

А 838

1-87-640

АРМУТЛИЙСКИ

Димитр Димчев

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В pC-
И pTa-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСАХ
НАЛЕТАЮЩЕГО ПРОТОНА 2÷10 ГэВ/с

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор

Валентин Григорьевич
ГРИШИН

доктор физических наук
старший научный сотрудник

Нашан Охан
АХАБАБЯН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Виктор Алексеевич
КОПЫЛОВ-СВИРИДОВ

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Сергей Максимович
ЕЛИСЕЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 1987 г.
в _____ часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна Московской области, Лаборатория высоких
энергий, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1987 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

М.Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Релятивистская ядерная физика – новая область физики высоких энергий, которая развивается в последние годы. Интерес учёных к релятивистским ядерным взаимодействиям связан с тем, что эти исследования предоставляют возможность наблюдать новые явления, ранее неизвестные физике. Например, было показано, что при высоких энергиях в ядерных взаимодействиях проявляются многокварковые конфигурации. Появились теоретические модели, которые рассматривают и предсказывают ряд новых интересных явлений таких, как кумулятивный эффект, предельная фрагментация ядер, фазовые переходы ядерной материи, возможное существование кварк-глюонной плазмы и др., объяснить которые с помощью классических представлений о ядре как системы, состоящей только из нуклонов, невозможно. Изучение этих явлений имеет большое значение, так как позволяет получить новую информацию о свойствах и строении атомного ядра и также наблюдать новые формы материи. Возможности, которыми располагает в этом отношении релятивистская ядерная физика трудно переоценить, ибо наблюдать эти явления во взаимодействиях элементарных частиц невозможно.

Начиная с 1970 г., когда на дубненском синхрофазотроне были достигнуты рекордные в то время энергии ускорения ядер 5 ГэВ на нуклон, ЛВЭ ОИЯИ занимает ведущее место в мире по исследованиям в области релятивистской ядерной физики.

Для понимания процессов, происходящих при столкновении релятивистских ядер, чрезвычайно информативным является изучение множественного образования частиц. Для выделения новых явлений необходимо в начале рассматривать ядро как систему, состоящую только из нуклонов. Этот подход позволяет выделить типично ядерные явления и тем самым определить границу применимости протон-нейтронной модели ядра.

Цель работы:

- исследовать процессы множественного образования заряженных частиц во взаимодействиях протонов с ядрами углерода ($^{12}\text{C}_6$) и тантала ($^{181}\text{Ta}_{73}$) в интервале импульсов $2 \div 10$ ГэВ/с в инклюзивном подходе в условиях 4Л – геометрии;
- определить размеры области испускания протонов в рТа-взаимодействиях при импульсе падающего протона 10 ГэВ/с;
- изучить свойства четырехмерных протонных кластеров в различных адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в релятивистски-

инвариантном подходе в пространстве четырехмерных относительных скоростей.

Новизна и научная значимость работы. Впервые исследованы распределения событий по множественности протонов и π^- - мезонов, образованных во взаимодействиях протонов с ядрами углерода и тантала в интервале импульсов налетающих протонов $2 + 10$ ГэВ/с.

Впервые исследованы импульсные и угловые распределения π^- - мезонов в pC- и pTa-взаимодействиях при импульсе протона 10 ГэВ/с в инклюзивном подходе в условиях 4 π - геометрии. Показано, что структурная функция от кинетической энергии (T) π^- - мезонов в этих взаимодействиях имеет экспоненциальный характер: $\exp(-T/T_0)$, а угловая зависимость параметра ($T_0 = T_0(\theta)$) хорошо аппроксимируется квадратичной или логарифмической функцией от $\cos(\theta)$.

Впервые исследованы двухпротонные корреляции и определены размеры области испускания протонов в pTa-взаимодействиях при импульсе падающего протона 10 ГэВ/с.

Экспериментально доказана универсальность свойств четырехмерных протонных кластеров в интервале импульсов $4 + 40$ ГэВ/с на нуклон как в области классической ядерной физики, где ядро проявляет себя как систему, состоящую из нуклонов, так и переходной области, где начинают проявляться кварк-глюонные степени свободы (т.н. промежуточная область).

Практическая ценность работы. Полученные в диссертации результаты могут быть использованы в планировании новых экспериментов по исследованию взаимодействий адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях и для проверки теоретических моделей.

Апробация работы. Основные результаты диссертации представлялись на международных конференциях по физике высоких энергий и ядроядерным взаимодействиям в Токио (1978 г.), Ванкувере (1979 г.), Мичигане (1980), Лейпциге (1984 г.), Гейдельберге (1984 г.), а также докладывались на совещаниях Камерного комитета ОИЯИ, на семинарах ЛВЭ ОИЯИ и на совещаниях Международного сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой пузырьковой камере.

Публикации. Результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в журналах "Ядерная физика" и "Болгарский физический журнал", в сборнике "Краткие сообщения ОИЯИ", в препринтах ОИЯИ и в материалах, представленных на вышеупомянутых международных конференциях /1-8/.

Объём диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

Автор защищает:

1. Прделанную работу по обработке и анализу взаимодействий протонов с ядрами углерода и тантала в интервале импульсов падающих протонов $2 + 10$ ГэВ/с - около 30 тыс. событий.
2. Анализ полученных данных по множественности протонов и π^- - мезонов, образованных в pC- и pTa- взаимодействиях при импульсах налетающих протонов 2,3; 4,2; 5,4 и 10 ГэВ/с.
3. Результаты, полученные при исследовании импульсных и угловых распределений π^- - мезонов в pC- и pTa- взаимодействиях при импульсах протона-снаряда 4,2 ГэВ/с и 10 ГэВ/с.
4. Исследования двухпротонных корреляций во взаимодействиях протонов с ядрами тантала при импульсе налетающих протонов 10 ГэВ/с и определение размеров области их испускания.
5. Результаты релятивистски-инвариантного анализа свойств четырехмерных протонных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале импульсов $4 + 40$ ГэВ/с на нуклон.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении отмечается актуальность исследований в области релятивистской ядерной физики, при которых основным источником информации являются процессы множественного образования частиц. Сформулирована основная цель работы. Приведено краткое содержание диссертации.

В первой главе диссертации описаны методические вопросы получения и обработки экспериментального материала.

Экспериментальные данные получены с помощью двухметровой пузырьковой пропановой камеры ТПК - 500 ЛВЭ ОИЯИ с внутренними мишенями, состоящими из танталовых пластин.

Во время работы камера находилась в магнитном поле $B \approx 1,5$ Тл и экспонировалась в пучке протонов на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ с импульсами 2,3; 4,2; 5,4 и 10 ГэВ/с. В диссертации дано краткое описание установок: пропановой пузырьковой камеры, магнитного поля и системы фотографирования и системы вывода пучка протонов.

Просмотр стереофотографий производился на просмотрных столах типа БПС-1 и БПС-2. Отобранные при просмотре события измерялись на полуавтоматах типа ПУОС и САМЕТ, работающих на линии связи с ЭВМ БЭСМ-4. Точность измерения координат на пленке составляет ≈ 10 мкм. Математическая обработка событий проводилась на ЭВМ CDC - 6500 с помощью программы геометрической реконструкции GEOFIT. После проверки качества измерения треков события записывались на ленту суммарных результатов (DST). Средние ошибки измерения параметров вторичных частиц составляют не больше чем $\langle \Delta P/P \rangle = (12,7 \pm 0,4) \%$,

$\langle \Delta t \rho \alpha \rangle = 0,0125 \pm 0,0002$ и $\langle \Delta \beta \rangle = (7,4 \pm 0,2)$ мрад, где ρ - импульс, α - глубинный угол, β - азимутальный угол вылета частицы.

Среди событий в тантале, отобранных при просмотре, существует примесь событий, происходящих в слое пропана толщиной ≈ 1 мм, прилетающем к танталовым пластинкам. Эта примесь, составляющая $(12 \pm 2)\%$, исключалась при использовании экспериментальных данных, полученных в $p(C_3H_8)$ -взаимодействиях.

Вводятся поправки на потерю частиц, вылетающих под углом около 90° к направлению первичного пучка протонов и останавливающихся в танталовой пластинке, а также на потерю частиц, вылетающих под большим углом к плоскости фотографирования.

Экспериментальный материал по pC -и pTa -взаимодействиям, полученный по описанной методике, послужил основой получения физических результатов, вошедших в данную работу.

Т а б л и ц а I

Средние множественности и дисперсии распределений π^- -мезонов в неупругих pC - и pTa -взаимодействиях

P_0 , ГэВ/с	A_t	$\langle n_- \rangle$	D_-	$\langle n_- \rangle / D_-^2$	$N_{сод}$
2,3	C	$0,13 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,01$	$1,03 \pm 0,11$	1378
	Ta	$0,12 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,01$	$1,08 \pm 0,13$	1018
4,2	C	$0,33 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,01$	$1,14 \pm 0,05$	2589
	Ta	$0,43 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02$	$1,14 \pm 0,07$	1284
5,4	C	$0,57 \pm 0,02$	$0,69 \pm 0,01$	$1,19 \pm 0,05$	1957
	Ta	$0,61 \pm 0,02$	$0,74 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,07$	1515
10	C	$1,09 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,02$	$1,17 \pm 0,06$	1296
	Ta	$1,34 \pm 0,02$	$1,09 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,04$	2750

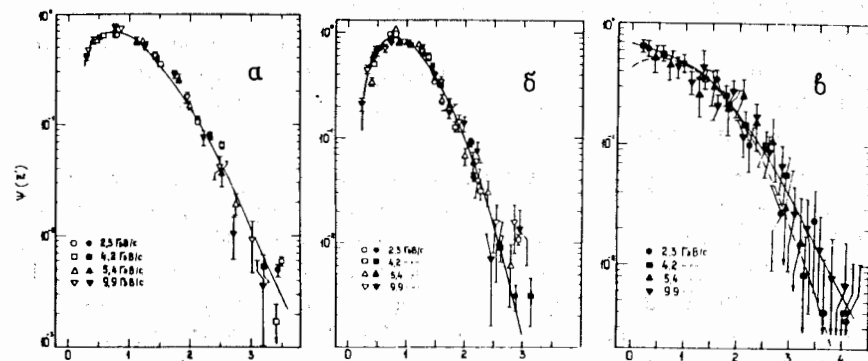
Вторая глава диссертации посвящена множественности π^- -мезонов и протонов, образованных во взаимодействиях протонов с ядрами углерода и тантала в интервале импульсов падающих протонов $2 + 10$ ГэВ/с. Экспериментальный материал, использованный в этой главе, получен на основе данных визуальной идентификации треков частиц на фотографиях, полученных на камере ТПК-500.

В табл. I представлены средние множественности и дисперсии вторичных отрицательных пионов. С увеличением импульса падающего протона растет средняя множественность вторичных π^- -мезонов, а также дисперсия распределения по множественности, однако отношение

$\langle n_- \rangle / D_-^2$ не зависит ни от энергии взаимодействия, ни от атомного веса ядра-мишени.

Исследовано поведение коэффициента размножения в зависимости от первичного импульса и показано, что начиная с $P_0 \approx 4$ ГэВ/с наблюдается заметное повышение ($\approx 10\%$) числа π^- -мезонов, рожденных в протон-ядерных взаимодействиях, над числом этих частиц, рожденных в протон-нуклонных взаимодействиях ^[1].

Распределение по множественности вторичных отрицательных пионов при $P_0 \geq 4$ ГэВ/с отличается от пуассоновского распределения ^[2].



z'

Рис. I. Распределение (1) для вторичных: π^- -мезонов (а); релятивистских протонов (б) и медленных протонов (в). На (а) и (б) линия - функция (2). На (в) штриховая линия - функция (2), сплошная линия - функция (2), с параметром $\Delta = 0$. Точки: $\circ \square \Delta \nabla$ - pC -взаимодействия; $\bullet \blacksquare \blacktriangle \blacktriangledown$ - pTa -взаимодействия.

Установлено подобие распределений как для вторичных π^- -мезонов, так и для вторичных протонов в форме модифицированного КИО-скейлита:

$$\langle n - \alpha \rangle \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} = \psi(z'), \quad (1)$$

где $z' = (n - \alpha) / \langle n - \alpha \rangle$, а α - параметр, характерный для типа вторичных частиц, который не зависит от первичной энергии ^[3]. Так, усредненные с весами значения этого параметра для π^- -мезонов - $\alpha_{\pi^-} = -0,7$; релятивистских протонов ($P_p > 700$ МэВ/с) - $\alpha_{rel} = -1,0$ и медленных протонов ($P_p < 700$ МэВ/с) - $\alpha_{мед} = +1,3$. На рис. I даны зависимости (1) для этих частиц. Линиями на

рисунке показаны аппроксимации функции $\Psi(z')$ в виде

$$\Psi(z') = (az + b) \exp(-cz'^2 - dz'), \quad (2)$$

которая даёт удовлетворительный χ^2 на одну степень свободы ($\chi^2 < 2$). Пока трудно интерпретировать параметр α , однако его близкие значения для π^- - мезонов, образованных в адрон-адронных, протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, указывают на единую природу их рождения.

Изучены корреляции между средней множественностью π^- -мезонов $\langle n_- \rangle$ и числом протонов в заднюю полусферу в лабораторной системе координат n_p^b в pTa - взаимодействиях /4/. Установлено, что при импульсах налетающего протона $P_0 \gtrsim 5$ ГэВ/с наблюдается положительная корреляция. По-видимому, эта корреляция отсутствует при небольших первичных импульсах, так как происходит не более одного неупругого столкновения в ядре.

В третьей главе представлены результаты исследования инклюзивных характеристик π^- - мезонов, рожденных в pC - и pTa - взаимодействиях при импульсах первичных протонов 4,2 ГэВ/с и 10 ГэВ/с в условиях 4 π^- - геометрии /5/. Проведен сравнительный анализ распределений этих мезонов по множественности, углам вылета и импульсам в зависимости от атомного веса ядра-мишени (^{12}C , ^{181}Ta) и импульса протона-снаряда. Распределения π^- - мезонов, образованных во взаимодействиях протона с углеродом при 10 ГэВ/с, сравниваются с расчётами по дубенской каскадно-испарительной модели (ДКМ).

Показано, что вклад вторичных процессов в образование π^- - мезонов увеличивается с нарастанием энергии взаимодействия и массы ядра-мишени. Так, при импульсе налетающего протона 4,2 ГэВ/с для вторичных π^- -мезонов, рожденных во вторичных взаимодействиях в ядре углерода, составляет не более 10% из всех вторичных отрицательных пионов в pC - столкновениях при той же энергии, а при 10 ГэВ/с эта доля составляет около 40%. В pTa - взаимодействиях при 10 ГэВ/с уже 60% π^- - мезонов рождаются во вторичных взаимодействиях.

Распределение моделированных по ДКМ pC - событий по множественности вторичных π^- - мезонов при 10,9 ГэВ/с существенно отличается от экспериментального и соответствующие ему значения $\langle n_- \rangle$ и D_- значительно превышают экспериментальные значения. В эксперименте не наблюдаются события с множественностью вторичных π^- - мезонов больше 5, в то время как ДКМ предсказывает на имеющейся статистике 13 событий. При импульсе 4,2 ГэВ/с расхождение эксперимента с этой моделью гораздо меньше.

На рис.2 показаны импульсные спектры π^- - мезонов, образованных

в pC - и pTa - взаимодействиях при импульсе падающего протона 10 ГэВ/с. Они описываются экспоненциальной зависимостью

$$\frac{1}{n_-} \frac{dn_-}{dP} = a_1 e^{-P/\langle P_1 \rangle} + a_2 e^{-P/\langle P_2 \rangle}. \quad (3)$$

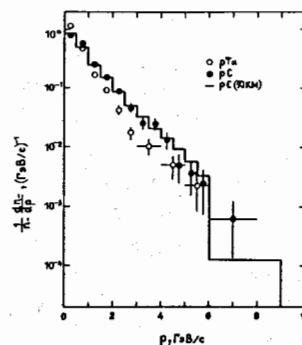


Рис.2. Импульсные спектры вторичных отрицательных пионов в лаб. системе для pC - и pTa - взаимодействий.

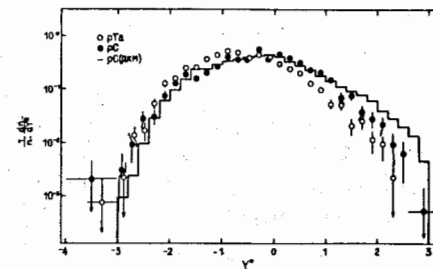


Рис.3. Распределения вторичных π^- - мезонов по продольной быстройре Y^* в с.ц.м. нуклон-нуклон для pC - и pTa - взаимодействий.

При 4,2 ГэВ/с в pC - столкновениях этот спектр описывается только одной экспонентой. Параметры наклона для pC - и pTa - взаимодействий в пределах ошибок совпадают: $\langle P_1 \rangle = (0,38 \pm 0,04)$ ГэВ/с, $\langle P_1 \rangle^{pC} = (0,42 \pm 0,15)$ ГэВ/с, $\langle P_2 \rangle^{pTa} = (1,00 \pm 0,17)$ ГэВ/с, $\langle P_2 \rangle^{pC} = (1,00 \pm 0,14)$ ГэВ/с. Однако вклад второй экспоненты для pTa - взаимодействий меньше, чем для pC - взаимодействий: $(a_2/a_1)^{pTa} < (a_2/a_1)^{pC}$. По-видимому, вторая экспонента относится к π^- - мезонам, родившимся в первом акте нуклон-нуклонного взаимодействия и не испытавшим последующего перерасеяния в ядре.

Каскадная модель (ДКМ) хорошо описывает импульсный спектр вторичных π^- - мезонов в pC - взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с и при 10 ГэВ/с.

Распределения вторичных отрицательных пионов по квадрату поперечного импульса (P_{\perp}^2) хорошо аппроксимируются двумя экспонентами: $a_1 \exp(-P_{\perp}^2/\langle P_{\perp}^2 \rangle_1) + a_2 \exp(-P_{\perp}^2/\langle P_{\perp}^2 \rangle_2)$. С увеличением первичного импульса (4,2 ГэВ/с + 10 ГэВ/с) значения параметра $\langle P_{\perp}^2 \rangle_1$ не меняются, а $\langle P_{\perp}^2 \rangle_2$ увеличиваются. Это приводит к нарастанию и среднего поперечного импульса. Каскадная модель хорошо описывает распределения π^- - мезонов из pC - взаимодействий по P_{\perp}^2 до ≈ 1 (ГэВ/с)².

однако при больших поперечных импульсах расчётные точки по модели отклоняются от экспериментальных.

Исследованы распределения отрицательных пионов, рожденных в рС- и рТа- столкновениях при $P_0 = 10$ ГэВ/с, по кумулятивной переменной

$$x_k = (E - p_{||}) / m_N, \quad (4)$$

где E и $p_{||}$ - полная энергия и продольный импульс вторичной частицы, а m_N - масса нуклона. Установлено, что эти распределения совпадают друг с другом в пределах ошибок. Распределение π^- - мезонов, генерированных по каскадной модели, совпадает с экспериментальным лишь до $x_k \approx 0,4$, а при больших значениях x_k наблюдается заметное расхождение ДКМ с экспериментом. По всему интервалу x_k экспериментальные неинвариантные распределения π^- - мезонов аппроксимируются одной экспонентой: $a_k \exp(-x_k / \langle x_k \rangle)$. Наблюдается независимость параметра $\langle x_k \rangle$ от первичной энергии в области $(4 + 10)$ ГэВ, а также от массы снаряда и мишени, которая ранее была отмечена в:

(d, He, C)C- и (d, He, C)Ta- столкновениях при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Во всех указанных выше взаимодействиях значения параметра $\langle x_k \rangle \approx 0,14$.

На рис.3 показаны распределения π^- - мезонов по продольной быстрой Y^* в с.ц.м. нуклон-нуклон. Распределение для рТа- взаимодействий более узкое, чем для рС- столкновений: ($D^2(Y^*)^{рТа} = 0,71 \pm 0,01$; $D^2(Y^*)^{рС} = 0,84 \pm 0,01$), и сдвинуто в сторону меньших значений Y^* ($\langle Y^* \rangle^{рТа} = -0,62 \pm 0,02$; $\langle Y^* \rangle^{рС} = -0,28 \pm 0,02$). Каскадная модель описывает распределение π^- - мезонов из рС-взаимодействий по Y^* при 10 ГэВ/с только в центральной области, а в областях фрагментации налетающего протона и ядра-мишени наблюдается расхождение с экспериментом.

Угловые распределения отрицательных пионов из рС- и рТа- взаимодействий при 10 ГэВ/с в с.ц.м. нуклон-нуклон асимметричны относительно нуля и тем сильнее, чем тяжелее ядро-мишень

$$\langle \cos \theta^* \rangle^{рТа} = -0,43 \pm 0,02; \quad \langle \cos \theta^* \rangle^{рС} = -0,19 \pm 0,02.$$

Доля π^- - мезонов, вылетающих назад в этой системе, значительно больше в рТа- столкновениях, что указывает на существенную роль вторичных процессов перерасеяния в тяжелом ядре. Модель (ДКМ) плохо воспроизводит эти распределения в области малых углов θ^* .

Четвертая глава посвящена исследованию инвариантных инклюзивных распределений π^- - мезонов по кинетической энергии (T) в рС- и рТа- взаимодействиях при импульсе протона-снаряда 10 ГэВ/с

в условиях 4П - геометрии /6/. Проводились сравнительные исследования с событиями кумулятивного типа. Событие считалось кумулятивным, если во взаимодействии образовалась хотя бы одна частица, названная "триггерной", выходящая за кинематический предел нуклон-нуклонных взаимодействий. Рассматривались кумулятивные события с "триггерными" протонами (P_{tr}) с $x_k \approx 1,3$, или с "триггерными" заряженными пионами (π_{tr}) с $x_k \approx 0,4$ (формула(4)). Указанные выше распределения сравнивались с аналогичными из П-С - взаимодействий при импульсе налетающего π^- - мезона 40 ГэВ/с.

Зависимость инклюзивных дифференциальных сечений от кинетической энергии вторичного π^- - мезона представлена в виде структурной функции, которая имеет экспоненциальный характер:

$$f(T) = \frac{E}{\delta} \frac{d^3\delta}{d^3p} = \frac{1}{2\pi\alpha p} \frac{d^2\delta}{dT d\cos\theta_\lambda} = f_0 \exp(-T/T_0). \quad (5)$$

Параметр f_0 имеет смысл инклюзивного сечения образования вторичных частиц с нулевой кинетической энергией, а параметр T_0 (так называемая "температура") - это среднее значение кинетической энергии исследуемых вторичных частиц. Сечение δ в (5) - это сечение данного процесса (например, $p+C \rightarrow \pi+X$, $p+Ta \rightarrow \pi+p_{tr}+X$ и т.д.), p и θ_λ - импульс и угол вылета вторичной частицы в лабораторной системе координат.

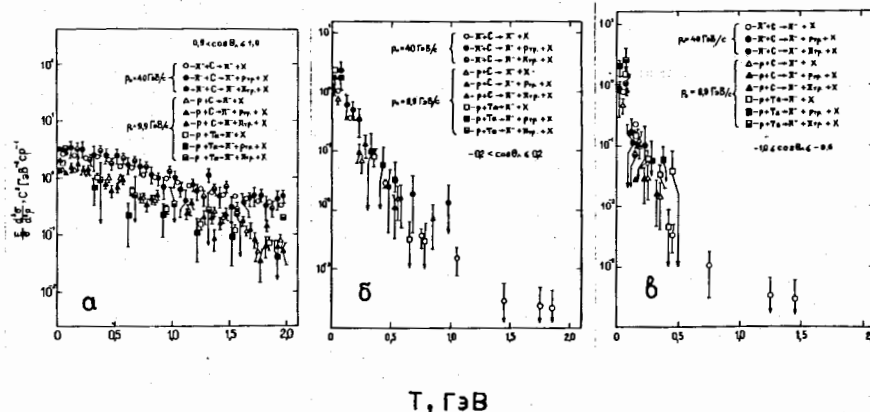


Рис.4. Энергетические спектры π^- - мезонов, вылетающих: а) под малым углом ($\theta_\lambda < 26^\circ$); б) под углом, близким к 90° ; под большим углом назад ($\theta_\lambda > 127^\circ$).

На рис.4 показаны энергетические спектры π^- - мезонов, испускаемые в разных угловых интервалах в диапазоне энергий $16 \text{ МэВ} < T < 2 \text{ ГэВ}$.

Из рисунка видно, что спектры этих частиц во всех рассматриваемых процессах имеют экспоненциальный характер. Аппроксимация структурной функции зависимостью (5) проводилась в интервале $0,1 \text{ ГэВ} \leq T \leq 1 \text{ ГэВ}$.

Выбор этого интервала определяется тем, что при $T < 0,1 \text{ ГэВ}$ низка эффективность регистрации π^- - мезонов, а при $T > 1 \text{ ГэВ}$ для $\theta_\lambda > 45^\circ$ мала статистика событий. Установлено, что "температура" (T_0) π^- - мезонов, летящих вперед ($\theta_\lambda < 26^\circ$), зависит от типа взаимодействия. Так, T_0 в pC - столкновениях приблизительно на 100 МэВ выше T_0 в pTa - взаимодействиях при 10 ГэВ/с, а T_0 в πC -соударениях при 40 ГэВ/с приблизительно на 200 МэВ выше, чем в pC - взаимодействиях при 10 ГэВ/с. Разница между "температурами" π^- - мезонов, летящих вперед из πC - и pC - взаимодействий, вероятно, связана с различием во фрагментации первичных частиц, а различие в "температурах" этих мезонов из pC - и pTa - взаимодействий определяется каскадным размножением частиц в тяжелом ядре тантала, что приводит к уменьшению их средней энергии. Отрицательные пионы, излучаемые под углами, близкими к 90° , во всех исследованных процессах обладают приблизительно одинаковой кинетической энергией ($T_0 \approx 100 \text{ МэВ}$), а для π^- - мезонов, вылетающих назад под большими углами ($\theta_\lambda > 127^\circ$), эта энергия в указанных процессах ($T_0 \approx 60 \text{ МэВ}$) сравнима с ранее опубликованными данными по адрон-ядерным взаимодействиям.

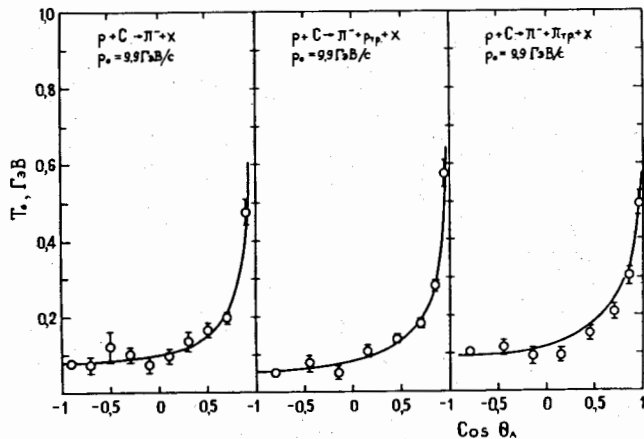


Рис.5. Угловая зависимость параметра T_0 для pC - взаимодействий при $\rho_0 = 10 \text{ ГэВ/с}$. Сплошная линия - аппроксимация формулой (7).

Установлено, что параметр T_0 является функцией угла вылета θ_λ в лаб. системе и хорошо аппроксимируется зависимостями

$$T_0 = T_{01} / (1 - \beta \cos \theta_\lambda - \gamma \cos^2 \theta_\lambda) \quad (6)$$

и

$$T_0 = T_{01} / [1 + \ln(1 - \beta \cos \theta_\lambda)] \quad (7)$$

Параметр T_{01} имеет смысл кинетической энергии частиц, вылетающих под углом $\theta_\lambda = 90^\circ$. Таким образом, он не зависит от выбора координатной системы и является мерой "температуры" области излучения π^- - мезонов. Эта "температура" не зависит от типа и импульса налетающего адрона ($T_{01} \approx 100 \text{ МэВ}$ в πC - и pC - взаимодействиях), но зависит от массы ядра-мишени ($T_{01} \approx 70 \text{ МэВ}$ в pTa - взаимодействиях). Значения параметра β ($\beta \approx 0,5 + 0,6$) совпадают со значениями, полученными при изучении энергетических спектров вторичных протонов в глубоководных адрон-ядерных взаимодействиях.

Показано, что характеристики вторичных π^- - мезонов, в пределах экспериментальных ошибок, в исследованных адрон-ядерных реакциях, в широком интервале энергий взаимодействия - $10 + 40 \text{ ГэВ}$, не зависят от типа процесса (кумулятивного или некумулятивного).

В пятой главе исследованы двухчастичные корреляции протонов, испускаемых с близкими импульсами в pTa - взаимодействиях при импульсе падающего протона 10 ГэВ/с [7]. Определены размеры области излучения протонов в этих взаимодействиях. Для оценки размеров корреляционные функции, полученные на основе экспериментальных данных, сравнивались с теоретическими функциями, в которых радиус области испускания (r_0) и время жизни источника (τ_0) входят как параметры.

В формулах, выражающих теоретические корреляционные функции, учтены как эффекты, связанные с квантовой статистикой протонов, так и с кулоновским и сильным взаимодействиями в конечном состоянии. В предположении, что распределение источников излучения имеет гауссовский характер, а протоны испускаются ими независимо, корреляционная функция представляется в виде

$$R(q, p) = A_c^{(+)}(k^*) [1 + B_0(q, p; r_0, \tau_0) + B_1(q, p; r_0, \tau_0)], \quad (8)$$

где $q = p_1 - p_2$ и $p = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$ - разность и полусумма 4-импульсов пары протонов, $k^* = \frac{1}{2}\sqrt{-q^2}$ - импульс одного из протонов этой пары в их с.ц.и. Члены $A_c^{(+)}(k^*)$, $B_0(q, p; r_0, \tau_0)$, $B_1(q, p; r_0, \tau_0)$ описывают кулоновское отталкивание протонов, эффекты квантовой статистики и сильного взаимодействия в конечном состоянии, соответственно.

Мерой величины эффекта служило среднее значение корреляционной функции в области эффекта: $\langle R \rangle = \int_{k_1^*}^{k_2^*} R(k^*) \varphi(k^*) dk^*$, где $\varphi(k^*)$ - плотность распределения протонных пар, нормированная на единицу в этой области, $k_1^* = 10 \text{ МэВ/с}$, $k_2^* = 60 \text{ МэВ/с}$.

Экспериментальные распределения по k^* строились по формуле

$R(k^*)_{\text{экс}} = D(k^*) / D_{\text{фон}}(k^*)$, где $D(k^*)$ - экспериментальная плотность пар в фазовом пространстве, $D_{\text{фон}}(k^*)$ - плотность протонных пар в отсутствие между ними корреляции. Фоновые распределения строились путем смешивания случайным образом протонов из разных событий. На основе расчётов по модели (см. формулу (8)) была построена зависимость $\langle R \rangle = f(\Gamma_0)$ (рис.6) с учётом экспериментальных ошибок, а также искажения за счёт энергетических потерь и рассеяния протонов при их движении до выхода из танталовых пластин. Из этой "калибровочной кривой" определялись значения параметра Γ_0 , которые соответствовали экспериментальным значениям $\langle R \rangle$.

По этой методике были определены размеры области испускания для медленных ($P_p < 0,3$ ГэВ/с) и быстрых ($P_p > 0,3$ ГэВ/с) протонов, в связи с предположением о разных механизмах их образования. Установлено, что размер области испускания медленных протонов сравним с размером ядра тантала. Для быстрых протонов размер области испускания не превышает размера ядра тантала, притом с увеличением среднего минимального импульса пары протонов уменьшается размер этой области (см.табл.2 и рис.7).

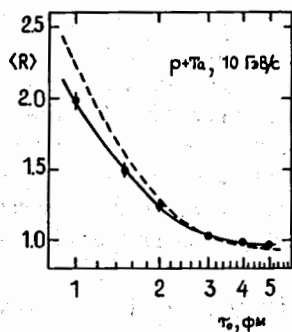


Рис.6. Зависимость среднего значения двухпротонной корреляционной функции $\langle R \rangle$ в интервале $10 < k^* < 60$ МэВ/с от параметра Γ_0 . Штриховая кривая - расчёт без учёта экспериментальных погрешностей, сплошная кривая - расчёт с учётом этих погрешностей.

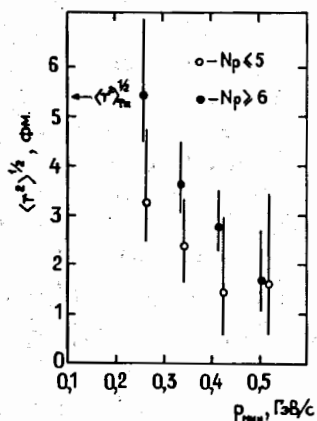


Рис.7. Зависимость среднеквадратичного радиуса $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от $P_{\text{мин}}$ для разных множественностей испускаемых протонов.

Была исследована зависимость размера области излучения протонов от минимального среднего поперечного импульса пары протонов. Установлено, что с увеличением поперечного импульса размер этой области уменьшается.

На рис.7 показана зависимость среднеквадратичного радиуса $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ ($\langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3} \Gamma_0$) от минимального среднего импульса пары протонов для событий с малой ($N_p < 6$) и большой ($N_p \geq 6$) множественностью. Видна тенденция увеличения размера области испускания с увеличением множественности протонов, которая усиливается с уменьшением минимального импульса. Поскольку ошибки определения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ велики, прямое заключение о различии или равенстве этих радиусов сделать нельзя. Поэтому был использован метод испытания статистических гипотез по одностороннему критерию Фишера для объективного выявления этой тенденции. Было показано, что с доверительной вероятностью $p = 99,9\%$,

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,4 \text{ фм (при } N_p \geq 6 \text{) значимо (неслучайно) больше}$$

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,3 \text{ фм (при } N_p < 6 \text{) (на рис.7 точки при } P_{\text{мин}} = 0,25 \text{ ГэВ/с).}$$

Таблица 2

Зависимости среднего значения корреляционной функции $\langle R \rangle$ и среднеквадратичного радиуса области испускания протонов $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ от среднего минимального импульса пары протонов $P_{\text{мин}}$

$P_{\text{мин}}, \text{ГэВ/с}$	$P_{\text{мин}}, \text{ГэВ/с}$	$\langle R \rangle$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$
0,2	0,255	$1,05 \pm 0,07$	$5,0^{+1,7}_{-0,9}$
0,3	0,334	$1,24 \pm 0,11$	$3,5^{+0,7}_{-0,5}$
0,4	0,422	$1,55 \pm 0,20$	$2,6^{+0,7}_{-0,5}$
0,5	0,514	$2,0 \pm 0,5$	$1,7^{+0,9}_{-0,5}$

В шестой главе представлены результаты исследования в новом релятивистски-инвариантном подходе свойств протонных кластеров, образованных в различных ядрон-ядерных и мезон-ядерных взаимодействиях: $(\pi^-, p, d, C)C$ и $(p, d)Ta$, в широком интервале импульсов $4 + 40$ ГэВ/с на нуклон $/8/$. Анализ этих свойств проводился в

пространстве четырехмерных относительных скоростей:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1], \quad (9)$$

где $u_i = P_i/m_i$, $u_k = P_k/m_k$; P_i, P_k - 4-импульсы частиц, а m_i, m_k - их массы. Индексы i и k могут принимать значения I, II, 1, 2, 3, ..., которые соответствуют обозначениям в реакции $I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots$. Анализ в этом пространстве, в отличие от инклюзивного подхода, позволяет провести четкую классификацию ядерных взаимодействий.

Величина b_{ik} характеризует силу взаимодействия частиц i и k и, следовательно, определяет уровень (нуклонный или кварковый), на котором нужно рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k . На основе этих свойств b_{ik} был предложен критерий, по которому адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия можно классифицировать на три характерные области: Первая область ($b_{ik} \sim 10^{-2}$) соответствует взаимодействию ядер как систем, состоящих из слабосвязанных нуклонов. Это область, где справедлива классическая протон-нейтронная модель ядра. Вторая область ($0 < b_{ik} < 1$) является промежуточной (переходной). В этой области кроме нуклонных степеней свободы начинают проявляться и кварковые степени свободы, и в результате происходит перестройка адронных систем. Третья область ($b_{ik} \gg 1$) - это область, где адроны утрачивают значення частиц ядерной материи и взаимодействия происходят на кварк-глюонном уровне.

Анализ свойств протонных кластеров проводился в интервале $7 < b_{II} < 570$. Центр кластера определялся как единичный вектор $v = \sum u_i / \sqrt{(\sum u_i)^2}$, при суммировании по всем входящим в него протонам (не менее 2). Изучение свойств протонных кластеров проводилось посредством исследования распределений по расстояниям в пространстве четырехмерных скоростей: а) протонов до центра кластера - $b_k = -(v - u_k)^2$; б) кластеров до снаряда - $b_{T_1} = -(u_T - v)^2$, или мишени - $b_{T_2} = -(u_T - v)^2$; в) между кластерами, происходящими из разных ядер - $b_{\alpha\beta} = -(v_\alpha - v_\beta)^2$.

Для изучения первой области отбирались непрореагировавшие (спектаторные) протоны. На рис. 8 показаны распределения этих протонов по величине b_k в кластере. Видно, что в пределах ошибок все они ложатся на одной универсальной кривой независимо от типа и импульса налетающего адрона (ядра). Для (π^-, p, d, C) C-взаимодействий $\langle b_k \rangle = 0,031 \pm 0,002$ и $\langle b_{T_2} \rangle = 0,024 \pm 0,002$, а для $(p, d)Ta$ -взаимодействий $\langle b_k \rangle = 0,048 \pm 0,001$ и $\langle b_{T_2} \rangle = 0,031 \pm 0,003$. С увеличением массы ядра-мишени величина $\langle b_k \rangle$ растёт. Это может быть связано как с увеличением множественности протонов в кластерах, образу-

ющихся на более тяжелом ядре, так и с потерей медленных протонов в танталовой пластинке. Таким образом, в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях протоны, являющиеся фрагментами ядер, образуют в пространстве четырехмерных относительных скоростей систему (кластер) с очень малыми размерами ($\langle b_k \rangle \sim 10^{-2}$), которая для одного и того же фрагментирующего ядра характеризуется универсальными свойствами, не зависящими от типа налетающего адрона (ядра) в широком интервале

$b_{II} = 7 + 570$. Расстояния этих кластеров до ядра-родителя

$$b_{Ic} \sim b_k (b_{T_2} \sim b_k), \quad b_k \ll b_{II}.$$

Для изучения закономерностей образования протонов в промежуточной (переходной) области также отбирались вторичные протоны, поскольку они могут выступать и как частицы в классических ядерных взаимодействиях, и как продукты фрагментации кварковых систем при взаимодействиях на кварк-глюонном уровне. Свойства протонных кластеров в этой области были исследованы в CС-взаимодействиях при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Разделение протонов на два кластера: один - происходящий из мишени, а другой из снаряда - проводилось путем минимизации суммарного вектора $V = \min \sum (b_k^{\alpha\alpha} + b_k^{\beta\beta})$, где α и β обозначают два различных кластера. Для нахождения V в каждом событии рассматривались все возможные разбиения совокупности вторичных протонов на две группы. Отбирались события, в которых расстояния между кластерами $b_{\alpha\beta} \geq 1$,

$b_{\alpha\beta} = -(v_\alpha - v_\beta)^2$. В противном случае считалось, что эти кластеры неразделимы в пространстве 4-скоростей. Доля отобранных таким образом событий составила 86% из всех анализируемых CС-взаимодействий с множественностью протонов $N_p \geq 4$. Для найденных кластеров определялись масштабные переменные X_{T_1} и X_{T_2} /8/, характеризующие долю 4-импульса снаряда или мишени, уносимую кластером α или β . Считалось, что, если $X_{T_1} > X_{T_2}$, - протонный кластер образовался в области фрагментации налетающего ядра, а если $X_{T_2} > X_{T_1}$ - в области фрагментации мишени. Средние размеры кластеров оказались:

$\langle b_k \rangle_I = 0,324 \pm 0,004$, $\langle b_k \rangle_{II} = 0,343 \pm 0,004$. Небольшое различие между этими оценками связано с методическими причинами /8/. Среднее расстояние между кластерами $\langle b_{\alpha\beta} \rangle = 2,31 \pm 0,03$. Таким образом, в промежуточной области средние размеры протонных кластеров в пространстве 4-скоростей намного меньше расстояния между ними: $\langle b_k \rangle \ll \langle b_{\alpha\beta} \rangle$. Этот результат показывает, что и в переходной области релятивистских ядерных столкновений четко проявляется кластеризация протонов.

Интересно отметить, что в промежуточной области в CС-взаимодействиях образуются два типа кластеров: один "холодный" с "температурой" протонов $\langle T_1 \rangle = (72 \pm 7)$ МэВ, а другой "горячий" с "температурой" $\langle T_2 \rangle = (135 \pm 13)$ МэВ. Более "горячий" кластер находится дальше от

ядра-родителя в пространстве 4-скоростей, чем более "холодный" (Напр.: $\langle b_{\text{пс}}^{(1)} \rangle = 0,14 \pm 0,02$, а $\langle b_{\text{пс}}^{(2)} \rangle = 0,51 \pm 0,05$). В среднем в 64% из всех событий образуются "холодные" кластеры и в 36% - "горячие".

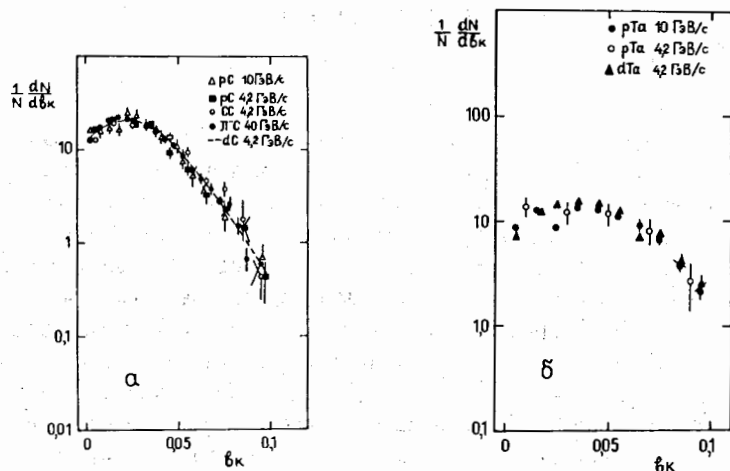


Рис.8. Распределения протонов-спектаторов по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер при различных энергиях с ядрами: а) углерода, б) тантала.

Была исследована зависимость характеристик "холодных" протонных кластеров в зависимости от типа и энергии столкновения в промежуточной области для $(\pi^-, p, d, C)C$ - и $(p, d)Ta$ - взаимодействий в интервале импульсов $4 + 40$ ГэВ/с на нуклон. Отбирались протоны с импульсами $p = 300 + 800$ МэВ/с ($0,1 < b_{\text{пс}} < 0,63$). Отобранные таким образом кластеры принадлежат к "холодному" типу. Установлено, что средние размеры $\langle b_k \rangle$ в пределах 10% одинаковы для всех протонных кластеров, образовавшихся из одного и того же ядра, независимо от типа и энергии налетающего адрона (ядра). Показано, что расстояния протонных кластеров от ядра-родителя порядка их размеров ($\langle b_{\text{пс}} \rangle \sim \langle b_k \rangle$), в то время как расстояния до снаряда намного больше ($\langle b_{\text{пс}} \rangle \gg \langle b_k \rangle$). Расстояния $\langle b_{\text{пс}} \rangle$ не зависят ни от типа, ни от энергии налетающего адрона (ядра) в интервале $2 + 10$ ГэВ/с на нуклон, а для $\pi^- C$ - взаимодействий при 40 ГэВ/с наблюдается отклонение приблизительно на 20%.

Установлено универсальное поведение инвариантных функций $F(b_{\text{пс}})$ для протонных кластеров. Незначительное отклонение наблюдается для $\pi^- C$ - взаимодействий при 40 ГэВ/с, где кварк-глюонные степени свободы, по-видимому, играют более существенную роль.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Проведено исследование множественного образования заряженных частиц в pC - и pTa - взаимодействиях при импульсах налетающих протонов в интервале $2 + 10$ ГэВ/с на статистике 30 тыс. событий, в которое автор внес определяющий вклад.

2. Показано, что при импульсах первичных протонов $p_0 \approx 4$ ГэВ/с множественность вторичных π^- - мезонов во взаимодействиях протонов с ядрами углерода и тантала заметно увеличивается по сравнению с множественностью этих мезонов в протон-нуклонных взаимодействиях при импульсах $p_0 \approx 4$ ГэВ/с. Распределения по множественности вторичных отрицательных пионов отличаются от пуассоновского распределения в исследованном интервале первичных импульсов $2 + 10$ ГэВ/с, как в однонуклонных, так и в многонуклонных pC - и pTa - взаимодействиях.

3. Установлено подобие в распределениях по множественности вторичных заряженных частиц (π^- - мезонов и протонов) в форме модифицированного КНО-скейлинга: $\langle n - \alpha \rangle \delta_n / \delta_{in} = \Psi(z')$, где $z' = (n - \alpha) / \langle n - \alpha \rangle$, а α - параметр, не зависящий от энергии первичного протона, но зависящий от сорта вторичных частиц. Впервые наблюдается корреляция по множественности между вторичными π^- - мезонами и протонами - назад в pTa - взаимодействиях при импульсах падающего протона $p_0 \approx 5$ ГэВ/с.

4. Впервые получены и исследованы импульсные и угловые характеристики вторичных π^- - мезонов при импульсе налетающего протона 10 ГэВ/с в инклюзивном подходе и в условиях 4π - геометрии. Показано, что π^- - мезоны, рожденные в pTa - взаимодействиях, имеют более мягкий импульсный спектр и более асимметричное угловое распределение, чем π^- - мезоны, рожденные в pC - взаимодействиях, что указывает на существенную роль вторичных процессов перераспределения в тяжелом ядре тантала. Проведено сравнение экспериментальных распределений с рассчитанными по дубненской каскадно-испарительной модели (ДКМ). Показано, что эта модель качественно описывает экспериментальный материал для отрицательных пионов, рожденных в протон-ядерных взаимодействиях при импульсе первичного протона 10 ГэВ/с. Наблюдается хорошее согласие предсказаний модели о экспериментом в импульсном спектре этих мезонов в области до $p \approx 6$ ГэВ/с, в распределении по квадрату поперечного импульса до $p_{\perp}^2 \approx 1$ (ГэВ/с)², а также в центральной области в распределении по быстройте. В то же время наблюдаются заметные отклонения от экспериментальных распределений при больших значениях исследованных

переменных. Существенно отличается от экспериментальной и средняя множественность вторичных π^- - мезонов, предсказываемая моделью.

5. Структурная функция в зависимости от кинетической энергии π^- - мезонов, рожденных в pC - и pTa - взаимодействиях при импульсе падающего протона 10 ГэВ/с , имеет экспоненциальный характер:

$\exp(-T/T_0)$, причем значения параметра T_0 не зависят от присутствия или отсутствия в этих процессах частиц кумулятивного типа. Угловая зависимость параметра T_0 хорошо аппроксимируется квадратичной или логарифмической зависимостью от $\cos\theta_A$, где θ_A - угол вылета π^- - мезона в лабораторной системе координат. "Температура" кластера, излучающего π^- - мезоны, зависит от массы ядра-мишени, но не зависит от типа и импульса налетающего адрона.

6. Впервые исследованы двухпротонные корреляции и определены размеры области испускания протонов в pTa - столкновениях при импульсе первичного протона 10 ГэВ/с . Размер области испускания медленных протонов ($p_p < 300 \text{ МэВ/с}$) в этих взаимодействиях сравним с размером ядра тантала, а для быстрых ($p_p > 300 \text{ МэВ/с}$) размер этой области не превышает размера ядра тантала. С увеличением импульса пары протонов уменьшается размер этой области. Наблюдена тенденция увеличения размеров области излучения протонов с ростом их множественности.

7. Впервые исследованы универсальные свойства протонных кластеров в пространстве квадратов относительных четырехмерных скоростей b_{ik} , образованных в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях $\pi C, pC, dC, CC, pTa, dTa$ в широком интервале импульсов: $4 + 40 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон. Показано, что универсальность свойств этих кластеров справедлива как в области классической ядерной физики, где ядро проявляет себя как система, состоящей из слабосвязанных нуклонов, так и в промежуточной области, где уже проявляются кварк-глюонные степени свободы. В промежуточной области релятивистских ядерных столкновениях впервые выделены два типа протонных кластеров: один "холодный" с "температурой" в системе покоя кластера $\langle T_1 \rangle = (72 \pm 7) \text{ МэВ}$ и с расстоянием до ядра-мишени $\langle b_{\pi C}^{(1)} \rangle = 0,14 \pm 0,01$ и другой "горячий" с "температурой" $\langle T_1 \rangle = (135 \pm 13) \text{ МэВ}$ и с расстоянием $\langle b_{\pi C}^{(2)} \rangle = 0,51 \pm 0,05$. Средний размер протонных кластеров порядка среднего расстояния до ядра-родителя ($\langle b_k \rangle \sim \langle b_{\pi C} \rangle$).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Ангелов Н.,..., Армутлийски Д. и др. Анализ поведения сечений и множественности π^- - мезонов при взаимодействии релятивистских ядер p, d, He, C с ядрами углерода и тантала. ЯФ, 1981, т.33, с 1046-1056; Препринт ОИЯИ, PI-80-473, Дубна, 1980.

2. Armutliiski D. Characteristics of the Multiplicity Distributions of the Secondary π^- -Mesons Formed in Single Nucleon and Many Nucleon Proton Interactions With Carbon and Tantalum Nuclei at 2-10 GeV/c Momenta. Bulg.J.Phys., 1983, v.10, p.373-378.
3. Армутлийски Д., Ахабабян Н., Грекова Л. Подобие распределений по множественности вторичных частиц, образованных в pC - и pTa - соударениях при импульсе $2 + 10 \text{ ГэВ/с}$. Болг.физ.ж., 1980, т.7, с.592-600; Препринт ОИЯИ, PI-80-314, Дубна, 1980.
4. Ангелов Н., Аношин А.И., Армутлийски Д. и др. Наблюдение корреляций между множественностями π^- - мезонов и протонов в неупругих взаимодействиях p, d, He и C с ядрами тантала в интервале импульсов $2 - 10 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон. ЯФ, 1980, т.32, с.1582-1589; Препринт ОИЯИ, PI-80-168, Дубна, 1980.
5. Армутлийски Д., Ахабабян Н.О., Гришин В.Г., Ивановская И.А., Кладницкая Е.Н. Инклюзивные характеристики π^- - мезонов, образованных в pC - и pTa - взаимодействиях при импульсе протона 10 ГэВ/с . Препринт ОИЯИ, PI-87-423, Дубна, 1987.
6. Атакишиев Г.Н., Ангелов Н.С., Армутлийски Д. и др. Инклюзивные распределения π^- - мезонов, образованных в πC - взаимодействиях при $p_0 = 40 \text{ ГэВ/с}$ и в pC - и pTa - взаимодействиях при $p_0 = 9,9 \text{ ГэВ/с}$. ЯФ, 1987, т.45, с.423-430; Препринт ОИЯИ, PI-85-944, Дубна, 1985.
7. Атакишиев Г.Н., Армутлийски Д. и др. Двухпротонные корреляции и размеры области испускания протонов в pTa - взаимодействиях при импульсе 10 ГэВ/с . Препринт ОИЯИ, PI-87-443, Дубна, 1987.
8. Армутлийски Д., Балдин А.М., Гришин В.Г., Диденко Л.А., Кузнецов А.А., Метревели Э.В. Универсальность свойств четырехмерных барионных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале энергий $4 + 40 \text{ ГэВ}$ - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4 - 87. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1987 года.