

5-12



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-90-384

**Баатар Цэпэлдоржийн**

УДК 539.126.34  
17.015

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ  
И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ПЕРВИЧНЫХ ИМПУЛЬСАХ  
40 ГэВ/с И 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН**

**Специальность 01.04.016 - физика ядра  
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук**

**Дубна 1990**

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и в Институте физики и техники АН МНР.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

ЗИНОВЬЕВ  
Геннадий Михайлович

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

МУХИН  
Сергей Васильевич

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

КОПЕЛИОВИЧ  
Борис Зиновьевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Ленинградский институт ядерной физики АН СССР.

Защита диссертации состоится " " 1990 г.  
в часов на заседании специализированного совета Д-047.01.02  
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.  
Автореферат разослан " " 1990 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

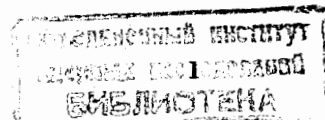
*У. Михайлов*

М. Ф. ЛИХАЧЁВ

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ. Изучение процессов множественного рождения частиц в столкновениях элементарных частиц с ядрами и ядер с ядрами при высоких энергиях и больших передачах импульса имеет важное значение для понимания механизма сильных взаимодействий и внутренней структуры атомного ядра.

В последние годы возникла и интенсивно развивается теория калибровочных полей для описания сильных взаимодействий. Теория цветных кварков, взаимодействующих посредством обмена глюонами, получила название квантовой хромодинамики /КХД/, которая является, по общему мнению, кандидатом на роль теории сильных взаимодействий. Несмотря на то, что основные положения КХД, как теоретической схемы, сформулированы и нашли экспериментальное подтверждение, существует ряд кардинальных вопросов, нуждающихся в дальнейшем экспериментальном и теоретическом исследовании. Среди них поиск и исследование многокварковых и экзотических состояний, изучение поведения кварков на больших расстояниях, поиски фазового перехода ядерной материи из адронной в кварк-глюонную фазу и другие. Согласно различным идеям и моделям, если происходят эти явления в природе, то они могут наблюдаться в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

После появления пучков релятивистских ядер в лабораторных условиях появилась широкая возможность для экспериментального изучения закономерностей поведения ядерной материи в экстремальных условиях больших плотностей и температур. Столкновение ядер, движущихся с релятивистскими скоростями, а следовательно, со скоростями большими скорости звука в ядерном веществе, может сопровождаться коллективными движениями ядерного вещества. Возникающая при этом ударная волна может привести к значительному уплотнению ядерного вещества. Это должно повлиять на динамику столкновения, что проявится в импульсных и угловых распределениях продуктов реакции. С этой точки зрения целесообразно провести сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик вторичных частиц, образованных в ядерных столкновениях, с соответствующими характеристиками вторичных частиц, образованных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, или с предсказаниями теоретических моделей, в которых отсутствуют коллективные явления. Поэтому полученные в данной диссертации экспериментальные характеристики вторичных  $\pi^-$ -мезонов, образованных в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, сравниваются с соответствующими данными, полученными в нуклон-нуклонных взаимодействиях и с предсказаниями каскадной модели Дубненской версии.



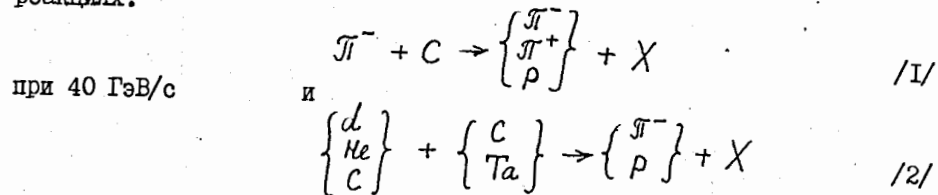
В адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях, в отличие от нуклон-нуклонных взаимодействий, вторичные частицы могут образоваться в результате многонуклонных взаимодействий, т.е. частицы рождаются в области, кинематически запрещенной для нуклон-нуклонных взаимодействий. Это является одной из основных причин интереса к изучению ядерных столкновений при высоких энергиях.

Одним из примеров коллективных явлений в столкновениях релятивистских ядер с ядрами является кумулятивный эффект, предсказанный А.М.Балдиным на основе гипотез локальности взаимодействия и масштабной инвариантности при высоких энергиях. Под кумулятивным эффектом понимается процесс столкновения релятивистского ядра с мишенью, в результате которого вновь образующимся частицам передается энергия, значительно превышающая энергию, приходящуюся на нуклон падающего ядра. Первая экспериментальная проверка гипотезы кумулятивного ядерного эффекта была проведена с релятивистскими дейтонами, ускоренными на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ до энергии порядка 5 ГэВ на нуклон.

Экспериментальные исследования инклюзивного рождения протонов в кинематически запрещенной области в ядерных реакциях при высоких энергиях, начатые в ИТЭФ в середине 60-х годов, привели к открытию явления ядерного скейлинга.

В диссертации проводится дальнейшее исследование свойств кумулятивных частиц.

Цель работы. Настоящая диссертация посвящена экспериментальному изучению процесса множественного рождения частиц в следующих реакциях:



при первичном импульсе на нуклон 4,2 ГэВ/с. Целью диссертационной работы является проведение анализа экспериментальных данных по множественности, одночастичным инклюзивным спектрам, корреляционным характеристикам вторичных частиц, сравнение их с предсказаниями теоретических моделей и тем самым выявление основных закономерностей исследуемых процессов.

Новизна и научная ценность работы. Впервые в условиях 4П-геометрии систематически изучены характеристики вторичных частиц, образованных в ядро-ядерных взаимодействиях, в зависимости от атомного веса ядра-снаряда при первичном импульсе на нуклон 4,2 ГэВ/с.

Проанализированы распределения по множественности, импульсным и угловым характеристикам  $\Pi^-$ -мезонов, образованных в реакциях /2/. Проведено сравнение полученных результатов с данными по нуклон-нуклонным взаимодействиям и с предсказаниями каскадной модели. Впервые проведен анализ импульсных и угловых характеристик  $\Pi^-$ -мезонов и протонов, рожденных в ядерных взаимодействиях, в зависимости от порядка кумулятивности. Показано, что этот анализ чувствителен к модельным предсказаниям.

Получены новые экспериментальные результаты о флуктуациях в множественном рождении вторичных частиц в  $\Pi^+$  и  $\Pi^-$  C-взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Впервые был применен метод массы мишени для анализа процесса множественного рождения частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях.

Совокупность экспериментальных данных по образованию  $\pi^-$ -мезонов при больших передачах импульса в рассматриваемых реакциях дает указание на возможное проявление кварк-глюонных степеней свободы в локальной области образования этих частиц.

Экспериментальные данные по образованию  $\pi^-$ -мезонов, в частности, полученные зависимости инвариантных дифференциальных сечений рождения вторичных  $\pi^-$ -мезонов от кумулятивного числа  $N_k$ , кинематической энергии  $T$  и поперечной энергии  $E_t$  и проведенный в диссертации сравнительный анализ результатов важны как для проверки существующих, так и для разработки новых теоретических моделей множественного рождения частиц при высоких энергиях.

Практическая ценность работы. Полученные в данной работе результаты могут быть использованы при проектировании новых экспериментов по исследованию взаимодействий адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях.

Апробация работы и публикации. Основные результаты диссертации представлялись на Международных конференциях по физике высоких энергий и структуре ядра в Токио /1978/, Ванкувере /1979/, Дрездене /1980/, Версале /1981/, Купари /1981/, Мюнхене /1987/, Дубне /1988/, а также неоднократно докладывались на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР с 1980 года, на семинарах ЛВЭ ОИЯИ и Института физики и техники АН МНР, на совещаниях международного сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ.

Основное содержание работы опубликовано в статьях в журнале "Ядерная физика", в виде препринтов ОИЯИ, в материалах вышеупомя-

нутых международных конференций, в Известиях АН МНР и в трудах Института физики и техники МАН.

Объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Текст содержит 250 страниц, включая 44 таблиц и 95 рисунков. Список литературы насчитывает 135 наименований.

### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении отмечается актуальность изучения процессов множественной генерации частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях и больших передачах импульса, а также сформулирована основная цель и содержание диссертации.

В первой главе описываются методические особенности получения и обработки экспериментальных данных.

Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ТПК-500 ЛВЭ ОИЯИ с внутренней мишенью из танталовых пластин, помещенной в магнитное поле напряженностью  $H \approx 15$  кГс.

Камера облучалась в пучках легких релятивистских ядер  $p, d, {}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ при импульсе на нуклон 4,2 и в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на Серпуховском ускорителе. В диссертации приводятся основные характеристики камеры, магнитного поля, системы фотографирования и пучковых ядер.

Статистика событий, использованных в диссертации составила  $\sim 50$  000.

Просмотр снимков производился на просмотрных столах БПС-1, БПС-2 и УПС-80.

Измерение найденных событий проводилось на полуавтоматах типа ПУОС и САМЕТ, работающих на линии с ЭВМ М-222 и БЭСМ-4. Математическая обработка событий проводилась по программам "ГЕОФИТ" и "I-6". После проверки качества измерения события записывались на ленту суммарных результатов (DST). Точность определения параметров вторичных частиц оказалась равной:

$$\langle \frac{\Delta p}{p} \rangle = 11,5 \pm 0,3 \%, \langle \Delta \theta \rangle = 0,0103 \pm 0,0002, \langle 4\beta \rangle = 0,0063 \pm 0,0002 \text{ рад.}$$

Где  $p$  - импульс частицы;  $\theta$  - тангенс глубинного угла,

$\beta$  - азимутальный угол.

Среди событий на тантале, отобранных при просмотре, имелась примесь событий, образованных в слое пропана толщиной  $\sim 1$  мм, прилегающем к танталовым пластинам. Эта примесь составила  $9 \pm 3 \%$ ,

$9 \pm 3 \%$  и  $13 \pm 4 \%$  соответственно для  $dTa$ ,  $HeTa$  и  $CaTa$  - взаимодействий.

Была внесена поправка на потерю  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих под углом около  $90^\circ$  к направлению пучка и "застревающих" в пластине, а также на потерю частиц, вылетающих под большим углом к плоскости фотографирования. Эта поправка составила II, III и 7% соответственно для  $dTa$ ,  $HeTa$  и  $CaTa$  - взаимодействий. Средний граничный импульс, начиная с которого  $\pi^-$ -мезоны уверенно идентифицировались, составлял 70 МэВ/с для событий в пропане и 80 МэВ/с для событий в тантале.

Значимость физических результатов, получаемых с помощью пропановой пузырьковой камеры, в значительной степени определяется надежностью разделения взаимодействий налетающих частиц с ядрами углерода и водорода. Поэтому этим вопросам уделяется обычно самое серьезное внимание. С целью улучшения процедуры выделения событий на углероде из совокупности событий в пропане /  $C_3H_8$  / нами было предложено использование метода массы мишени в качестве дополнительного критерия к обычно применяемому.

Масса мишени определяется следующей формулой:

$$M_t^{ch} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{ch}} (E - P_{||})_i}{m_p} \quad /3/$$

где  $E_i$  и  $P_{||}^i$  - энергия и продольный импульс  $i$ -ой вторичной частицы,  $m_p$  - масса протона. Суммирование проводится по всем заряженным вторичным частицам. Для взаимодействий с водородом пропана масса мишени  $M_t^{ch}$  не должна превышать значения массы нуклона, а для углеродных событий это превышение возможно. Величина  $M_t^{ch}$  вычислялась для каждого события, не удовлетворяющего стандартным критериям выделения углеродных событий, и событие относилось к углеродным, если для него  $M_t^{ch} > M_0$ . Величина  $M_0$  с учетом ошибок измерений была выбрана равной  $M_0 = 1,1$ .

Суммарные данные по эффективности отбора неупругих  $pC, dC, HeC$  и  $CC$  - взаимодействий с учетом и без учета дополнительного критерия приведены в таблице I.

		Таблица I			
Тип взаимодействия		pC	dC	HeC	CC
Доля выделенных событий в процентах	по обычным критериям	76 $\pm$ 2	76 $\pm$ 2	74 $\pm$ 2	74 $\pm$ 2
	с дополнительным критерием $M_t^{ch} > 1,1$	96 $\pm$ 2	92 $\pm$ 2	97 $\pm$ 2	100 $\pm$ 2

Из таблицы I видно, что для всех рассмотренных взаимодействий

эффективность отбора событий близка к единице. Таким образом, применение дополнительного условия  $M_E^{ch} > 1,1$  позволило нам существенно улучшить ситуацию с отбором неупругих взаимодействий первичных ядер с ядром углерода, приблизиться к почти полному выделению событий, которые ожидаются в соответствии с известными сечениями взаимодействий легких ядер с углеродом.

Вторая глава посвящена изучению множественности, импульсных и угловых характеристик отрицательных пионов, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях.

Таблица 2

Тип взаимодействия	Величины	$\langle n_- \rangle$	$D_-$	$\frac{\langle n_- \rangle}{D_-}$
dTa		0,90±0,06	0,88±0,05	1,16±0,15
HeTa		1,6±0,1	1,22±0,04	1,08±0,08
CTa		3,4±0,2	2,90±0,08	0,40±0,03
dC		0,62±0,03	0,71±0,03	1,23±0,08
HeC		1,07±0,05	0,98±0,05	1,11±0,08
CC		1,52±0,07	1,34±0,07	0,85±0,07

В таблице 2 представлены величины средних множественностей  $\langle n_- \rangle$  и дисперсий  $D_-$  распределений  $\pi^-$ -мезонов по множественности при взаимодействии ядер-снарядов с ядрами тантала и углерода. Из приведенных в таблице 2 значений отношения  $\langle n_- \rangle / D_-$  видно, что за исключением CTa-взаимодействий распределения по множественности  $\pi^-$ -мезонов почти не отличаются от пуассоновского для которого  $\langle n_- \rangle / D_- = 1$ . В случае CTa-взаимодействий распределение заметно шире пуассоновского. Наблюдаемое уширение распределения связано с флуктуацией в числе провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда.

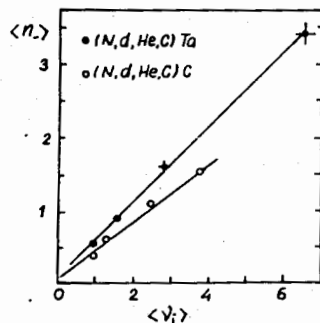


Рис. 1. Зависимость средней множественности  $\pi^-$ -мезонов  $\langle n_- \rangle$  от среднего числа провзаимодействовавших нуклонов ядер снарядов  $\langle \nu_i \rangle$ .

На рис. 1 представлены зависимости средней множественности отрицательных частиц, образованных на танталовой и углеродной мишенях, от среднего числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда  $\langle \nu_i \rangle$ . Из рис. 1 видно, что множественность  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях, линейно растёт с увеличением числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда, что соответствует представлению о независимом взаимодействии нуклонов ядра-снаряда с ядром-мишенью.

Для выяснения механизма рождения вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях нами был проведен сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных взаимодействиях. На рис. 2 представлены импульсные и угловые распределения, распределения по поперечному импульсу и быстрой  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в CTa- и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Распределения нормированы на одинаковое полное число  $\pi^-$ -мезонов. Видно, что в CTa-взаимодействии импульсный спектр  $\pi^-$ -мезонов существенно смягчается, а угловое распределение становится заметно шире, чем в случае нуклон-нуклонных взаимодействий.

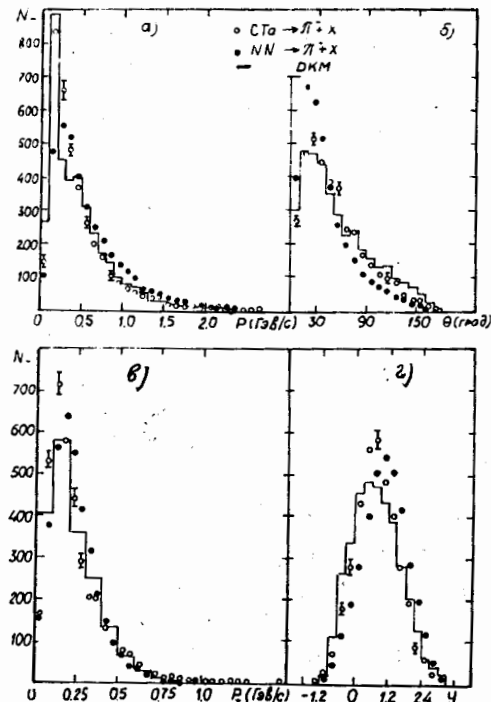


Рис. 2. Импульсные (а) и угловые (б) распределения, распределения по поперечному импульсу (в) и быстрой (г)  $\pi^-$ -мезонов, образованных в CTa и нуклон-нуклонных взаимодействиях. Здесь приведено также предсказание каскадной модели ДКМ.

Распределения по поперечному импульсу показывают, что в  $CTa$  - взаимодействиях рождается относительно больше, чем в нуклон-нуклонных взаимодействиях,  $\pi^-$ -мезонов с малыми и большими поперечными импульсами, при этом средние значения поперечных импульсов в рассматриваемых реакциях оказываются близкими, хотя сами распределения заметно отличаются. Из рис. 2-г видно, что распределение  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $CTa$  -взаимодействиях, по быстроте по сравнению с нуклон-нуклонными данными существенно смещается в сторону области фрагментации ядра-мишени.

На рис. 2 /а,б,в,г/ приведены также предсказания каскадной модели. Видно, что каскадная модель в основном удовлетворительно описывает все экспериментальные распределения для  $CTa$  -взаимодействий.

В третьей главе проведен анализ импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов и протонов, образованных в реакциях (1) и (2), в зависимости от порядка кумулятивности.

Порядком кумулятивности называется следующая величина:

$$n_k = \frac{E - P_{||}}{m_p} \quad /4/$$

где  $E$  и  $P_{||}$  - энергия и продольный импульс вторичной частицы в лабораторной системе координат;  $m_p$  - масса протона. Эта релятивистски инвариантная величина характеризует минимальную массу мишени, необходимую для образования данной частицы.

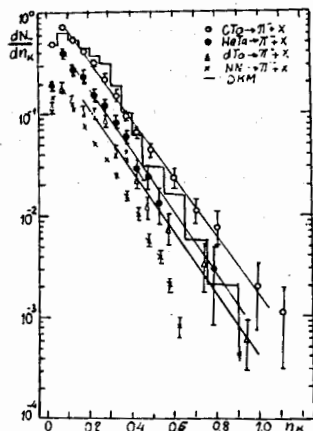


Рис. 3. Распределения  $\pi^-$ -мезонов по переменной  $n_k$ .

На рис. 3 представлены распределения  $\pi^-$ -мезонов по величине  $n_k$  для трёх типов взаимодействий. Из рис. 3 видно, что эти распределения при  $n_k > 0,05$  хорошо описываются экспоненциальной зависимостью с близкими наклонами. На этом рисунке для сравнения приведены также распределения  $\pi^-$ -мезонов по величине  $n_k$  для нуклон-нуклонных взаимодействий и предсказание каскадной модели для  $CTa$  -взаимодействий /гистограмма/. Видно, что формы распределений по переменной  $n_k$  для нуклон-нуклонных и ядро-ядерных взаимодействий заметно различаются, наблюдается также различие между экспериментальным распределением и

предсказанием каскадной модели для больших значений  $n_k$ .

На рис. 4 представлена зависимость средних значений импульсов отрицательных пионов, рожденных в столкновениях  $d$ ,  $He$  и  $C$  с ядрами тантала, от переменной  $n_k$ . Здесь также приведены экспериментальные данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям и предсказание каскадной модели ДКМ для  $CTa$  -взаимодействий. Аналогичные зависимости были исследованы для средних углов вылета, быстрот и поперечных импульсов  $\pi^-$ -мезонов. С увеличением переменной  $n_k$  наблюдается заметное отличие экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям от нуклон-нуклонных взаимодействий (при  $n_k \geq 0,2 + 0,3$ ) и предсказаний каскадной модели (при  $n_k \geq 0,5 + 0,6$ ).

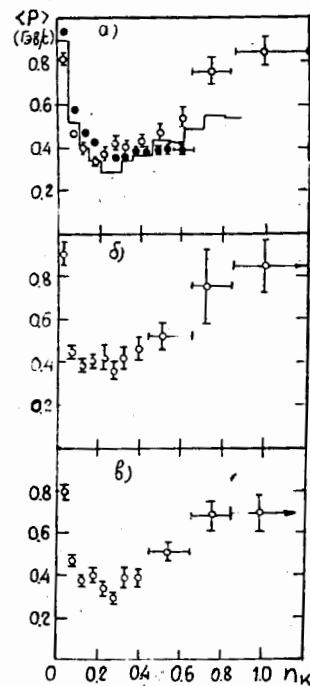


Рис. 4. Средние значения импульсов  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $n_k$  для  $CTa$  /а/,  $HeTa$  /б/ и  $dTa$  /в/ - взаимодействий /светлые кружки/. Черные кружки - данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям, гистограмма - предсказание каскадной модели ДКМ.

Избыток  $\pi^-$ -мезонов по отношению к каскадному расчету в области  $n_k > 0,4$  составил  $\sim 3\%$  от всех  $\pi^-$ -мезонов.

На рис. 5 /а,б/ представлены зависимости средних значений импульсов и поперечных импульсов вторичных  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $\pi C$  -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от порядка кумулятивности. Из рис. 5 видно, что в области переменной  $n_k \leq 0,5$  средние значения импульсов уменьшаются, а в области  $n_k > 0,5$  увеличиваются.

С увеличением величины  $n_k$  средние значения поперечных импульсов  $\pi^-$ -мезонов существенно растут /рис. 5б/.

На рис. 6 /а,б/ приводятся зависимости средних значений углов вылета и быстроты  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $n_k$ . Видно, что с увеличением величины  $n_k$  средние значения углов вылета  $\pi^-$ -мезонов сначала быстро растут, а затем, начиная со значения  $n_k \approx 0,5$ , выходят на плато /рис. 6а/.



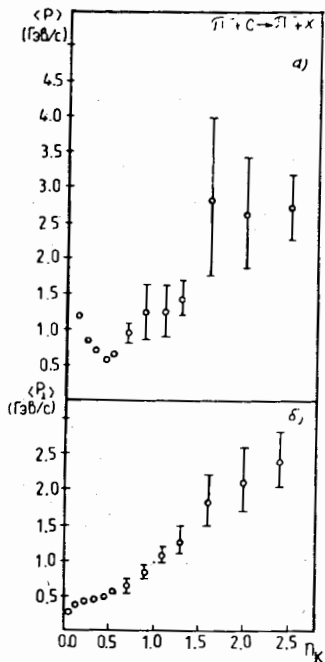


Рис. 5 /а,б/. Средние значения импульсов /а/ и поперечных импульсов /б/  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от переменной  $N_k$ .

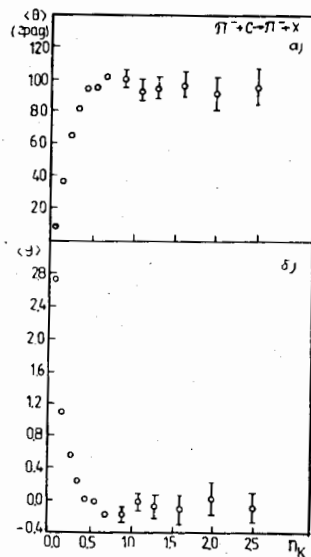


Рис. 6 /а,б/. Средние значения угла вылета /а/ и скорости /б/  $\pi^-$ -мезонов от кумулятивного числа  $N_k$ .

Рис. 6б показывает, что с увеличением переменной  $N_k$  средние значения скоростей  $\pi^-$ -мезонов резко уменьшаются, а затем, начиная со значения  $N_k \approx 0,5$ , перестают зависеть от переменной  $N_k$ .

Таким образом, совокупность экспериментальных данных, представленных на рис. 5 и 6, показывает, что характер зависимости средних импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, образованных в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от порядка кумулятивности  $N_k$  существенно меняется при значении  $N_k \approx 1,0,5 + 0,6/$ . Поэтому все  $\pi^-$ -мезоны были разделены на две группы: к первой группе были отнесены  $\pi^-$ -мезоны с  $N_k < 0,5$ , ко второй - пионы с  $N_k > 0,5$ .

В таблице 3 приведены средние характеристики этих двух групп  $\pi^-$ -мезонов.

Видно, что средние характеристики I группы  $\pi^-$ -мезонов очень сильно отличаются от соответствующих характеристик II группы  $\pi^-$ -мезонов.

Таблица 3

$\langle P_{\parallel} \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle \theta \rangle$ /град/	$\langle \beta \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle y \rangle$
I группа : $4,23 \pm 0,04$	$19,7 \pm 0,1$	$0,351 \pm 0,002$	$2,27 \pm 0,01$
$N_k < 0,5$			
II группа : $1,26 \pm 0,14$	$97,8 \pm 1,5$	$0,800 \pm 0,040$	$-0,12 \pm 0,03$
$N_k > 0,5$			

Отметим, что  $\langle P_{\perp} \rangle$   $\pi^-$ -мезонов II группы составляет  $\sim 0,8$  ГэВ/с, что в 2,3 раза больше, чем у  $\pi^-$ -мезонов I группы. Этот факт, по-видимому, указывает на различный механизм образования  $\pi^-$ -мезонов двух групп. У  $\pi^-$ -мезонов II группы  $\langle y \rangle = -0,12 \pm 0,03$ . Это свидетельствует, что пионы этой группы в основном образуются в области фрагментации ядра - мишени. Отметим, что для вторичных протонов характер аналогичных зависимостей меняется при  $N_k \approx 1,1 + 1,2$ . Эти значения переменной  $N_k$  в дальнейшем были выбраны в качестве критериев отбора кумулятивных частиц.

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию инклюзивных спектров  $\pi^-$ -мезонов, образованных при больших передачах импульса.

При исследовании ядерных взаимодействий весьма важно измерить квадрат четырехмерного импульса  $t$ , передаваемого той или иной группе вторичных частиц. Эта релятивистски инвариантная характеристика множественного процесса существенно зависит от его динамики, поэтому экспериментальное изучение характеристик множественной генерации частиц в зависимости от этой величины позволяет получить ценную информацию о природе сильных взаимодействий.

Интересно отметить, что при исследовании характеристик вторичных частиц в зависимости от кумулятивного числа  $N_k$  мы практически исследуем зависимость от переданного четырехмерного импульса. Квадрат четырехмерного импульса  $t$ , передаваемого одной вторичной частице и квадрат полной энергии в системе центра масс адрон-нуклонного взаимодействия  $S_{hN}$  при высоких энергиях определяются следующими формулами:

$$t = -(P_h - P_c)^2 = 2E_h(E_c - \beta_h P_c^{\parallel}) \quad 15/$$

$$S_{hN} = (P_h + P_N)^2 = 2E_h m_N \quad 16/$$

где  $P_h, P_N, P_c$  - четырехмерные импульсы налетающей частицы, нуклона-

мишени и рассматриваемой вторичной частицы,  $E_k$  и  $\beta_k$  — энергия и скорость первичной частицы,  $E_c$  и  $P_c''$  энергия и продольный импульс вторичной частицы. В экспериментах при высоких энергиях  $\beta_k$  практически равна единице. С помощью выражений /5/ и /6/ можно получить величину, которую мы называем порядком кумулятивности, т.е.

$$N_k = \frac{E_c - P_c''}{m_p} \approx \frac{t}{S_k N} \quad /7/$$

При исследовании процесса множественной генерации частиц методикой пузырьковой камеры мы имеем возможность исследовать поведение инвариантного дифференциального сечения, проинтегрированного по одной переменной, в частности, по  $P_c^2$ , т.е.

$$f(N_k) = \int \frac{d}{dP_c^2} (N_k \frac{d\sigma}{dN_k}) dP_c^2 = N_k \frac{d\sigma}{dN_k} \quad /8/$$

На рис.7 представлена зависимость инвариантного дифференциального сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов в реакции (I) от порядка кумулятивности  $N_k$ . Видно, что эта зависимость меняет свой характер в области значения переменной  $N_k \sim 1$ , для заведомо кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов ( $N_k > 1$ ) наклон распределения становится меньшим.

Аппроксимация данной зависимости суммой двух экспонент показывает, что численные значения параметров наклона

$\beta_1 = 4,6 \pm 0,2$  и  $\beta_2 = 0,85 \pm 0,18$  существенно отличаются друг от друга.

Наблюдаемый излом в зависимости инвариантного дифференциального сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов от переменной  $N_k$  является серьёзным указанием на различный механизм образования обычных и кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов.

Отметим, что кумулятивные  $\pi^-$ -мезоны с  $N_k > 1$  из  $\pi^-C$ -взаимодействий обладают значительно большими поперечными импульсами, чем обычные частицы,  $\langle P_c \rangle_{\text{кум.}} = 2,25 \pm 0,17$  ГэВ/с/ и имеют практически изотропное распределение по  $\cos \theta$ .

На рис.8 и 9 приведены проинтегрированные по угловой переменной зависимости инвариантных дифференциальных сечений рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов ( $N_k > 1$ ) в  $\pi^-C$ -взаимодействиях от кинетической и

поперечной энергий соответственно. Эти распределения хорошо описываются экспоненциальной зависимостью причем параметры наклона этих распределений, обычно называемые "эффективной температурой", одинаковы:  $T_0 = 10,719 \pm 0,057$  ГэВ, ( $\chi^2/\nu = 1,2$ ),  $T_{0t} = 10,755 \pm 0,056$  ГэВ, ( $\chi^2/\nu = 1,5$ ).

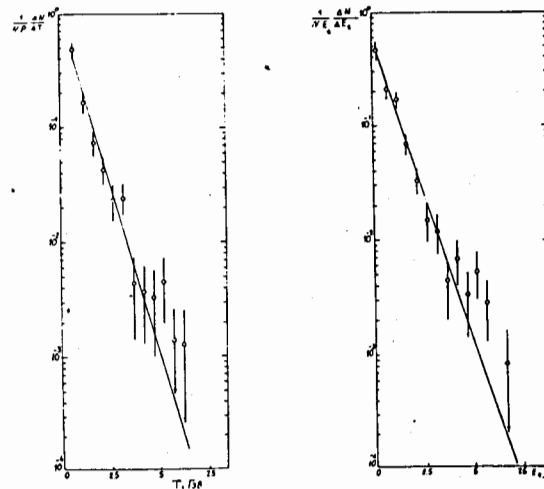


Рис.8 и 9. Инвариантные дифференциальные сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi^-C$ -взаимодействий в зависимости от их кинетической и поперечной энергий.

Отметим, что в отличие от других экспериментов по кумулятивному рождению, проведенных при первичных импульсах  $\leq 10$  ГэВ/с, эти данные, во-первых, получены при более высоком первичном импульсе /40 ГэВ/с/, во-вторых, проинтегрированы по угловой переменной и, в третьих относятся в основном к ранее не изученному диапазону больших импульсов вторичных кумулятивных частиц. Эти факторы играют, по-видимому, существенную роль в появлении таких больших значений, "эффективной температуры".

В таблице 4 приведена зависимость параметра  $T_{0t}$  от кумулятивного числа  $N_k$ .

Видно, что самое большое значение параметра  $T_{0t}$  получилось для заведомо кумулятивных частиц с  $N_k > 1$ .

Если на основе теоретических расчётов по КХД на решетке считать, что фазовый переход между адронной и кварк-глюонной фазами ядерной материи происходит при критической температуре  $T_c = 0,200$  ГэВ [1],



то значения эффективных температур  $T_0$  и  $T_{0t}$ , полученные при аппроксимации экспериментальных данных по рождению  $\pi^-$ -мезонов с  $n_k > 0,5$  из  $\pi^-C$ -взаимодействий, находятся в области  $T > T_c$ .

Таблица 4

$n_k$	$N_{\pi^-}$	$T_{0t}$ ГэВ	$f_i^2/n$
$0,5 < n_k < 0,7$	573	$0,270 \pm 0,008$	1,8
$0,7 < n_k < 1$	222	$0,362 \pm 0,021$	0,7
$n_k > 1$	162	$0,755 \pm 0,056$	1,4

Аналогичные исследования, проведенные в этой главе для  $\pi^-$ -мезонов с  $n_k > 0,35$ , образованных в  $A_i C$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, показывают, что значения параметров  $T_0$  и  $T_{0t}$  для этих взаимодействий также находятся выше теоретической оценки критической температуры ( $T_0 \approx T_{0t} > T_c$ ).

Таким образом, можно предположить, что в локальной области ядра, в которой рождаются кумулятивные частицы, ядерное вещество находится в состоянии кварк-глюонной плазмы.

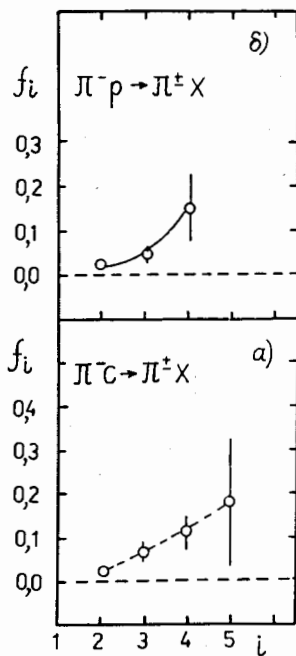


Рис.10. Зависимость параметров наклона  $f_i$  от порядка момента  $i$  для  $\pi^-C$  /а/ и  $\pi^-p$ -взаимодействий /б/.

Анализ экспериментальных данных по множественному рождению вторичных частиц в  $\pi^-p$  и  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, проведенный с помощью метода факториальных моментов ( $\langle F_i \rangle$ ) показал, что между величинами  $\langle F_i \rangle$ ,  $\Delta y$  /полный быстрой интервал/ и  $\delta y$  /разделенный интервал быстрой/ имеется степенная зависимость

$$\langle F_i \rangle \sim \left( \frac{\Delta y}{\delta y} \right)^{f_i}, \quad f_i > 0$$

свидетельствующая о существовании флуктуаций динамического характера в этих взаимодействиях. Эти флуктуации интерпретируются с точки зрения различных

механизмов рождения адронов, таких как фазовые переходы, черенковское излучение адронов, ветвящиеся процессы, струйные модели адронов и т.д.

На рис.10 приводится зависимость параметра  $f_i$  от порядка моментов  $i$ . Видно, что для обоих типов взаимодействий с увеличением порядка факториального момента ( $i$ ) значение показателя степени ( $f_i$ ) увеличивается. Отметим, что численные значения параметров  $f_i$  для  $\pi^-p$  и  $\pi^-C$ -взаимодействий хорошо согласуются с данными из других экспериментов [2].

Пятая глава посвящена исследованию процесса множественной генерации частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях с помощью метода массы мишени.

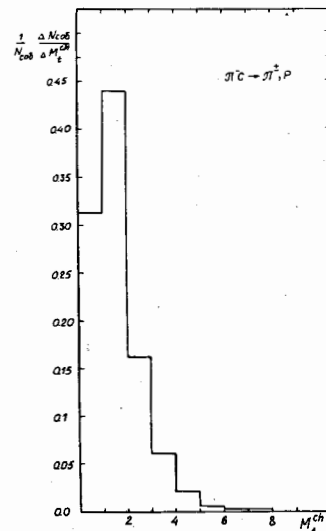


Рис.11. Распределение  $\pi^-C$ -взаимодействий по массе мишени  $M_t^{ch}$ .

Эксперименты при высоких энергиях характеризуются большим значением величины полной энергии в системе центра масс  $W^*$ , определяемой формулой:

$$W^* = \sqrt{s} \quad /9/$$

$$s = 2 E_a \cdot m_e + m_a^2 + m_e^2 \quad /10/$$

На рис.11 представлено распределение  $\pi^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с по массе мишени, рассчитанной по формуле /3/. При вычислении массы мишени  $M_t^{ch}$  и в дальнейшем анализе не учитывались медленные протоны с импульсом  $p_p \leq 250$  МэВ/с, которые считались испарительными. Из рис.11 видно, что величина массы мишени для исследуемой нами реакции /I/ достигает 7-8 нуклонных масс. Следует отметить, что если бы могли учитывать вклад нейтральных частиц, то распределение по  $M_t^{ch}$  сместилось бы в сторону увеличения  $M_t^{ch}$  и соответственно увеличилась бы доля многонуклонных событий.

где  $E_a$  — энергия налетающей частицы,  $m_a$  и  $m_b$  — массы снаряда и мишени. Из формулы /10/ видно, что при больших энергиях величина  $S$  в основном определяется произведением энергии налетающей частицы и массы мишени. Это означает, что большого значения полной энергии можно достигнуть путем увеличения или энергии налетающей частицы, или массы мишени.

В адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях в процессе столкновения могут эффективно участвовать несколько нуклонов ядра — мишени. Это дает нам возможность получения больших значений полной энергии в системе центра масс:

$$S_{\pi-C} = S_{\pi-p} \cdot M_t^{ch}, \quad S_{\pi-p} \approx 2E_{\pi} \cdot m_p \quad /11/$$

На рис. 12 приводится зависимость средней множественности вторичных заряженных пионов от полной энергии в системе центра масс для различных реакций.

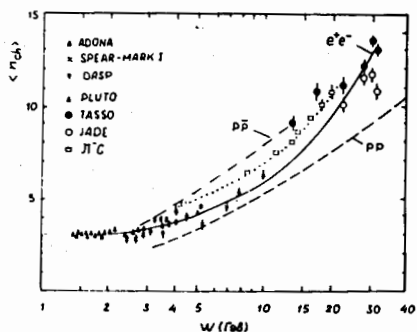


Рис.12. Зависимость от полной энергии  $W$  средней множественности вторичных пионов, образованных в  $\pi C$ -взаимодействиях /  $\square$  — эксперимент, пунктирная линия — аппроксимация формулой /13/.

Полная энергия была оценена по формуле

$$W_{\pi C} = \sqrt{S_{\pi C}} = \sqrt{2m_p E_{\pi} M_t^{ch}} \quad /12/$$

Видно, что наблюдаемый рост средней множественности вторичных пионов в  $\pi C$ -взаимодействиях с увеличением полной энергии  $W_{\pi C}$  качественно согласуется с результатами экспериментов по  $e^+e^-$  аннигиляции.

КХД полужесткого процесса [3] предсказывает рост среднего значения множественности вторичных частиц с увеличением полной энергии  $S$ , определяемый следующей формулой

$$\langle n \rangle \sim e^{2b\sqrt{\ln S}} \quad /13/$$

Согласно теоретической оценке параметр  $b=1,26$ .

В соответствии с формулой /13/ экспериментальная зависимость, представленная на рис.12, была аппроксимирована формулой

$$\langle n_{\pm} \rangle = n_0 + a e^{2b\sqrt{\ln S_{\pi C}}} \quad /14/$$

были получены следующие значения параметров:  $n_0 = 3,83 \pm 0,18$ ,  $a = 0,0086 \pm 0,0048$  и  $b = 1,37 \pm 0,12$ . Видно, что формула /14/ хорошо описывает экспериментальную зависимость средней множественности от величины  $W_{\pi C}$  и параметр "b" в пределах ошибки согласуется с теоретической оценкой.

На рис. 13 а,б приводятся зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов  $\pi^{\pm}$ -мезонов из  $\pi C$ -взаимодействий от полной энергии  $W_{\pi C}$ .

КХД полужесткого процесса предсказывает рост средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов вторичных частиц с увеличением полной энергии  $S$ :

$$\langle P_t \rangle \sim e^{b\sqrt{\ln S}} \quad /15/$$

$$\langle P_t^2 \rangle \sim e^{2b\sqrt{\ln S}} \quad /16/$$

В соответствии с этими предсказаниями экспериментальные зависимости были описаны формулами следующего вида:

$$\langle P_t \rangle = \langle P_{0t} \rangle + a_1 e^{b_1\sqrt{\ln S_{\pi C}}} \quad /17/$$

$$\langle P_t^2 \rangle = \langle P_{0t}^2 \rangle + a_2 e^{b_2\sqrt{\ln S_{\pi C}}} \quad /18/$$

Полученные значения параметров и  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в табл. 5 и 6. Из рис.13 а,б и табл. 5 и 6 видно, что зависимости средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов от полной энергии  $W_{\pi C}$  хорошо описываются формулами /17/ и /18/. При этом значения параметров  $b_1$  и  $b_2$  в пределах ошибок не противоречат теоретической оценке ( $b_1 = b_2/2 \approx b_{теор} = 1,26$ ).

С целью сравнения наших экспериментальных результатов с соответствующими данными из других экспериментов на рис.13 а,б приводятся также зависимости от полной энергии в системе центра масс  $W_{e^+e^-}$  средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов заряженных частиц, образованных в  $e^+e^-$  аннигиляции. Сплошные кривые на рис.13 а,б соответствуют аппроксимации экспериментальных зависимостей формулами /17/ и /18/. Численные значения параметров и  $\chi^2$  на одну степень свободы приводятся в таблицах 5 и 6. Из этих таблиц видно, что также, как в

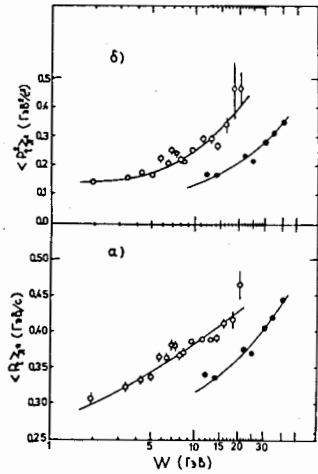


Рис. 13 а, б. Зависимость  $\langle P_t \rangle$  и  $\langle P_t^2 \rangle$   $\pi^+$ -мезонов из  $\pi^+e^-$ -взаимодействий от величины  $W_{\pi^+e^-}$  (о) . / ● -относятся к  $e^+e^-$ -аннигиляции/

случае  $\pi^+e^-$ -взаимодействий, энергетическая зависимость средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов вторичных заряженных частиц, образованных в  $e^+e^-$ -аннигиляции, может быть описано формулами /17/, и /18/, однако с другими значениями параметров  $\nu_1$  и  $\nu_2$  чем для  $\pi^+e^-$ -взаимодействий.

Таблица 5

Реакция	$\langle P_{0t} \rangle$	$a_1$	$\nu_1$	$\chi^2/n$
$\pi^+e^-$	$0,24 \pm 0,035$	$0,017 \pm 0,02$	$1,96 \pm 0,3$	0,8
$e^+e^-$	$0,253 \pm 0,035$	$0,00093 \pm 0,00014$	$1,95 \pm 0,56$	1,2

Таблица 6

Реакция	$\langle P_{0t}^2 \rangle$	$a_2$	$\nu_2$	$\chi^2/n$
$\pi^+e^-$	$0,132 \pm 0,015$	$0,0006 \pm 0,0002$	$2,5 \pm 0,5$	0,8
$e^+e^-$	$0,113 \pm 0,016$	$0,000020 \pm 0,000005$	$3,5 \pm 0,5$	1,0

На рис.14 представлены распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных  $\pi^\pm$ -мезонов из  $\pi^+e^-$ -взаимодействий для двух различных интервалов полной энергии:  $W_{\pi^+e^-} \leq 4,3$  ГэВ и  $17,4 \leq W_{\pi^+e^-} < 24,6$  ГэВ.

Видно, что с увеличением  $W_{\pi^+e^-}$  распределение по квадратам поперечных импульсов существенно уширяется. Такое поведение распределений по  $P_t^2$  для  $\pi^+e^-$ -взаимодействий качественно согласуется с энергетической зависимостью этого распределения, полученной для адрон-адронных взаимодействий и  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Согласно КХД уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных частиц с увеличением  $W$  объясняется тормозным излучением мягких и жестких глюонов, образующихся в процессе столкновения.

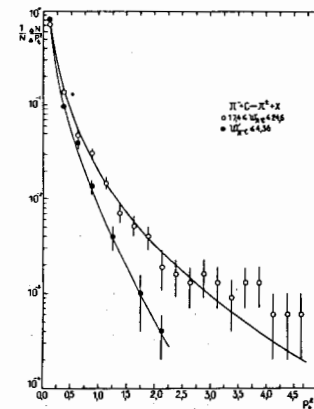


Рис.14. Распределения по  $P_t^2$   $\pi^\pm$ -мезонов из  $\pi^+e^-$ -взаимодействий при двух различных значениях величин  $W_{\pi^+e^-}$ .

На основе кварк-партоновой картины взаимодействия двух объектов экспериментальные распределения по поперечным импульсам были описаны формулой следующего вида:

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta P_t^2} = A \frac{(1-z)^m}{z^n} \quad /19/$$

где  $z = \frac{2P_t}{\sqrt{s}}$ . Численные значения параметров  $A$ ,  $m$ ,  $n$  и  $\chi^2$  на одну степень свободы приведены в табл.7.

Из этой таблицы видно, что с увеличением полной энергии  $W_{\pi^+e^-}$  параметр  $m$  существенно возрастает, а параметр  $n$  практически остается постоянным.

Таблица 7

Величина	$W_{\pi^+e^-} \leq 4,3$	$A$	$m$	$n$	$\chi^2/n$
$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta P_t^2}$	$W_{\pi^+e^-} \leq 4,3$	$0,012 \pm 0,008$	$4,12 \pm 0,85$	$2,75 \pm 0,32$	0,35
	$17,4 \leq W_{\pi^+e^-} < 24,6$	$0,0014 \pm 0,0012$	$27,9 \pm 3,7$	$2,00 \pm 0,21$	0,47

В работе [3] показано, что распределения по поперечным импульсам вторичных частиц при высоких энергиях в результате полужесткого процесса будут падать медленнее, чем  $1/P_t^2$ . Приведенные в табл. 7 значения параметра  $n$  показывают, что полученные нами результаты находятся в качественном согласии с этим предсказанием.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

Основные результаты и выводы диссертации. I. Проведен анализ процессов множественного рождения вторичных частиц на следующем экспериментальном материале:  $\pi^+e^-$ -взаимодействия при импульсе 40 ГэВ/с,  $pc$ ,  $dc$ ,  $nc$ ,  $cc$ ,  $dt_a$ ,  $nt_a$  и  $ct_a$ -соударения при

4,2 ГэВ/с на нуклон. Общая статистика событий составила  $\sim 50000$ .

2. Предложено использовать массу мишени в качестве дополнительного критерия для выделения событий на ядрах углерода из событий в пропане ( $C_3H_8$ ). В результате этого эффективность отбора неупругих  $PC$ ,  $DC$ ,  $HeC$  и  $CC$ -взаимодействий увеличилась на  $15+20\%$  и стала близка к единице. Таким образом, добавление дополнительного условия  $M_{\pi}^{ch} > 1,1$  к ранее использованным критериям дало нам возможность существенно улучшить ситуацию с отбором неупругих взаимодействий первичных ядер с ядрами углерода, позволив выделить такое количество событий, которое ожидается в соответствии с известными сечениями взаимодействия легких ядер с углеродом.

3. Установлено, что средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов растет прямо пропорционально среднему числу провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда. Уширение распределения по числу рожденных  $\pi^-$ -мезонов, наблюдаемое для  $CTa$ -взаимодействий, в основном связано с флуктуациями в числе провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда.

4. Показано, что импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, практически не зависят от атомного веса ядра-снаряда, что согласуется с предположением о независимости взаимодействия нуклонов ядра-снаряда с ядром-мишенью при этих энергиях. Наблюдается существенное отличие импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях, от соответствующих данных по нуклон-нуклонным взаимодействиям. Этот экспериментальный факт указывает на важную роль внутри-ядерных эффектов в процессах рождения пионов. Основные следствия этих процессов могут быть описаны с помощью каскадной модели ДКМ. Однако, для того, чтобы глубже понимать механизм рождения вторичных частиц в ядерных взаимодействиях, необходимо провести исследования различных корреляционных характеристик множественного процесса.

5. Впервые показано, что распределения по квадрату поперечного импульса вторичных  $\pi^-$ -мезонов, образованных в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, хорошо описываются суммой двух экспонент. При этом, параметры наклона  $B_1$  и  $B_2$  для  $A_iC$  и  $A_iTa$ -взаимодействий существенно отличаются /особенно, первый наклон  $B_1$ / и имеют тенденцию возрастания с увеличением массы мишени. Эти же параметры практически не зависят от типа ядра-снаряда.

6. Впервые проведен корреляционный анализ средних значений импульсных и угловых характеристик вторичных  $\pi^-$ -мезонов и протонов, образованных в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон,

в зависимости от порядка кумулятивности. Показано, что характер зависимости средних значений импульсов  $\langle p \rangle$ , углов вылета  $\langle \theta \rangle$  и быстрот  $\langle y \rangle$   $\pi^-$ -мезонов меняется при значении переменной  $n_k \approx 0,2+0,4$ , а у протонов это изменение происходит при  $n_k \approx 0,9+1,1$ . Сравнительный анализ средних значений импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов из  $CTa$ -взаимодействий с предсказанием каскадной модели показал, что до значения переменной  $n_k \approx 0,4$  каскадная модель ДКМ удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости, но при дальнейшем увеличении переменной  $n_k$  модельные предсказания не согласуются с экспериментальными данными, и тем сильнее, чем больше значение  $n_k$ . В результате аналогичных исследований, проведенных для  $\pi^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с, показано, что в отличие от ядро-ядерных взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон, изменение характера зависимости средних значений импульсных и угловых характеристик вторичных  $\pi^-$ -мезонов происходит при  $n_k \approx 0,5+0,6$ . Эти значения  $n_k$  приняты в качестве критериев выделения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов и протонов.

7. Впервые получены зависимости инвариантных дифференциальных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов с  $n_k > 0,5$  в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с от кинетической и поперечной энергий и показано, что данные зависимости хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией с параметрами  $T_0 = 0,290 \pm 0,012$  ГэВ и  $T_{0t} = 0,283 \pm 0,016$  ГэВ соответственно, которые называют эффективной температурой испускания частиц.

Показано, что эффективная температура растет с увеличением порядка кумулятивности  $n_k$  и для кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов с  $n_k > 1$  достигает значений:  $T_0 = 0,719 \pm 0,057$  ГэВ и  $T_{0t} = 0,755 \pm 0,056$  ГэВ. Этот факт возможно является указанием на существование кварк глюонной плазмы в локальной области образования кумулятивных частиц.

8. Впервые показано, что в зависимости инвариантного дифференциального сечения рождения вторичных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях от порядка кумулятивности наблюдается излом при  $n_k \approx 1$ . Этот излом, по-видимому, является серьезным указанием на различный механизм образования некумулятивных и кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов.

Приводятся импульсные и угловые характеристики кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов с  $n_k > 1$ . Показано, что эти  $\pi^-$ -мезоны имеют изотропное в пределах ошибок распределение по  $\cos\theta$ , существенно большее среднее значение поперечных импульсов, чем у обычных частиц,  $\langle p_{t, \text{уч.}} \rangle = 2,25 \pm 0,17$  ГэВ, и преимущественно образуются в области фрагментации ядра-мишени.

9. Показано, что отношение нормированных на нуклон инвариантных дифференциальных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов, в  $Ca, Cs$  центр.,  $d\sigma/d\Omega$  - взаимодействиях ( $\sigma_{Ca}/\sigma_{Ca, центр.}, \sigma_{Ca}/\sigma_{Cs}$ ) при 4,2 ГэВ/с на нуклон в интервале переменной  $k_{\perp} \sim 0,3 + I$  заметно отличается от  $I$ , что находится в согласии с данными других экспериментов /EMC-эффект/.

10. Проведен анализ с помощью метода факториальных моментов ( $\langle F_i \rangle$ ) экспериментальных данных по множественному образованию вторичных частиц в  $\pi p$  и  $\pi C$  - взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Полученные результаты находятся в согласии с другими данными [2] и показывают, что между величинами  $\langle F_i \rangle$  и  $\delta y$  /быстротный интервал/ существует степенная зависимость вида

$$\langle F_i \rangle \sim \left( \frac{\delta y}{\delta y} \right)^{f_i}, \quad f_i > 0,$$

что свидетельствует о существовании флуктуаций динамического характера в этих взаимодействиях. Этот динамический эффект в литературе обычно называют интермитенсом / *intermittency* /. Одним из объяснений его является существование кварк-глюонной плазмы.

11. Впервые проведен анализ множественного рождения частиц в  $\pi C$  - взаимодействиях при 40 ГэВ/с с помощью метода массы мишени

$$M_t^{ch} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{ch}} (E - P_{\parallel})_i}{m_p}$$

где  $E$  и  $P_{\parallel}$  - энергия и продольный импульс вторичных частиц. Данный метод позволяет определить эффективное число нуклонов, участвовавших в взаимодействии. Показано, что в случае  $\pi C$  - взаимодействия масса мишени достигает  $7 + 8$  нуклонных масс.

Проведенный в диссертации анализ, основанный на вычислении массы мишени для адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях, позволяет в рамках одного эксперимента исследовать зависимость различных характеристик вторичных частиц от полной энергии в системе центра масс  $W_{\pi C} = \sqrt{s_{\pi C}} = \sqrt{2 E_a \cdot m_p \cdot M_t^{ch}}$  и провести сравнение экспериментальных данных с предсказанием квантовой хромодинамики без специальной выборки событий явно жесткого типа.

12. Впервые установлено, что с увеличением полной энергии в системе центра масс  $W_{\pi C} = \sqrt{s_{\pi C}}$  растут средняя множественность, средние значения поперечных импульсов /или квадратов поперечных импульсов/ вторичных частиц, образованных в  $\pi C$  - взаимодействиях при

40 ГэВ/с. Наблюдаемый рост средних множественностей, средних значений поперечных импульсов и квадратов поперечных импульсов вторичных частиц хорошо описывается экспоненциальными функциями, предсказываемыми КХД полужесткого процесса.

13. Показано, что с увеличением энергии  $W_{\pi C}$  наблюдается существенное уширение распределения по квадратам поперечных импульсов вторичных  $\pi^+$ -мезонов из  $\pi C$  - взаимодействий. Такое уширение распределения по квадрату поперечных импульсов наблюдается также в адрон-адронных взаимодействиях и  $e^+e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях и интерпретируется как результат тормозного излучения глюонов, образованных в процессе столкновения.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в данной диссертации, и их сравнение с предсказаниями КХД, по-видимому, дают указание на возможное проявление кварк-глюонных степеней свободы ядерной материи в рассматриваемых нами реакциях, в особенности, в  $\pi C$  - взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Н.Ангелов, А.И.Аношин, Н.Ахабабян, Ц.Баатар и др.  
Изучение множественности вторичных частиц во взаимодействиях протонов и альфа-частиц с вольфрамом / $A=184$ / в интервале импульсов /2 + 5/ ГэВ/нукл.  
Препринт ОИЯИ, PI-10779, Дубна, 1977. ЯФ, т.27, В 4, 1020, 1978
2. Н.Ангелов, А.И.Аношин, Н.Ахабабян, Ц.Баатар и др.  
Множественность вторичных отрицательных частиц в ядро-ядерных столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.  
Препринт ОИЯИ, PI-12281, Дубна, 1979. ЯФ, т.30, В 6/12/, 1590, 1979
3. Н.Ангелов, Н.Ахабабян, Ц.Баатар и др.  
Некоторые методические вопросы, связанные с обработкой событий, образованных релятивистскими ядрами  $p, d, He, C$  в пропановой пузырьковой камере.  
Препринт ОИЯИ, PI-12424, Дубна, 1979.
4. Г.Н.Агакишиев, Н.Ангелов, Н.Ахабабян, Ц.Баатар и др.  
Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, образующихся при взаимодействии ядер  $d, ^4He, ^{12}C$  с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/а.нукл.  
Препринт ОИЯИ, PI-81-176, Дубна, 1981. ЯФ, т.34, вып.6/12/, 1981, стр.1517.

5. Ц.Баатар, А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин, И.А.Ивановская, В.Д.Тонеев.  
Анализ импульсных и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов рожденных в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с. нукл.  
Препринт ОИЯИ, Р1-81-516, Дубна, 1981
6. Т.Н.Агакишиев, Д.Армутлийски, Н.Ахабабян, Ц.Баатар и др.  
Множественности, импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, образующихся во взаимодействиях протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и углерода с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.  
Препринт ОИЯИ, Р1-8435, Дубна, 1984., *З. Физ.* 27С/1985/ I77 ЯФ, т.4Ф, вып.5, 1984, I209-I221.
7. Д.Армутлийски, А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин, Ц.Баатар и др.  
Поведение инвариантных дифференциальных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов в ядерных взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.  
Препринт ОИЯИ, Р1-84-629, Дубна, 1984. ЯФ, т.42, вып.1/7/, 1985, 200 + 204.
8. Ц.Баатар, Г.Ганбат, Ч.Дэчинпунцаг, Р.Тогоо, Д.Түвдэндорж, Г.Шархүү.  
Геометрическая реконструкция для пузырьковой камеры ТПК-500 на системе ПУОС-КАМАК-M222.  
Труды Института физики и техники АН МНР, т.27, 1989, Улан-Батор, с.87
9. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, В.Б.Любимов и др.  
К вопросу о методике выделения взаимодействий на углероде при облучении пропановой камеры / *P, d, He, C* /.  
Труды института физики и техники АН МНР. т.27, 1988, Улан-батор, с.25
10. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, Л.Сэрдамба, Д.Түвдэндорж  
Зависимость импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов и протонов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с от кумулятивного числа.  
Известия АН МНР, № 4, 1988, с.11
11. Д.Армутлийски, Ц.Баатар, А.П.Гаспарян и др.  
Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов и протонов, образованных в ядерных столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, как функции минимальной массы мишени.  
Препринт ОИЯИ, Р1-84-328, Дубна, 1984. ЯФ, т.41, вып.5, 1985, с.1235

12. Ц.Баатар.  
Характеристики вторичных частиц, образованных в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с как функции полной энергии и КХД полужесткого процесса.  
ОИЯИ, Д1, 2-88-652, Дубна, 1988, В труде: IX международного семинара по проблемам физики высоких энергий.
13. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, И.А.Ивановская, Б.Хүрэлбаатар, М.И.Соловьев, Р.Тогоо, Д.Түвдэндорж  
Инклюзивные сечения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с как функции кинетической и поперечной энергий.  
Препринт ОИЯИ, Р1-89-424, Дубна, 1989.
14. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, Б.Хүрэлбаатар, Д.Түвдэндорж, Г.Шархүү  
Распределения по квадрату поперечного импульса ( $P_t^2$ )  $\pi^-$ -мезонов в  $A_iC$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон.  
Труды института физики и техники АН МНР, № 28 /1989/ 30
15. Ц.Баатар, И.А.Ивановская, Л.Сэрдамба и др.  
Характеристики вторичных частиц, образованных в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с как функции массы мишени.  
Препринт ОИЯИ, Р1-86-721, Дубна, 1986. ЯФ, т.46, вып.5 /II/, 1987, с.1464 - 1471.
16. Ц.Баатар, В.Б.Любимов, Р.Тогоо, Д.Түвдэндорж  
Анализ кумулятивных адрон-ядерных взаимодействий при 4-40 ГэВ/с в зависимости от массы мишени.  
Препринт ОИЯИ, Р1-87-807, Дубна, 1987. ЯФ, т.48, вып.3/9/, 1988, 764 + 768.
17. Ц.Баатар, И.А.Ивановская, Л.Сэрдамба, Д.Түвдэндорж, Р.Тогоо.  
Зависимость характеристик  $\pi^\pm$ -мезонов, образованных в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от полной энергии в системе центра масс и КХД полужесткого процесса.  
Препринт ОИЯИ, Р1-88-469, Дубна, 1988.
18. Ц.Баатар, В.Г.Гришин, Г.Шархүү.  
Изучение флуктуации во множественном рождении пионов в  $\pi^-p$  и  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.  
Препринт ОИЯИ, Р1-90-201, Дубна, 1990.
19. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, И.А.Ивановская и др.  
Кумулятивное рождение  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.  
Препринт ОИЯИ, Р1-90-202, Дубна, 1990.



20. Ц.Баатар, Ц.Батсайхан, И.А.Ивановская и др.  
Инклюзивные спектры  $\pi^-$ -мезонов с кумулятивными числом  $N_k > 0,35$   
образованных в  $dC$ ,  $HeC$  и  $CC$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на  
нуклон.  
Препринт ОИЯИ, РИ-90-26, Дубна, 1990.

Цитированная литература

1. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П.  
Адронная материя в экстремальных условиях, Киев, 1986, с.5
2. Holynski R., et al. Phys. Rev. Lett. 62(1989) 739
3. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Phys.Reports, 1983, v100, N1,2

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 июня 1990 года.