

СВОЙСТВА 4-МЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В КУМУЛЯТИВНЫХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В.Б.Любимов, Р.Тогоо

Проведен анализ 4-мерных протонных кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени, в pC- и CC-взаимодействиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных пионов и протонов ($P_p = 10$ ГэВ/с, $P_c/N = 4,2$ ГэВ/с). Работа выполнена на снимках с 2-метровой пропановой камеры. Рассмотрена связь свойств образующихся кластеров с кумулятивным рождением адронов. Обнаружено влияние на свойства этих кластеров процесса рождения кумулятивных пионов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Properties of Four-Dimensional Baryon Clusters in Cumulative Nucleus-Nucleus Interactions

V. B. Lyubimov, R. Togo

The four-dimensional proton clusters connected with the fragmenting target nucleus in pC- and CC-interactions accompanied by emission of cumulative pions and protons ($P_p = 10$ GeV/c, $P_c/N = 4.2$ GeV/c) have been analysed. The work was carried out using the pictures from the 2-meter propane bubble chamber. The connection of the produced cluster properties with cumulative hadron production is considered. The effect of the cumulative pion production process on the properties of these clusters has been found out.

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

В в е д е н и е

В настоящее время достаточно полно разработана методика анализа ядерных столкновений с использованием переменных $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u = P/m$ — 4-скорость рассматриваемой частицы (P — 4-импульс частицы, m — ее масса)¹⁻⁴. Индексы i, k относятся при этом ко всем участвующим во взаимодействии частицам. Так, для процесса $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$, $i, k = I, II, 1, 2, 3, \dots$ эта методика позволяет, в частности, выделить 4-мерные струи адронов или кластеры в пространстве переменных b_{ik} , связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, исследовать условия образования, т.е. фактически структуру фрагментирующих объектов, и особенности самих кластеров.

Методика анализа 4-мерных нуклонных кластеров была использована нами для изучения кумулятивных адрон- и ядро-ядер-

ных столкновений, т.е. взаимодействий, сопровождающихся испусканием кумулятивных адронов (протонов и π -мезонов). Исследована связь особенностей образования кластеров с их свойствами, а также того и другого с кумулятивным образованием адронов. Проведено сравнение с результатами, полученными для "обычных" (некумулятивных столкновений).

Методика эксперимента

Для анализа использовался набор экспериментальных данных по неупругим рС-взаимодействиям при $P_p = 10$ ГэВ/с и СС-взаимодействиям при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Они получены с помощью 2-метровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной пучками протонов и ядер углерода на синхрофазотроне ОИЯИ. Часть событий по рС-взаимодействиям получена в результате специального отбора столкновений, сопровождающихся испусканием в интервал углов с $\theta \geq 135^\circ$ протонов с импульсом $P_p > 380$ МэВ/с или π^\pm -мезонов с импульсом $P_{\pi^\pm} > 200$ МэВ/с, или γ -квантов в полный интервал углов задней полусферы с энергией $E_\gamma > 100$ МэВ. При анализе СС-взаимодействий был использован также набор данных по т.н. центральным столкновениям, т.е. взаимодействиям, не сопровождающимся испусканием явных заряженных стриппинговых частиц. Подробности отбора и анализа событий изложены в работах^{/5/}.

На указанном материале выделена группа мезонных кумулятивных рС- и СС-взаимодействий (МКВ), сопровождающихся испусканием π^\pm -мезонов со значением кумулятивного числа $X_{\pi^\pm} > X_{\pi^\pm}^0$. Граничное значение кумулятивного числа $X_{\pi^\pm}^0$ для рС-взаимодействий взято равным 0,6, для СС-столкновений — $X_{\pi^\pm}^0 = 0,4$. Среди остальных событий отобраны протонные кумулятивные взаимодействия (ПКВ), сопровождающиеся испусканием хотя бы одного протона с $X_p > X_p^0$ ($X_p^0 = 1,4$ для рС- и СС-взаимодействий). Оставшиеся события были причислены к категории "обычных" взаимодействий. Соответствующая статистика столкновений приведена в табл.1.

Выделение протонных кластеров, связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, производилось в событиях с числом вторичных протонов (с $P_p > 250$ МэВ/с) $n_p \geq 3$. Использовалась процедура минимизации выражения^{/3/}

$$A_n = - \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2, \quad (1)$$

в результате которой определяются 4-скорости кластеров α и β (V_α и V_β). Считалось, что в событии наблюдаются два кластера,

если средние "расстояния" частиц от центров кластеров $\langle b_k \rangle$ ($b_k = -(V - u_k)^2$) были меньше "расстояния" между центрами кластеров $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$ при условии, что кластеры разделяются. Для этого требовалось, чтобы $b_{\alpha\beta} > 1,0$. Результаты по средним "расстояниям" между выделенными кластерами для всех рассматриваемых событий вместе с данными по средним значениям b_k приведены в табл.2. Видно, что средние "расстояния" частиц от центров кластеров приблизительно на порядок меньше средних "расстояний" между кластерами.

Таблица 2. Данные по средним "расстояниям" между кластерами ($b_{\alpha\beta}$) и протонов в кластерах (b_k)

Рас- стоя- ние	pC			CC		
	МКВ	ПКВ	Все	МКВ	ПКВ	Все
$b_{\alpha\beta}$	2,4±0,1	3,5±0,1	2,7±0,1	2,3±0,1	3,5±0,1	2,51±0,03
b_k	0,231±0,004	0,273±0,004	0,297±0,05	0,333±0,006	0,361±0,011	0,309±0,008

Для выделения кластеров*, образующихся в областях фрагментации сталкивающихся ядер, использовались релятивистски-инвариантные переменные X_{S_H} и X_{S_M} , которые определяют долю 4-импульса налетающего ядра и ядра мишени, уносимую кластером. Из законов сохранения для кластеров, состоящих из частиц с одинаковой массой, можно получить

Таблица 1. Статистика событий

Тип события	Все	МКВ	ПКВ
pC	2583	89	294
pC*	4469	1425	2001
CC	5482	2369	746
CC**	4346	1965	1053

* Специально отобранные события, сопровождающиеся испусканием адрона в ЗП (см. текст),

** CC-центральные (см. текст).

* Рассматривались кластеры с минимальной множественностью $n_p = 2$.

$$X_{S_{H(M)}} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_{H(M)}} \cdot \frac{(V_{\alpha(\beta)} \cdot u_{M(H)})}{(u_H \cdot u_M)}, \quad (2)$$

где $M_{\alpha(\beta)}$ — масса кластера α (или β), $m_{H(M)}$ — масса налетающего ядра (или ядра мишени). Мы исследовали поведение кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени, для выделения которых требовалось выполнение условия $X_{S_M} > X_{S_H}$.

Результаты

В работе изучались структурные функции $F(X) \equiv E \frac{d^3 \sigma}{dP^3}$ в зависимости от переменных $X \equiv b_{IIc}$, X_s , b_k , где $b_{IIc} = -(u_{II} - V)^2$, переменные X_s и b_k определены выше. Поведение структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(X_s)$ характеризует процесс фрагментации рассматриваемого ядра в данном случае на кластеры, это энергетические характеристики фрагментирующих систем и их структуры. Структурные функции $F(b_k)$ определяют особенности образовавшихся кластеров, в частности их энергию распада. Анализ этих функций дает возможность установить связь между особенностями образования кластеров и их свойствами.

Структурные функции $F(b_{IIc})$ для отмеченных выше групп pC- и cC-взаимодействий показаны на рис.1. Видно, что для кумулятивных столкновений $F(b_{IIc})$ -распределения имеют быстро спадающую часть при значениях $b_{IIc} \lesssim 0,6$ с небольшими различиями для разных групп событий и приблизительно одинаковую относительно медленно спадающую часть при $b_{IIc} \gtrsim 0,6$.

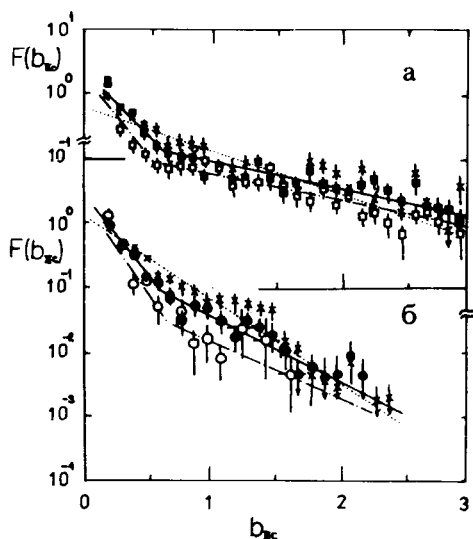


Рис.1. $F(b_{IIc})$ -распределения для pC-взаимодействий (а) и cC-взаимодействий (б) (темные точки — МКВ; светлые — ПКВ, крестики — "обычные"). Сплошная кривая — результат аппроксимации данных для МКВ, штрихпунктирная — для ПКВ, пунктир — для "обычных" взаимодействий.

Таблица 3. Результаты аппроксимации $F(b_{IIc})$ -распределений (параметры $\langle b_{IIc} \rangle$) *

Тип взаимодействия	pC		CC	
	$\langle b_{IIc} \rangle_1$	$\langle b_{IIc} \rangle_2$	$\langle b_{IIc} \rangle_1$	$\langle b_{IIc} \rangle_2$
МКВ	0,148±0,016	1,53±0,13 (1,4)	0,143±0,031	1,55±0,15 (0,6)
ПКВ	0,074±0,041	0,475±0,088 (1,0)	0,143±0,056	0,911±0,069 (0,9)
"обычные"	0,644±0,048	- (1,5)	0,350±0,011	- (2,5)

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

Эти распределения аппроксимировались двумя экспонентами вида

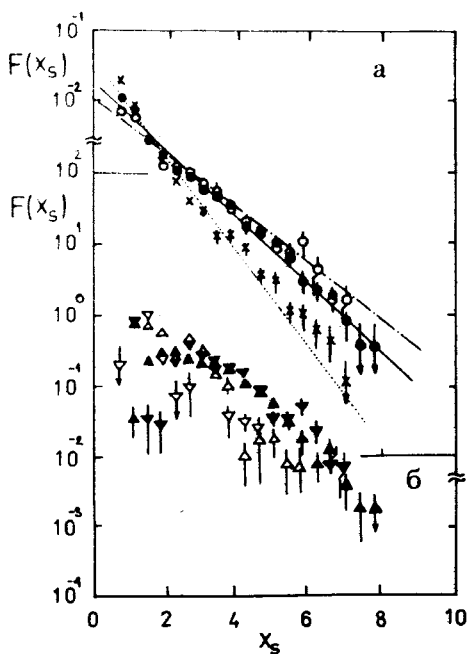
$$F(b_{ik}) = \exp(-b_{ik} / \langle b_{ik} \rangle_1) + \text{const} \cdot \exp(-b_{ik} / \langle b_{ik} \rangle_2). \quad (3)$$

Для "обычных" взаимодействий два наклона в поведении структурных функций $F(b_{IIc})$ четко не проявляются, поэтому они аппроксимировались одной экспонентой:

$$F(b_{ik}) = \exp(-b_{ik} / \langle b_{ik} \rangle). \quad (4)$$

Полученные результаты для параметров $\langle b_{IIc} \rangle$ приведены в табл.3. Таким образом, только кумулятивные взаимодействия можно характеризовать двумя "способами" фрагментации ядра мишени на кластеры, различающимися,

Рис.2. $F(x_s)$ -распределения для pC-взаимодействий: а - для всех МКВ (точки ●), ПКВ (точки ○) и "обычных" (точки x); б - для событий с $b_{IIc} < 0,6$ (▼ - МКВ, ▲ - ПКВ) и $b_{IIc} > 0,6$ (▽ - МКВ, △ - ПКВ). Сплошная кривая - результат аппроксимации данных для МКВ, штрихпунктир для ПКВ, пунктир для "обычных" взаимодействий.



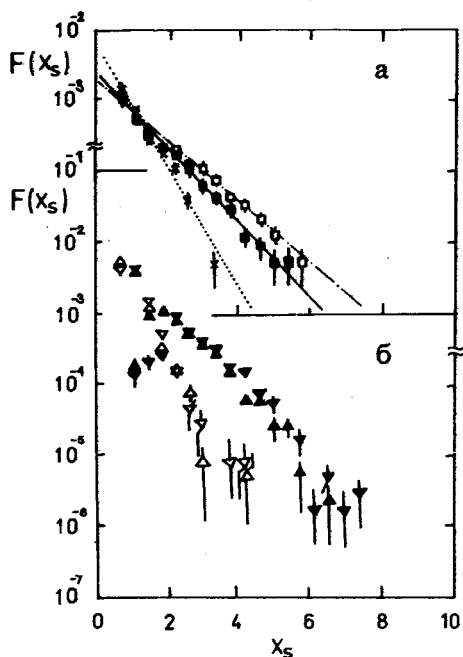


Рис.3. $F(x_s)$ -распределения для СС-столкновений (обозначения те же, что и на рис.2).

например, по средним значениям переменной $b_{Пс}$. Им соответствуют разные структуры фрагментирующих объектов. Это видно из $F(X_s)$ -распределений, которые для случаев с $b_{Пс} < 0,6$ и $b_{Пс} > 0,6$ приведены на рис.2б и 3б. Разные структуры фрагментирующих объектов в ядрах мишени оказываются в МКВ, ПКВ и в "обычных" столкновениях, что следует из рис.2а и 3а, где показаны $F(X_s)$ -распределения для этих типов взаимодей-

ствий, и результатов аппроксимации этих распределений экспонентой типа (4) (табл.4).

Таблица 4. Результаты аппроксимации $F(X_s)$ -распределений (параметры $\langle X_s \rangle$)*

	pC	CC
МКВ	$0,88 \pm 0,02$ (1,8)	$0,95 \pm 0,02$ (2,5)
ПКВ	$1,01 \pm 0,04$ (0,9)	$1,09 \pm 0,04$ (1,3)
"Обычные"	$0,54 \pm 0,02$ (1,7)	$0,72 \pm 0,02$ (3,3)

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

В табл.5 приведены данные по средним множественностям кумулятивных адронов в pC- и СС-взаимодействиях с фрагментацией на протонные кластеры либо с $b_{Пс} < 0,6$, либо с $b_{Пс} > 0,6$. Видно, что рождение кумулятивных адронов происходит в обеих группах событий, причем кумулятивные протоны в событиях пер-

Таблица 5. Характеристики взаимодействий с кластерами с $b_{1c} < 0,6$ и $b_{1c} > 0,6$

Характеристика	pC				cC			
	b_{1c}	МКВ	ПКВ	Все неупр.	МКВ	ПКВ	Все неупр.	Все неупр.
\bar{n}_{pk}	<0,6	0,34±0,02	1,12±0,01	0,16±0,02	0,81±0,04	1,31±0,02	1,00±0,02	1,00±0,02
	>0,6	0,26±0,02	1,11±0,02	0,08±0,02	0,38±0,05	1,29±0,05	0,51±0,03	0,51±0,03
$\bar{n}_{\pi k}$	<0,6	0,57±0,02	—	0,052±0,012	1,11±0,02	—	0,17±0,01	0,17±0,01
	>0,6	0,61±0,03	—	0,045±0,012	1,17±0,04	—	0,18±0,01	0,18±0,01

Таблица 6. Параметры наклона $F(b_k)$ -распределений ($< b_k >$) и соответствующие "температуры" ($< T >$)

Тип взаимодействия	pC		cC	
	$< b_k >$	$< T >$	$< b_k >$	$< T >$
МКВ	0,138±0,010	0,279±0,024 (0,7)	0,092±0,023	0,243±0,011 (1,2)
	65±5	131±11	43±11	114±5
ПКВ	0,179±0,003	—	0,221±0,006	—
	84±1	—	104±3	—
"Обычные"	0,181±0,004	—	0,171±0,002	—
	85±2	—	80±1	—

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

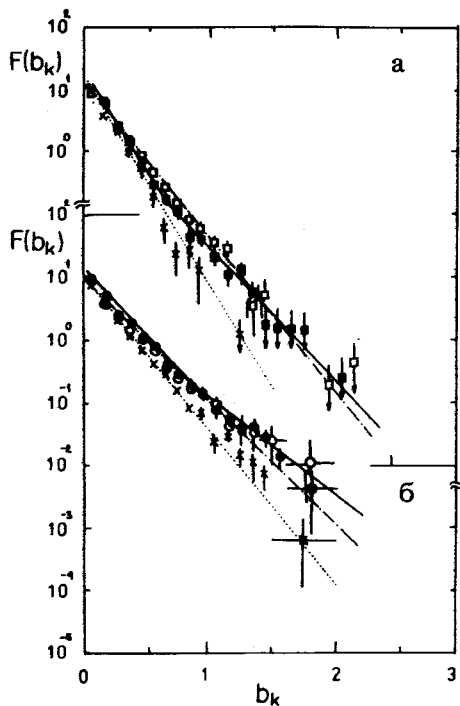


Рис.4. $F(b_k)$ -распределения (обозначения те же, что и на рис.1).

вой группы образуются несколько чаще, чем второй*. Кумулятивные π -мезоны в обеих группах столкновений рождаются в пределах ошибок с одинаковой вероятностью.

Разница между МКВ и ПКВ в образовании протонных кластеров проявляется в $F(b_k)$ -распределениях, показанных на рис.4. Для МКВ эти распределения имеют два наклона с границей при $b_k \approx 0,6$, для ПКВ, как и для "обычных" столкновений, — только один. Параметры аппроксимации $F(b_k)$ -распределений двумя экспонентами или одной (типа (3), (4)) приведены в табл.6.

Полученные наклоны формально можно связать со средними "температурами" $\langle T \rangle$ испускания протонов из кластера ¹⁴:

$$\langle b_k \rangle = \frac{2 \langle E \rangle}{m_N} - 2 \approx \frac{2 \langle T \rangle}{m_N}, \quad (5)$$

где m_N — масса нуклона. Полученные при этом результаты также приведены в табл.6. В этом смысле можно говорить об образовании в МКВ протонных кластеров с двумя разными "температурами" испускания протонов, в ПКВ, как и в "обычных", — кластеров только с одной "температурой". Как показали результаты аппроксимации одной или двумя экспонентами $F(b_k)$ -распределений, соответствующих испусканию кластеров с $b_{IIc} < 0,6$ и $b_{IIc} > 0,6$, такое поведение протонных кластеров в МКВ связано, в основном, с событиями, в которых они образуются со значением $b_{IIc} < 0,6$.

* Это не относится к ПКВ, что, скорее всего, связано со способом отбора этих событий.

Таблица 7. Характеристики частиц в кластерах из МКВ

Характеристика	pC		CC	
	$b_k < 0,6$	$b_k > 0,6$	$b_k < 0,6$	$b_k > 0,6$
\bar{n}_{p_k}	$0,20 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,01$
\bar{n}_p	$0,60 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,02$	$5,78 \pm 0,09$	$1,06 \pm 0,06$
\bar{p}_l^2	$0,220 \pm 0,006$	$0,791 \pm 0,058$	$0,225 \pm 0,006$	$0,787 \pm 0,047$

Из табл.7, где приведены средние характеристики частиц из кластеров, соответствующих разным "температурам", видно, что кумулятивное рождение протонов происходит, в основном, в низкотемпературных кластерах (с $b_k < 0,6$). Этот результат, по-видимому, не нужно рассматривать как отражение каких-либо особых свойств этих кластеров; он скорее связан с тем, что низкотемпературные кластеры соответствуют малым значениям b_k , при которых происходит рождение кумулятивных протонов. Так, в ПВК, где не выделяются ни низко-, ни высокотемпературные кластеры, кумулятивное рождение протонов относится, в основном, к кластерам с малыми значениями b_k . Например, в кластерах из ПВК с $b_k < 0,6$ происходит образование $\approx 80\%$ всех кумулятивных протонов.

З а к л ю ч е н и е

Проведен анализ 4-мерных протонных кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени в мезонных и протонных кумулятивных pC- и CC-взаимодействиях. Во всех случаях фрагментация ядра мишени происходит на кластеры, которые можно разбить на две группы, характеризующиеся разными средними значениями энергий в системе покоя фрагментирующего объекта (или разными средними значениями переменной b_{pC}). Обнаружено, что рождение кумулятивных протонов происходит чаще в событиях с фрагментацией на кластеры с $b_{pC} < 0,6$.

Свойства протонных кластеров в мезонных и протонных кумулятивных взаимодействиях оказываются разными. Кластерам в мезонных кумулятивных взаимодействиях соответствуют две температуры распада, которые коррелируют с особенностями их образования. В протонных кумулятивных взаимодействиях,

как и в "обычных" столкновениях, этих корреляций нет, и кластеры характеризуются одной температурой.

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом:

1) Рождение кумулятивных пионов отражается на свойствах протонных кластеров, что нельзя сказать об образовании кумулятивных протонов.

2) Корреляции между особенностями образования кластеров и их свойствами обнаружены только для мезонных кумулятивных взаимодействий.

3) Наблюденные в работе /4/ два наклона в $F(b_k)$ -распределениях связаны, в основном, с мезонными кумулятивными взаимодействиями и относятся к событиям с испусканием кластеров с $b_{\text{Пс}} < 0,6$.

Авторы благодарны Л.А.Диденко, Д.Армутлийскому, В.Г.Гришину, А.А.Кузнецову за помощь в работе и полезные обсуждения, коллективу сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждения, а также лаборантам, участвовавшим в просмотре и записи результатов на магнитные ленты ЭВМ.

Литература

1. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
2. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1988, т.44, с.1209.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-87-552, Дубна, 1987.
4. Армутлийски Д. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4 (24)-87, Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.
5. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.152; ЯФ, 1986, т.44, с.1495; ЯФ, 1987, т.45, с.1676.
6. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.

Рукопись поступила 5 октября 1988 года.