

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

88-905
A 646

P1-88-905

КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР
(p, d, α , C) С ЯДРАМИ
УГЛЕРОДА ПРИ ИМПУЛЬСЕ
4,2 ГэВ/с·НУКЛОН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

Н. Ангелов, В. Г. Гришин, Л. А. Дидонко, И. А. Иваиовская, Е. П. Кладницкая,
А. А. Кузнецов, В. Б. Любимов, К. Миллер, В. Ф. Никитина, Я. Пльта, Р. Тогоо,
А. П. Чеплаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. Х. Виницкий, М. И. Избасаров, И. Я. Часников
Институт физики высоких энергий, АН КазССР, Алма-Ата

Е. Балеа, О. Балеа, В. Болдеа, С. Дьпа, Т. Понта
Центральный институт физики, Бухарест

Д. Армутлийски, С. Прокопиева
Высший машино-электротехнический институт, Варна, НРБ

И. М. Равинович, М. Я. Чубарян
Ереванский физический институт

Е. Бартке, М. Ковальски
Институт ядерной физики, Краков

К. Хансен
Лейпцигский университет

Н. И. Мельникова, Г. П. Тонеева
Научно-исследовательский институт ядерной физики
и физический факультет МГУ, Москва

И. Делейши, Э. Трка, Я. Тркова
Карлов университет, Прага

Р. Н. Бекмирзаев, М. М. Муминов, И. Суванов, С. А. Шарипова, У. Д. Шеркулов
Самаркандский государственный университет

Е. Биалковска, В. Богданович
Институт ядерных проблем, Свэрк-Отвоцк, ПНР

Н. Ахабабян, Л. Грокова, П. К. Корачев, Х. Семерджиев, И. Лукарска
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София,
Высший машино-энергетический институт, София

С. А. Азимова, К. Г. Гуламов, С. О. Пдгоров, С. Л. Лутцуллаев, М. Ю. Кратенко,
К. Т. Турдалинов, А. А. Юлдашев, В. С. Юлдашев
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

Н. С. Амаглобели, Н. С. Григалашвили, Э. В. Матривели,
В. В. Топвадзе, М. В. Топуридзе
Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного
университета

С. Вацколич
Институт математики и физики, Титоград, Югославия

Ц. Баатар, Ц. Батсайхан, Т. Туудендорж, Н. Хурелбаатар, Г. Шарху
Институт физики и географии Монгольской академии наук, Улан-Батор

С. Драгдаревич, Д. Кричич, Т. Сичич
Университет и институт физики, Белград

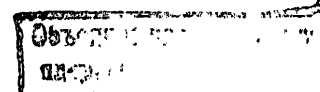
§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Корреляции вторичных частиц во взаимодействиях релятивистских ядер имеют сложный характер. Множественное рождение частиц осложнено специфическими ядерными процессами, и описание их в подавляющем большинстве работ основано на инклюзивном подходе. В этой связи далеко не всегда удается разделить различные механизмы, определить, в каких областях фазового пространства преобладают адронные степени свободы, а в каких - кварковые. Уже в первых работах по релятивистской ядерной физике отмечалось, что в ядрах существуют два характерных масштаба кинематических переменных: один соответствует нуклонным степеням свободы, другой - кварковым^{1,2/}. Для их наблюдения необходимо использовать всю доступную эксперименту информацию, в особенности полученную на трековых приборах. В новом релятивистски-инвариантном подходе такая возможность имеется^{3-5/}. Этот метод позволяет провести четкую классификацию ядерных взаимодействий /§ 2/ и получить основные характеристики образования групп протонов - кластеров, которые во многом аналогичны свойствам кварковых струй, но расположены совсем в другой кинематической области переменных (b_{1k}). В § 3 рассмотрены двухчастичные корреляции вторичных частиц, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами углерода, и отмечены их особенности. Наконец, в п. 3.2 анализируются спектры эффективных масс двух протонов и получены указания на существование резонансных пиков дипротонов.

Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной протонами, ядрами d , ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Общая статистика событий взаимодействий этих ядер с ядрами углерода составляет около 20 тыс. Для сравнения характеристик барионных кластеров используются также данные по pC -взаимодействиям при $p = 10$ ГэВ/с и ${}^{12}\text{C}$ -соударениям при $p = 40$ ГэВ/с.

§ 2. УНИВЕРСАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P = 4,2$ ГэВ/с·нуклон

В работах^{3,4/} было предложено проводить классификацию ядерных взаимодействий по параметрам b_{1k} - квадратам разности 4-мерных скоростей:



$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2 = -(u_i - u_k)^2, \quad /1/$$

где $P_{i(k)}$ - 4-импульсы и $m_{i(k)}$ - массы частиц. Для реакции



индексы $i, k = I, II, 1, 2, \dots$. Величина b_{ik} характеризует силу взаимодействия частиц i и k и, следовательно, определяет уровень /нуклонный и кварковый/, на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k .

Область $b_{ik} \sim 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабо связанных систем, состоящих из нуклонов /протон-нейтронная модель ядра/. Область $0,1 \leq b_{ik} < 1$ является промежуточной, здесь кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке адронных систем. Наконец, при $b_{ik} \gg 1$ взаимодействие происходит на кварковом уровне.

Ниже приводится анализ свойств барионных кластеров, образующихся в ядро-ядерных столкновениях с энергией в интервале $4 \div 40$ ГэВ/с. Типы взаимодействий, энергия и статистика событий приведены в табл.1. Значения m_I и m_{II} в формуле /1/ полагались равными $m_I = m_{II} = 938$ МэВ для ядерных облучений камеры и $m_I = m_\pi$ - для π^- -взаимодействий.

Таблица 1

Статистика событий

Тип взаимодействия	Импульс пучковых частиц, ГэВ/с	$b_{I II}$	Статистика
$p(C_3 H_8)$	4,2	7,16	6207
$d(C_3 H_8)$	4,2·A	7,16	8724
$\alpha(C_3 H_8)$	4,2·A	7,16	3795
$C(C_3 H_8)$	4,2·A	7,16	10199
$p(C_3 H_8)$	10	19,4	2706
$\pi^- C$	40	570	8791

Отметим методические особенности экспериментальных данных /6-9/. Нижняя граница, начиная с которой, регистрировались

протоны в камере, составляет $P_{лаб} \approx 150$ МэВ/с, а верхняя граница идентификации - 800 МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с $P_{лаб} \geq 800$ МэВ/с в ядерных взаимодействиях / $P_0 \leq 10$ ГэВ/ считались протонами, в π^- -взаимодействиях - π^+ -мезонами. Максимальная примесь π^+ -мезонов среди положительных частиц в ядерных взаимодействиях не превышает 12%. Примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов ($P < 800$ МэВ/с) не превышает 10%. Спектаторные ($P_{лаб} \leq 250$ МэВ/с) и стриппинговые / $P_{лаб} \geq 3$ ГэВ/с и $\theta \leq 4^\circ$ / протоны исключались из анализа.

В ядро-ядерных взаимодействиях /HeC и CC/ выделялись барионные кластеры α и β путем нахождения минимума суммы квадратов 4-скоростей вторичных протонов относительно их центров $V_{\alpha(\beta)}$ /10/

$$V_\alpha = \sum_i u_i^a / \sqrt{(\sum_i u_i^a)^2} \quad /3/$$

Иными словами, минимизировалась величина:

$$A_2 = \min[-\sum_i (V_\alpha - u_i^a)^2 - \sum_k (V_\beta - u_k^\beta)^2] \quad /4/$$

Для pC- и dC-событий вместо второго кластера в области фрагментации пучка рассматривалась в основном одна положительно заряженная частица, т.е. вклад второго члена в /4/ был равен нулю. Методика отбора кластеров подробно описана в работах /10,11/. Считалось, что в событии образуется два кластера или один кластер и положительно заряженная частица, если "расстояние" в пространстве 4-скоростей $b_{\alpha\beta}$ между центрами кластеров /3/ было больше 1.

$$b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \geq 1. \quad /5/$$

Доля неразделенных на кластеры событий с множественностью протонов $n_p \geq 4$ составила 32% в pC-взаимодействиях при $P = 4,2$ ГэВ/с, 16% в pC-соударениях при $P = 10$ ГэВ/с; 22%, 12% и 14% в dC-, α C- и CC-соударениях соответственно. В дальнейшем эти события рассматривались как один кластер, поскольку их добавление в общую статистику событий не меняло экспериментально полученные распределения. Минимальная множественность протонов в кластерах составляла $n_p = 2$.

В данной работе изучались кластеры, образующиеся в области фрагментации ядра-мишени /т.е. в области фрагментации ядра C/. Для их разделения использовались переменные x_{IC} и x_{IIC} , которые характеризуют долю 4-импульса ядра-мишени и ядра-снаряда, уносимую кластером /10,11/.

$$x_{IIc} = \frac{m_C^{\alpha(\beta)}}{m_{II}} \frac{(V_{\alpha(\beta)} \cdot u_I)}{(u_I \cdot u_{II})}, \quad /6/$$

$$x_{Ic} = \frac{m_C^{\alpha(\beta)}}{m_I} \frac{(V_{\alpha(\beta)} \cdot u_{II})}{(u_I \cdot u_{II})}. \quad /7/$$

Область больших значений x_{IIc} соответствует области фрагментации мишени, а x_{Ic} - фрагментации налетающего ядра. На рис. 1 показано двумерное распределение протонных кластеров, образующихся в СС-неупругих взаимодействиях, по переменным x_{Ic} и x_{IIc} .

Как видно из рисунка, два выделенных протонных кластера хорошо разделяются по этим переменным. В дальнейшем считалось, что если $x_{IIc} > x_{Ic}$, протонный кластер образуется в области фрагментации мишени, а если $x_{Ic} > x_{IIc}$, то в области фрагментации налетающего ядра. Средняя множественность протонов в выделенных кластерах составила $\langle n_p \rangle = 3,40 \pm 0,04$. Изучалось распределение протонов в кластерах по величине b_k .

$$b_k = - (V_{\alpha(\beta)} - u_k^{\alpha(\beta)})^2. \quad /8/$$

Среднее значение b_k по спектру $\frac{dN}{db_k}$ в кластере составило: $\langle b_k \rangle = 0,324 \pm 0,004$.

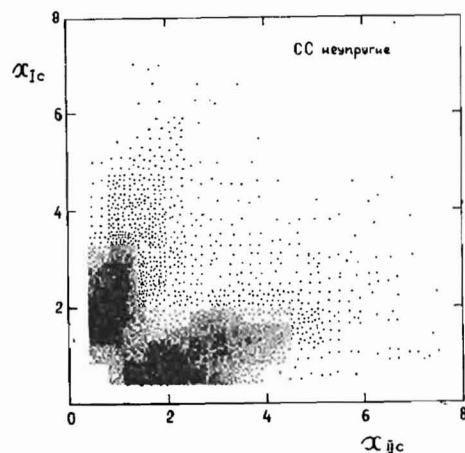
Среднее расстояние между кластерами в пространстве относительных четырехмерных скоростей равно: $\langle b_{\alpha\beta} \rangle = 2,31 \pm 0,03$. Таким образом, величина

$$\langle b_k \rangle \ll \langle b_{\alpha\beta} \rangle,$$

т.е. наблюдается хорошее разделение протонов на два кластера.

Аналогичные величины для струй адронов при $E \geq 20$ ГэВ оказались равными: $\langle b_k \rangle \approx 4,0$; $\langle b_{\alpha\beta} \rangle \approx 26 \approx 30^{/14,15/}$.

Рис. 1. Распределение протонных кластеров по величинам x_{Ic} и x_{IIc} в СС-неупругих взаимодействиях.



Согласно принципам, выдвинутым в работе^{/12/}, релятивистски-инвариантные распределения вероятностей /сечения/ W зависят только от величин b_{ik} . Используемые нами принцип ослабления корреляций и принцип автомодельности математически формулируются следующим образом:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\beta k}, b_{\alpha\beta} \dots)_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} = \frac{1}{b_{\alpha\beta}^m} W^\alpha(b_{\alpha k}, x_k^\alpha = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}, \dots) W^\beta(b_{\beta i}, x_i^\beta = \frac{b_{\alpha i}}{b_{\alpha\beta}} \dots). \quad /9/$$

Смысл формулы /9/ заключается в том, что распределения вероятностей /сечения/ W , описывающие процессы множественного рождения, факторизуются на множители W^α и W^β , относящиеся к различным группам вторичных частиц /кластерам/ α и β , при достаточно больших величинах $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ /принцип ослабления корреляций^{/5/}/. Сечения W^α и W^β , как следует из /9/, характеризуются асимптотическим поведением при $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$. Их величины зависят от двух типов параметров подобия: масштабно-инвариантных $b_{\alpha k}(b_{\beta i})$ и масштабно-инвариантных $x_k^\alpha(x_i^\beta)$, и не зависят от других характеристик взаимодействий /энергии, типа реакции и др./-. Это означает, что распределения частиц в таких кластерах должны быть универсальны по двум переменным b_k и x_k , начиная с некоторых значений $b_{\alpha\beta}$.

Из формулы /9/ также следует, что распределение кластеров α и β по переменной $b_{\alpha\beta}$ должно описываться степенной зависимостью

$$\frac{d\sigma}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m}. \quad /10/$$

Величина m может быть числом, а может быть функцией аргументов W .

Асимптотические закономерности в поведении функций W называются промежуточными асимптотическими. Определение области применимости сформулированных принципов /12/ является задачей эксперимента.

В работах^{/14,15/} изучались асимптотические закономерности в поведении адронных струй, образующихся в процессах фрагментации кварков; была показана справедливость предсказаний /12/ в кварк-глюонной области адронных и адрон-ядерных взаимодействий. В настоящей работе изучаются асимптотические свойства ба-

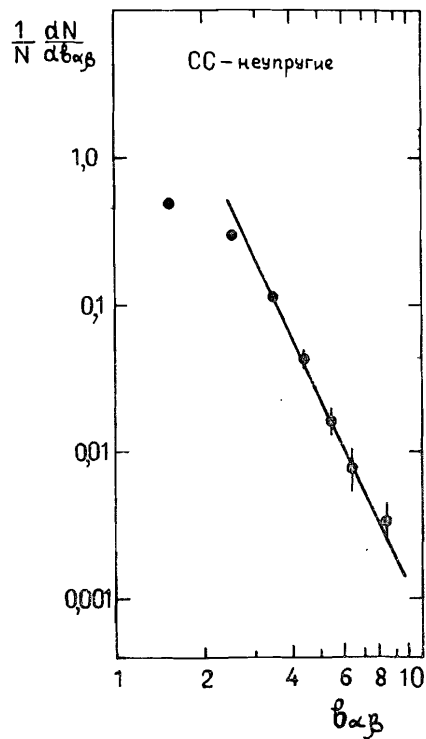


Рис.2. Распределение протонных кластеров по квадратам расстояний между ними $b_{\alpha\beta}$ в пространстве 4-скоростей в CC-неупругих взаимодействиях.

рионных кластеров, образующихся в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений.

На рис.2 показано распределение двух выделенных кластеров в CC-взаимодействиях по величине $b_{\alpha\beta}$. Видно, что это распределение, в соответствии с предсказанием /9/, описывается степенной зависимостью в области $b_{\alpha\beta} > 2$ с параметром $m = 4,3 \pm 0,3$.

Масштабно-инвариантная переменная x_k для частиц из кластера α определяется как $x_k = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}$, и при достаточно боль-

ших величинах $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ переходит в известную переменную светового фронта $x_k = \frac{u_{k0}}{u_{kz}} - u_{kz}$, где u_{kz} - проекция вектора \vec{u}_k на направление $\vec{z} = \vec{V}_\alpha - \vec{V}_\beta$; $u_{k0} = \frac{E_k}{m_k}$. Инвариантное сечение $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$ в зависимости от переменной x_k можно представить в виде /11/:

$$F(x_k) = \frac{2}{m_N^2 b_{\alpha\beta}} \int \frac{1}{\sqrt{x_k b_{\alpha\beta} + (x_k b_{\alpha\beta})^2/4}} \frac{d\sigma}{dx_k d\Omega} d\Omega. \quad /11/$$

На рис.3 приведены нормированные распределения $F(x_k)$ протонов с импульсом $P_{lab} = 0,3 \div 0,8$ ГэВ/с в различных типах взаимодействий. Как видно из рисунков, все распределения совпадают друг с другом в пределах ошибки. Это означает, что выделенные в области фрагментации ядра-мишени барионные кластеры обладают универсальными свойствами по переменной x_k независимо от типа налетающей частицы и энергии взаимодействия в интервале $4 \div 40$ ГэВ.

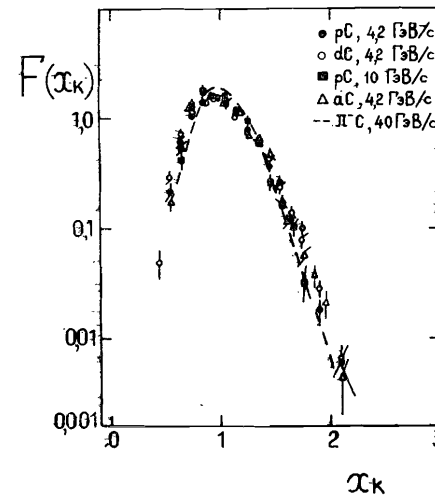


Рис.3. Инвариантные функции $F(x_k)$ для протонов с импульсом $0,3 \leq P_{lab} \leq 0,8$ ГэВ/с в различных типах взаимодействий.

Наконец, перейдем к анализу распределений протонов в кластерах по переменной $b_k/8$.

Инвариантное сечение $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$ в зависимости от этой переменной записывается следующим образом /5, 11/:

$$F(b_k) = \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{d\sigma}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad /12/$$

Нормированные инвариантные функции $F(b_k)$ для разных типов взаимодействий представлены на рис.4 и 5. Как видно из рисунков, эти распределения хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью /13/ для pC- и dC-взаимодействий и суммой двух экспоненциальных функций /14/ для HeC- и CC-соударений:

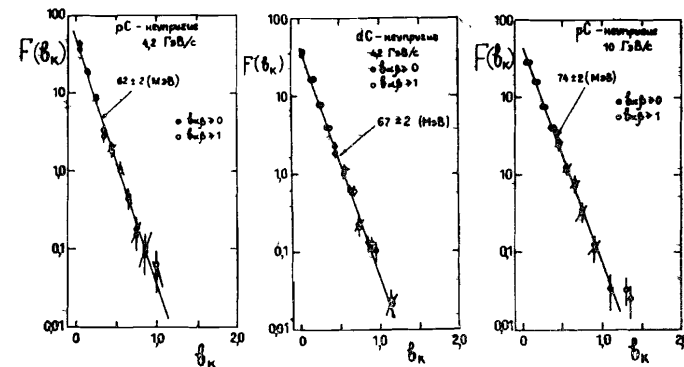


Рис.4. Инвариантные функции $F(b_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в pC- и dC-взаимодействиях. Темные точки на графиках соответствуют pC- и dC-взаимодействиям с учетом событий, в которых все протоны рассматривались как один кластер. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью /13/.

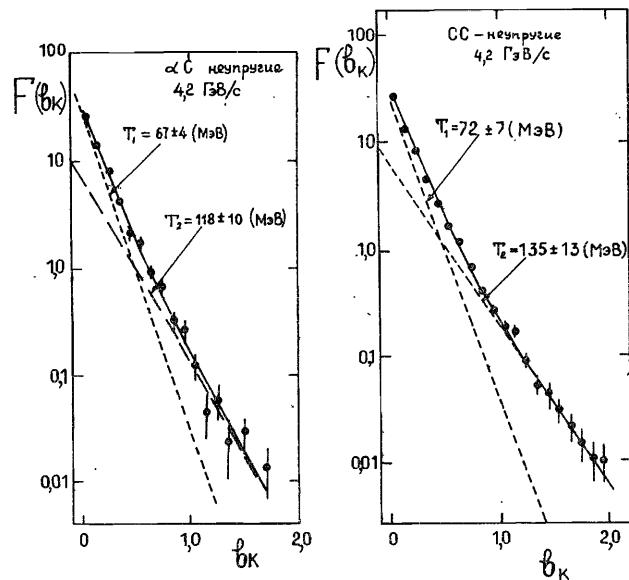


Рис.5. Инвариантные функции $F(b_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в αC - и CC -взаимодействиях. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью /14/.

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1), \quad /13/$$

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + a_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2). \quad /14/$$

Значения параметров $\langle b_k \rangle_1$ и $\langle b_k \rangle_2$ приведены в табл.2. Как видно из таблицы, в пределах ошибок значения $\langle b_k \rangle_1$ ($\langle b_k \rangle_2$) близки в различных типах взаимодействий. Нетрудно показать, что в системе покоя кластера $\alpha / \sqrt{V_\alpha} = 0$ справедливо следующее соотношение:

$$\langle b_k \rangle = 2 \left\langle \frac{E_k - m_N}{m_N} \right\rangle = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_N}, \quad /15/$$

где $\langle T_k \rangle$ - средняя кинетическая энергия протона. Отсюда следует, что в pC - и dC -взаимодействиях образуется один кластер с $\langle T_1 \rangle = 70 \pm 5$ МэВ, а в HeC - и CC -соударениях - два типа кла-

Таблица 2

Средние характеристики протонов в кластерах

Тип взаимодействия	Энергия, ГэВ/с	Кластер I		Кластер II	
		$\langle b_k \rangle_1$	$\langle T_k \rangle_1, \text{МэВ}$	$\langle b_k \rangle_2$	$\langle T_k \rangle_2, \text{МэВ}$
pC	4,2	0,133±0,004	62±2	-	-
dC	4,2·A	0,147±0,002	67±1	-	-
αC	4,2·A	0,147±0,008	67±4	0,248±0,022	118±10
CC	4,2·A	0,154±0,014	72±7	0,288±0,028	135±13
pC	10	0,158±0,005	74±2	-	-
CC-много- нуклонные	4,2·A	-	-	0,256±0,005	120±2

стеров со средними значениями кинетической энергии протонов в их системе покоя:

$$\langle T_1 \rangle = (70 \pm 5) \text{ МэВ} \text{ и } \langle T_2 \rangle = (120 \pm 10) \text{ МэВ}.$$

Образование кластеров с $\langle T_2 \rangle = 120 \pm 10$ МэВ, по-видимому, связано с многонуклонными столкновениями в HeC - и CC -соударениях /11/. В работах /10, 11/ показано, что в πC -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с также образуются нуклонные кластеры в области фрагментации ядра-углерода, в которых протоны характеризуются такими же в пределах ошибок экспериментов распределениями по переменным b_k и x_k , как и в p -, d -, He - и C -взаимодействиях с ядрами углерода.

Таким образом, принципы нового релятивистски-инвариантного подхода, сформулированные в работе /12/, подтверждаются экспериментально для взаимодействий протонов, пионов и ядер d , He , C с ядрами углерода в интервале импульсов $P = 4 \div 40$ ГэВ/с /нуклон/.

§ 3. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

В этом разделе мы рассмотрим двухчастичные корреляции между вторичными заряженными частицами, образованными во взаимодействиях легких ядер p , d , α , C с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон снаряда.

Для анализа использовались 10394 pC -, dC -, αC - и CC -взаимодействия, заряженные вторичные частицы в которых были разделены на следующие типы:

1. S_{t1} - однозарядные стриппинговые частицы с импульсами ≥ 3 ГэВ/с и углами вылета $\theta \leq 4^\circ$;
2. S_{t2} - многозарядные стриппинговые частицы;
3. R - положительно заряженные нестриппинговые частицы с импульсами $> 0,7$ ГэВ/с;
4. π^+ - идентифицированные π^+ -мезоны с $P_{\pi^+} \leq 0,7$ ГэВ/с;
5. π^- - отрицательно заряженные адроны.
6. p - идентифицированный протон с импульсом $P_{\text{лаб}} \leq 0,7$ ГэВ/с.

Идентифицированные протоны для получения более детальной информации разделялись на следующие группы: \vec{P}_6 - протоны с импульсами $0,3 < P \leq 0,7$ ГэВ/с и $\theta \leq 90^\circ$, \vec{P}_6 - протоны с $0,3 < P \leq 0,7$ ГэВ/с и $\theta \geq 90^\circ$, а также соответственно с \vec{P}_M $P \leq 0,3$ ГэВ/с и $\theta \leq 90^\circ$ и \vec{P}_M с $P \leq 0,3$ ГэВ/с и $\theta \geq 90^\circ$.

3.1. Азимутальные корреляции

Для изучения азимутальных корреляций между заряженными частицами мы используем коэффициент азимутальной асимметрии

$$A_{ij} = \frac{\int_0^{\pi/2} f(\epsilon_{ij}) d\epsilon_{ij} - \int_{\pi/2}^{\pi} f(\epsilon_{ij}) d\epsilon_{ij}}{\int_0^{\pi} f(\epsilon_{ij}) d\epsilon_{ij}}, \quad /16/$$

инклюзивного распределения $\epsilon_{ij} = \arccos(\vec{P}_{1i} \cdot \vec{P}_{1j}) / |\vec{P}_{1i} \cdot \vec{P}_{1j}|$ - углов между частицами типа i и j в поперечной плоскости соударения. В том случае, когда частицы i, j относятся к одному и тому же типу, будем говорить о внутригрупповых корреляциях, в случае, когда $i \neq j$ - о межгрупповых.

Чтобы исключить тривиальные азимутальные корреляции, обусловленные действием закона сохранения поперечного импульса, которые при рассматриваемых нами энергиях могут быть довольно значительными, экспериментальные данные сравнивались с результатами расчетов, выполненных по дубненской версии каскадно-экспериментальной модели /16/.

Заметим, что, как ясно из статистических соображений, если система, распад которой приводит к образованию вторичных частиц, неподвижна в поперечной плоскости соударения, закон сохранения поперечного импульса ($\sum \vec{P}_{1i} = 0$) приводит в случае не-

большой множественности вторичных частиц к асимметричному распределению по ϵ_{ij} , так что коэффициент азимутальной асимметрии отрицателен: $A < 0$. С увеличением множественности ϵ -распре-

деление приобретает изотропную форму, а для коэффициента азимутальной асимметрии имеем $A \sim \frac{1}{\langle n \rangle} \rightarrow 0$.

Экспериментальные данные о внутригрупповых и межгрупповых корреляциях для рассматриваемых взаимодействий представлены на рис.6-8. Из этих данных и их сравнения с результатами расчетов по каскадно-испарительной модели можно сделать следующие выводы:

1. В пределах ошибок опыта внутригрупповые азимутальные корреляции практически отсутствуют ($A_{ii} = 0$) для π^\pm -мезонов, быстрых и медленных протонов /продуктов фрагментации ядра-мишени/.

Для релятивистских частиц величина коэффициента азимутальной корреляции A отрицательна, как ожидается на основе закона сохранения суммарного поперечного импульса при малых множест-

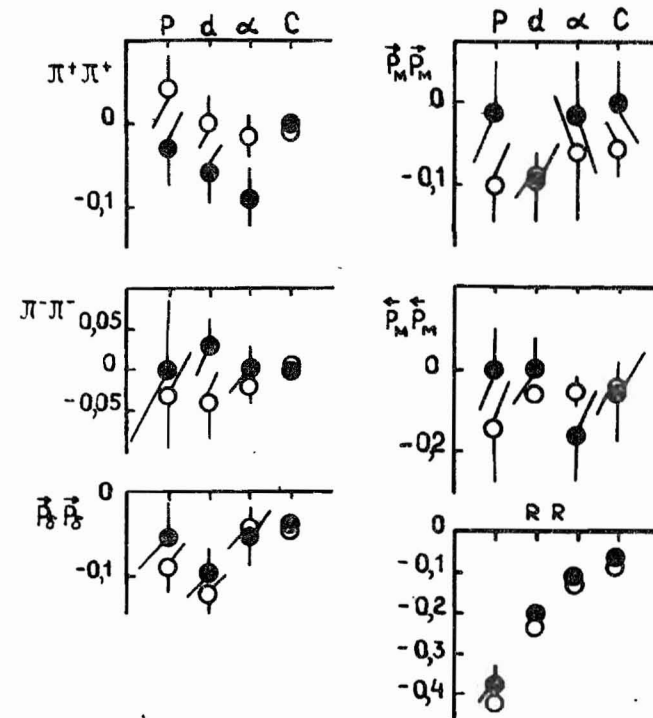


Рис.6. Значения коэффициента азимутальной асимметрии A для внутригрупповых корреляций во взаимодействиях протонов и ядер d, α и C с ядрами углерода: \bullet - в эксперименте; \circ - в каскадно-испарительной модели.

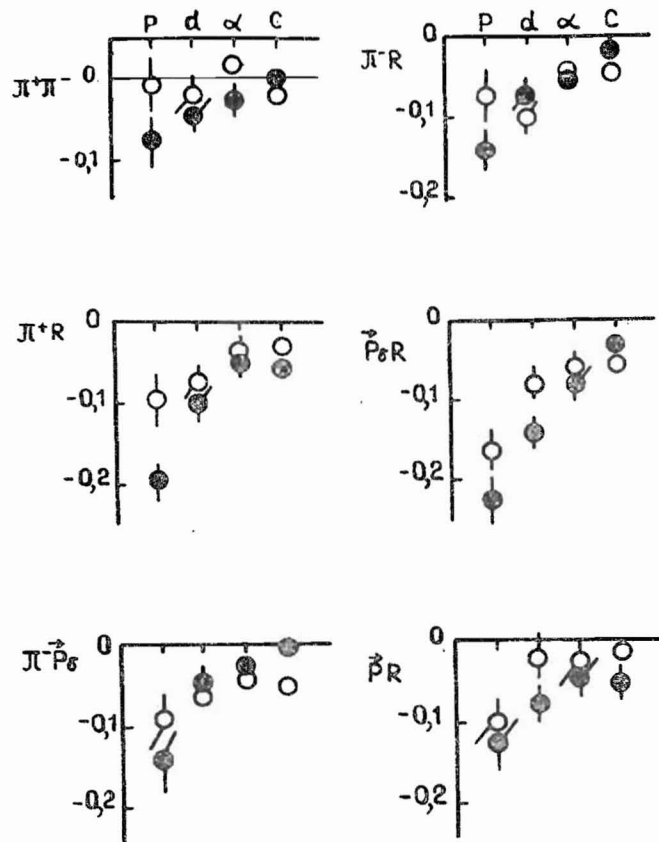


Рис.7. Значения коэффициента азимутальной асимметрии A для межгрупповых корреляций во взаимодействиях протонов и ядер d , α и C с ядрами углерода: \odot - в эксперименте, \circ - в каскадно-испарительной модели.

венностях частиц, и стремится к нулевым значениям с увеличением массового числа ядра-снаряда. Последнее обстоятельство, очевидно, связано с увеличением числа нуклонов сталкивающихся ядер и с увеличением роли многократных перерассеяний.

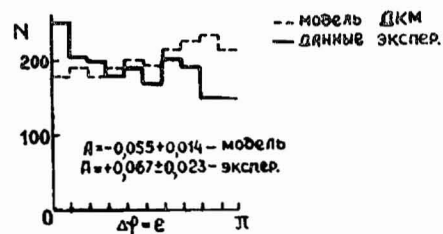


Рис.8. Распределение по разности азимутальных углов однозарядных стриппинговых частиц в СС-соударениях.

Экспериментальные данные для всех этих случаев хорошо согласуются с расчетом по каскадно-испарительной модели.

2. Данные о межгрупповых азимутальных корреляциях в целом также согласуются с предсказаниями каскадно-испарительной модели, и коэффициент азимутальной асимметрии имеет зависимость от массы ядра-снаряда, ожидаемую на основе кинематических соображений.

3. В углерод-углеродных взаимодействиях наблюдаются четкие азимутальные корреляции между однозарядными стриппинговыми частицами - продуктами фрагментации релятивистских ядер углерода /рис.8/: стриппинговые частицы проявляют тенденцию к вылету в одном направлении в азимутальной плоскости соударения $\langle A > 0 \rangle$. Действие закона сохранения поперечного импульса при распаде возбужденного остаточного ядра, в отсутствие его движения в азимутальной плоскости, должно было бы вести к $A < 0$, что и предсказывается каскадно-испарительной моделью $\langle A_M \rangle = -0,055 \pm \pm 0,014$ и $A_{\text{экс}} = +0,067 \pm 0,023$.

Таким образом, из экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что стриппинговые фрагменты релятивистских ядер углерода образуются в процессе фрагментации остаточных ядер, имеющих заметный поперечный импульс. Этот эффект, впервые предсказанный в рамках гидродинамических моделей, получил название эффекта "отскока" и наблюдался, в частности, в работах¹⁷ для процесса фрагментации релятивистских ядер железа и неона.

3.2. Спектр эффективных масс пар протонов

Для поиска дибарионных резонансов рассматривались события с двумя и более надежно идентифицированными протонами, импульсы которых ($0,2 \leq P \leq 0,7$ ГэВ/с) были измерены с погрешностью не больше 10%. Экспериментальные погрешности в эффективной массе двух протонов составили около 2 МэВ/с²; если их импульсы были измерены по пробегу, и около 5 МэВ/с², если импульсы измерялись по кривизне треков в камере.

На рис.9 представлены распределения по эффективным массам пар протонов для трех случаев: 1/ когда на рассматриваемые протоны не накладывается никаких ограничений /рис.9а/, 2/ когда один из протонов является "кумулятивным", т.е. вылетает в заднюю полусферу $\langle \theta > 90^\circ$ /, а другой - в переднюю полусферу в л.с.к. /рис.9б/ и 3/ когда все протоны - медленные с $P < 0,3$ ГэВ/с, т.е. "испарительные" /рис.9в/.

Видно, что при рассмотрении всех протонов /рис.9а/ говорить о каких-либо явных указаниях на резонансное поведение

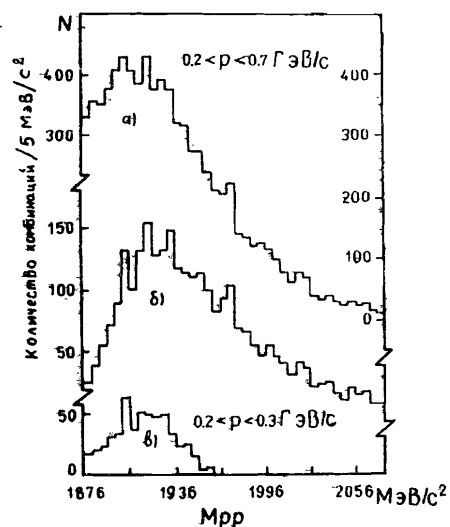
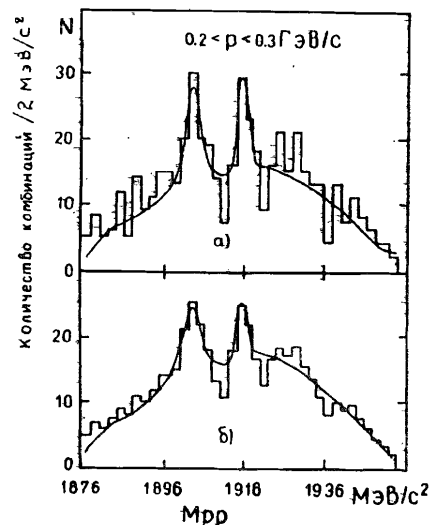


Рис.9. Распределения по эффективной массе пар протонов с импульсом $0,2 \leq P_{\text{лаб}} \leq 0,7$ ГэВ/с
 а/ во всех событиях; б/ в событиях с кумулятивным протоном, летящим "назад" в л.с.к.;
 в/ "испарительных" протонов с $0,2 \leq P \leq 0,3$ ГэВ/с.

Рис.10. Распределения по эффективной массе пар протонов с импульсом $0,2 \leq P_{\text{лаб}} \leq 0,3$ ГэВ/с. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью /17/.



спектров эффективных масс протонов не приходится. Характер распределения по эффективным массам существенно меняется для пар протонов, летящих в противоположные полусферы /рис.9б/. Появляются выбросы при массах 1903, 1915, 1934, 1970 МэВ/с², первые два из которых могут быть отождествлены с некоторыми из обнаруженных ранее кандидатов в дибарионные резонансы /18-24/.

В распределении эффективных масс пар медленных протонов /рис.9в/ наблюдается явная особенность при массе 1903 МэВ/с², появление выброса при этой массе на рис.9б связано главным образом именно с протонами, имеющими импульсы $0,2 < P < 0,3$ ГэВ/с.

Поскольку экспериментальное разрешение в определении M_{pp} для медленных протонов составляет 2 МэВ/с², на рис.10а представлено распределение с более мелким шагом. Видно, что особенность при массе 1903 МэВ/с² носит характер неодионого выброса в одном интервале; кроме этого, проявляется новый четкий максимум при массе 1915 МэВ/с². При сглаживании этого распределения по формуле $N_i^{cr} = 0,25 N_{i-1} \pm 0,5 N_i + 0,25 N_{i+1}$, где i - номер

интервала, N_i - число комбинаций пар протонов, статистические флуктуации в распределении уменьшаются, но резонансные пики сохраняются /рис.10б/.

Распределения по M_{pp} на рис.10 были аппроксимированы функцией

$$\frac{dN}{dM_{pp}} = \alpha \Phi(M_{pp}) + \sum_{k=1}^2 \beta_k \cdot BW(M_k, \Gamma_k), \quad /17/$$

где $\Phi(M_{pp})$ - фоновое распределение, полученное путем случайного перебора протонов из событий, вошедших в экспериментальное распределение, а $BW(M_k, \Gamma_k)$ функция Брейта-Вигнера, α и β_k - относительные вклады фона и резонансов. Результаты аппроксимации, показанные на рис.10 сплошными линиями, оказались следующими:

$$M_{pp} = (1903 \pm 1) \text{ МэВ/с}^2, \quad \Gamma = (4,8 \pm 2,2) \text{ МэВ/с}^2$$

$$M_{pp} = (1915 \pm 4) \text{ МэВ/с}^2, \quad \Gamma = (1,2 \pm 0,6) \text{ МэВ/с}^2$$

для данных рис.10а и

$$M_{pp} = (1903 \pm 1) \text{ МэВ/с}^2, \quad \Gamma = (6,0 \pm 0,3) \text{ МэВ/с}^2$$

$$M_{pp} = (1915 \pm 4) \text{ МэВ/с}^2, \quad \Gamma = (1,8 \pm 0,65) \text{ МэВ/с}^2$$

для данных рис.10б.

Указанные ширины резонансов получены без учета экспериментального разрешения в определении M_{pp} ; поскольку они - порядка погрешности метода, то можно считать, что ширина наблюдаемых резонансов ≤ 3 МэВ/с².

Если в системе двух протонов существуют резонансные состояния, они должны проявиться и в сечениях взаимодействия протонов при соответствующих энергиях. В работе /25/ был проведен анализ существующих данных по сечениям pp-взаимодействий вплоть до кинетической энергии $T_{кин} = 300$ МэВ и замечено, что зависимость сечения от энергии имеет немонотонности и выбросы, в частности, значительный выброс при $T_{кин} = 54$ МэВ находится в соответствии с наблюдаемым нами пиком при $M_{pp} = 1903$ МэВ/с².

Следует отметить, что значения масс найденных в настоящей работе двух новых кандидатов в дибарионные резонансы находятся в хорошем согласии с предсказаниями ротационной модели Мак-Грегори /26/.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы настоящей работы могут быть кратко сформулированы следующим образом.

1. Нуклонные кластеры, образующиеся в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений, характеризуются универсальными свойствами по двум параметрам подобия: масштабнo-инвариантному b_k и масштабнo-инвариантному x_k , то есть распределения протонов в кластерах по этим переменным для одного и того же ядра-мишени не зависят от типа налетающей частицы и ее энергии в интервале $4 \div 40$ ГэВ. Эти данные подтверждают вывод о существовании первой промежуточной асимптотики^{/27/}.

2. В α C- и CС-взаимодействиях при импульсе $4,2$ ГэВ/с на нуклон впервые выделены два типа нуклонных кластеров, различающихся своими свойствами. Один из них характеризуется температурой $\langle T \rangle_1 = 70 \pm 5$ МэВ, другой - температурой $\langle T \rangle_2 = 120 \pm 10$ МэВ и связан, по-видимому, с многонуклонными столкновениями ядер^{/11/}.

3. В углерод-углеродных взаимодействиях обнаружены азимутальные корреляции между однозарядными стриппинговыми фрагментами релятивистских ядер углерода, вероятной причиной возникновения которых является эффект "отскока" остаточного фрагментирующего ядра. Предсказываемые в рамках каскадно-испарительной модели азимутальные корреляции для стриппинговых частиц качественно отличаются от наблюдаемых на эксперименте.

4. В спектрах эффективных масс двух протонов из pC-, α C-, α C- и CС-взаимодействий с вылетом одного протона в заднюю полусферу в л.с.к. наблюдаются узкие (с шириной несколько МэВ/с²) резонансные пики при массах (1903 ± 1) МэВ/с² и (1915 ± 4) МэВ/с².

Имеется указание на существование новых резонансов с массами около 1934 МэВ/с² и 1970 МэВ/с².

В заключение авторы благодарят группу лаборантов ЛВЭ и ЛВТА за участие в обработке फिल्मовой информации с пропановой камеры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. - в сб.: "Краткие сообщения по физике" № 1; ФИАН, 1971, с.35; ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.
2. Baldin A.M. et al. - In.: Proc. Rochester Meeting APS/DFF, 1971, p131.
3. Балдин А.М. - ДАН СССР, 1975, т.222, № 5, с.1064.
4. Baldin A.M. - Nucl.Phys., 1985, A434, p.695C.

5. Балдин А.М., Диденко Л.А. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
6. Ахабабян Н. и др. - ОИЯИ 1-12114, Дубна, 1979.
7. Ангелов Н. и др. - ОИЯИ 1-12424, Дубна, 1979.
8. Гаспарян А.П. и др. - ОИЯИ 1-80-778, Дубна, 1980.
9. Армутлийски Д. и др. - ЯФ, 1987, 45, с.1047.
10. Армутлийски Д. и др. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 4[24]-87, Дубна, 1987, с.5.
11. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-88-331, Дубна, 1988.
12. Балдин А.М., Балдин А.А. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 17-86, Дубна, 1986, с.19.
13. Баренблат Г.И. "Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика". Л.: Гидрометеиздат, 1982.
14. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
15. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-87-252, Дубна, 1987; ЯФ, 1988, т.48, с.955.
16. Toneev V.D., Gudima K.K. - Nucl.Phys., 1983, A400, 173C.
17. Azimov S.A. et al. - Nucl.Phys., 1984, A412, p.534.
Банник Б.П. и др. - ОИЯИ, P1-87-631, P1-87-546, Дубна, 1987.
18. Глаголев В.В. и др. - ОИЯИ, E1-83-59, Дубна, 1983.
19. Байрамов А.А. и др. - ЯФ, 1984, 39, с.441.
Абдинов О.Б. и др. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 15-85, Дубна, 1985, с.34.
20. Азимов С.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.316; ЯФ, 1985, 42, с.913.
21. Агакишиев Г.Н. и др. - ОИЯИ, P1-84-551, Дубна, 1984.
22. Ермаков К.Н. и др. - ЛИЯФ, № 1089, Ленинград, 1985.
23. Siemiarczuk T. et al. - Phys.Lett., 1983, 128B, p.367.
24. Троян Ю.А. и др. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 13-85, Дубна, 1985, с.12.
25. Троян Ю.А. - ОИЯИ, P2-86-35, Дубна, 1986; ОИЯИ, D1-88-239, Дубна, 1988.
26. Massregor M. - Phys.Rev., 1979, D20, p.1616.
27. Балдин А.М. и др. - в сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2[22]-87, Дубна, 1987, с.4.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1988 года.