

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-91-160

КЕЧЕЧЯН
Армен Оганесович

УДК: 539.12

**АНАЛИЗ В ПРОСТРАНСТВЕ 4-СКОРОСТЕЙ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ
И Λ^0 -ГИПЕРОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
БЫСТРЫХ π^- -МЕЗОНОВ
И ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА**

**Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц**

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

Дубна 1991

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Бениамин Ашотович
Шахбазян

Официальные опоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Алексей Борисович
Курепин

кандидат физико-математических наук

Илья Моисеевич
Равинович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва.

Защита диссертации состоится "___" _____ 1991 года
в _____ часов на заседании специализированного совета Д-047.01.02
в 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 "___" _____ 1991 года

Ученый секретарь
Специализированного совета

Улиханов

М. Ф. Лихачев

Актуальность проблемы. В восьмидесятые годы возрос интерес к изучению свойств сильновозбужденной ядерной материи, которые проявляются при взаимодействиях релятивистских адронов и ядер с ядрами. Основной вклад в сечения этих взаимодействий дают множественные процессы. В настоящее время нет единой теории, объясняющей множественное рождение частиц всех типов и во всей кинематической области. Поэтому является актуальным обнаружение универсальных закономерностей для множественного рождения частиц во взаимодействиях релятивистских адронов с ядрами.

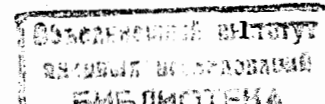
Кварк-глюонные степени свободы ядерного вещества интенсивно исследовались и привели к обнаружению таких явлений, как кумулятивный эффект, предельная фрагментация и адронные струи в релятивистских ядерных взаимодействиях. Были сформулированы и подтверждены такие универсальные асимптотические закономерности рождения пионных струй, как свойство автомодельности и принцип ослабления корреляций.

Все эти явления есть проявления возбуждения кварковых степеней свободы ядерного вещества. Нуклонные же степени свободы ядерного вещества, ответственные за множественное рождение барионов, изучены недостаточно. Поэтому представляет большой интерес исследование асимптотических свойств множественного рождения протонов и Λ^* -гиперонов в адрон-ядерных взаимодействиях.

Цель работы состояла в экспериментальной проверке свойства автомодельности для барионных кластеров и сравнительный анализ этого свойства для протонных и Λ^* -гиперон содержащих кластеров. Была поставлена задача изучить корреляционные функции с целью экспериментальной проверки принципа ослабления корреляций во множественном рождении барионов, получения корреляционной длины, характерной для нуклонных степеней свободы высоковозбужденного ядерного вещества.

Новизна работы заключается в том, что впервые проведен анализ множественного рождения барионов в релятивистских адрон-ядерных взаимодействиях, используя новые безразмерные релятивистски-инвариантные переменные. Впервые получены экспериментальные доказательства кластеризации протонов и свойства автомодельности для барионных кластеров.

Научная ценность работы в том, что подход, используемый в ней, дает возможность установить общие динамические закономерности



адрон-ядерных взаимодействий и дополняет инклюзивный подход к множественным процессам, так как позволяет использовать всю доступную эксперименту информацию. Для установления этих закономерностей используются, заимствованные из механики сплошных сред, понятия автомодельности и промежуточной асимптотики.

Практическая ценность работы. Общие и универсальные закономерности множественного рождения барионов, полученные в диссертации, вносят существенный вклад в создание единой физической картины адрон-ядерных взаимодействий. Разработанная методика, используемая для получения этих результатов, применялась и может применяться в дальнейшем для изучения адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. Примененный подход позволяет пересмотреть большие массивы информации, хранящиеся в банках данных.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, на сессии секции Ученого совета ОИЯИ по физике высоких энергий, 1987 г..

Публикации. Основное содержание настоящей работы опубликовано в пяти работах.

Объем диссертации. Диссертационная работа состоит из четырех глав, введения и заключения. Она содержит 55 страниц, включая 22 рисунка и 3 таблицы.

Автор защищает результаты исследований множественного рождения барионов в следующих взаимодействиях:

1) с рождением Λ^* -гиперона и хотя бы одного протона на статистике 3462 события в nC^- и 1113 событий в π^-C^- -взаимодействиях;

2) с рождением двух и более протонов на статистике 13698 событий в nC^- и 2045 событий в π^-C^- -взаимодействиях;

Содержание диссертации

Во введении отмечается актуальность изучения множественного рождения протонов и Λ^* -гиперонов в адрон-ядерных взаимодействиях с целью получения универсальных закономерностей. Кратко перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

В первой главе содержится описание экспериментальной методики, с помощью которой получены физические результаты

диссертации.

Экспериментальный материал был получен с помощью пропановой пузырьковой камеры, облученной пучками нейтронов и π^- -мезонов на синхрофазатроне ЛВЭ ОИЯИ. Камера имела размеры $28 \times 55 \times 14$ см³ и находилась в постоянном магнитном поле 15,2 КГс. Объем камеры фотографировался парой фотоаппаратов с расстоянием между объективами 30 см. Оптическая система позволяла определять координаты в пространстве камеры с точностью 78 мк по оси X (поперек камеры), 135 мк по оси Y (вдоль камеры) и 390 мк по оси Z (по вертикали).

Нейтронный пучок получался при облучении протонами с энергией 10 ГэВ мишени из бериллия внутри синхрофазатрона. Фон от γ -квантов и электронов удалялся при помощи свинцового поглотителя толщиной 46 г/см². Импульсное распределение нейтронов в пучке оказалось почти гауссовым со средним значением 7,04 ГэВ/с и среднеквадратичным отклонением 2,84 ГэВ/с.

Пучок π^- -мезонов имел среднее значение импульса $(4,0 \pm 0,06)$ ГэВ/с. Примесь μ^- -мезонов составляла примерно 7%, а электронов -2,5%.

Отбор событий соответствует следующим инклюзивным реакциям:



Обработка событий проводилась по стандартной для пузырьковых камер методике.

Вся физическая информация о событиях была записана на магнитные ленты на машинах CDC-1604 и CDC-6500. Физический анализ производился с помощью программ статистической обработки данных на ЭВМ CDC-6500 и ПК ЕС-1839 (Правец-16).

Для устранения искажений физических распределений, вносимых особенностями экспериментальной методики, учитывались потери протонов и Λ^* -гиперонов, то есть вычислялась эффективность регистрации частиц и все распределения строились с весами, равными обратному значению эффективности регистрации. Средний вес инклюзивно рожденных протонов был равен 1,14 для nC^- и

π^- -C-взаимодействий. Средний вес инклюзивно рожденных Λ^0 -гиперонов был равен 1,35 для нейтронного облучения и - 1,24 для π^- -мезонного облучения.

Во второй главе приводится описание нового подхода, используемого для анализа множественного рождения частиц. В этом подходе взаимодействия

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots$$

рассматриваются в пространстве, точками которого являются 4-скорости $u_i = P_i / m_i$. Основными величинами, от которых зависят распределения вероятностей (сечения), считаются безразмерные релятивистски-инвариантные величины

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2(u_i u_k - 1) \quad i, k = I, II, 1, 2, \dots \quad (5)$$

имеющие смысл относительных расстояний в этом пространстве.

Аналогично определению оси струи, определяется центр выделенной группы частиц: $v (v^0, \vec{v})$

$$v = \sum u_i / \sqrt{(\sum u_i)^2} \quad (6)$$

Суммирование в этой формуле проводится по всем частицам, входящим в группу. Формула (6) получается из требования единичной длины вектора $v (v_0^2 - \vec{v}^2 = 1)$ и условия минимума величины $\sum b_k$, где

$$b_k = -(u_k - v)^2 \quad (7)$$

относительное расстояние частицы от центра. Расстояние между центром группы и ядром мишени характеризуется величиной:

$$b_{nc} = -(u_n - v)^2 \quad (8)$$

Между введенными переменными существуют определенные соотношения, которые следуют из геометрии пространства 4-скоростей и законов сохранения. Для того, чтобы эти соотношения не давали бы ложных динамических эффектов, необходимо их учитывать при построении распределений и зависимостей.

Из определений (5)-(8) легко получить следующее соотношение между этими переменными:

$$(2 + b_{nc}) (2n_c + \sum_k b_k) = 2 (2n_c + \sum_k b_{nk}), \quad (9)$$

где $b_{nk} = -(u_n - u_k)^2$, n_c - число частиц в выделенной группе. Соотношение (9) накладывает ограничения на область изменения переменных b_{nc} и b_k при ограничениях на b_{nk} .

Еще одно ограничение обусловлено законами сохранения и можно написать в виде следующего неравенства:

$$2m_I + 2m_{II} + m_I b_{Ik} + b_{nk} \geq 2 \sum_i m_i + \sum_i m_i b_{ik} \quad (10)$$

Из геометрии пространства 4-скоростей получается следующее симметричное условие между взаимными расстояниями трех точек в этом пространстве:

$$b_{ij}^2 + b_{ik}^2 + b_{jk}^2 - b_{ij} b_{ik} b_{jk} - 2(b_{ij} b_{ik} + b_{ik} b_{jk} + b_{ij} b_{jk}) = 0 \quad (11)$$

Эти условия (9-11) учитывались при получении распределений и зависимостей.

Третья глава содержит экспериментальные результаты изучения множественного рождения Λ^0 -гиперонов и протонов в пространстве 4-скоростей, кластеризации и свойства автомодельности барионных кластеров.

Автомодельность решений в механике сплошных сред означает уменьшение числа аргументов за счет существенности только некоторых комбинаций независимых переменных. Впервые понятие автомодельности к процессам множественного рождения было применено В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе. Они исходили из теории размерности при масштабных преобразованиях:

$$P_i \rightarrow \lambda P_i$$

В пространстве 4-скоростей имеют дело с безразмерными величинами b_{ik} и исходят не из соображений размерности, а из условия существования асимптотического предела функций распределений или сечений (W) при стремлении некоторых $b_{ik} \rightarrow \infty$. Бесконечность следует понимать как "физическую бесконечность", т. е. как величину намного большую характерной длины b_1 .

Формулировка автомодельности второго рода в указанном выше смысле и применение принципа ослабления корреляций позволили предложить общую параметризацию сечений и метод обработки экспериментальных данных по множественным процессам. Анализ множественного рождения пионов этим методом в области второй промежуточной асимптотики ($b_{ik} \gg b_2 \approx 1$) позволил получить универсальные закономерности рождения струй. В области первой промежуточной асимптотики ($b_{ik} \gg b_1 \approx 0,01$), как следствие вышеописанной параметризации, должна наблюдаться кластеризация в множественном рождении барионов.

Для проверки этого утверждения исследовалась окрестность точки u_{II} в пространстве 4-скоростей, т. е. все протоны из взаимодействий (1) и (2), попадающие в интервал

$$0,03 < b_{IIk} < 0,63$$

Для взаимодействий (1) и (2) расстояния между точками u_I и u_{II} $b_{II} = -(u_I - u_{II})^2 = 13,1$ и $b_{IPII} = 55,2$, соответственно, то есть, много больше обеих корреляционных длин b_1 и b_2 и, в соответствии с принципом ослабления корреляций, распределения (W) в окрестности точки u_{II} не должны зависеть от свойств частицы I и от b_{IPII} . В таблице 1 приведены средние значения $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{IIc} \rangle$ для протонов из nC , π^-C , pC и CC -взаимодействий. Как видно из таблицы, средние

Таблица 1.

Тип взаимодействия	P ГэВ/c	0,03 < b _{IIk} < 0,1		0,1 < b _{IIk} < 0,63	
		< b _k >	< b _{IIc} >	< b _k >	< b _{IIc} >
nC	7	0,033 ± 0,001	0,026 ± 0,001	0,087 ± 0,001	0,101 ± 0,001
π ⁻ C	4	0,032 ± 0,001	0,025 ± 0,001	0,094 ± 0,002	0,082 ± 0,003
pC	10	0,031 ± 0,003	0,031 ± 0,004	0,107 ± 0,007	0,135 ± 0,010
CC	4,2	0,027 ± 0,003	0,037 ± 0,004	0,116 ± 0,006	0,151 ± 0,009

значения $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{IIc} \rangle$ для одной и той же области изменения b_{IIk} , но различных взаимодействий совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Из той же таблицы видно, что средние значения $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{IIc} \rangle$ для одной и той же области близки. Это говорит о том, что протонные кластеры (ядерные фейерболлы) не столь резко выражены как струи. В этой связи рассматривались другие зависимости, которые могут характеризовать кластеризацию протонов. На рисунках 1 и 2 приведены зависимости b_k от b_{IIc} для протонов из области $0,1 < b_{IIk} < 0,63$. Из этих рисунков видно, что с ростом b_{IIc} , b_k убывает до величины $\approx 0,05$, близкого к значению $\langle b_k \rangle$ для медленных протонов ($0,03 < b_{IIk} < 0,1$) и не меняется с ростом b_{IIc} , начиная с $b_{IIc} \approx 0,15$. То есть, при больших b_{IIc} размеры кластеров значительно меньше расстояний между центром кластера (v) и ядром мишени (u_{II}) и, практически, не зависят от этих расстояний. Таким образом, можно сделать вывод, что существует кластеризация протонов в области первой промежуточной асимптотики ($b_{IIc} \gg 0,01$).

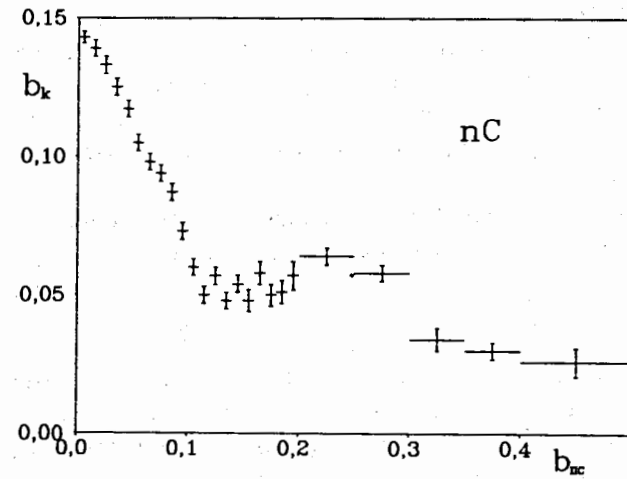


Рис. 1. Зависимость b_k от b_{IIc} для протонов из nC -взаимодействий.

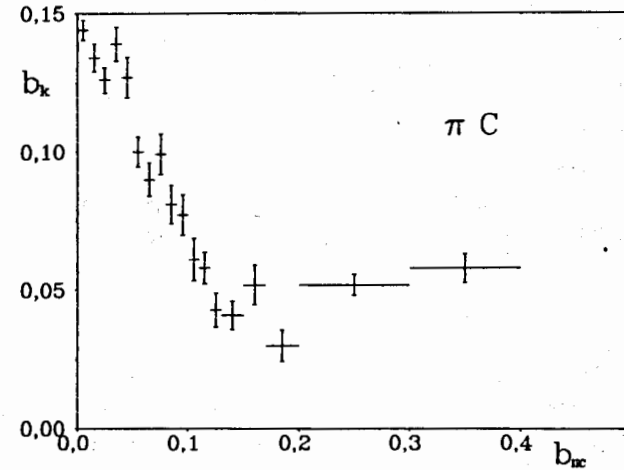


Рис. 2. Зависимость b_k от b_{IIc} для протонов из π^-C -взаимодействий.

Свойство автомодельности второго рода, сформулированное выше, является асимптотическим свойством и для одномерных распределений (сечений) W в области первой промежуточной асимптотики можно записать в следующем виде:

$$W(b_{ik}) \Big|_{b_{ik} \gg b_1} \rightarrow \frac{1}{(b_{ik})^n} W_1 \quad (12)$$

где W_1 практически не зависит от b_{ik} (автомодельно по этой переменной). b_1 - величина характерная для области первой промежуточной асимптотики ($\approx 0,01$), n - параметр предсказываемый теорией или полученный из эксперимента. Это дает возможность прямым способом экспериментально проверить свойство автомодельности.

Для того чтобы методические ограничения на b_{nk} ($0,03 < b_{nk} < 0,63$) не искажали бы распределения по b_{ik} , выделена прямоугольная область:

$$b_k < 0,05 ; \quad 0,1 < b_{nc} < 0,5$$

Выделение этой области целесообразно так же с точки зрения поставленной задачи - изучения барионных кластеров, то есть области малых b_k при относительно больших b_{nc} . Для nC -взаимодействий наличие большой статистики позволяет получить распределения по b_{nc} для четырех различных интервалов b_k :

- а) $b_k < 0,01$
- б) $0,01 < b_k < 0,02$
- в) $0,02 < b_k < 0,03$
- г) $0,03 < b_k < 0,05$

Полученные распределения по b_{nc} для протонов из nC - и π^-C -взаимодействий приведены на рисунках 3 и 4, соответственно.

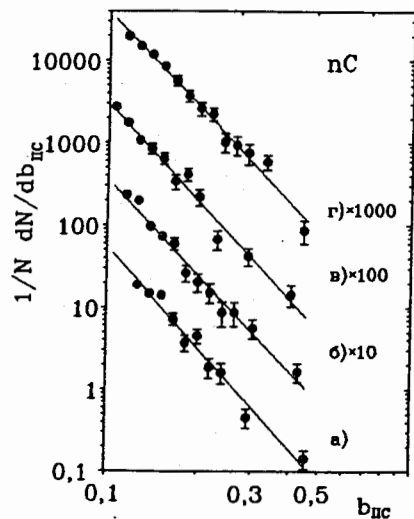


Рис. 3. Распределения протонных кластеров из nC -взаимодействий по величине b_{nc} для различных областей изменения величины b_k (кружочки) и подобранные кривые (сплошные линии).

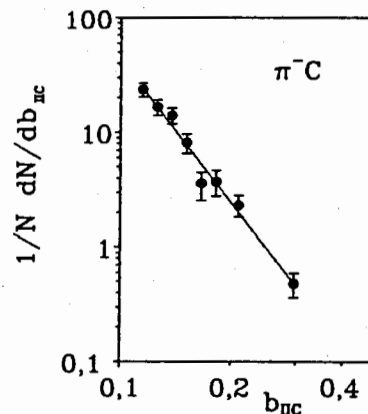


Рис. 4. Распределение протонных кластеров из π^-C -взаимодействий по величине b_{nc} для $b_k < 0,05$ (кружочки) и подобранная кривая (сплошная линия).

Экспериментальные распределения аппроксимировались функцией вида $A/(b_{nc})^n$ согласно (12). Полученные кривые также приведены на рисунках 3 и 4. Подобранные значения параметра n и значения χ^2 на число степеней свободы (n_{cc}), полученные в результате аппроксимации, приведены в таблице 2. Как видно из таблицы,

Таблица 2.

Тип взаимодействий	nC				π^-C
	Области	а	б	в	
n	$4,3 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,3$
χ^2/n_{cc}	14,7/9	10,1/11	12,1/10	10,9/12	5,3/7

экспериментальные точки хорошо описываются степенной зависимостью и полученные значения параметра n , в пределах ошибок, совпадают для обоих типов взаимодействий, для всех интервалов по b_k и близки к значению $n=4$.

Для проверки универсальности асимптотических свойств релятивистских ядерных взаимодействий в области первой промежуточной асимптотики необходимо изучить рождение кластеров содержащих барионы с различными квантовыми числами. Для этого исследованы взаимодействия (3) и (4). Чтобы полученные результаты можно было сравнивать с результатами исследований протонных кластеров отбирались события с Λ^* -гиперонами с $0,03 < b_{1n} < 0,63$.

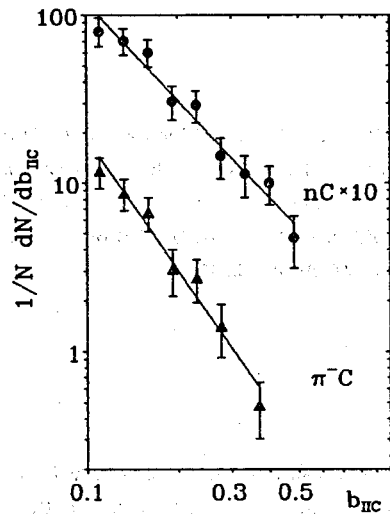


Рис. 5. Распределения Λ^* -гиперон содержащих кластеров по величине b_{nc} из nC^- (кружочки) и π^-C^- (треугольники) взаимодействий и подобранные кривые (сплошные линии).

Полученные распределения приведены на рисунке 5. На этом же рисунке приведены кривые полученные из аппроксимации экспериментальных точек степенной функцией $1/b_{nc}^n$. Найденные из аппроксимации значения параметра $n = 1,9 \pm 0,2$ для nC^- -взаимодействий и $n = 2,6 \pm 0,3$ для π^-C^- -взаимодействий, что в два раза меньше значений этого параметра полученного для протонных кластеров.

Таким образом, распределения кластеров содержащих Λ^* -гиперон и протоны, как и распределения протонных кластеров, автомодельны по b_{nc} , то есть, хорошо описываются степенной функцией $1/b_{nc}^n$. Значение показателя степени ($n \approx 2$) соответствует значению этого параметра полученному из полусного приближения.

Четвертая глава посвящена результатам исследования корреляционных функций в пространстве 4-скоростей.

Исследования распределений в пространстве 4-скоростей показали что эти распределения монотонно и достаточно быстро убывают при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Это свойство аналогично принципу ослабления корреляций в статистической физике, предложенному Н. Н. Боголюбовым для распределений частиц в обычном пространстве-времени. В пространстве 4-скоростей этот принцип можно записать в следующем виде:

$$W_{\alpha\beta} \Big|_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow W_{\alpha} W_{\beta}$$

В терминах корреляционных функций это условие можно записать так

$$C_{\alpha\beta} \Big|_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow 0$$

В этом условии $C_{\alpha\beta}$ - релятивистски инвариантная корреляционная функция. Корреляционная функция определяется следующим образом:

$$C_3 = W(b_{ij}, b_{ik}, b_{jk}) - W(b_{ij}) W(b_{ik}) W(b_{jk}) \quad (13)$$

Здесь $W(b_{ij})$, $W(b_{ik})$, $W(b_{jk})$ - одномерные распределения по переменным b_{ij} , b_{ik} , b_{jk} , соответственно, а $W(b_{ij}, b_{ik}, b_{jk})$ - трехмерное распределение по тем же переменным. Второй член в определении (13) отличен от нуля внутри области, ограниченной гиперлоидом (11), поэтому двумерный коррелятор $C_2(b_{ij}, b_{ik})$ следует получать интегрированием в пределах области задаваемом уравнением (11):

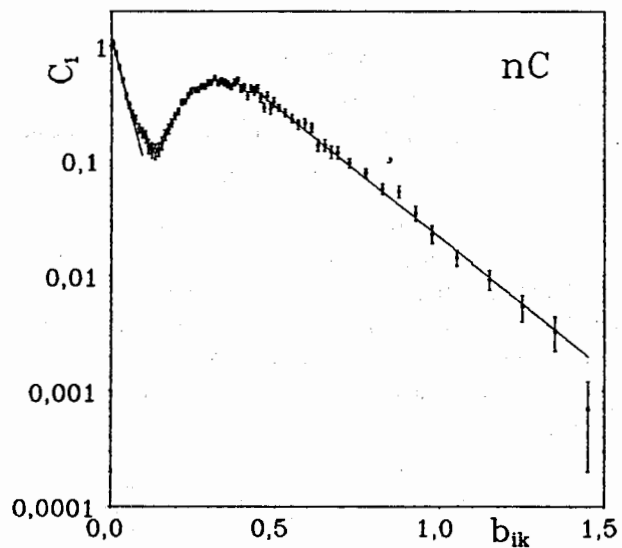
$$C_2(b_{ij}, b_{ik}) = W(b_{ij}, b_{ik}) - W(b_{ij}) W(b_{ik}) \int_{b_{jk}^{\min}}^{b_{jk}^{\max}} W(b_{jk}) db_{jk}$$

где b_{jk}^{\min} и b_{jk}^{\max} определяются из уравнения (11). Для получения одномерного коррелятора $C_1(b_{ik})$ необходимо проинтегрировать двумерный коррелятор:

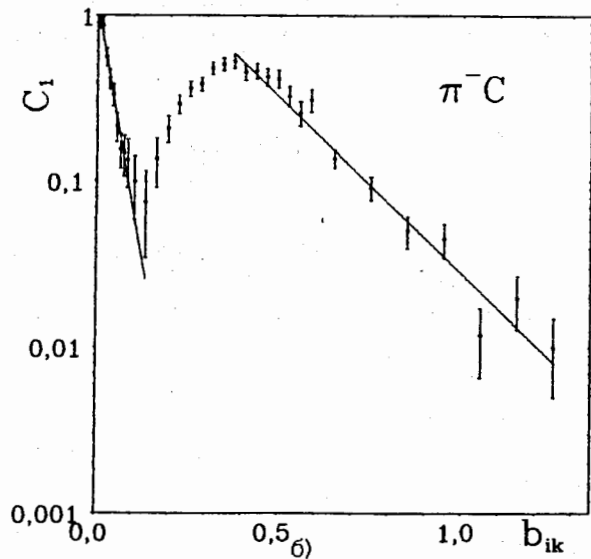
$$C_1(b_{ik}) = W(b_{ij}) - W(b_{ik}) \int_0^{\infty} W(b_{ij}) \int_{b_{jk}^{\min}}^{b_{jk}^{\max}} W(b_{jk}) db_{jk} db_{ij}$$

При вычислении корреляторов следует учитывать условия (10) и (11). Учет этих условий означает, что в качестве пределов интегрирования надо брать наибольшее из минимальных значений, полученных из (10), (11) и наименьшее из максимальных значений.

Полученные таким образом одномерные корреляционные функции для протонов приведены на рисунке 6. При получении этих зависимостей были использованы все протоны с импульсом от 160 ($b_{pk}=0,01$) до 800 МэВ/с ($b_{pk}=0,63$). Как видно из рисунков корреляции убывают, но не монотонно, как в случае пионных струй. Области убывания удалось аппроксимировать экспоненциальной зависимостью $A \exp(-b_{ik}/V)$. Для области $b_{ik} < 0,1$ получены значения параметра $V=0,040 \pm 0,002$ и $V=0,036 \pm 0,004$ для nC^- и π^-C^- -взаимодействий, соответственно. Для области $b_{ik} > 0,4$ из аппроксимации получены значения $V=0,19 \pm 0,01$ для nC^- -взаимодействий



а)

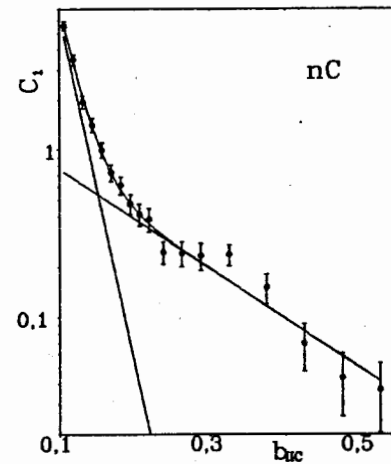


б)

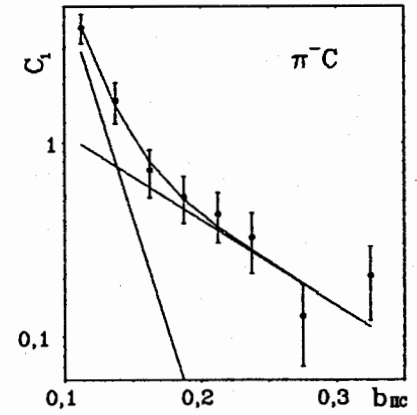
Рис. 6. Зависимость корреляционной функции от b_{ik} : а) для nC -взаимодействий, б) для π^-C -взаимодействий. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных.

и $V=0,20 \pm 0,01$ для π^-C -взаимодействий.

Полученные значения показывают, что принцип ослабления корреляций выполняется и существуют две, значительно отличающиеся, корреляционные длины. Очевидно, это связано с наличием двух различных механизмов (источников) рождения протонов в исследуемой области. Такой же вывод можно сделать из зависимости корреляционной функции от b_{nc} (рис. 7). Из аппроксимации экспериментальных точек функцией $A_1 \exp(-b_{nc}/B_1) + A_2 \exp(-b_{nc}/B_2)$ получены значения $B_1=0,021 \pm 0,001$, $B_2=0,15 \pm 0,01$ для nC -взаимодействий и $B_1=0,019 \pm 0,001$, $B_2=0,10 \pm 0,01$ для π^-C -взаимодействий.



а)



б)

Рис. 7. Зависимость корреляционной функции от b_{nc} а) для nC -взаимодействий, б) для π^-C -взаимодействий. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных.

Получены также зависимости одномерных корреляционных функций от b_k (рис. 8) для протонных кластеров. Из аппроксимации экспоненциальной зависимости $A \exp(-b_k/V)$ получены значения параметра $V=0,017 \pm 0,001$ для nC -взаимодействий и $V=0,011 \pm 0,002$ для π^-C -взаимодействий. Эти значения хорошо согласуются с ожидаемой корреляционной длиной ($\approx 0,01$) в области первой промежуточной асимптотики.

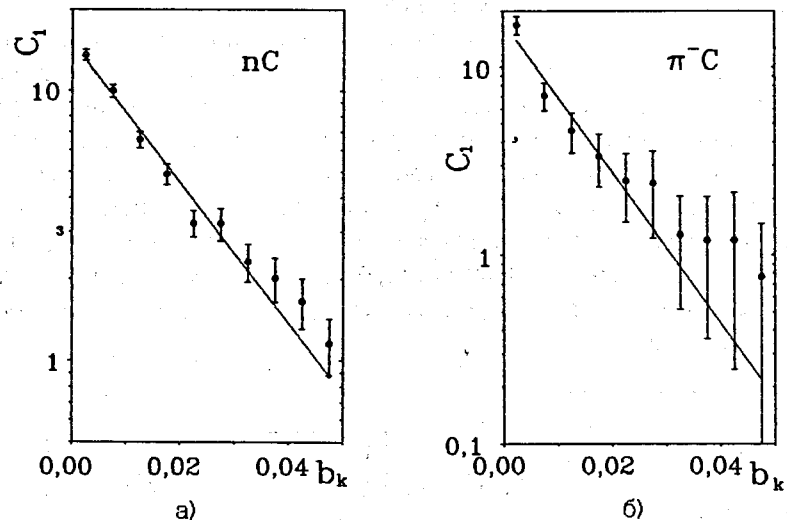


Рис. 8. Зависимость корреляционной функции от b_k : а) для nC -взаимодействий, б) для π^-C -взаимодействий. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных.

Аналогичные результаты получены для Λ^0 -гиперон содержащих кластеров.

В заключении приведены основные выводы, полученные в диссертации.

1. Безразмерные, релятивистски-инвариантные переменные b_{ik} , имеющие смысл квадратов расстояний в пространстве 4-скоростей являются удобными переменными для изучения множественного рождения протонов и Λ^0 -гиперонов в адрон-ядерных взаимодействиях и получения универсальных асимптотических закономерностей

2. Во взаимодействиях π^- -мезонов и нейтронов с ядрами углерода четко проявляется кластеризация барионов в пространстве 4-скоростей на больших расстояниях ($b_{ik} > 0,1$) от ядра мишени.

3. Свойства барионных кластеров одинаковы для π^-C - и nC -взаимодействий. Это можно рассматривать как следствие автомодельности второго рода распределений по переменным b_{ik} .

4. Распределения барионных кластеров по b_{nc} в области $b_{nc} > 0,1$ хорошо описываются степенной функцией $A/(b_{nc})^n$, что согласуется со свойством автомодельности этих распределений. Получены два

различных значения параметра n : для протонных кластеров ≈ 4 , а для Λ^0 -гиперон содержащих кластеров ≈ 2 . Это свидетельствует о различии механизмов рождения протонных и Λ^0 -гиперон содержащих кластеров в исследуемых взаимодействиях.

5. Анализ поведения инвариантных корреляционных функций показывает, что принцип ослабления корреляций выполняется для протонных и Λ^0 -гиперон содержащих кластеров.

6. Из аппроксимации экспериментальных данных получены две, на порядок отличающиеся, корреляционные длины. Корреляционная длина $\approx 0,02$ характерна для "обычного" ядерного вещества, длина $\approx 0,2$ - для высоковозбужденного ядерного вещества.

7. Полученные значения корреляционной длины, характерной для высоковозбужденного ядерного вещества, для протонных и Λ^0 -гиперон содержащих кластеров совпадают в пределах ошибок.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. А.М.Балдин, А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян, "О существовании первой промежуточной асимптотики в релятивистских ядерных столкновениях". В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 2[22]-87, Дубна, 1987, с.5.
2. А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян, "Автомодельность распределений протонных кластеров в области первой промежуточной асимптотики". В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № [35]-89, Дубна, 1989, с.5.
3. А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян, "Корреляции протонов из nC - и π^-C -взаимодействий в пространстве четырехмерных скоростей". В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 1[40]-90, Дубна, 1990, с.5.
4. А.О.Кечечян, Б.А.Шахбазян, "Асимптотические свойства барионных кластеров, содержащих Λ^0 -гипероны". В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3[42]-90, Дубна, 1990, с.11.
5. А.О.Кечечян "Автомодельность распределений барионных кластеров в области первой промежуточной асимптотики", Известия АН Арм.ССР, серия "физика", т.26, вып.1, Ереван, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1991 года.