% ⁷.

Согласно расчетам, выполненным в работе ⁸, дейтоны, сопутствующие K^+ -мезонам, при энергиях ниже порога элементарной реакции должны иметь импульсные спектры, содержащие ярко выраженные пики за счет процесса $pN \rightarrow d\pi$ на широких распределениях дейтонов подхвата. В этой работе также показано, что учет поглощения дейтонов хотя и приводит к уменьшению наблюдаемого эффекта, но не уничтожает его.

Измерения K^+d - и K^+p -корреляций были выполнены на спектрометре ANKE при $T_p = 1.2$ и 2.3 ГэВ на углероде [9,10] и при $T_p = 1.344$ ГэВ на дейтериевой мишени. Достигнуто хорошее выделение K^+ -мезонов, протонов и дейтонов, количество фоновых событий не превышает 5%.

Основным критерием, характеризующим различные механизмы ро-

⁶W. Cassing, G. Batko, U. Mosel et al. Subthreshold K^+ -production in proton-nucleus reactions. Phys. Lett. B **238**, (1990) pp.25-30.

⁷H. Müller. Correlation between K^+ mesons and fragments at subthreshold energies. Proc. Workshop on Strangeness in Nuclei, 5 – 8 May, Cracow, Poland; World Scientific Publishing, ISBN 981-02-1267-4, St. Kistryn and O. W. B. Schult eds., (1993) pp.278-286.

⁸A. Sibirtsev and M. Büscher. Subthreshold K^+ production in proton-nucleus collisions. Z. Phys. A **347**, (1994) pp.191-202.

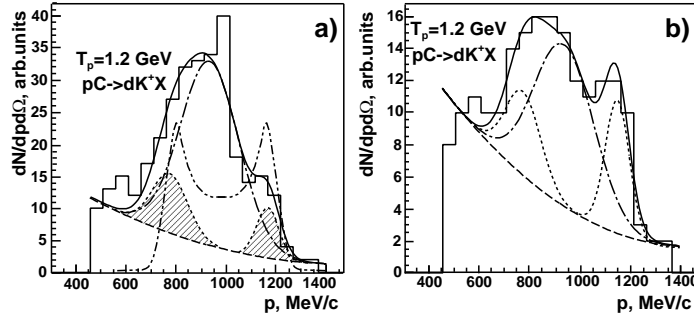


Рис. 9: Импульсные спектры дейтронов, измеренных на совпадение с K^+ -мезоном при $T_p = 1.2$ ГэВ (**a**) аналогично рис. 8; **b**) Анализ данных выполнен с условием $p_K < 400$ МэВ/с). Сплошные линии показывают результаты описания спектров с помощью распределений Гаусса и экспоненты, тогда как пунктирные, штриховые и штрих-пунктирные линии соответствуют отдельным компонентам анализа. Линия “штрих–2 точки” соответствует результатам моделирования для $pd \rightarrow dK^+\Lambda$.

ждения K^+ -мезонов, служат импульсные спектры дейтронов. Только они могут дать ответ, насколько существенен процесс $pN \rightarrow d\pi$ для двухступенчатого механизма. Ожидается, что вклады этого канала находятся на уровне 13% при $T_p = 1.2$ ГэВ и менее 1% при $T_p = 2.3$ ГэВ.

Результаты измерений представлены на рис. 8. Импульсный спектр, измеренный на дейтериевой мишени при $T_p = 1.344$ ГэВ, не показан, так как только одно единственное событие было зафиксировано после применения всех необходимых критериев. Это единственное дейтронное событие составляет 0.7% от количества идентифицированных протонов на этой энергии в одинаковом телесном угле, давая тем самым верхний предел для сечения процесса $pd \rightarrow dK^+\Lambda$.

При энергии налетающего протона $T_p = 2.3$ ГэВ импульсный спектр дейтронов может быть описан экспоненциальной зависимостью $e^{-(p-p_0)/k}$ со значением $k = 769$ МэВ/с (штрих-пунктирная линия на рис. 8а), которая скорее всего обусловлена реакцией подхвата. С другой стороны, наблюдаемое в районе $p \sim 1000$ МэВ/с обогащение может быть связано с двухступенчатым механизмом рождения K^+ -мезонов. В этом случае параметризация требует наличия двух пиков на импульсном распределении. Примерно 212 дейтронов (3.4% от количества протонов) также имеют экспоненциальное импульсное распределение, связанное с реакцией подхвата (штриховая линия на рис. 8а). Остальные события сгруппированы в два пика. Один из них (затененная область на рис. 8а),

с центром в (1060 ± 50) МэВ/с (ширина порядка 250 МэВ/с), находится в разумном согласии с кинематикой процесса $pN \rightarrow d\pi$ (1105 МэВ/с). Его интенсивность (25 событий) является верхней границей оценки вклада реакции $pN \rightarrow d\pi$ на этой энергии, которая составляет $\approx 0.4\%$. Природа другого пика (слева на рис. 8а, ≈ 800 МэВ/с) остается неясной. Качественно результат измерений при этой энергии согласуется с предсказаниями, но количественное сравнение с расчетами затруднено, так как в расчетах представлены полные сечения, тогда как экспериментальные данные измерены в телесном угле, ограниченном углом вылета дейтонов $\vartheta < 8^\circ$. В любом случае, отношение количества дейтонов под пиком к полному числу каонов, составляющее 0.4%, подтверждает тот факт, что выше порога свободного рождения основной вклад в рождение каонов дает квазисвободная реакция $pN \rightarrow NK^+\Lambda$.

Абсолютно противоположная ситуация должна наблюдаться при $T_p = 1.2$ ГэВ, где ожидается доминирование двухступенчатого процесса. По-видимому, это и является причиной резкого изменения как формы импульсного распределения (см. рис. 8б), так и отношения числа дейтонов к числу протонов. Последнее возрастает примерно в 100 раз по сравнению с $T_p = 2.3$ ГэВ. Около 30% всех событий (полное число событий - 321) в спектре образуют экспоненциальное распределение дейтонов подхвата (штриховая линия на рис. 8б), тогда как остальные $220 \div 230$ дейтонов образуют структуру в виде пика, ширина и позиция максимума которого зависит от алгоритма фитирования. При упрощенной аппроксимации этого пика симметричным распределением Гаусса подгонка параметров дает положение максимума $p = (910 \pm 15)$ МэВ/с, что находится достаточно далеко от ожидаемого значения импульса дейтона в двухчастичном процессе $pN \rightarrow d\pi$ с вылетом дейтона назад в с.ц.м. (963 МэВ/с, в такой геометрии рождаются высокоимпульсные пионы, что энергетически выгодно для последующего рождения K^+ -мезона).

Так как форма распределения устойчива по отношению к различным алгоритмам анализа экспериментальных данных, то можно предположить, что деформация распределения отражает некое физическое явление. Поэтому был применен другой способ описания импульсного спектра, в котором спектр является композицией трех гауссоподобных распределений (см. рис. 9а). Один из них (штрих-пунктирная линия на рис. 9а; ПШПВ ≈ 260 МэВ/с, $p^{\max} = (930 \pm 40)$ МэВ/с) соответствует каналу $pN \rightarrow d\pi$, то есть двухступенчатому механизму. Другие, примерно в 4 раза менее интенсивные пики (затененные области на рис. 9а; ПШПВ ≈ 150 МэВ/с, $p^{\max} = (775 \pm 25)$ МэВ/с для левой и ПШПВ ≈ 100 МэВ/с, $p^{\max} = (1165 \pm 20)$ МэВ/с для правой соответ-

ственно) могут быть вызваны рождением K^+ -мезона на двухнуклонном кластере, более плотном, чем обычный дейтон. Несмотря на различные способы интерпретации этого распределения, очевидно, что значительная часть реакций рождения каонов, коррелирующих с дейтонами, идет через канал $pN \rightarrow d\pi$. Чтобы провести количественную оценку вклада этого канала, отношение числа зарегистрированных дейтонов к числу протонов нужно скорректировать на различие в угловых распределениях этих частиц. Прделав эту процедуру для событий под центральным пиком в импульсном распределении (штрих-пунктирная линия на рис. 9а), получим результат $\sim 11\%$, который неплохо согласуется с расчетами, выполненными в работе ⁹.

Чтобы понять природу пиков, не определяемых реакцией $pN \rightarrow d\pi$ (затененные области на рис. 9а), были выполнены расчеты в рамках наивной модели фазового объема для процесса $pd \rightarrow dK^+\Lambda$ (в этом случае квазидейтонный кластер в ядре моделируется свободным дейтоном). Импульсное распределение дейтонов было получено с учетом реалистичного акцептанса (как дейтонов, так и каонов), а также эффективности регистрации каонов. Результат такого расчета с произвольной нормировкой представлен в виде линии “штрих-2 точки” на рис. 9а. Видно, что положение пиков, обнаруженных при аналитическом описании экспериментального распределения, хорошо согласуется с расчетными. Расчеты также показали, что форма смоделированного спектра сильно зависит от импульса каона. Так, если взять в рассмотрение только часть импульсного распределения каонов ($p_K < 400$ МэВ/с), то расчетный спектр серьезно деформируется: правая его часть остается неизменной, в то время как плато в центральной части практически исчезает, а пик в левой части распределения становится вдвое менее интенсивным.

Форма импульсного распределения дейтонов, возникающих в результате реакции $pN \rightarrow d\pi$ слабо зависит от импульса K^+ -мезона. Она определяется в основном реакцией, идущей на первой ступени реакции рождения каона, а также импульсным распределением нуклонов в ядре. Единственным изменением, к которому должно привести ограничение импульсного интервала каонов, будет пропорциональное уменьшение интенсивности пика, соответствующего этому каналу.

Следуя описанной логике, был проведен дополнительный анализ данных, импульсы регистрируемых K^+ -мезонов были ограничены $p_K < 400$ МэВ/с. Результат полностью подтвердил описанные рассуждения

⁹A. Sibirtsev and M. Büscher. Subthreshold K^+ production in proton-nucleus collisions. Z. Phys. A **347**, (1994) pp.191-202.

(см. рис. 9b). Таким образом, можно заключить, что при $T_p = 1.2$ ГэВ (то есть глубоко под порогом свободного рождения K^+ -мезонов, но выше порога $pd \rightarrow dK^+\Lambda$) экспериментальные данные не противоречат гипотезе существования кластерного механизма рождения K^+ -мезонов. Тем не менее, для получения более убедительных доказательств необходимо изучение угловых распределений дейтонов, сопутствующих K^+ -мезонам. Ожидается, что последнее должно быть уже, чем для двухступенчатого механизма. Очень привлекательной выглядит перспектива трехкратных совпадений. При этом в качестве третьей регистрируемой частицы выступают протон или π^- -мезон от распада Λ -гиперона.

В заключении перечислены основные результаты диссертации.

В приложении приведены таблицы дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов, обсуждаемых в главе 4, а также отношений сечений рождения на разных ядрах, обсуждаемых в третьей главе.

Основные результаты диссертации

В результате работы была разработана программа анализа экспериментальных данных, измеряемых на спектрометре ANKE. С ее помощью были реализованы критерии идентификации K^+ -мезонов в условиях огромного фона рождения π -мезонов и протонов (отношение сигнал-фон $\sim 10^{-6}$). Это математическое обеспечение также применялось для исследования реакций $pp \rightarrow da_0^+$ и $pp \rightarrow pK^+Y$, однако в данной работе эти реакции (совместно с $pp \rightarrow pn\pi^+$) были использованы только для калибровки спектрометра.

Достигнутый уровень выделения полезных событий позволил при светимости, обеспечиваемой ускорителем COSY, измерять дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов на уровне 10^{-35} см²/(стер · МэВ/с).

В результате работы были измерены инклюзивные дважды дифференциальные сечения рождения K^+ -мезонов на углеродной мишени в интервале энергий налетающего протона $T_p = 1.0 \div 2.3$ ГэВ. Анализ данных показал, что величина измеренных сечений при энергиях выше порога хорошо согласуется с расчетами, предполагающими доминирующую роль одноступенчатого процесса на квазисвободном нуклоне. На энергиях ниже порога данные указывают на увеличение вклада двухступенчатого процесса с рождением промежуточного π -мезона, который по результатам расчетов должен преобладать при энергиях $1.0 \div 1.3$ ГэВ.

При измерениях **впервые** получены импульсные спектры K^+ -мезонов при $p_{K^+} < 300$ МэВ/с. Также **впервые** измерен полный им-

пульсный спектр K^+ -мезонов при $T_p = 1.0$ ГэВ. Значения дважды дифференциальных сечений рождения K^+ -мезонов при энергии $T_p = 1.2$ ГэВ измерены с ошибкой, не превышающей 5%.

Зависимость сечений рождения K^+ -мезонов от массы ядра мишени изучалась в виде отношений дважды дифференциальных сечений, измеренных на различных мишенях (C, Cu, Ag и Au). Показано, что полученная A-зависимость не дает возможности сделать заключение о механизмах реакций, ведущих к образованию каона, из-за искажения ее формы при изменении кинематики реакции. Кроме того, сильное влияние на форму A-зависимости оказывают эффекты перерасеяния.

Впервые на основе исследования отношений дважды дифференциальных сечений, построенных по типу "тяжелое ядро"/"легкое ядро", было доказано, что при описании рождения мягких K^+ -мезонов с импульсом $p_{K^+} < 300$ МэВ/с необходимо учитывать влияние кулоновского и каон-ядерного потенциалов. Необходимо заметить, что использованный метод измерения отношений позволяет получить значение каон-ядерного потенциала с точностью, в 2.5 раза превышающей имеющиеся мировые данные.

Впервые был проведен корреляционный K^+d (K^+p) эксперимент при $T_p = 1.2$ и 2.3 ГэВ на углероде и при $T_p = 1.344$ ГэВ на дейтериевой мишени. Результаты этих экспериментов позволили сделать заключения о механизмах рождения K^+ -мезонов:

- При $T_p = 1.344$ ГэВ процесс $pd \rightarrow dK^+\Lambda$ на дейтериевой мишени сильно подавлен и составляет менее 1% по отношению к $pd \rightarrow pnK^+\Lambda$.
- Впервые было получено экспериментальное доказательство существования двухступенчатого механизма образования K^+ -мезона на углеродной мишени, идущего через $pN \rightarrow d\pi$. Его вклад при $T_p = 2.3$ ГэВ не превышает 0.4%. При энергии $T_p = 1.2$ ГэВ вклад этого канала в рождение K^+ -мезонов составляет $\sim 11 - 15\%$.
- Экспериментальные данные не противоречат возможности существования кластерного механизма. Показано, что при энергии протонного пучка $T_p = 1.2$ ГэВ его доля может составлять примерно 30% от двухступенчатого механизма, идущего через $pN \rightarrow d\pi$.

По теме диссертации опубликованы следующие работы

1. S. Barsov, U. Bechstedt,..., M. Nekipelov et al. Measurement of Subthreshold K^+ -Production in pA Collisions with ANKE. // Proc.

- Workshop MESON2000, May 19-23, 2000, Cracow, Poland; Acta Phys. Polonica **B31**, (2000) pp.2159-2165.
2. S. Barsov, U. Bechstedt,..., M. Nekipelov et al. ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich. // Nucl. Instr. Meth. **A462/3**, (2001) pp.364-381.
 3. V. Abaev, M. Büscher,..., M. Nekipelov et al. Spin-Triplet Final-State Dominance in the $pp \rightarrow pn\pi^+$ reaction at 492 MeV. // Phys. Lett. **B521**, (2001) pp.158-164.
 4. V. Koptev, M. Büscher,..., M. Nekipelov et al. Forward K^+ -Production in Subthreshold pA Collisions at 1.0 GeV. // Phys. Rev. Lett. **87**, 022310, (2001), 4 pp.
 5. M. Nekipelov. K^+ -meson production in subthreshold pA collisions with ANKE. // 8th conference Mesons and Light Nuclei 01, 2-6 July, 2001, Prague, Czech Republic; AIP Conf. Proc. **603**, (2001) pp.467-471.
 6. M. Nekipelov. Investigation of K^+ production in proton-nucleus collisions with ANKE. // Proc. 2nd ANKE Workshop on Strangeness Production in pp and pA Interactions at ANKE June 21/22 2001, PNPI, Gatchina, Russia; M. Büscher, V. Kleber, P. Kulesa and M. Nekipelov eds. (Nov. 2001); Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3922, ISSN 0944-2952, (2001) pp.69-88.
 7. M. Büscher, B. Ioffe,..., M. Nekipelov et al. Phenomenological analysis of K^+ -meson production in proton-nucleus collisions. // Phys. Rev. **C65**, 014603, (2002) 9 pp.
 8. M. Büscher, H. Junghans,..., M. Nekipelov et al. Identification of K^+ -Mesons from Subthreshold pA Collisions with ANKE at COSY-Jülich. // Nucl. Instr. Meth. **A481**, (2002) pp.378-396.
 9. M. Nekipelov, M. Büscher et al. Evidence of kaon nuclear and Coulomb potential effects on soft K^+ production from nuclei. // Phys. Lett. **B540**, (2002) pp.207-212.
 10. M. Nekipelov, V. Koptev. Investigation of K^+ -meson production in pA collisions with ANKE. // Proc. 5th Int. Conf. on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI 02), 16 - 20 June 2002, Uppsala, Sweden; Physica Scripta *in print*.
 11. M. Nekipelov, V. Koptev, M. Büscher et al. Observation of K^+d correlations from $p + A$ collisions. // Preprint PNPI-2488, (2002) 14 pp.