

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПАДА КЛАСТЕРОВ

Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо

Проведен анализ зависимости энергетических характеристик распада кластеров от их быстроты, множественности. Выяснилось, что температуры распада кластеров зависят от их быстрот с масштабом изменения $\sim 100\%$. Наибольшие температуры связаны с кластерами из центральной области по шкале быстрот и кластерами, в которых образуются кумулятивные пионы. Для анализа использовались данные по π^- -С- и π^- -р-взаимодействиям ($P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с), рС-взаимодействиям ($P_p = 10$ ГэВ/с) и рС-, dС-, α С-, СС-столкновениям (при 4,2 ГэВ/с на нуклон), найденным на снимках с двухметровой пропановой камеры.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Clusterization in Processes of Multiple Particle Production on Nuclei. Energy Characteristics of Cluster Decay

N.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo

The dependence of energy characteristics of cluster decay on their rapidity, particle multiplicity in them and the type of interaction has been analysed. In particular, the temperatures of cluster decay turn out to be dependent of their rapidity with the scale change $\sim 100\%$. The highest temperatures are connected with both clusters from the central domain on the scale of rapidity and clusters where cumulative pions are produced. The data on π^- -С- and π^- -p-interactions ($p_{\pi^-} = 40$ GeV/c), pС-interactions ($p_p = 10$ GeV/c) and pС-, dС-, α С-, СС-collisions (at 4.2 GeV/c per nucleon) found in the pictures from the 2-m propane bubble chamber were used.

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

Продолжено изучение процессов кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих ядерных столкновениях. Опубликованные ранее данные^{1,2} по общим характеристикам кластеров в настоящей работе дополнены анализом энергетических особенностей распада кластеров в зависимости от быстроты кластера, его состава, характера сталкивающихся ядер и т.д. Эти особенности представляются нам наиболее существенными в явлении кластеризации вторичных частиц, поскольку они оказываются связанными как с характером образования кластеров (фрагментация мишени, налетающего, центральная область), так и с его последующей судьбой (временем жизни, взаимодействий с ядром и пр.).

Методика выделения кластеров^{1,2} основана на использовании в пространстве переменных $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$ алгоритма "минимально разветвленного дерева" с последующей процедурой итераций, в которой анализировалась степень сгущения частиц в этом пространстве. Здесь m_i, m_k — масса i, k -частиц, m_0 — атомная единица массы, $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$ (u_i, u_k — четырехскорости частиц).

При использовании этой методики возможны случаи, когда в кластеры группируются все заряженные частицы события. В отличие от данных, опубликованных в¹, эти случаи были исключены из рассмотрения. Кроме того, при анализе особенностей кластеров не вводились ограничения на их быстроты*.

Энергетические особенности распада кластеров изучались при помощи структурных функций $F(T_k) \equiv E(d^3 \sigma / dp^3)$, где T_k — кинетическая энергия рассматриваемой частицы в системе покоя кластера. В анализе использовался набор данных по π^- -С- и π^- -р-взаимодействиям при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (8791 и 17000 событий соответственно), по рС-взаимодействиям при $P_p = 10$ ГэВ/с (8308 событий), а также данные по рС-, dС-, аС- и СС-столкновениям при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон (25880 событий), найденным на снимках с 2-метровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Методические подробности обработки и анализа событий можно найти в работах³⁻⁶. Кроме всего прочего, эти данные позволяют проследить зависимость характеристик кластеров от энергии столкновения. Отдельно рассмотрена кластеризация в событиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных адронов (π -мезонов и протонов).

*Отметим, что с этими двумя обстоятельствами связаны небольшие отличия в полученных результатах в сравнении с опубликованными данными¹.

Кластеризация во всех неупругих взаимодействиях

Рассмотрим результаты из серии облучения пропановой камеры пучком π^- -мезонов с $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. Они дают возможность, в частности, сравнивать процессы кластеризации в элементарном акте (π^-p -столкновения) и во взаимодействиях первичных π^- -мезонов с ядром углерода. Структурные функции $F(T_k)$ всех частиц в кластерах, выделенных в этих двух группах взаимодействий, приведены на рис.1. Кластеры разбиты на группы по их быстротам в ЛСК ($Y_{кл}$) с шагом $\Delta Y_{кл} = 0,3$.

Распределения имеют довольно сложную структуру, зависящую от быстроты кластеров. Если характеризовать их экспоненциальными зависимостями типа:

$$F(T_k) = \alpha_1 [\exp(-T_k/T_0)]_1 + \alpha_2 [\exp(-T_k/T_0)]_2 + \dots, \quad (1)$$

то видно, что в области фрагментации мишени ($Y_{кл} \approx 0,0$) как для π^-C -, так и для π^-p -взаимодействий проявляется только одна быстроспадающая экспонента с небольшими значениями параметра T_0 (см. первую и вторую строку табл.1). С увеличением быстроты кластера наклоны распределений уменьшаются (или растут параметры T_0) для π^-C -взаимодействий быстрее, чем для π^-p -столкновений, причем для π^-C -взаимодействий

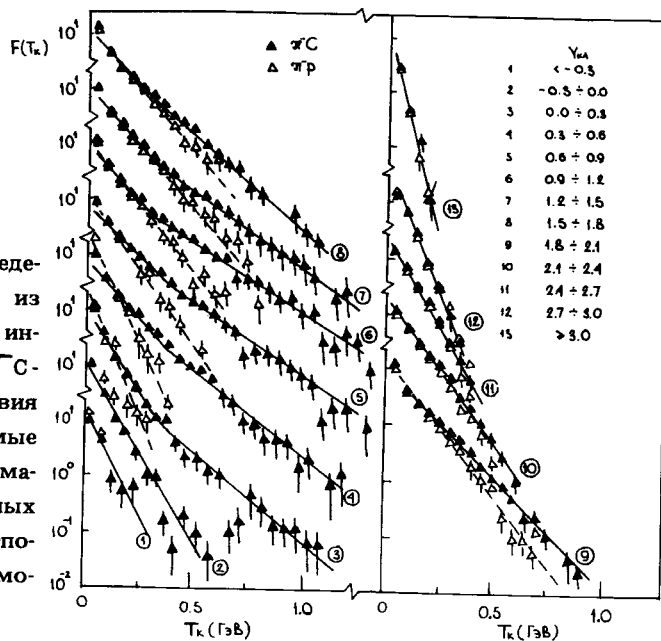


Рис. 1. $F(T_k)$ -распределения всех частиц из кластеров в разных интервалах быстрот (π^-C - и π^-p -взаимодействия при 40 ГэВ/с). Прямые — результат аппроксимации экспериментальных распределений экспоненциальными зависимостями.

Таблица 1. Значения параметров T_0 (МэВ) для кластеров из π^- C- и π^- p-взаимодействий (40 ГэВ/с) и pC-взаимодействий (10 ГэВ/с) *

Тип взаимодействия	$Y_{\text{кп}}$												
	<0,3	0÷0,3	0,3÷0,6	0,6÷0,9	0,9÷1,2	1,2±1,5	1,5÷1,8	1,8÷2,1	2,1÷2,4	2,4÷2,7	2,7÷3,0 >3,0		
π^- C	55±8 (1,2)	63±2 (1,3)	100±4 (2,0)	124±3 (0,6)	150±6 (0,9)	173±10 (0,8)	154±7 (0,7)	121±2 (1,3)	110±1 (4,2)	86±1 (3,8)	67±1 (2,0)	51±1 (1,8)	30±2 (1,3)
π^- p	—	—	44±4 (3,5)	61±4 (0,6)	76±3 (2,1)	89±2 (0,9)	101±2 (1,3)	101±2 (1,5)	91±2 (3,3)	80±1 (1,9)	62±1 (5,9)	50±1 (0,8)	28±1 (0,7)
pC	—	44±4 (0,3)	66±2 (1,7)	88±2 (0,9)	52±25 (1,3)	42±14 (0,9)	105±4 (1,2)	87±4 (1,1)	84±6 (1,0)	63±8 (1,4)	—	—	—

* В этой и других таблицах в скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

Таблица 2. Значения параметров T_0 для AC-взаимодействий (4,2 ГэВ/с на нуклон)

$Y_{\text{кп}}$	$\leq 0,2$	0,2÷0,4	0,4÷0,6	0,6÷0,8	0,8÷1,0	1,0-1,2	1,2±1,4	1,4±1,6	1,6±1,8	$\geq 1,8$
T_0 (МэВ)	75±7 (1,0)	80±3 (1,7)	89±1 (1,5)	97±1 (1,2)	109±2 (0,5)	118±3 (1,3)	115±4 (0,5)	112±5 (0,6)	95±4 (0,6)	92±5 (0,6)

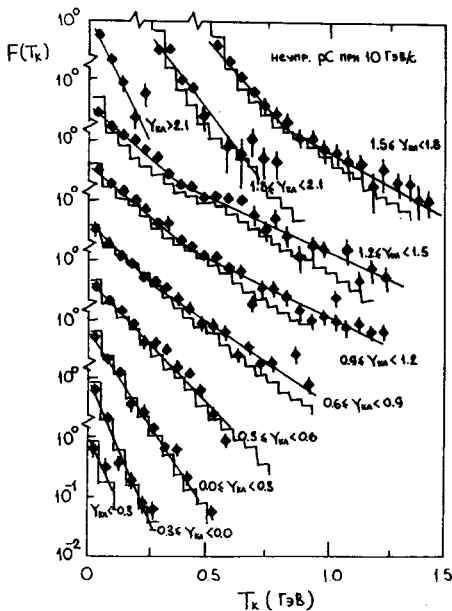


Рис. 2. То же, что и на рис.1, но для рС-взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с (гистограммы — результаты расчетов по каскадной модели).

намечаются по крайней мере два наклона. Все это наиболее четко проявляется в центральной области по шкале быстрот кластеров. В области фрагментации налетающей ($Y_{кл} \geq 2,4$), как и в случае кластеров с $Y_{кл} \approx 0,0$ для $F(T_k)$ -распределений, наблюдается один наклон, одинаковый для π^- С- и π^- р-столкновений. Значения параметров T_0 , полученные при аппроксимации

$F(T_k)$ -распределений всех частиц из кластеров в π^- С- и π^- р-взаимодействиях зависимостями типа (1), приведены в табл.1.

Отмеченные особенности в поведении $F(T_k)$ -распределений по данным при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с проявляются и при меньших энергиях. Для рС-столкновений при $P_p = 10$ ГэВ/с $F(T_k)$ -распределения всех частиц из выделенных кластеров показаны на рис.2. Наименьшие наклоны (или наибольшие значения параметра T_0) наблюдаются в центральной области по шкале быстрот кластеров, в этой же области имеются указания на существование двух наклонов. Соответствующие значения параметров T_0 приведены в третьей строке табл.1.

Для случая рС-взаимодействий при 10 ГэВ/с проведено сравнение с результатами расчетов по каскадной модели^{7/}, которые также показаны на рис.2. Можно отметить, что наиболее значимые отличия в $F(T_k)$ -распределениях с результатами этих расчетов наблюдаются в центральной области.

Суммарные данные по значениям параметров T_0 всех частиц в кластерах из АС-взаимодействий при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон ($A = p, d, \alpha, C$) приведены в табл.2*.

*В табл.1-3 приведены результаты по параметрам T_0 , полученным при аппроксимации $F(T_k)$ -распределений без первых 2-3 точек, которые дают значения T_0 в интервале $10 \div 15$ МэВ.

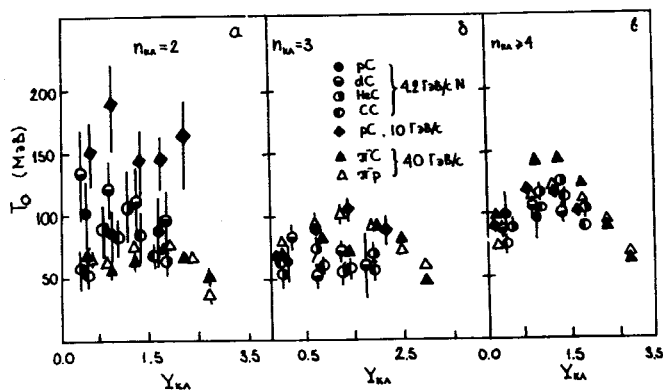


Рис. 3. Значения параметров T_0 для $F(T_k)$ -распределений π^- -мезонов от распада кластеров.

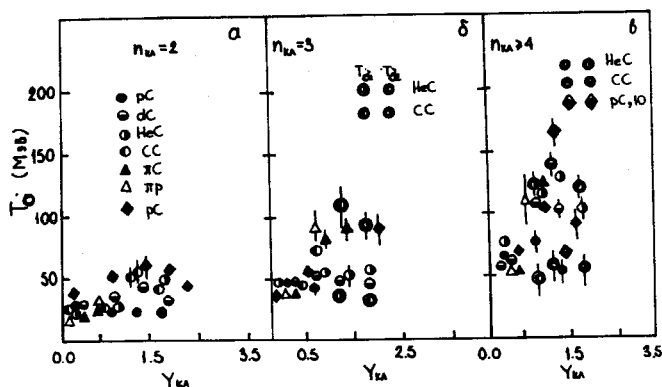


Рис. 4. Значения параметров T_0 для $F(T_k)$ -распределений протонов от распада кластеров.

Видно, что и в этом случае кластерам из центральной области соответствуют наибольшие значения параметров T_0 .

Распадные закономерности, найденные для всех частиц из полной совокупности кластеров, проявляются для кластеров с разной множественностью частиц ($n_{кл}$) по-разному. Это видно, в частности, из рис.3, где для всех исследованных групп взаимодействий в зависимости от $Y_{кл}$ показаны значения параметров T_0 , полученные при аппроксимации $F(T_k)$ -распределений π^- -мезонов из групп кластеров с разными $n_{кл}$. Рост параметров T_0 в центральной области начинается для кластеров с $n_{кл} \geq 3$, причем наиболее четко — для наибольших в нашем случае энергий.

Тенденция роста параметров T_0 в центральной области для кластеров большой множественности всех заряженных частиц проявляется и для протонов (см. рис.4).

Для данных, приведенных на рис.4, можно отметить дополнительно два интересных факта. Первый — это появление с ростом A

налетающего ядра двух наклонов в $F(T_k)$ -распределениях. Второй — тесная группировка значений параметров T_0 для кластеров из области фрагментации мишени для всех исследованных взаимодействий и всех групп кластеров. Такая универсальность отмечалась, в частности, в работах^{/8/}, где проводился анализ барионных кластеров, связанных с фрагментацией мишени.

Кластеризация в событиях с рождением кумулятивных адронов

Отдельно изучен процесс кластеризации вторичных заряженных частиц в событиях с рождением кумулятивных π -мезонов и протонов. Для этого в каждой группе событий (π^-C -, pC - и AC -взаимодействия) выделялись столкновения, сопровождающиеся испусканием хотя бы одного π -мезона со значением кумулятивного числа^{/9/} $\beta^0 > 0,6$ (т.н. мезонные кумулятивные взаимодействия (МКВ)). Среди остальных событий отбирались протонные кумулятивные взаимодействия (ПКВ) с испусканием хотя бы одного протона с $\beta^0 > 1,4$.

Кластеры с кумулятивными π -мезонами и протонами располагаются на шкале быстрот, в основном, в области фрагментации мишени. В качестве примера на рис.5 приведены распределения кластеров по их быстротам из π^-C -взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. Видно, что кластеры, содержащие кумулятивные

π -мезоны и протоны, находятся, в основном, в области быстрот с $Y_{кл} < 1$.

Кластерам с кумулятивными адронами соответствуют более высокие значения распадного параметра T_0 , чем для кластеров, не содержащих

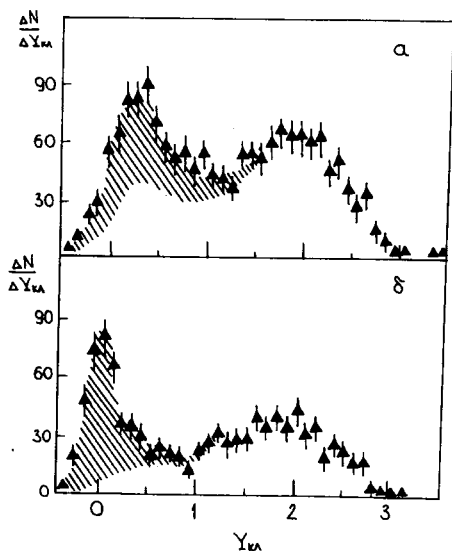


Рис. 5. Распределения кластеров по быстротам (π^-C -взаимодействия с испусканием кумулятивных пионов (а), кумулятивных протонов (б)). Заштрихованная часть относится к кластерам, содержащим кумулятивные пионы и протоны.

Таблица 3. Значения параметров T_0 в событиях с кумулятивными адронами

Тип взаимодействия / Тип кластера	π^- С, (40 ГэВ/с)	pС, (10 ГэВ/с)	АС, (4,2 ГэВ/с на нуклон)
кл. с $\pi_{\text{кум}}^{\pm}$	39 ± 14 210 ± 9 (1,2)	143 ± 4 (2,1)	157 ± 7 (0,6)
кл. без $\pi_{\text{кум}}^{\pm}$	113 ± 2 (1,6)	96 ± 3 (0,8)	78 ± 2 (0,9)
кл. с $p_{\text{кум}}$	32 ± 7 144 ± 8 (0,8)	54 ± 7 117 ± 7 (1,7)	36 ± 6 116 ± 5 (1,1)
кл. без $p_{\text{кум}}$	113 ± 2 (0,8)	98 ± 2 (2,5)	83 ± 1 (1,8)

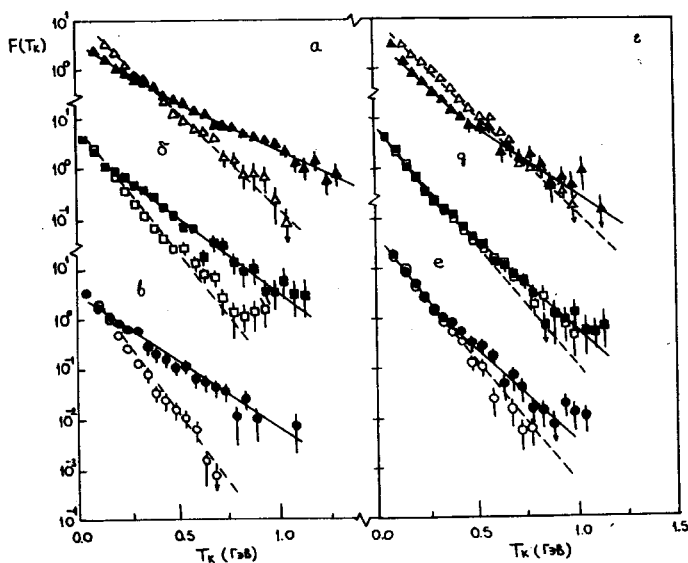


Рис. 6. $F(T_k)$ -распределения всех частиц из кластеров, содержащих кумулятивные пионы (а,б,в) и протоны (г,д,е) — черные точки. Светлые точки относятся к кластерам без кумулятивных адронов (а,г — π^- С-взаимодействия при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с; б,д — pС-взаимодействия при $P_p = 10$ ГэВ/с; в,е — АС-взаимодействия при 4,2 ГэВ/с на нуклон).

кумулятивные адроны. Эти значения для МКВ и ПКВ приведены в табл.3, а $F(T_k)$ -распределения всех частиц из кластеров, содержащих и не содержащих кумулятивные адроны, показаны на рис.6. Из этих данных, в частности, следует, что наиболее сильные отличия в значениях параметров T_0 связаны с кластерами из МКВ.

Таблица 4. Доля (в %) кумулятивных адронов, образующихся через кластеры

Кумулят. адрон Тип взаимодействия	π^\pm	p
π^- C (40 ГэВ/с)	$35,5 \pm 1,9$	$50,8 \pm 2,7$
p C (10 ГэВ/с)	$26,7 \pm 4,4$	$43,0 \pm 3,4$
AC (4,2 ГэВ/с на нуклон)	$26,3 \pm 2,3$	$36,3 \pm 1,3$

Таблица 5. Значения параметров $\langle \beta^\circ \rangle$

Тип кумулятивного адрона		π^- C (40 ГэВ/с)	p C (10 ГэВ/с)	AC (4,2 ГэВ/с на нуклон)
π^\pm кум	в кл.	$0,18 \pm 0,01$ (1,1)	$0,13 \pm 0,0$ (1,2)	$0,12 \pm 0,01$ (0,8)
	вне кл.	$0,26 \pm 0,01$ (1,3)	$0,19 \pm 0,01$ (4,5)	$0,20 \pm 0,01$ (0,5)
Р _{кум}	в кл.	$0,11 \pm 0,01$ (5,4)	$0,11 \pm 0,01$ (0,9)	$0,10 \pm 0,01$ (2,7)
	вне кл.	$0,14 \pm 0,01$ (0,7)	$0,17 \pm 0,01$ (0,8)	$0,16 \pm 0,01$ (0,5)

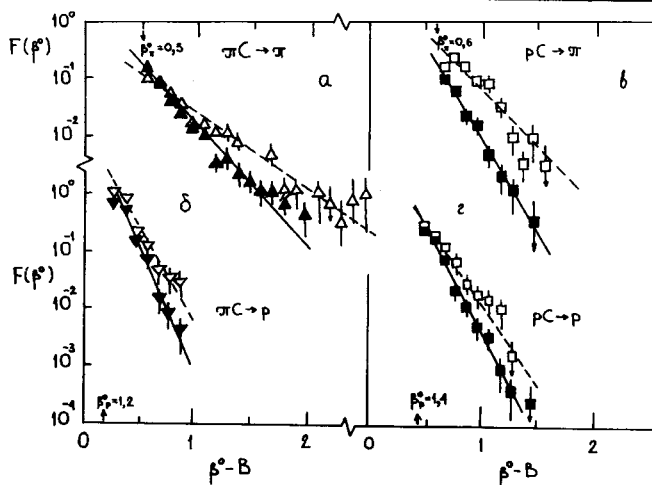


Рис. 7. Структурные функции $F(\beta^\circ)$ кумулятивных адронов из кластеров (черные точки). Светлые точки — кумулятивные адроны, не связанные с кластерами.

Отметим, что через кластеры происходит образование значительной части кумулятивных адронов (см. табл.4). Таким образом, можно говорить по крайней мере о двух источниках рождения кумулятивных адронов, один из которых связан с кластерами, другой с ними не связан. Этим источникам соответствуют разные структуры фрагментирующих объектов. Последнее видно из характера структурных функций $F(\beta^0) \equiv E(d^3\sigma/dp^3)$ для этих двух групп кумулятивных адронов. Для МКВ и ПКВ из π^- -С- и рС-столкновений эти функции показаны на рис.7.

Параметры $\langle\beta^0\rangle$, полученные при аппроксимации $F(\beta^0)$ -распределений кумулятивных пионов и протонов экспонентой вида $F(\beta^0) \sim \exp(-\beta^0/\langle\beta^0\rangle)$, приведены в табл.5. Эти параметры для кумулятивных адронов из кластеров имеют значения, близкие к общепринятому ($\sim 0,14$); для кумулятивных адронов, не связанных с кластерами, они, как правило, больше. В особенности это относится к кумулятивным пионам, для которых эта разница достигает $\sim 50\%$.

В заключение отметим основные результаты проделанного анализа. Если распадные свойства кластеров характеризовать параметром T_0 , который имеет смысл температуры распада кластера, то этот параметр оказывается зависящим от быстроты кластера. Наибольшие температуры связаны с кластерами, образующимися в центральной области по шкале быстрот кластеров. Этот результат относится ко всей группе рассмотренных адрон-углеродных и ядро-углеродных взаимодействий, т.е. не зависит от энергии столкновения. В этой же области быстрот для наибольших в нашем случае энергий проявляются две температуры (наиболее четко для π^- -С-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с). Этот эффект связан только с адрон-ядерными взаимодействиями и не имеет места для элементарных столкновений (адрон-адронных).

Все отмеченные особенности кластеров относятся, в основном, к кластерам с множественностью частиц $n_{кл} \geq 3$.

Сравнительно большие температуры оказываются связанными также с кластерами, содержащими кумулятивные π -мезоны. Причем только этим пионам соответствуют структуры фрагментирующих систем с универсальным общепринятым параметром $\langle\beta^0\rangle$, близким к 0,14. Для кумулятивных пионов, не связанных с кластерами, этот параметр существенно больше (на $\sim 50\%$). Последнее не относится к кумулятивным протонам.

Авторы благодарны Б.Н.Калинкину, В.Л.Шмонину, Ю.Ф.Гагарину за обсуждения и ряд ценных замечаний, коллективу сотруд-

ничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждения.

Литература

1. Ангелов Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №5 (38) -89, Дубна, 1989, с.11.
2. Ангелов Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №2 (41) -90, Дубна, 1990, с.4.
3. Абдурахимов А.У. и др. — ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
4. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1495; ЯФ, 1987, т.45, с.1676.
5. Ангелов Н. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.1046.
6. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1981, т.31, с.1517.
7. Гудима К.К., Тонеев В.Д. — ЯФ, 1978, т.27, с.669.
8. Армутлийски Д. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4 (24) -87, Дубна, 1987, с.5.
Балдин А.М. и др. — ОИЯИ, P1-88-331, Дубна, 1988.
9. Baldin A.M. et al. — JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.

Рукопись поступила 27 июня 1990 года.