

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ АДРОНОВ С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Н.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо

Проведено исследование процессов кластеризации вторичных частиц в π^-C -, π^-p -, pC - и CC -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_c = 4,2$ ГэВ/с на нуклон, сопровождающихся испусканием K^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов. Не обнаружено серьезных отличий процессов кластеризации вторичных частиц в событиях со странными и без странных частиц. Это относится, в частности, и к результатам по средним кинетическим энергиям распада кластеров. Указанное исследование проведено при помощи двухметровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Clusterization in Multiple Hadron Production Accompanied by Strange Particles

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

The investigation has been made of the processes of secondary particle clusterization in π^-C -, π^-p -, pC - and CC -interactions at $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c, $P_p = 10$ GeV/c and $P_c = 4.2$ GeV/c per nucleon, accompanied by K_S^0 -pion and Λ^0 -hyperon emission. Serious differences in the processes of secondary particle clusterization in the events with and without strange particles were not observed. It applies, in particular, to the results on the average kinetic energies of the cluster decay. The work has been performed using the 2m propane bubble chamber at the Laboratory of High Energies.

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

Наиболее общие результаты по кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих ядерных столкновениях, были рассмотрены в [1]. Выделение кластеров проводилось в пространстве нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей, или в пространстве переменных $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$, где $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$ ($u_{i,k}$ — 4-скорости рассматриваемых частиц, $m_{i,k}$ — их массы, m_0 — атомная единица массы). Выяснилось, в частности,

что значительная часть вторичных частиц, в том числе и кумулятивных, образуется через кластеры, которые обладают универсальными свойствами как по характеристикам рождения, так и распада. На шкале быстрот кластеры, в основном, располагаются в центральной области, и им соответствуют сравнительно высокие средние кинетические энергии распада ($160 \div 200$ МэВ). В настоящей работе эти результаты дополнены данными по кластеризации вторичных частиц в событиях с образованием странных частиц (K_s^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов).

Методика

Остановимся на вопросе о выборе переменных (или пространства), наиболее удобных для обнаружения факта кластеризации частиц. Для этого были изучены пространство относительных 4-скоростей $(b_{ik})^{1/2}$, быстрое пространство Лобачевского $(\rho_{ik})^{1/3}$, пространство эффективных масс ($M_{ik}^{\text{эф}}$) и пространство нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей $(b'_{ik})^{1/2}$. В этих пространствах был рассмотрен распад некоей гипотетической

частицы, покоящейся в л.с.к., на всевозможные пары частиц ($\pi\pi$, πp , πK , $\pi \Lambda$ и т.д.), и для каждого пространства вычислены расстояния между частицами выбранных пар в зависимости от их импульсов в л.с.к. Выяснилось (см. рис.1), что только для пространства переменных b'_{ik} эти расстояния не зависят от выбора пар распадающих частиц в диапазоне рас-

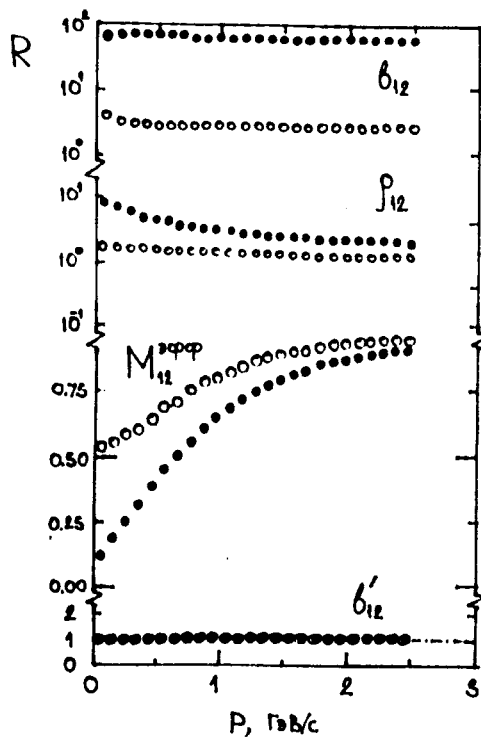


Рис.1. Зависимость отношения расстояний в пространствах b_{12} , ρ_{12} , $M_{12}^{\text{эф}}$ и b'_{12} (см. текст) между парами частиц $\pi\pi$ к расстояниям между парами $\Lambda^0\Lambda^0$ (темные точки) и расстояниям между частицами KK к расстояниям между парами PP (светлые точки) от импульса частицы пары в л.с.к.

смотренных импульсов $0 \div 2,5$ ГэВ. Этот результат явился основанием для выбора пространства переменных b'_{ik} для изучения кластеризации вторичных частиц.

Подробности, связанные со способом выделения кластера в этом пространстве, можно найти в работе¹¹. Здесь же отметим, что при этом использовался алгоритм "минимально-разветвленного дерева" и процедура итераций, в которой производилось сравнение значений отношений $\eta_k = b'_k / \langle b'_k \rangle$, найденных для исследуемых частиц события, с граничным значением $\eta_{гр} = 2,5$, где b'_k — расстояние рассматриваемой частицы от центра кластера, $\langle b'_k \rangle$ — среднее значение расстояний частиц в кластере. Величина 2,5 для $\eta_{гр}$ выбрана, в частности, по величине среднего значения отношения $(b'_k)_{max} / \langle b'_k \rangle$, вычисленного для всех кластеров в исследуемых событиях. Здесь $(b'_k)_{max}$ — наибольшее расстояние между всевозможными парами частиц кластера, а величина $\langle b'_k \rangle$ вычислялась при этом для оставшихся частиц данного кластера. Отметим, что, как и в работе¹¹, изучались кластеры с быстротами $Y > 0,5$, т.е. кластеры, расположенные, в основном, в центральной области и области фрагментации налетающей частицы.

Для анализа использовался набор экспериментальных данных по π^-C -, π^-p -, pC - и CC -взаимодействиям при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_C = 4,2$ ГэВ/с на нуклон, сопровождающихся испусканием странных частиц: K_s^0 — мезонов и Λ^0 -гиперонов (665, 876, 98 и 660 событий соответственно). Взаимодействия зарегистрированы на стереофотоснимках с двухметровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Методические подробности обработки взаимодействий и V^0 -частиц можно найти в работах⁴⁻⁶.

Результаты

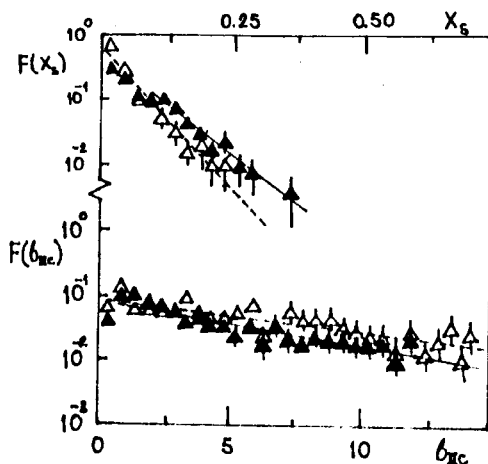
1. Данные по составу кластеров приведены в табл.1 в виде отношений (в %) числа странных частиц, связанных с кластерами, к числу всех странных частиц в исследованных взаимодействиях. Для сравнения в этой же таблице имеются соответствующие результаты для π^- -мезонов, как частиц, для которых нет проблем идентификации (как для π^+ -мезонов и протонов). Можно отметить, что доля странных частиц, связанных с кластерами, больше, чем для обычных адронов, причем K_s^0 -мезоны образуются через кластеры, как правило, чаще, чем Λ^0 -гипероны.

2. На рис.2, в качестве примера, показаны структурные функции $F(x_s)$ и $F(b_{||c})$ для кластеров из π^-C -взаимодействий

Таблица 1. Доля частиц, входящих в состав кластеров

| Тип взаимодействия | Доля частиц в % | | |
|--------------------------|-----------------|-----------------------|-----------------|
| | K_s^0 -мезоны | Λ^0 -гипероны | π^- -мезоны |
| π^- C (40 ГэВ/с) | $82,7 \pm 5,3$ | $75,5 \pm 6,3$ | $62,6 \pm 2,1$ |
| π^- p (40 ГэВ/с) | $85,5 \pm 5,1$ | $78,8 \pm 6,1$ | $66,7 \pm 0,8$ |
| pC (10 ГэВ/с) | $87,5 \pm 20,2$ | $82,0 \pm 15,6$ | $78,1 \pm 10,1$ |
| CC (4,2 ГэВ/с на нуклон) | $84,4 \pm 9,1$ | $82,4 \pm 6,0$ | $79,1 \pm 3,6$ |

Рис.2. Структурные функции $F(x_s)$ и $F(b_{||c})$ для кластеров со странными частицами (темные точки) и кластеров без странных частиц (светлые точки).



при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, содержащих K_s^0 -мезоны и Λ^0 -гипероны, и кластеров без странных частиц, выделенных в тех же событиях. Здесь $b_{||c} = -(u_{||} - u_c)^2$ ($u_{||}$ и u_c — 4-скорости мишени и кластера), x_s — доля 4-импульса мишени, уносимая кластером.

Видно, что из данных по $F(x_s)$ -распределениям не следует вывод о наличии существенно разных структур фрагментирующих систем на кластеры со странными частицами и без них. Это проявляется и в значениях показателей наклонов, полученных при аппроксимации этих распределений выражением $F(x_s) \sim \exp(-x_s / \langle x_s \rangle)$ (табл.2).

Нет серьезных отличий и $F(b_{||c})$ — распределений π^- -мезонов для обоих типов кластеров. Параметры этих распределений, полученные при их аппроксимации выражением $F(b_{||c}) \sim \exp(-b_{||c} / \langle b_{||c} \rangle)$, также приведены в табл.2.

В общем параметры $\langle b_{||c} \rangle$ и $\langle x_s \rangle$ для событий со странными частицами оказались близкими к значениям, полученным для π^- -мезонов из кластеров во всех неупругих π^- -C-взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (см.табл.2).

Таблица 2. Параметры $F(b_{\parallel c})$ - и $F(x_s)$ -распределений для π^- С-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с*

| Параметр | $\langle b_{\parallel c} \rangle$ | $\langle x_s \rangle$ |
|------------------------------|-----------------------------------|-------------------------|
| События с V^0 -частицами | $4,52 \pm 0,43$ (0,9) | $0,056 \pm 0,004$ (0,9) |
| События без V^0 -частиц | $5,05 \pm 1,24$ (1,9) | $0,047 \pm 0,002$ (3,8) |
| Все неупругие ^{1/1} | $5,82 \pm 0,11$ (3,3) | $0,053 \pm 0,001$ (9,6) |

*В скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

Рис.3. Структурные функции $F(T_K)$ для π^- -мезонов из кластеров со странными частицами (темные точки) и кластеров без странных частиц (светлые точки).

3. Распадные особенности кластеров изучались при помощи структурных функций $F(T_K)$, $F(T_K)$ где T_K — кинетическая энергия частицы в системе покоя кластера. Эти функции для π^- -мезонов из кластеров со странными частицами и без них приведены на рис.3.

Видно, что при наибольших в нашем случае энергиях ($P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с) в $F(T_K)$ -распределениях π^- -мезонов из кластеров со странными частицами наблюдается два наклона, причем наиболее четко для π^- С-столкновений. Значения параметров этих наклонов, полученные при аппроксимации распределений выражением

$$F(T_K) \sim [\exp(-T_K/\langle T_K \rangle_1 + \text{const.} \exp(-T_K/\langle T_K \rangle_2)],$$

имеются в табл.3. Отметим, что данные по $F(T_K)$ -распределениям π^- -мезонов из π^- р-столкновений (при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с) допускают

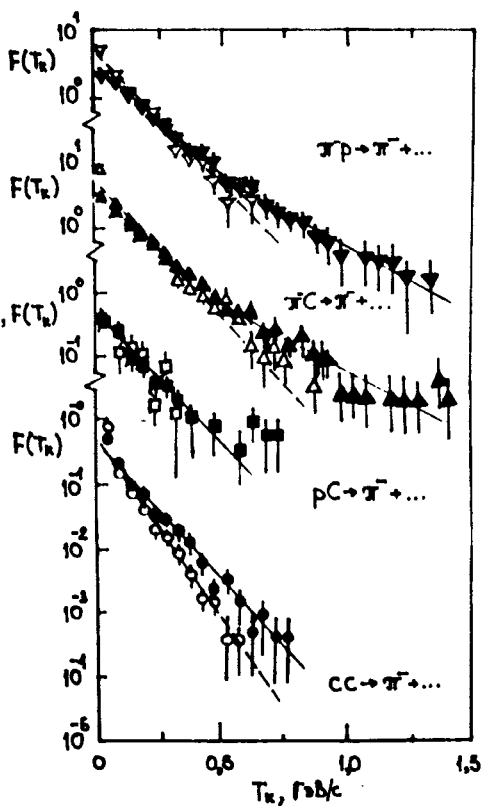


Таблица 3. Параметры $\langle T_K \rangle$ (МэВ) для частиц из кластеров в событиях с K^0 -мезонами и Λ^0 -гиперонами*

| Тип взаимод- действия | Кластеры со странными частицами | | | Кластеры без странных частиц | | |
|----------------------------|---------------------------------|-----------------------|-----------------|---------------------------------|-----------------------|-----------------|
| | K^0 -мезоны | Λ^0 -гипероны | π^- -мезоны | K^0 -мезоны | Λ^0 -гипероны | π^- -мезоны |
| $\pi^- C$ (40 ГэВ/с) | 100 ± 17 | | 84 ± 42 | | | |
| | (0,8) | 59 ± 4 (2,0) | (0,6) | 110 ± 4 | (0,9) | |
| $\pi^- p$ (40 ГэВ/с) | 286 ± 83 | | 164 ± 21 | | | |
| | (1,1) | | (0,6) | | | |
| pC (10 ГэВ/с) | 76 ± 14 | | 125 ± 74 | | | |
| | (1,1) | 114 ± 10 (1,9) | (0,6) | 110 ± 5 | (1,0) | |
| СС (4,2 ГэВ/с на нуклон | 245 ± 37 | | 170 ± 131 | | | |
| | (1,0) | 88 ± 14 (0,7) | (0,9) | 114 ± 17 | (0,7) | |
| | 150 ± 30 | | 101 ± 12 | | | |
| | (0,4) | 89 ± 5 (1,3) | (1,1) | 83 ± 4 | (0,4) | |
| | 119 ± 10 | | 104 ± 5 | | | |

* В скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

Таблица 4. Параметры $\langle T_K \rangle$ для π^- -мезонов из кластеров в pC-, dC-, HeC- и CC-взаимодействиях, не сопровождающихся испусканием странных частиц*

| Тип взаимодействия | pC | dC | HeC | CC |
|-----------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| $\langle T_K \rangle$ (МэВ) | 116 ± 3 (1,0) | 113 ± 2 (1,3) | 122 ± 2 (1,6) | 100 ± 1 (1,7) |

*В скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

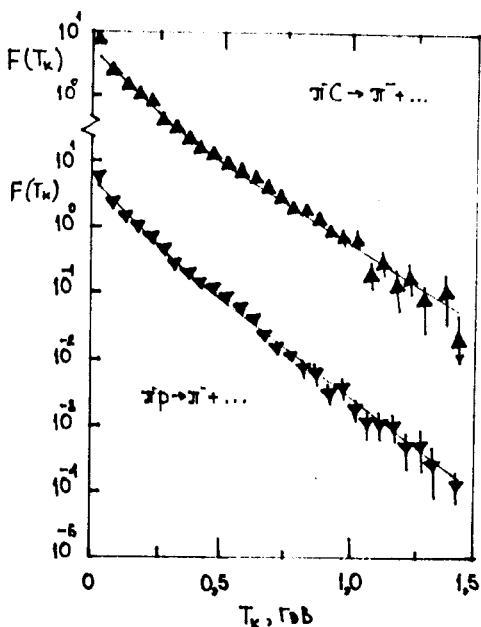


Рис.4. Структурные функции $F(T_K)$ для π^- -мезонов из кластеров в событиях без рождения странных частиц.

аппроксимацию только одной экспонентой, которая дает $\langle T_K \rangle = 142 \pm 4$ ($\chi^2 = 0,6$). Из этого, вообще говоря, следует, что формирование высокотемпературной части T_K -спектров связано с ядерными эффектами в мишени.

При меньших энергиях (pC- и CC-соударения) можно говорить лишь об указании на второй наклон в $F(T_K)$ -распределениях π^- -мезонов из кластеров со странными частицами.

Поэтому аппроксимация в этом случае проводилась одной экспонентой. Полученные при этом параметры наклона (табл.3) оказались близкими к значениям параметров первого наклона для $F(T_K)$ -распределений π^- -мезонов во взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. Один наклон с такими же значениями параметров получается для π^- -мезонов из pC-, dC-, HeC- и CC-взаимодействий (при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон), не сопровождающихся образованием странных частиц (они приведены в табл.4).

При всех возможных в нашем случае первичных энергиях π^- -мезоны из кластеров без странных частиц находятся в $F(T_K)$ -распределениях, в основном, в области первого наклона (рис.3).

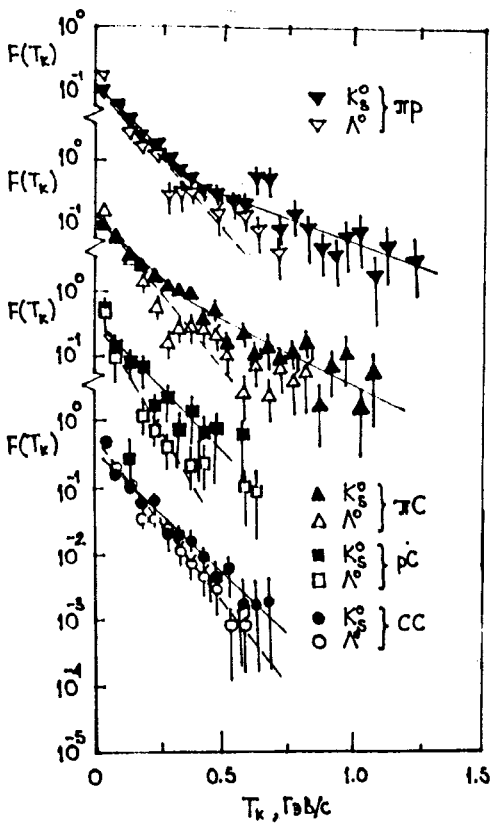


Рис.5. Структурные функции $F(T_K)$ для странных частиц.

Полученные для них параметры (при аппроксимации одной экспонентой) также оказались близкими к параметрам первого наклона для кластеров со странными частицами (табл.3).

Таким образом, по характеристикам π^- -мезонов кластеры без странных частиц отличаются от кластера со странными частицами в основном тем, что в них значительно реже происходит формирование систем с большими температурами.

Не нужно думать, что существование двух наклонов (или двух разных температур) в $F(T_K)$ -распределениях π^- -мезонов связано только с кластерами, содержащими странные частицы. Два наклона наблюдаются и для кластеров из событий без рождения странных частиц.

Это видно из рис.4, где приведены $F(T_K)$ -распределения π^- -мезонов из кластеров от π^- -C- и π^- -p-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, не сопровождающихся испусканием странных частиц.

Структурные функции $F(T_K)$ для странных частиц, связанных с кластерами, приведены на рис.5. Характерно, что K_s^0 -мезоны ведут себя так же, как π^- -мезоны из кластеров со странными частицами, и имеют близкие значения показателей наклонов (табл.3).

З а к л ю ч е н и е

Проведено исследование процессов кластеризации вторичных частиц в неупругих столкновениях, сопровождающихся образованием K_s^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов. Для этого использовались данные по π^- -C-, π^- -p-, pC-, и CC-взаимодействиям при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_c = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Выделение кластеров

производилось в пространстве переменных $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$, где $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$ ($u_{i,k}$ и $m_{i,k}$ — 4-скорости и массы рассматриваемых частиц, m_0 — атомная единица массы).

Оказалось, что доля странных частиц, связанных с кластерами, достаточно высока (70-84%) и больше, чем для обычных нестранных адронов, причем K_s^0 -мезоны образуются через кластеры чаще, чем Λ^0 -гипероны.

В кластерах со странными частицами, относящимся к событиям при наибольших в нашем случае первичных энергиях ($P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с), проявляются две температуры (~ 100 МэВ и $160 \div 250$ МэВ). При меньших энергиях (pC- и CC-столкновения при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_c = 4,2$ ГэВ/с на нуклон) высокотемпературные кластеры практически не образуются. Такая же картина наблюдается для кластеров из взаимодействий (при тех же первичных энергиях), не сопровождающихся испусканием странных частиц.

Таким образом, по распадным характеристикам не обнаруживаются серьезные отличия процессов кластеризации в событиях со странными и без странных частиц. Этот вывод подтверждается и поведением структурных функций $F(b_{||c})$ и $F(x_s)$, которые характеризуют особенности образования кластеров в этих двух группах взаимодействий. Здесь $b_{||c} = -(u_{||} - u_c)^2$, где $u_{||}$ и u_c — 4-скорости мишени и кластера, x_s — доля 4-импульса мишени, уносимая кластером.

Отметим, что из сравнения данных по распадным характеристикам кластеров из π^- -C- и π^- -p-столкновений при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, вообще говоря, следует, что формирование высокотемпературных кластеров связано с ядерными эффектами в мишени. Мы предполагаем исследовать этот вопрос более подробно.

Авторы благодарны коллективу сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры за обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Ангелов Н., Любимов В.Б., Тогоо Р. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 5 (38)-89. Дубна: ОИЯИ, 1989, с.11.
2. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84. Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
3. Беляков В.А., Бубелев Э.Г., Кузнецова Е.С. — Письма в ЖЭТФ, 1968, т.8, с.197.

4. Ангелов Н. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.366; 1977, т.25, с.350; 1976, т.24, с.732;
Абдурахимов А.У. и др. — ЯФ, 1973, т.18, с.1251.
5. Армутлийски Д. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.739.
6. Армутлийски Д. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.366.

Рукопись поступила 17 января 1990 года.