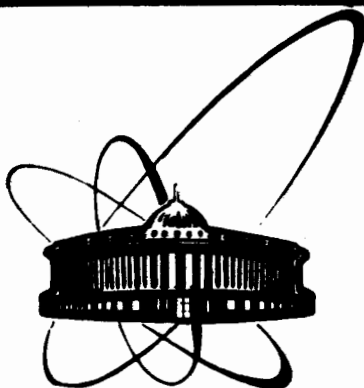


88-331



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 202

P1-88-331 e  
+

А.М.Балдин, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,  
А.А.Кузнецов

АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА  
БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $p$ -,  $d$ -,  $He$ -,  $C$ -  
И  $\pi^-$ -ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА  
В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ  
4÷40 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение методов теории подобия оказалось исключительно эффективным в механике сплошных сред, в теории диффузии и в целом ряде задач, описываемых нелинейными уравнениями нескольких переменных.

В физике элементарных частиц широко применяются законы подобия, обусловленные размерными соображениями в области  $\vec{P}_1^2 \gg m_1^2$ , где  $\vec{P}_1$  - трехмерные импульсы частиц, а  $m_1$  - их массы. Автомодельность при этом возникает как требование инвариантности распределений вторичных частиц /сечений/ при преобразовании  $\vec{P}_1 \rightarrow \lambda \vec{P}_1$ , что приводит к зависимостям сечений только от отношений импульсных переменных. Однако условие  $\vec{P}_1^2 \gg m_1^2$  сильно суживает область применимости идей автомодельности, так как в адронных столкновениях в подавляющем большинстве случаев рождаются частицы как с большими, так и с малыми импульсами. Используемый нами подход к множественным процессам позволяет сформулировать принцип автомодельности в самом общем виде и получить ряд следствий о предельных асимптотических состояниях адронной материи.

Решение называется автомодельным /самоподобным/, если оно не зависит от каких-либо определяющих параметров, а зависит только от их комбинаций, например от отношения импульсных переменных, а не от самих импульсов. При этом число независимых переменных задач уменьшается, что существенно облегчает исследование. Размерные соображения /так называемая П-теорема/ позволяют устранить переменные, обладающие независимой размерностью, и перейти к безразмерным переменным. Если задача обладает симметрией, то переход к переменным, инвариантным по отношению к соответствующей группе преобразований, также существенно уменьшает число независимых переменных.

Для описания множественных процессов мы используем релятивистски-инвариантные безразмерные величины<sup>6/</sup> :

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

Здесь  $P_i, P_k$  - четырехимпульсы, а  $m_i, m_k$  - массы рассматриваемых частиц. Релятивистски-инвариантные распределения веро-

ятностей /сечения/  $W$  зависят только от величин  $b_{ik}$ . Помимо уже использованных соображений размерности и инвариантности мы используем еще гипотезу о том, что при стремлении некоторых  $b_{ik}$  к бесконечности сечения обладают определенным /искомым/ асимптотическим поведением. Математически используемый нами принцип автомодельности формулируется следующим образом<sup>/5/</sup>:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\beta k}, b_{\alpha\beta}, \dots) \Big|_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} = \frac{1}{b_{\alpha\beta}^m} W^1(b_{\alpha k}, x_k = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}, \dots). \quad /2/$$

$W^1$  очевидно не зависит от  $b_{\alpha\beta}$  и обладает по этой переменной автомодельностью. Такая автомодельность не обусловлена соображениями размерности или групповыми соображениями. Она называется автомодельностью второго рода<sup>/12/</sup>, а соответствующие асимптотики - промежуточными асимптотиками. Величина  $m$  может быть числом, а может быть функцией аргументов  $W^1$ . Определение  $m$  из моделей и уравнений - задача более простая, чем отыскание общих решений при полном наборе независимых величин /определяющих параметров/. Величины  $b_{ik}$ , составляющие треугольник /то есть соединяющие 3 точки  $V_\alpha, u_k$  и  $V_\beta$ /, не являются полностью независимыми: при  $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$  одна из двух других сторон:  $b_{\alpha k}, b_{\beta k}$  должна также стремиться к бесконечности. Смысл выражения /2/ заключается в том, что сечения  $W$  не должны зависеть от бесконечных величин, но могут зависеть от их отношений, имеющих конечную величину.

Пространство четырехскоростей является линейным. Это позволяет образовывать суммы  $\sum_1 u_i$  и на этой основе выделять группы точек, близко расположенных друг к другу, - кластеры. Центр кластера - средняя точка определяется как

$$V_\alpha = \frac{\sum_1 u_i}{\sqrt{(\sum_1 u_i)^2}}.$$

Кластеры оказываются изолированными универсальными системами благодаря еще одному общему принципу - принципу ослабления корреляций<sup>/4/</sup>.

Этот принцип был проверен и получил экспериментальное подтверждение. В работах<sup>/1-3/</sup> с помощью описанного подхода было показано, что в релятивистских ядерных столкновениях образуются барионные кластеры, соответствующие предельному асимпто-

тическому состоянию возбужденной материи. Свойства этих кластеров подобны свойствам кварковых струй, образующихся в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Изучение кластеров дает возможность всесторонне проверить принципы ослабления корреляций и автомодельности. Как видно из формулы /2/, существует не один параметр подобия /как это имеет место в случае справедливости масштабной инвариантности/, а минимум 2. Один из них является масштабно-инвариантной величиной  $x_k$ , а другой - масштабно-неинвариантной  $b_{\alpha k}$ .

В работах<sup>/1-3/</sup> изучалась универсальность свойств распределений 4-мерных барионных кластеров по одному из параметров подобия  $b_{\alpha k}$  - квадрату четырехскорости протонов относительно центра кластера  $V_\alpha$ :

$$b_{\alpha k} = -(V_\alpha - u_k^a)^e \equiv b_k. \quad /3/$$

В данной работе представлен более широкий анализ свойств барионных кластеров, образующихся в промежуточной области релятивистских ядерных взаимодействий  $p, d, He, C$  и  $\pi^-$ -частиц с ядрами углерода в интервале энергий  $4 \div 40$  ГэВ/с на нуклон.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Данные получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке протонов и ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ и в пучке пионов на ускорителе ИФВЭ /Протвино/. Методические особенности экспериментов описаны в работах<sup>/7,8/</sup>. Статистика событий приведена в табл.1. Здесь необходимо отметить следующие методические особенности. Нижняя граница, начиная с которой регистрировались протоны в камере, составляет  $P_{\text{лаб}} \approx 150$  МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно отличить от  $\pi^+$ -мезонов до значений импульсов  $P_{\text{лаб}} \approx 800$  МэВ/с.

Положительные однозарядные частицы с  $P_{\text{лаб}} > 800$  МэВ/с во взаимодействиях протонов и ядер с ядрами углерода считались протонами, а в  $\pi^+$ -взаимодействиях -  $\pi^+$ -мезонами. Максимальная примесь  $\pi^+$ -мезонов среди положительных частиц в  $pC, dC, \alpha C$  и  $CC$ -событиях составляет ~12%. Примесь дейтронов ( $d$ ) и тритонов ( $t$ ) среди медленных протонов с  $P_{\text{лаб}} < 800$  МэВ/с, по различным оценкам<sup>/9,10/</sup>, составляет  $10 \div 15\%$ . В интервале импульсов  $1 < P_{\text{лаб}} < 2$  ГэВ/с дейтроны и тритоны отличаются от протонов по ионизации. В ядро-ядерных /HeC и CC/ столкновениях выделялись два кластера путем отыскания при минимизации суммы квадратов 4-скоростей вторичных протонов центров кластеров

Тип взаимодействий	Импульс пучка-вых частиц, ГэВ/с	$b_{II}$	Статистика
$p(C_3H_8)$	4,2	7,16	6207
$d(C_3H_8)$	4,2·A	7,16	8724
$\alpha(C_3H_8)$	4,2·A	7,16	3795
$C(C_3H_8)$	4,2·A	7,16	10199
$p(C_3H_8)$	10	19,4	2706
$\pi^-C$	40	570	8791

$V_\alpha$  и  $V_\beta$ . Другими словами, минимизировалась величина

$$A_2 = \min [ - \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_l (V_\beta - u_l^\beta)^2 ]. \quad /4/$$

В случае анализа  $pC$ - и  $dC$ -событий вместо второго кластера в области фрагментации пучка рассматривалась в основном одна положительно заряженная частица, то есть вклад второго члена в равенство /4/ был равен нулю.

Спектаторные ( $P_{лаб} \leq 250$  МэВ/с) и стриппинговые ( $P_{лаб} \geq 3$  ГэВ/с и  $\theta^\circ \leq 1^\circ$ ) протоны из анализа исключались. Для нахождения величины  $A_2$  и выделения двух /или одного/ кластеров в каждом событии с множественностью отобранных протонов  $n_p \geq 4$  рассматривались все возможные разбиения  $n_p$  протонов на две группы. Считалось, что в событии образуются два кластера или 1 кластер и положительно заряженная частица, если расстояние между выделенными группами протонов в пространстве 4-скоростей  $b_{\alpha\beta}$  было больше 1, то есть

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

В противном случае выделенные кластеры считались неразделенными в пространстве 4-скоростей. Доля неразделенных событий с  $n_p \geq 4$  составила 32% в  $pC$ -взаимодействиях при  $p = 4,2$  ГэВ/с, 16% в  $pC$ -взаимодействиях при  $p = 10$  ГэВ/с, 22%, 12% и 14% в  $dC$ -,  $\alpha C$ - и  $CC$ -соударениях соответственно. В дальнейшем /см. разделы 3 и 5/ эти события рассматривались как один кластер, поскольку добавление их в общую статистику событий с разделенными кластерами не меняло в пределах ошибок эксперимента полученных распределений. Минимальная множественность протонов в кластерах составляла  $n_p = 2$ .

В данной работе изучались кластеры, образующиеся в области фрагментации ядра-мишени /то есть в области фрагментации  $C$ /.

Для их разделения использовались переменные  $x_{IC}$  и  $x_{IIC}$ , описанные в работе /1/, которые характеризуют долю четырех-импульса ядра-мишени или падающей частицы, уносимую кластером. Определяются эти переменные следующим образом:

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

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

В качестве величин  $m_I$  и  $m_{II}$  подставлялась масса протона  $m_I = m_{II} = m_p = 0,938$  МэВ. Поскольку количество взаимодействующих нуклонов ядра-мишени и налетающего ядра могло быть  $> 1$ , то величины  $x_{IC}$  и  $x_{IIC}$  могли принимать значения  $> 1$ .

Область больших значений  $x_{IIC}$  соответствует области фрагментации мишени, а больших  $x_{IC}$  -фрагментации налетающего ядра. В дальнейшем считалось, что если  $x_{IIC} > x_{IC}$ , то кластер образуется в области фрагментации мишени, а если  $x_{IC} > x_{IIC}$  - в области фрагментации пучка.

### 3. АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИНВАРИАНТНЫХ $F(b_k)$ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОТОНОВ В КЛАСТЕРАХ

Для изучения автомодельных свойств барионных кластеров анализировались инвариантные  $F(b_k)$  распределения протонов в них, которые можно записать следующим образом:

$$F(b_k) = \frac{1}{N} \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{dN}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad /8/$$

Эти распределения обладают тем замечательным свойством, что в системе покоя кластера  $\vec{V}_\alpha = 0$  средняя величина  $\langle b_k \rangle$ , получаемая из распределения /8/, однозначно связана со средней кинетической энергией протонов в кластере, которая обычно называется "температурой":

$$\langle b_k \rangle = \left\langle \frac{2E_k}{m_N} - 2 \right\rangle = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_N}. \quad /9/$$

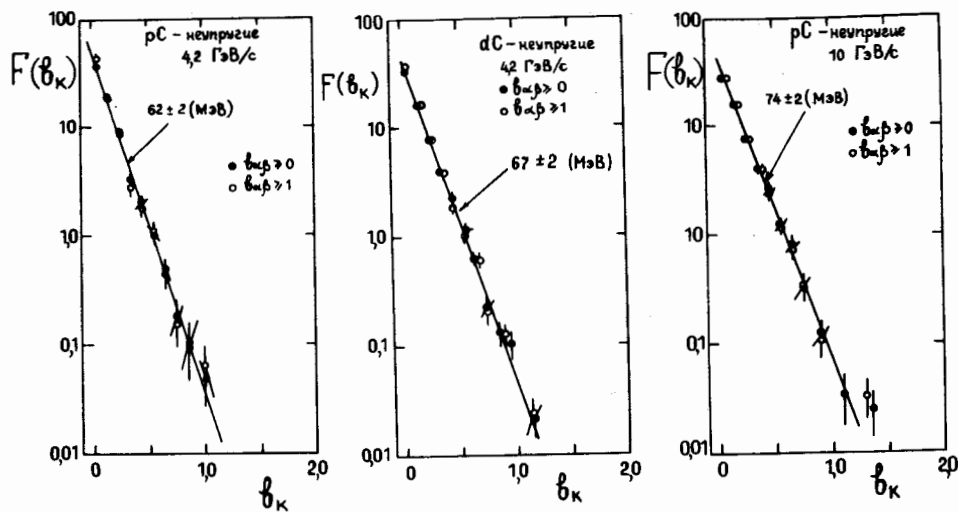


Рис.1. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов в кластере, образующихся в pC- и dC-взаимодействиях. Темные точки на графиках соответствуют pC- и dC-взаимодействиям с учетом событий, в которых все протоны рассматривались как один кластер. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

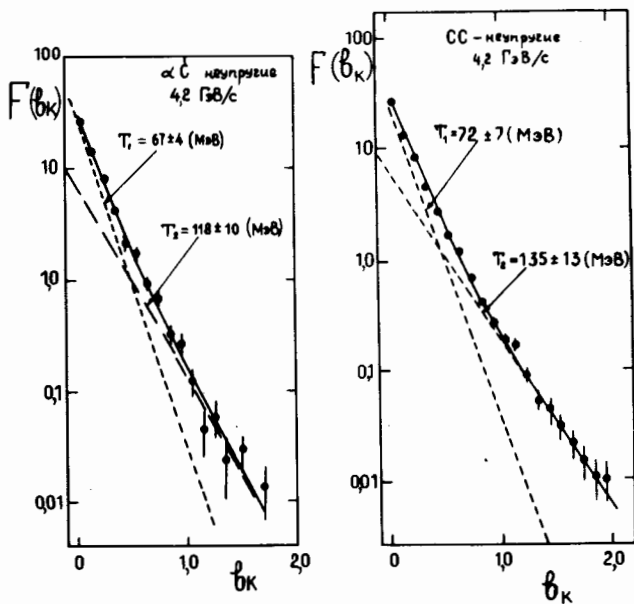


Рис.2. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов в кластерах, образующихся в  $\alpha C$ - и CC-взаимодействиях. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций.

В силу лоренц-инвариантности величины  $b_k$  это соотношение справедливо и в общем случае. Таким образом, анализируя распределения /8/ в различных реакциях, можно определить среднюю температуру протонов в кластерах.

Зависимости  $F(b_k)$ , полученные в эксперименте для pC-, dC-,  $\alpha C$ - и CC-взаимодействий, представлены на рис.1 и 2. Из рисунков видно, что в pC- и dC-событиях распределения протонов в кластерах по переменной  $b_k$  описываются экспоненциальной зависимостью

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) \quad /10/$$

со средними значениями  $\langle b_k \rangle_1 = 0,13$  /для pC-/ и  $0,15$  /для dC-событий/. Результаты аппроксимации приводятся в табл.2. Эти величины соответствуют средней температуре протонов  $\langle T_k \rangle_1 = 62$  и  $74$  МэВ. В табл. 2 приводятся статистические ошибки в параметрах  $\langle b_k \rangle$  и  $\langle T_k \rangle$ ; систематические ошибки, связанные с погрешностями в идентификации положительных частиц, составляют  $\sim 10\%$ .

В  $\alpha C$ - и CC-событиях зависимость  $F(b_k)$  можно описать выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + a_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2), \quad /11/$$

со средними значениями  $\langle b_k \rangle_1$  и  $\langle b_k \rangle_2$ , отличающимися друг от друга почти в 2 раза /табл.2/. Полученный результат говорит о том, что в ядро-ядерных столкновениях наблюдается образова-

Таблица 2  
Средние характеристики протонов в кластерах

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

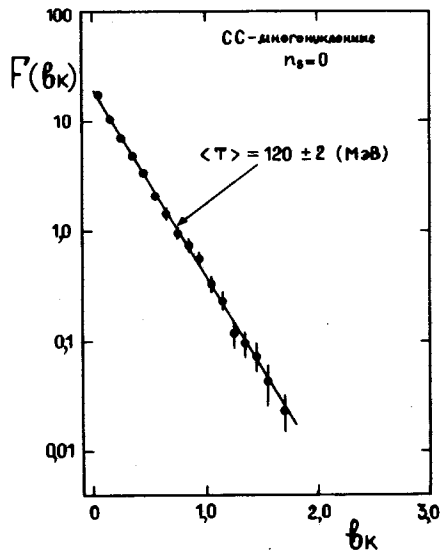


Рис.3. Инвариантная функция  $F(b_k)$  для протонов в кластерах, образующихся в многокучковых СС-столкновениях. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

ние кластеров двух типов: один из них (I) имеет температуру  $\langle T_k \rangle_1 = 67 \div 72$  МэВ, такую же, как кластеры, образующиеся в pC- и dC-соударениях, а другой (II) имеет более высокую температуру:  $\langle T_k \rangle_2 = 118 \div 135$  МэВ.

Анализ зависимости  $F(b_k)$  для многокучковых СС-взаимодействий<sup>11/</sup> показал, что здесь обра-

зуются в основном кластеры с температурой  $\langle T_k \rangle = 120$  МэВ /рис. 3/.

Таким образом, совокупность полученных нами результатов о свойствах инвариантных  $F(b_k)$  распределений протонов в кластерах обнаруживает, что в релятивистских ядро-ядерных столкновениях образуются барионные кластеры двух типов, различающиеся между собой значениями средней кинетической энергии протонов в их системе покоя /температурой/. При этом рождение высокотемпературных кластеров связано, по-видимому, с многокучковыми столкновениями.

#### 4. АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИНВАРИАНТНЫХ $F(x_k)$ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОТОНОВ В КЛАСТЕРАХ

Переменная  $x_k$  для протонов из кластера  $\alpha$  определяется отношением

$$x_k^{\alpha} = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}} \equiv x_k, \text{ где } b_{\beta k} = -(V_{\beta} - u_k^{\alpha})^2. \quad /12/$$

Нетрудно показать, что в системе покоя кластера  $\vec{V}_{\alpha} = 0$  переменная  $x_k$  переходит в известную переменную светового фронта  $x_k^{\alpha} = u_{k0}^{\alpha} - u_{kz}^{\alpha}$  при достаточно больших  $b_{\alpha\beta}$ . Здесь ось  $z$  определяет направление линии, соединяющей центры кластеров  $V_{\alpha}$

и  $V_{\beta}$  в 3-мерном пространстве. Отсюда следует, что зависимость инвариантной функции  $F$  от переменной  $x_k$  означает зависимость от направления отрезка, соединяющего центры кластеров  $V_{\alpha}$  и  $V_{\beta}$ . Это, в свою очередь, означает, что изолированная система /кластер/ должна распадаться анизотропно по отношению к указанному направлению в системе покоя кластера.

Инвариантная функция  $F(x_k)$  представляется следующим образом:

$$F(x_k) = \frac{2}{m_N^2 b_{\alpha\beta}} \int \frac{1}{\sqrt{x_k b_{\alpha\beta} + (x_k b_{\alpha\beta})^2/4}} \frac{d\sigma}{dx_k d\Omega} d\Omega. \quad /13/$$

Полученные в эксперименте зависимости  $F(x_k)$  /нормированные на сечения/ для pC-, dC-, aC- и СС-взаимодействий представлены на рис.4. Из рисунка можно видеть, что зависимости  $F(x_k)$  для pC- и dC-взаимодействий совпадают в пределах ошибок эксперимента в интервале энергий  $4 \pm 10$  ГэВ. Для aC- и СС-столкновений эти функции также одинаковы, но несколько шире, чем в pC- и dC-соударениях. Последнее обстоятельство является отражением существования в aC- и СС-событиях барионных кластеров с более высокой, чем в pC- и dC-взаимодействиях, температурой.

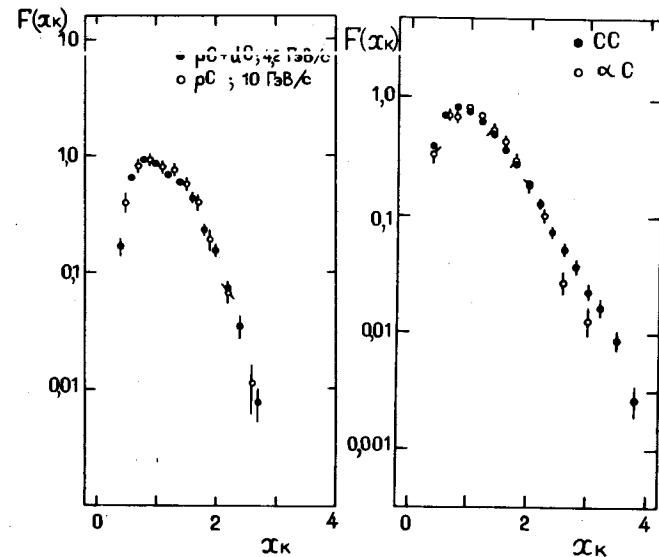


Рис.4. Инвариантные функции  $F(x_k)$  для протонов в кластерах, образующихся в pC-, dC-, aC- и СС-столкновениях.

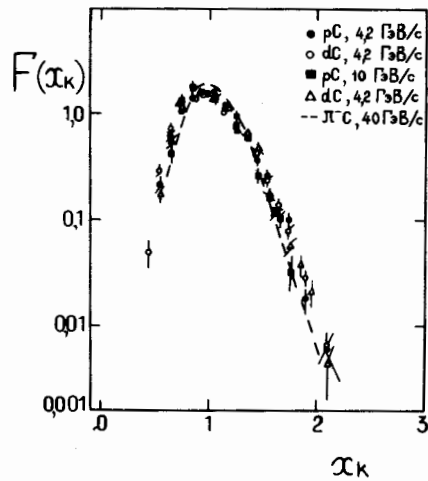


Рис.5. Инвариантные функции  $F(x_k)$  для протонов с импульсом  $0,30 \leq P_{\text{лаб}} \leq 0,8$  ГэВ/с в различных типах взаимодействий.

Чтобы сравнить полученные зависимости  $F(x_k)$  для барионных кластеров с данными для  $\pi$ -С-столкновений при импульсе 40 ГэВ/с из-за методических особенностей экспериментов использовался упрощенный метод определения характеристик кластеров. Аналогично работе /1/ отбирались протоны в интервале импульсов  $250 \pm$

$\pm 800$  МэВ/с. Для таких групп протонов с множественностью  $n_p \geq 2$  находился центр кластера  $V_\alpha$ . Переменная  $x_k$  приблизительно определялась следующим образом:  $x_k = b_{Ik} / b_{I\alpha}$ .

Здесь индекс I относится к налетающей частице, и, следовательно, переменные  $b_{Ik}$  и  $b_{I\alpha}$  вычислялись согласно формулам

$$b_{Ik} = -(u_i - u_k^\alpha)^2; \quad b_{I\alpha} = -(u_i - V_\alpha)^2. \quad /14/$$

Полученные зависимости  $F(x_k)$  для протонов в кластерах во всех рассматриваемых типах взаимодействий представлены на рис.5. В случае  $\alpha$ С- и СС-соударений отобранные таким образом протоны относились к кластерам типа I. Из рисунка можно видеть, что все распределения совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Совместно с данными работ /1-3/ это означает, что выделенные барионные кластеры обладают универсальными свойствами по двум релятивистски-инвариантным параметрам  $x_k$  и  $b_k$  независимо от типа взаимодействия и его энергии в интервале  $4 \div 40$  ГэВ/с.

### 5. ИНВАРИАНТНЫЕ $F(b_{IIc})$ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛАСТЕРОВ ОТНОСИТЕЛЬНО ЯДРА-МИШЕНИ

Для изучения особенностей образования кластеров обоих типов анализировались зависимости инвариантного сечения  $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$  от переменной  $b_{IIc}$ , где  $b_{IIc} = -(V_\alpha - u_{II})^2$ , индекс II, как и в предыдущих работах /1-3/, относится к ядру-мишени. Функция  $F(b_{IIc})$  записывается аналогично /8/. Полученные в эксперименте зависимо-

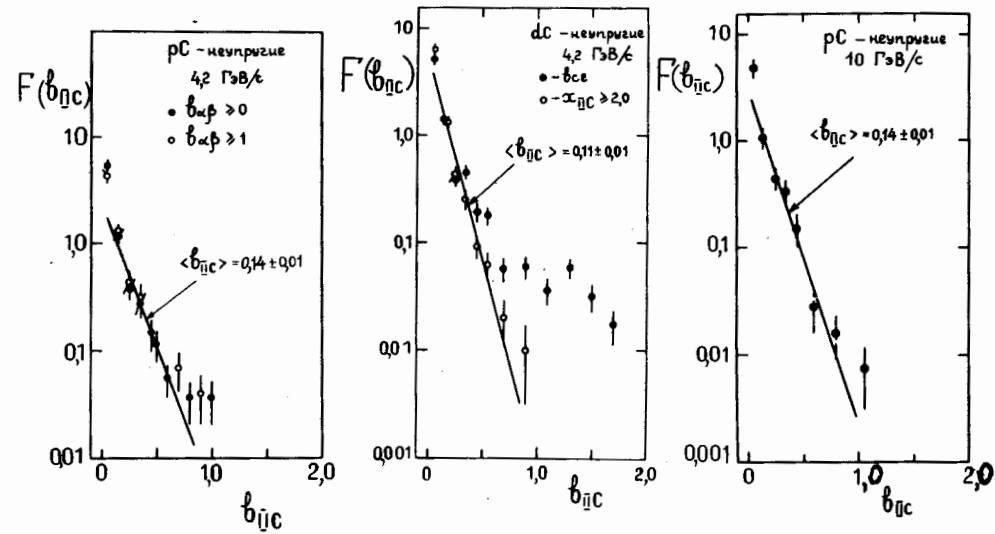


Рис.6. Инвариантные функции  $F(b_{IIc})$  для протонных кластеров, образующихся в pC- и dC-взаимодействиях. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

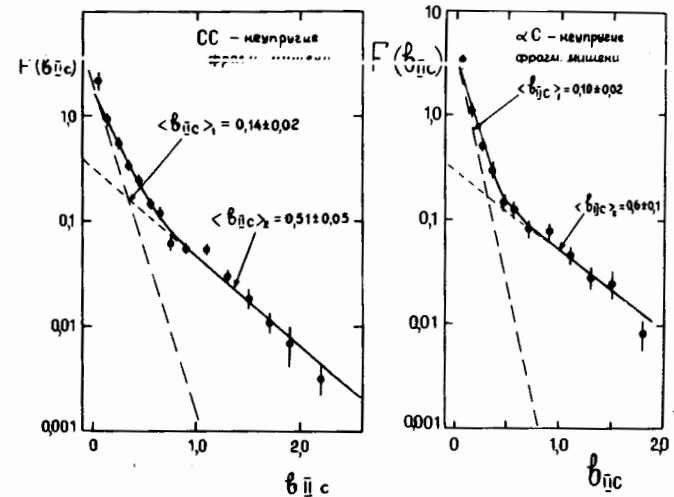


Рис.7. Инвариантные функции  $F(b_{IIc})$  для протонных кластеров, образующихся в  $\alpha$ С- и СС-взаимодействиях. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций.

сти  $F(b_{\text{ПС}})$  для барионных кластеров, образующихся в области фрагментации мишени в pC-, dC-,  $\alpha$ C- и CC-взаимодействиях, показаны на рис.6 и 7. Темные точки на графике для pC-событий при  $P = 4,2$  ГэВ/с представляют функцию  $F(b_{\text{ПС}})$ , полученную с учетом событий, в которых величина  $b_{\alpha\beta}$  оказалась меньше 1 и все протоны рассматривались как один кластер. Светлые точки - функция  $F(b_{\text{ПС}})$  для событий с  $b_{\alpha\beta} \geq 1$ . Как видно из рисунка, добавление событий с  $b_{\alpha\beta} < 1$  в общую статистику анализируемых взаимодействий не изменяет полученных зависимостей. По-видимому, эти события соответствуют такому случаю, когда в области фрагментации первичного протона образуются одна или две нейтральные частицы, а в области фрагментации ядра углерода - кластер. Функция  $F(b_{\text{ПС}})$  для pC-взаимодействий при  $P = 4,2$  ГэВ/с описывается экспоненциальной зависимостью

$$F(b_{\text{ПС}}) = c_1 \exp(-b_{\text{ПС}} / \langle b_{\text{ПС}} \rangle_1) \quad /15/$$

со средним значением  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,01$ . Для pC-событий при  $P = 10$  ГэВ/с и dC-взаимодействий приводятся зависимости  $F(b_{\text{ПС}})$  при более жестких условиях отбора кластеров  $x_{\text{ПС}} \geq 2$ , так как проанализировать распределение в области  $b_{\text{ПС}} > 1$  из-за малой статистики не представляется возможным.

Представленные распределения  $F(b_{\text{ПС}})$  для pC- и dC-взаимодействий можно аппроксимировать экспоненциальной функцией /15/ со средними значениями  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$ , равными  $0,11 \pm 0,01$  и  $0,14 \pm 0,01$  для dC- и pC (10 ГэВ/с)-взаимодействий соответственно.

Для  $\alpha$ C- и CC-столкновений зависимости  $F(b_{\text{ПС}})$  для барионных кластеров, образующихся в области фрагментации мишени, можно описать выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(b_{\text{ПС}}) = c_1 \exp(-b_{\text{ПС}} / \langle b_{\text{ПС}} \rangle_1) + c_2 \exp(-b_{\text{ПС}} / \langle b_{\text{ПС}} \rangle_2). \quad /16/$$

Значения параметров, полученные при аппроксимации экспериментальных данных, приведены в табл.3. Как видно из таблицы, величина первого параметра  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$  в пределах ошибок совпадает со значением  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$  для pC- и dC-соударений. В работе /6/ показано, что для  $\pi$ -C-столкновений при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с величина  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$  тоже приблизительно равна 0,11. Величина второго параметра  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_2 = 0,5 \div 0,6$  значительно больше  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$ . Вклад второго члена в функцию /16/ невелик и составляет всего лишь 6% и 13% для  $\alpha$ C- и CC-взаимодействий соответственно.

Полученные данные наводят на мысль о том, что два типа кластеров с различной температурой имеют различное распределе-

Таблица 3

Значения параметров

Тип взаимодействия	Энергия ГэВ/с	$C_1$	$\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1$	$C_2$	$\langle b_{\text{ПС}} \rangle_2$
pC	4,2	1	$0,14 \pm 0,02$	-	-
dC	4,2·A	1	$0,11 \pm 0,01$	-	-
$\alpha$ C	4,2·A	$0,94 \pm 0,13$	$0,10 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,01$	$0,6 \pm 0,1$
CC	4,2·A	$0,87 \pm 0,14$	$0,14 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,04$	$0,51 \pm 0,05$
pC	10	1	$0,14 \pm 0,01$	-	-

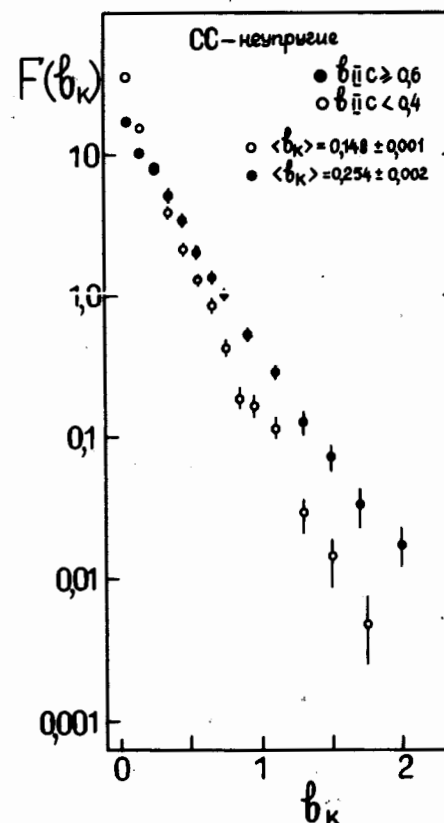


Рис.8. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров с различной величиной  $b_{\text{ПС}}$ , образующихся в CC-взаимодействиях.

ние по 4-мерным скоростям относительно ядра-мишени. Для проверки этого предположения были построены функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров с различными значениями переменной  $b_{\text{ПС}}$ :  $b_{\text{ПС}} \geq 0,6$  и  $b_{\text{ПС}} < 0,4$ .

Полученные зависимости  $F(b_k)$  в CC-взаимодействиях показаны на рис.8. Как видно из рисунка, кластеры с  $b_{\text{ПС}} > 0,6$  характеризуются большим средним значением  $\langle b_k \rangle = 0,254 \pm 0,002$ , а следовательно, и температурой  $\langle T_k \rangle$  входящих в них протонов.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что нуклонные кластеры с различной температурой характеризуются различным распределением относительно ядра-мишени в пространстве 4-скоростей. Нуклонные кластеры с температурой  $\langle T_k \rangle_1 = 60 \div 70$  МэВ характеризуются средним значением 4-скорости относительно ядра-мишени  $\langle b_{\text{ПС}} \rangle_1 = 0,11 \div 0,14$ . Эта



величина, как было показано раньше, так же как и средняя температура кластера и переменная  $\langle x_k \rangle$ , не зависит ни от типа взаимодействия, ни от его энергии в интервале  $4 \div 40$  ГэВ/с.

Полученный результат следует рассматривать как проявление автомодельности по малому масштабно-неинвариантному параметру  $b_{\Pi C}$ .

Нуклонные кластеры с более высокой температурой  $\langle T_k \rangle = 130$  МэВ характеризуются большей величиной 4-скорости относительно мишени  $\langle b_{\Pi C} \rangle_2 = 0,5 \div 0,6$ . Свойства этих кластеров в зависимости от типа и энергии взаимодействия нуждаются в дальнейшем исследовании.

### 6. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК НУКЛОННЫХ КЛАСТЕРОВ

В данном разделе мы рассмотрим некоторые традиционные характеристики кластеров двух типов: распределения протонов в кластерах по поперечному импульсу относительно оси реакции, по быстрой  $y^*$  в системе NN-столкновения и угловые распределения в системе покоя кластеров. Разделение двух типов кластеров производилось с помощью переменной  $b_{\Pi C}$ : считалось, что в области  $b_{\Pi C} < 0,6$  в  $\alpha C$ - и  $CO$ -взаимодействиях преобладают кластеры с температурой  $\langle T_k \rangle_2 = 60 \div 70$  МэВ, а в области  $b_{\Pi C} > 0,6$  - кластеры с более высокой температурой:  $\langle T_k \rangle_2 = 120 \div 130$  МэВ.

На рис.9 показаны угловые распределения протонов в системе покоя кластеров типа I в  $pC$ -,  $dC$ -,  $\pi^-C$ - и  $CC$ -взаимодействиях.

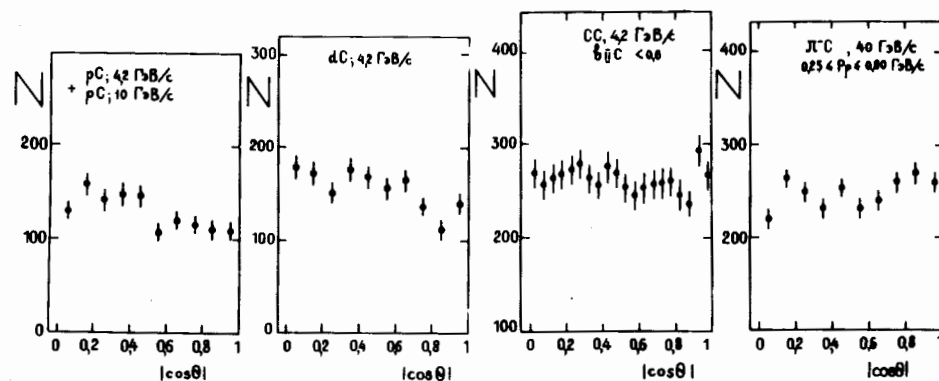


Рис.9. Угловые распределения протонов в системе покоя кластеров типа I, образовавшихся в  $pC$ -,  $dC$ -,  $\pi^-C$ - и  $CC$ -взаимодействиях.

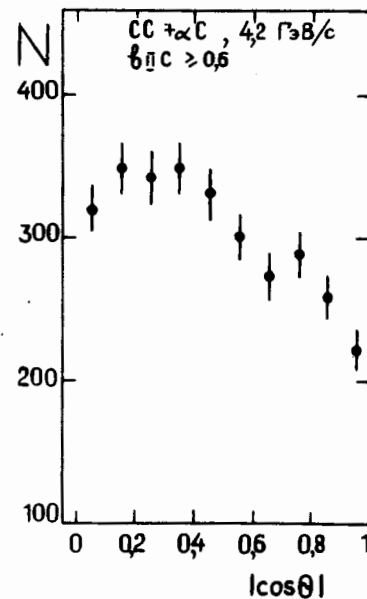


Рис.10. Угловое распределение протонов в системе покоя кластеров с температурой  $\langle T_k \rangle = 120 \div 130$  МэВ, образующихся в  $CC$ - и  $\alpha C$ -столкновениях.

Как видно из рисунка, эти распределения в пределах экспериментальных ошибок мало отличаются от изотропного. В кластерах типа II угловое распределение протонов в  $\alpha C$ - и  $CC$ -столкновениях /рис.10/ анизотропно.

Таким образом, кластеры с различной температурой характеризуются различным угловым распределением протонов в их системе покоя.

Распределение протонов по квадрату поперечного импульса относительно оси реакции  $P_{\perp}^2$  в кластерах обоих типов, образующихся в  $CC$ -взаимодействиях, приведены на рис.11. Из этого рисунка также видно, что кластеры с различной температурой характеризуются различным поведением в них протонов по поперечным импульсам: в кластерах с более высокой температурой протоны имеют большие значения поперечных импульсов ( $\langle P_{\perp}^2 \rangle = 0,51 \pm 0,05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>), чем в кластерах с низкой температурой ( $\langle P_{\perp}^2 \rangle = 0,254 \pm 0,005$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>). Аналогичная картина наблюдается и в  $\alpha C$ -столкновениях.

Таблица 4

Значения параметров

Тип взаимодействия	$A_1$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle_1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$A_2$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle_2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>
$\alpha C$ $b_{\Pi C} < 0,6$	$0,91 \pm 0,10$	$0,07 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,04$
$\alpha C$ $b_{\Pi C} \geq 0,6$	$0,73 \pm 0,12$	$0,21 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,09$
$CC$ $b_{\Pi C} < 0,6$	$0,89 \pm 0,11$	$0,10 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,02$
$CC$ $b_{\Pi C} \geq 0,6$	$0,80 \pm 0,08$	$0,29 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,06$

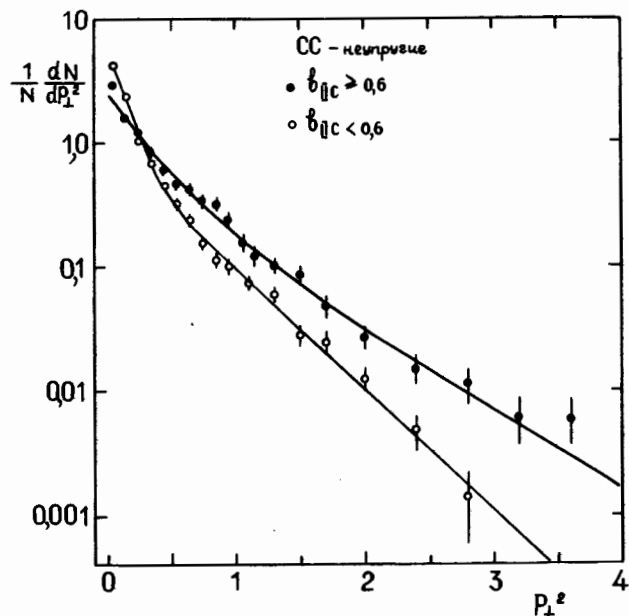


Рис.11. Распределения протонов по величине  $P_{\perp}^2$  в кластерах с различной температурой, образующихся в СС-взаимодействиях.

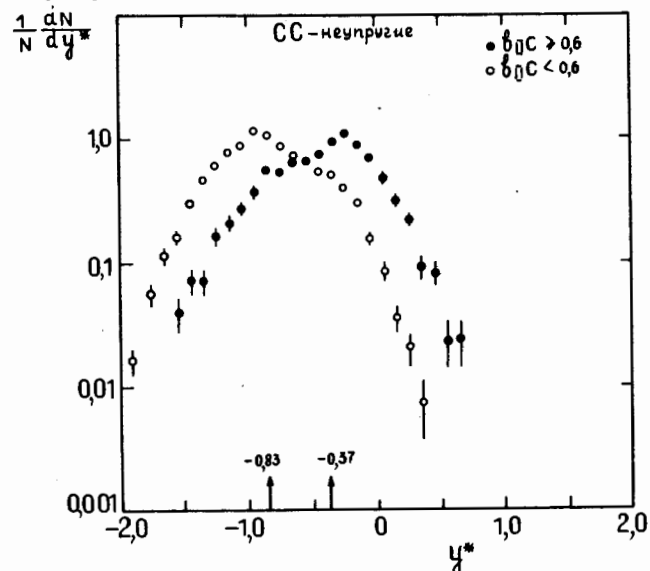


Рис.12. Распределения протонов из кластеров с различной температурой по быстроте  $y^*$  в с.ц.и. СС-столкновения.

Представленные распределения  $dN/dP_{\perp}^2$  можно аппроксимировать зависимостью, состоящей из суммы двух экспоненциальных функций:

$$f(P_{\perp}^2) = A_1 \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle_1) + A_2 \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle_2). \quad /17/$$

Значения параметров, полученные при аппроксимации, для  $\alpha$ С- и СС-событий приведены в табл.4. Как видно из таблицы, для высокотемпературных кластеров средние значения  $\langle P_{\perp}^2 \rangle_1$  и  $\langle P_{\perp}^2 \rangle_2$  существенно больше, чем для кластеров с температурой  $\langle T_k \rangle = 60 \div 70$  МэВ.

На рис.12 представлены распределения протонов в кластерах обоих типов, образующихся в СС-событиях, по быстроте  $y^*$ . Видно, что эти распределения также различны для кластеров с различной температурой. Кластеры с низкой температурой больше смещены в область фрагментации мишени  $\langle y^* \rangle = -0,83$ , чем кластеры с высокой температурой  $\langle y^* \rangle = -0,37$ . Аналогичная картина наблюдается и для  $\alpha$ С-взаимодействий. Следовательно, кластеры с более высокой температурой образуются ближе к центральной области /по быстроте/ ядро-ядерных взаимодействий.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, изучение свойств нуклонных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях показывает справедливость основных следствий принципа ослабления корреляций и принципа автомодельности, сформулированных в общем виде /5/.

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 для одного и того же ядра-мишени по этим переменным не зависят от типа налетающей частицы и ее энергии в интервале  $4 \div 40$  ГэВ. Эти данные подтверждают вывод /2/ о существовании первой промежуточной асимптотики.

2. В  $\alpha$ С- и СС-взаимодействиях при импульсе  $4,2$  ГэВ/с на нуклон впервые выделены два типа нуклонных кластеров, различающихся своими свойствами. Один из них характеризуется температурой  $\langle T_k \rangle_1 = 60 \div 70$  МэВ, малыми поперечными импульсами и изотропным в пределах ошибок угловым распределением протонов в системе покоя кластера. Другой - температурой  $\langle T_k \rangle_2 = 120 \div 130$  МэВ, анизотропным угловым распределением протонов и сравнительно большими поперечными импульсами.

В заключение авторы рады выразить свою благодарность сотрудничеству по обработке снимков с пропановой камеры за участие в получении экспериментального материала и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Армутлийски Д. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4/24/-87. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.
2. Балдин А.М. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №2/22/-87. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.4.
3. Didenko L.A., Grishin V.G., Kuznetsov A.A. JINR, E1-87-829, Dubna, 1987.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №3/23/-87. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.
5. Балдин А.М., Балдин А.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №17-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.19.
6. Baldin A.M. - Nucl.Phys. 1985, A434, p.695C.
7. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979; Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979; Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
8. BBCDSSTTU-BW Collaboration. - Phys.Lett., 1972, v.39B, p.371; Ангелов Н.С. и др. - ЯФ, 1977, т.25, с.1013.
9. Advasevich V.P. IAF-3913/2, Moscow, 1984, IAF-4148/2, Moscow, 1985.
10. Malfliet R. et al. - Phys.Rev.C., 1985, v.31, p.1275.
11. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, P1-82-536, Дубна, 1982.
12. Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 мая 1988 года.

Балдин А.М. и др.

P1-88-331

Автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях  $p^-$ ,  $d^-$ ,  $He^-$ ,  $C^-$  и  $\pi^-$ -частиц с ядрами углерода в интервале импульсов  $4-40$  ГэВ/с на нуклон

Свойства барионных кластеров, образующихся во взаимодействиях  $p^-$ ,  $d^-$ ,  $He^-$ ,  $C^-$  и  $\pi^-$ -частиц с ядрами углерода, изучаются с целью экспериментальной проверки принципа ослабления корреляций и принципа автомодельности второго ряда, сформулированных в релятивистски-инвариантном подходе. Показано, что барионные 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 для одного и того же ядра-мишени по этим переменным не зависят от типа налетающей частицы и ее энергии в интервале  $4-40$  ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Baldin A.M. et al.

P1-88-331

Automodel Properties of Baryon Clusters in Interactions of  $p^-$ ,  $d^-$ ,  $He^-$ ,  $C^-$  and  $\pi^-$ -Particles with Carbon Nuclei within  $4-40$  GeV/c per Nucleon Momentum Interval

The properties of baryon clusters produced in interactions of  $p^-$ ,  $d^-$ ,  $He^-$ ,  $C^-$  and  $\pi^-$ -particles with carbon nuclei are studied for the experimental correction of properties of the correlation depletion and those of the second range automodelity formulated in the relativistic invariant approach. It is shown that baryon clusters produced in the intermediate region of relativistic nuclear interactions are characterized by universal properties over two similar parameters: scale invariant  $b_k$  and scale invariant  $x_k$ , i.e. proton distributions in clusters for the same nuclear target on these variables depend neither on the type of the projectile not on its energy within the  $4-40$  GeV interval.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.