

УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ СВОЙСТВ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $4 \div 40$ ГэВ

Д.Армутлийски, А.М.Балдин, В.Г.Гришин,
Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов, З.В.Метревели*

В новом релятивистски-инвариантном подходе изучаются свойства барионных кластеров в различных адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях: pC , dC , CC , pTa , dTa , $\pi-C$ в широком интервале энергий. Анализируются распределения кластеров и отдельных протонов в кластерах по квадратам 4-мерных относительных скоростей: $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$. Показано, что в релятивистских ядерных взаимодействиях существует две характерные области: одна соответствует случаю классической ядерной физики, $b_{ik} \sim 10^{-2}$, вторая — переходная, где кварк-глюонные степени свободы начинают играть существенную роль, $b_{ik} \sim 10^{-1}$. В работе показано, что свойства 4-мерных барионных кластеров в обеих областях не зависят ни от типа сталкивающегося с ядром объекта, ни от его энергии.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Universality of 4-Dimensional Baryonic Cluster Properties in Hadron-Nuclear and Nucleus-Nuclear Interactions within the $4 \div 40$ GeV/c Energy Range

D.Armutlijski et al.

The properties of baryonic clusters in various hadron-nuclear and nucleus-nuclear interactions: pC , dC , CC , pTa , dTa , $\pi-C$, in a wide energy range of $4 \div 40$ GeV/c per nucleon are studied in a new relativistically-invariant approach. Distributions of clusters and individual protons in clusters are analysed over relative 4-velocities squared b_{ik} . It is shown that in relativistic nuclear interactions two characteristic regions exist: one of them corresponds to the case of classical nuclear physics $b_{ik} \sim 10^{-2}$, the second is intermediate where quark-gluon degrees of freedom begin to play an essential role $b_{ik} \sim 10^{-1}$. It is also shown that the properties of 4-dimensional baryonic clusters in both regions do not depend neither on a type of a projectile nor its energy within the $4 \div 10$ GeV/c range.

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

* Институт физики высоких энергий ТГУ

В результате столкновений релятивистских ядер образуется много частиц, и картина носит очень 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 преобладают адронные степени свободы, а в каких — кварковые. Наибольшие трудности вызывает интерпретация процессов образования кумулятивных барионов, в первую очередь кумулятивных протонов, по инклюзивному рождению которых получены многочисленные данные. С одной стороны, уже в первых работах^{1, 2} по релятивистской ядерной физике отмечалось, что в ядрах существуют два характерных масштаба кинематических переменных: один соответствует нуклонным степеням свободы, а другой — кварковым. Согласно этому подходу кумулятивные нуклоны и кумулятивные пионы относятся к разным явлениям. С другой стороны, инклюзивные спектры протонов и пионов имеют аналогичные черты, что заставляет многих авторов относить их к одному типу, строить модели кумулятивного эффекта и делать далеко идущие выводы. Следует, однако, отметить, что неполнота инклюзивного подхода и усредненность распределений (соответствующих спектров) ведет к ненадежности таких выводов. Большое число исходных часто взаимодействующих гипотез дает близкие результаты и позволяет объяснить наблюдаемые инклюзивные спектры.

В настоящей работе применяется метод, который в отличие от инклюзивного подхода дает возможность использовать всю доступную эксперименту информацию, в особенности информацию, полученную на трековых приборах. Метод позволяет провести четкую классификацию ядерных взаимодействий и упорядочить сложные картины релятивистских ядерных взаимодействий. В частности, как будет показано ниже, в образовании протонов при релятивистских ядерных взаимодействиях большую роль играют барионные кластеры, аналогичные кварковым струям. Свойства барионных кластеров близки к свойствам кварковых струй, но расположены кластеры совсем в другой области кинематических переменных по сравнению с пионными четырехмерными струями — кластерами. Изучение свойств барионных кластеров и сопоставление их свойств с изученными ранее четырехмерными струями^{7 + 9} и является целью настоящей работы.

Классификацию ядерных взаимодействий в работах^{3, 4} предлагается проводить по параметрам b_{ik} — квадратам расстояний между точками i и k в пространстве четырехмерных относительных скоростей:

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

Здесь $u_i = P_i / m_i$; P_i, P_k — 4-импульсы частиц, m_i, m_k — их масса. Для реакции

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (2)$$

индексы i и k могут принимать значения $i, k = I, II, 1, 2, \dots$. Величины b_{ik} характеризуют силу взаимодействия частиц i и k и, следовательно, определяют уровень (нуклонный или кварковый), на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k .

Критерии, по которым предлагается проводить классификацию ядерных взаимодействий, состоят в следующем:

1) область $b_{ik} \sim 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных систем, состоящих из нуклонов. Это область, где справедлива протон-нейтронная модель ядра;

2) область $0,1 < b_{ik} < 1$ является промежуточной. В этой области кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке адронных систем;

3) в области $b_{ik} \gg 1$ адроны утрачивают значение квази-частиц ядерной материи и взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. Областям 1 и 3, как следует из работ³⁺⁶, должны соответствовать две промежуточные асимптотики²¹. В работах⁷⁺⁸ нами было показано, что в образовании кварковых струй действительно наблюдается выход на асимптотический режим в пространстве четырехмерных относительных скоростей при $\langle b_{J_1 J_2} \rangle \geq 10$, где $b_{J_1 J_2}$ — расстояние между струями.

Ниже приводится анализ свойств барионных кластеров, образующихся в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях в интервале $7 \leq b_{I II} \leq 570$, типы взаимодействий, энергия и статистика приведены в табл. 1. 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). Значения m_I и m_{II} (см. формулу (1)) для случаев протонного и ядерного облучений принимались равными $m_I = m_{II} = m_N = 938$ МэВ; для π^- -взаимодействий $m_I = m_\pi$ — массе пиона; P_I — четырехимпульс налетающего объекта, приходящийся на один нуклон (для ядер).

Для получения взаимодействий протонов и ядер с ядрами Та в пропановой камере устанавливались танталовые пластинки. Методические особенности экспериментов описаны в работах¹⁰⁺¹². Здесь необходимо отметить следующее. Нижняя граница, начиная с которой в пропановой камере регистрируются протоны:

Таблица 1

Тип взаимодействий	Импульс пучковых частиц, ГэВ/с	b_{II}	Статистика
p(C ₃ H ₈)	4,2	7,16	4693
p Ta	4,2	7,16	849
d(C ₃ H ₈)	4,2 · A	7,16	8263
d Ta	4,2 · A	7,16	1507
C(C ₃ H ₈)	4,2 · A	7,16	7060
p(C ₃ H ₈)	10	19,4	2706
p Ta	10	19,4	1589
π^- -C	40	570	8791

$P_{\text{лаб}} = 150$ МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно отличить от π^+ -мезонов до значений импульсов $P_{\text{лаб}} \approx 800$ МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с $P_{\text{лаб}} > 800$ МэВ/с в протонном и ядерном облучениях считались протонами, а в π^- -C-взаимодействиях π^+ -мезонами. Максимальная примесь π^+ -мезонов среди положительных частиц в протонном и ядерном облучениях составляет $\sim 13\%$. Дейтроны (d) и тритоны (t) отличались по ионизации от протонов в интервале импульсов $1 < P_{\text{лаб}} < 2$ ГэВ/с. В остальных случаях эти частицы считались также протонами. Примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов с $P_{\text{лаб}} < 800$ МэВ/с по различным оценкам $10 \div 15\%$ / 13+15/. Примесь d и t среди стриппинговых фрагментов в CC-взаимодействиях составила $\sim 30 \div 40\%$. Более подробно методические вопросы, связанные с обработкой взаимодействий протонов и ядер с пропаном, описаны в работах /11, 12/, а с танталом — в /10/. Необходимо только отметить здесь, что при анализе взаимодействий с танталом вводились поправки на потери протонов по азимутальному углу ϕ и полярному θ , а также поправки на величину импульса, возникающие из-за ионизационных потерь в танталовой пластинке.

Для изучения области 1, где мы имеем дело с классической ядерной физикой, отбирались непрореагировавшие (спектаторные) протоны как от ядра-мишени, так и от налетающего ядра, для случая углеродного облучения.

К спектаторным протонам от ядра-мишени относились протоны с импульсом $150 \leq P_{\text{лаб}} \leq 300$ МэВ/с или величиной b_{II} в интервале $0,025 \leq b_{II} \leq 0,1$, где

$$b_{II} = - \left(\frac{P_{II}}{m_{II}} - \frac{P_I}{m_I} \right)^2 = 2 \frac{E_I}{m_I} - 2; \quad (3)$$

Средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов в интервале
 $0,025 \leq b_{\Pi i} \leq 0,1$

Тип взаимо- действий	Импульс, ГэВ/с	Число событий	Множествен- ность, n_p	$\langle b_k \rangle$	$\langle b_{\Pi C} \rangle$
pC	4,2	394	$2,31 \pm 0,03$	$0,029 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
dC	4,2 · A	763	$2,35 \pm 0,02$	$0,031 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
CC	4,2 · A	494	$2,31 \pm 0,03$	$0,033 \pm 0,001$	$0,026 \pm 0,001$
pC	10	249	$2,34 \pm 0,04$	$0,030 \pm 0,001$	$0,022 \pm 0,001$
π^- C	40	1544	$2,29 \pm 0,01$	$0,031 \pm 0,001$	$0,024 \pm 0,001$
pTa	4,2	14	$3,1 \pm 0,3$	$0,048 \pm 0,005$	$0,028 \pm 0,005$
dTa	4,2 · A	251	$2,64 \pm 0,06$	$0,049 \pm 0,001$	$0,031 \pm 0,001$
pTa	10	356	$2,57 \pm 0,04$	$0,048 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$

индекс Π относится к ядру-мишени, i — ко вторичному протону. Рассматривались кластеры протонов с множественностью $n_p \geq 2$. Средние множественности в кластерах в разных типах взаимодействий представлены в табл. 2. Аналогично нахождению оси струй 16 , для этих кластеров определялся их центр по формуле

$$V = \frac{\sum_i u_i}{\sqrt{(\sum_i u_i)^2}}, \quad (4)$$

суммирование производилось по всем отобраным протонам. Анализировались распределения протонов по величине b_k :

$$b_k = - (V - u_k)^2. \quad (5)$$

Эти распределения для разных типов взаимодействий представлены на рис. 1 и 2, а средние значения $\langle b_k \rangle$ приводятся в табл. 2. Здесь и в дальнейшем в таблицах приводятся статистические ошибки. Систематические ошибки, связанные с идентификацией протонов, составляют $\sim 10 \div 15\%$. Из рисунков и таблицы видно, что полученные распределения и средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов — фрагментов одного и того же ядра-мишени (С или Та) одинаковы в пределах экспериментальных ошибок, т.е. не зависят ни от типа взаимодействия, ни от энергии в интервале $b_{\Pi} = 7 \div 570$. С увеличением атомного номера ядра величина $\langle b_k \rangle$ растет. Это может быть связано как с увеличением множественности протонов в кластерах, образующихся на более тяжелом ядре, так и с потерей медленных протонов ($p \leq 300$ МэВ/с)

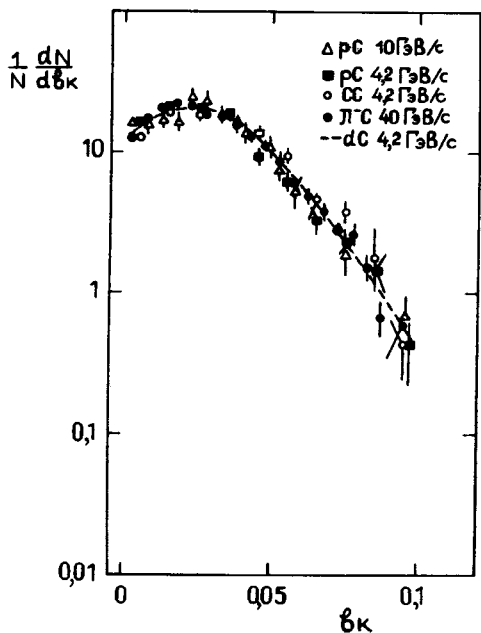
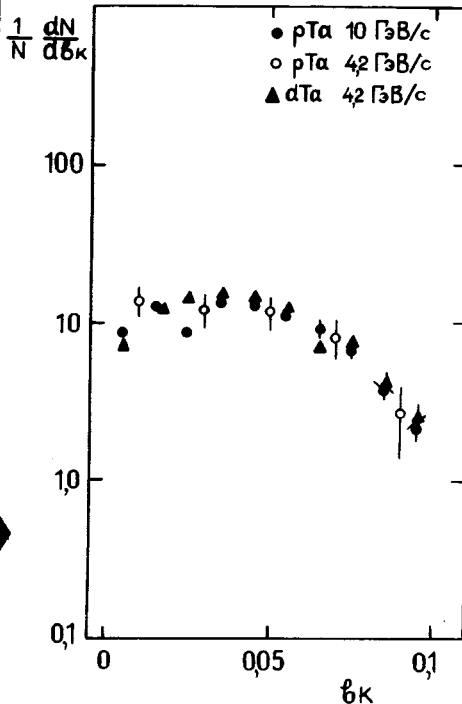


Рис. 2. Распределение протонов-спектров по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях протонов и ядер с ядрами тантала при различных энергиях.

Рис. 1. Распределение протонов-спектров по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.



в танталовой пластинке. Для кластеров с большой множественностью средняя величина $\langle b_k \rangle$ больше (табл. 3).

В табл. 2 приведены также средние значения величины $\langle b_{IIc} \rangle$ квадрата 4-мерной скорости кластера относительно ядра-мишени:

$$b_{IIc} = -(u_{II} - V)^2. \quad (6)$$

На рис. 3 показано поведение инвариантных функций $^{16/}$ в зависимости от величины b_{IIc} для разных типов взаимодействий:

$$F(b_{IIc}) = \frac{1}{\sigma} \frac{2}{m_c^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_{IIc} + b_{IIc}^2/4}} \frac{d\sigma}{db_{IIc} d\Omega} d\Omega; \quad (7)$$

здесь m_c — эффективная масса кластера. Видно, что и средние значения $\langle b_{IIc} \rangle$, и поведение инвариантных функций $F(b_{IIc})$

Средние значения $\langle b_k \rangle$ в зависимости от множественности протонов в кластере n_p в pC- и pTa-взаимодействиях при $P = 10$ ГэВ/с

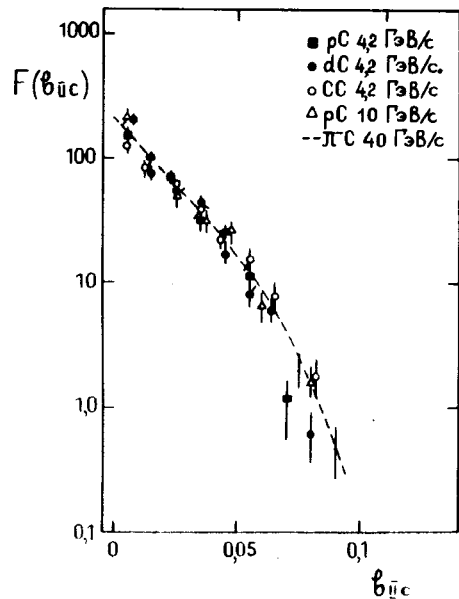
Тип взаимодействий	$n_p = 2$	3	4	≥ 5
Спектаторные протоны $0,025 \leq b_{IIi} \leq 0,1$				
pC	$0,026 \pm 0,001$	$0,037 \pm 0,002$	$0,047 \pm 0,004$	—
pTa	$0,038 \pm 0,001$	$0,054 \pm 0,002$	$0,059 \pm 0,003$	$0,066 \pm 0,004$
Провзаимодействовавшие протоны $0,1 < b_{IIi} \leq 0,63$				
pC	$0,113 \pm 0,004$	$0,155 \pm 0,008$	$0,14 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
pTa	$0,116 \pm 0,004$	$0,141 \pm 0,004$	$0,159 \pm 0,004$	$0,182 \pm 0,002$

для протонных кластеров, образующихся из одного и того же ядра, в пределах ошибок эксперимента не зависят ни от типа взаимодействия, ни от его энергии. Величина $\langle b_{IIc} \rangle$ близка к размеру кластера $\langle b_k \rangle$ в пространстве 4-мерных относительных скоростей и намного меньше значений b_{II} для всех типов рассматриваемых взаимодействий, т.е.

$$\langle b_{IIc} \rangle \sim \langle b_k \rangle \ll b_{II} .$$

Таким образом, в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях протоны, являющиеся фрагмента-

Рис. 3. Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ для кластеров протонов-спектаторов, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.



ми ядер, представляют собой в пространстве 4-мерных относительных скоростей систему с очень малыми размерами $\langle b_k \rangle \sim 10^{-2} \ll b_{II}$, которая для одного и того же ядра характеризуется универсальными свойствами, не зависящими от типа налетающей частицы или ядра в интервале $b_{II} = 7 \div 570$.

Поскольку нижняя граница регистрации протонов в пропановой камере равна $P_{\text{лаб}} \approx 150$ МэВ/с, полученные значения $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{Ic} \rangle$ несколько отличаются от истинных, т.к. для их определения используется ограниченный интервал импульсов протонов. В связи с этим аналогичные расчеты были проведены для стриппинговых протонов, образующихся в СС-взаимодействиях от налетающего ядра углерода. Критерии отбора СС-соударений описаны в работе ¹²/. К стриппинговым протонам относились положительные однозарядные частицы с импульсом $2,8 \leq P_{\text{лаб}} \leq 5,4$ ГэВ/с и углом $\theta \leq 4^\circ$ по отношению к направлению движения налетающего ядра. Для отобранных протонов аналогичным образом определялись величины b_k и b_{Ic} по формулам (6) и (7). Индекс I здесь относится к налетающему ядру С. Значения этих величин следующие: $\langle b_{Ic} \rangle = 0,026 \pm 0,001$ и $\langle b_k \rangle = 0,036 \pm 0,001$.

Соответствующие распределения представлены на рис. 4. Видно, что оба эти распределения подобны, различаются они только в области малых значений b_k и $b_{Ic} \sim 0$. Таким образом, и для стриппинговых протонов величины $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{Ic} \rangle$ оказались малой величиной $\sim 10^{-2}$. Здесь необходимо отметить, что процесс рождения стриппинговых частиц выходит на асимптотику уже при $E \geq 1$ ГэВ ¹⁷ /.

Для изучения закономерностей множественного рождения в промежуточной области 2) мы также отбирали вторичные протоны, поскольку они могут проявлять себя и как квазичастицы

в классическом ядерном взаимодействии, и как продукт фрагментации кварковых систем, если взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. Если в преды-

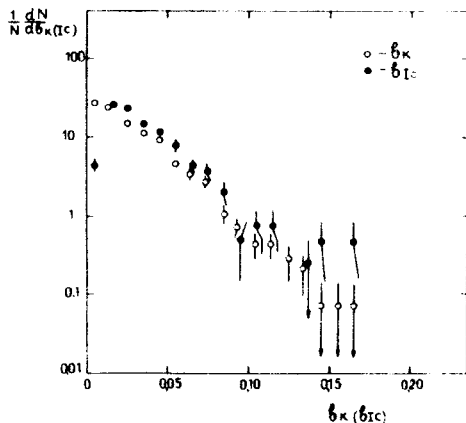


Рис. 4. Распределение стриппинговых протонов от налетающего ядра углерода по величине $b_k(0)$ в СС-взаимодействиях при $P=4,2$ ГэВ/с на нуклон. Распределение кластеров стриппинговых протонов по величине b_{Ic} (●) в СС-взаимодействиях.

дущем случае вопрос кластеризации спекторных протонов вблизи родительских ядер не оставлял сомнений, поскольку средние размеры такого кластера $\langle b_k \rangle \ll b_{I\text{II}}$, то для процессов в промежуточной области особенности поведения протонов в пространстве четырехмерных относительных скоростей требуют более детального анализа. В этом случае размеры барионных кластеров могут быть сравнимы с расстоянием между их центрами. Возможность существования протонных кластеров в переходной области была исследована на примере СС-взаимодействий при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Отбирались события с множественностью протонов $n_p \geq 4$. Количество таких событий составило 2125. При этом спекторные протоны от ядра-мишени и налетающего ядра исключались. Предполагалось, что в большинстве событий, как показывают экспериментальные данные ¹², возможно образование двух кластеров протонов, связанных с фрагментацией ядра-мишени и налетающего ядра.

Выделение двух таких кластеров проводилось путем минимизации суммы квадратов 4-скоростей вторичных протонов относительно центров кластеров, т.е. путем минимизации величины

$$A = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_k (V_\beta - u_k^\beta)^2 \right]; \quad (8)$$

α и β обозначают два различных кластера. Для нахождения величины A в каждом событии с множественностью протонов n_p рассматривались все возможные разбиения n_p протонов на две группы (два кластера). Отбирались такие события, в которых расстояния между двумя кластерами в пространстве 4-скоростей $b_{\alpha\beta}$ были больше 1, т.е.

$$b_{\alpha\beta} = - (V_\alpha - V_\beta)^2 \geq 1. \quad (9)$$

В противном случае мы считаем, что эти кластеры не разделяются в пространстве 4-скоростей. Доля отобранных событий составила 86% от всех анализируемых СС-соударений с множественностью $n_p \geq 4$. Рассматривались кластеры с минимальной множественностью $n_p = 2$. С целью определения области образования этих кластеров использовались переменные x_{Ic} и x_{IIc} , которые получаются из уравнений законов сохранения энергии — импульсов

$$x_{Ic} P_I + x_{IIc} P_{II} = m_c^\alpha V_\alpha + m_c^\beta V_\beta. \quad (10)$$

умножением на P_I или P_{II} :

$$x_{IIc} = \frac{m_c^\alpha (u_I V_\alpha)}{m_{II} (u_I u_{II})} + \frac{m_c^\beta (u_I V_\beta)}{m_{II} (u_I u_{II})}; \quad (11)$$

$$x_{Ic} = \frac{m_c^a (u_{II} V_a)}{m_I (u_I u_{II})} + \frac{m_c^\beta (u_{II} V_\beta)}{m_I (u_I u_{II})} \quad (12)$$

Здесь m_c^a и m_c^β — эффективные массы кластеров a и β ; $m_I = m_{II} = m_N = 938$ МэВ и $|\vec{P}_I| = 4,2$ ГэВ/с. В случае рождения кластеров a или β в областях фрагментации сталкивающихся ядер формулы (11), (12) можно упрощенно записать в следующем виде:

$$x_{IIc} = \frac{m_c^{a(\beta)}}{m_{II}} \frac{(V_{a(\beta)} u_I)}{(u_I u_{II})}, \quad (13)$$

$$x_{Ic} = \frac{m_c^{a(\beta)}}{m_I} \frac{(V_{a(\beta)} u_{II})}{(u_I u_{II})}. \quad (14)$$

Переменные x_{IIc} и x_{Ic} в таком представлении характеризуют долю 4-импульса ядра-мишени или падающего ядра соответственно, уносимую кластером a или β . Область больших значений x_{IIc} соответствует области фрагментации мишени, а больших x_{Ic} — фрагментации налетающего ядра.

На рис. 5 а,б показаны двумерные распределения протонных кластеров по переменным x_{IIc} и x_{Ic} (формулы (13) и (14)) во всех СС-неупругих и в СС-многоуклонных ¹¹/ взаимодействиях. Как видно из рисунков, два выделенных протонных кластера

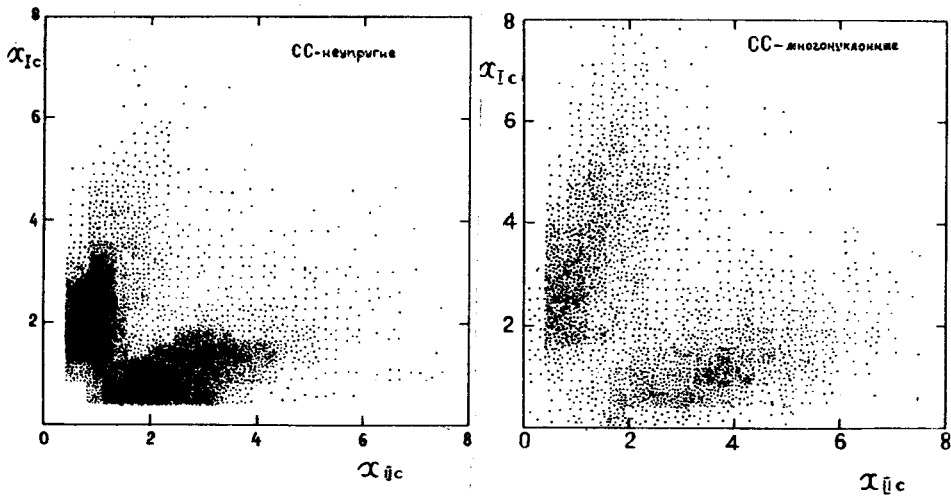


Рис. 5. Распределение протонных кластеров по величинам x_{Ic} и x_{IIc} : а — во всех СС-неупругих взаимодействиях; б — в СС-многоуклонных взаимодействиях.

Рис. 6. Распределение протонных кластеров по квадратам расстояний между ними $b_{\alpha\beta}$ в пространстве 4-скоростей с СС-неупругих взаимодействиях.

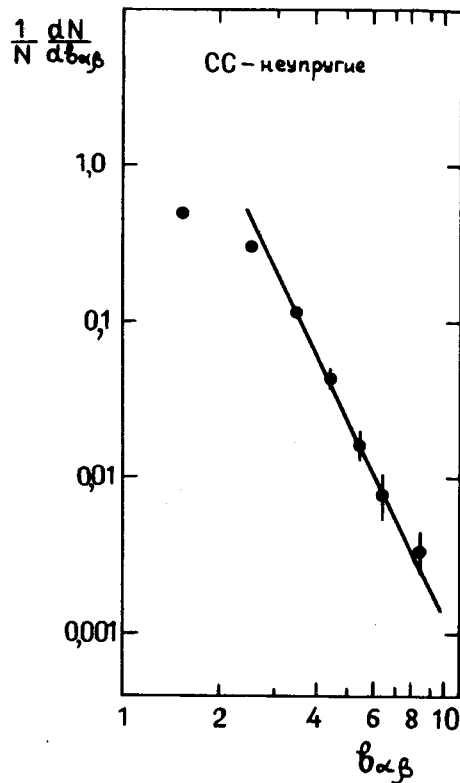
хорошо разделяются по выбранным переменным. В дальнейшем считалось, что, если $x_{IIc} > x_{Ic}$, протонный кластер образуется в области фрагментации мишени, а если $x_{Ic} > x_{IIc}$ — в области фрагментации налетающего ядра. Средняя множественность протонов в кластерах во всех СС-неупругих взаимодействиях составила $3,74 \pm 0,04$ и $3,49 \pm 0,04$ в обеих областях соответственно, а средние значения величины $\langle b_k \rangle$ оказались равными $0,324 \pm 0,004$ и $0,343 \pm 0,004$. Небольшие различия в этих величинах обусловлены методическими особенностями, о которых упоминалось ранее.

На рис. 6 показано распределение двух кластеров по расстоянию $b_{\alpha\beta}$ (9) между ними в пространстве 4-скоростей. Представленное распределение в области $b_{\alpha\beta} > 2$ описывается степенной зависимостью типа

$$\frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m}, \quad (15)$$

с параметром $m = 4,3 \pm 0,3$, что согласуется с ожидаемым^{/18/} поведением этого сечения. В области $b_{\alpha\beta} \geq 1$ среднее значение величины $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$ равно $2,31 \pm 0,03$.

Таким образом, и в промежуточной области средние размеры протонных кластеров в пространстве 4-скоростей $\langle b_k \rangle$ намного меньше расстояния между ними $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$, т.е. $\langle b_k \rangle \ll \langle b_{\alpha\beta} \rangle$. Этот факт говорит о том, что и в переходной области в релятивистских ядерных столкновениях четко проявляется кластеризация нуклонов.



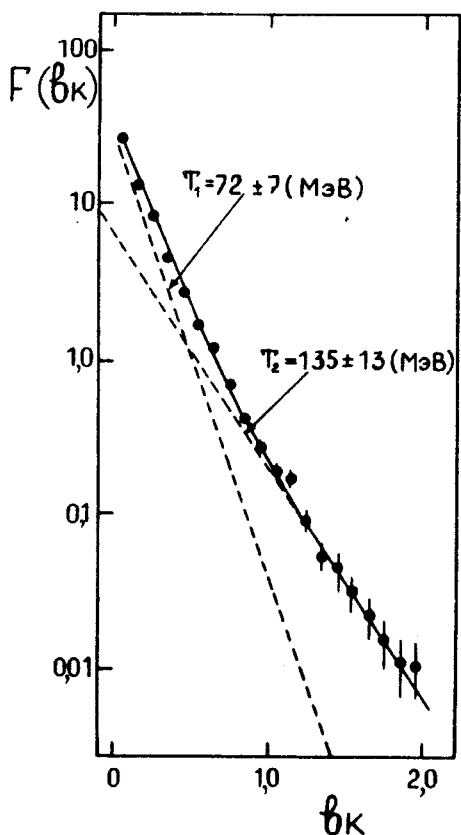


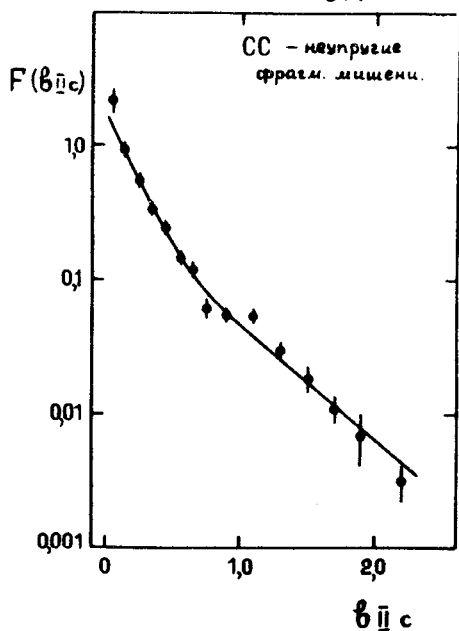
Рис. 7. Инвариантная функция $F(b_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в СС-взаимодействиях в области фрагментации мишени. Сплошная линия – результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (17).

Для изучения свойств нуклонных кластеров, образующихся в СС-взаимодействиях, были построены инвариантные функции $F(b_k)$ и $F(b_{II(c)})$. Функция $F(b_k)$ характеризует распределение протонов в кластере и записывается следующим образом:

$$F(b_k) = \frac{1}{N} \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \times$$

(16)

$$\times \frac{dN}{db_k d\Omega} d\Omega.$$



Функция $F(b_{II(c)})$ (формула (7)) описывает распределение нуклонных кластеров относительно сталкивающихся ядер. Эти функции приведены на рис. 7 и 8 соответственно. Из рис. 7 следует, что функцию $F(b_k)$ можно представить в виде суммы двух экспоненциальных функций:

Рис. 8. Инвариантная функция $F(b_{II(c)})$ для протонных кластеров, образующихся в области фрагментации мишени в СС-взаимодействиях. Сплошная линия – результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (19).

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + a_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2) \quad (17)$$

со средними значениями $\langle b_k \rangle_1 = 0,154 \pm 0,014$ и $\langle b_k \rangle_2 = 0,288 \pm 0,028$. Полученные значения $\langle b_k \rangle$ однозначно связаны с величиной средней кинетической энергии протонов в системе покоя кластера, которая обычно называется температурой:

$$\langle b_k \rangle = \frac{2 \langle E_k \rangle}{m_N} - 2 = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_N} \quad (18)$$

Отсюда следует, что в СС-взаимодействиях наблюдается образование двух типов нуклонных кластеров: один (обозначим его "I") характеризуется средней температурой протонов $\langle T_1 \rangle = 72 \pm 7$ (МэВ), а второй ("II") $\langle T_2 \rangle = 135 \pm 13$ (МэВ).

Представленная на рис. 8 инвариантная функция $F(b_{IIc})$ для кластеров, образующихся в области фрагментации мишени, показывает, что они различным образом распределены относительно мишени. Функцию $F(b_{IIc})$ также можно аппроксимировать выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(b_{IIc}) = c_1 \exp(-b_{IIc} / \langle b_{IIc} \rangle_1) + c_2 \exp(-b_{IIc} / \langle b_{IIc} \rangle_2), \quad (19)$$

со средними значениями $\langle b_{IIc} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,02$ и $\langle b_{IIc} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Величины коэффициентов c_1 и c_2 равны соответственно $c_1 = 2,1 \pm 0,3$ $c_2 = 0,32 \pm 0,09$, что отражает вклад кластеров обоих типов. Нуклонный кластер II, характеризующийся более высокой температурой протонов, имеет большую величину 4-скорости относительно мишени $\langle b_{IIc} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Поведение функции $F(b_{IIc})$ для кластеров, образующихся в области фрагментации пучка, имеет аналогичный характер.

Интересно исследовать поведение характеристик нуклонных кластеров в зависимости от типа и энергии столкновения. Для обеспечения одинаковых методических условий при сравнении различных типов реакций (табл.1) отбирались протоны с импульсом $300 \geq P_{\text{лаб}} \geq 800$ МэВ/с. Анализировались события, в которых число таких протонов составляло $n_p \geq 2$, т.е. минимальная множественность протонов в кластере равнялась 2. Отобранные таким образом кластеры принадлежат в основном к типу I.

В табл. 4 приведены число отобранных событий во всех рассматриваемых типах взаимодействий и средняя множественность протонов в кластерах. Здесь же представлены средние значения $\langle b_k \rangle$ протонов в кластерах во всех типах взаимодействий, распределения протонов по этой переменной приводятся на рис. 9 и 10. Из таблицы и рисунков видно, что величина $\langle b_k \rangle$ в пределах $\sim 10\%$ одинакова для всех протонных кластеров, образу-

Средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов
в интервале $0,1 < b_{II} \leq 0,63$

Тип взаимодействий	b_{II}	Число событий	Множественность, n_p	$\langle b_k \rangle$
pC	7,16	455	$2,31 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,003$
dC	7,16	878	$2,37 \pm 0,02$	$0,129 \pm 0,002$
CC	7,16	993	$2,58 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,002$
pC	19,4	271	$2,38 \pm 0,04$	$0,123 \pm 0,004$
π^- C	570	1148	$2,21 \pm 0,01$	$0,110 \pm 0,002$
pTa	7,16	44	$3,4 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,01$
dTa	7,16	685	$4,67 \pm 0,19$	$0,161 \pm 0,002$
pTa	19,4	941	$4,89 \pm 0,09$	$0,170 \pm 0,002$

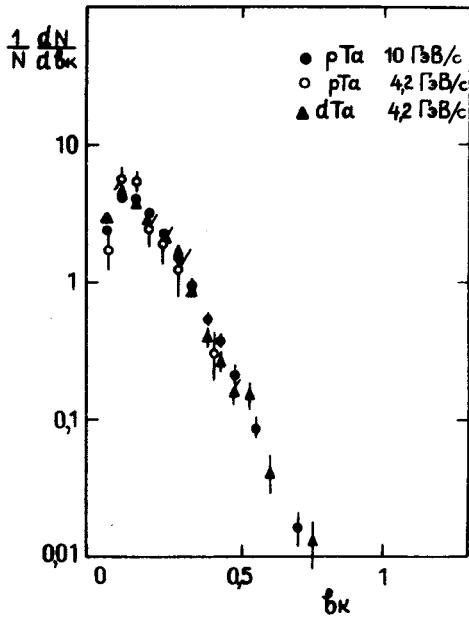
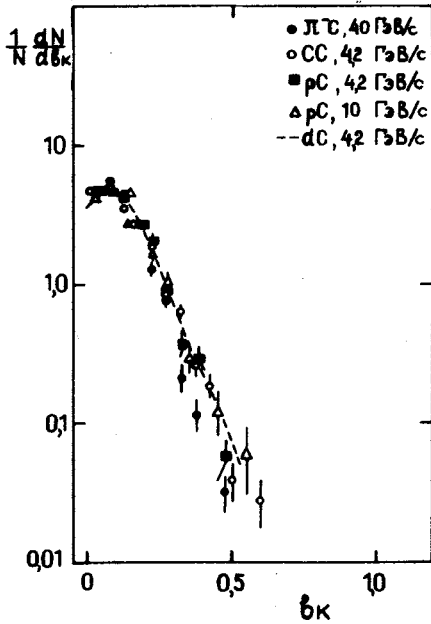


Рис. 9. Распределение протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

Рис. 10. Распределение протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами тантала при различных энергиях.

Средние значения величины b_{IIc} и b_{Ic}

Тип взаимодействий	b_{II}	$\langle b_{\text{IIc}} \rangle$	$\langle b_{\text{Ic}} \rangle$
pC	7,16	$0,137 \pm 0,005$	$5,7 \pm 0,1$
dC	7,16	$0,132 \pm 0,003$	$5,64 \pm 0,04$
CC	7,16	$0,150 \pm 0,003$	$5,61 \pm 0,05$
pC	19,4	$0,131 \pm 0,006$	$16,8 \pm 0,2$
π^- C	570	$0,113 \pm 0,003$	502 ± 2
pTa	7,16	$0,07 \pm 0,01$	$6,0 \pm 0,2$
dTa	7,16	$0,084 \pm 0,003$	$5,72 \pm 0,04$
pTa	19,4	$0,078 \pm 0,002$	$16,2 \pm 0,1$

щихся из одного и того же ядра, независимо от типа взаимодействия и его энергии в интервале $b_{\text{II}} = 7 \div 570$. Средняя величина $\langle b_k \rangle$ для протонов, образующихся в реакциях на Ta, больше, чем для протонов, рожденных на ядре C. Однако это связано в основном с увеличением множественности протонов в реакциях на более тяжелом ядре (табл. 3).

В табл. 5 представлены средние значения переменных b_{IIc} и b_{Ic} — квадратов 4-скоростей протонных кластеров относительно ядра-мишени и налетающего ядра или частицы. Видно, что величина $\langle b_{\text{IIc}} \rangle \sim \langle b_k \rangle$, т.е. 4-скорость протонного кластера относительно родительского ядра порядка размера кластера. В то же время $\langle b_{\text{IIc}} \rangle \ll \langle b_{\text{Ic}} \rangle$. Средние значения $\langle b_{\text{IIc}} \rangle$ для одного и того же ядра одинаковы в различных реакциях и не зависят от энергии в интервале $4 \div 10$ ГэВ/с.

Для π^- -C-взаимодействий при $P_\pi = 40$ ГэВ/с наблюдается отклонение этой величины на $\sim 20\%$.

На рис. 11 представлены инвариантные функции $F(b_{\text{IIc}})$ в зависимости от переменной b_{IIc} для различных реакций на ядре углерода в интервале энергий $b_{\text{II}} = 7 \div 570$. В реакциях на ядре Ta инвариантные функции $F(b_{\text{IIc}})$ имеют аналогичное поведение. Функции $F(b_{\text{IIc}})$ характеризуют процесс образования протонных кластеров на ядрах в различных реакциях. Как можно видеть из рисунка, инвариантные функции $F(b_{\text{IIc}})$ для различных реакций совпадают в пределах экспериментальных ошибок при энергии $4 \div 10$ ГэВ/с. Отклонение протонных кластеров от универсального характера поведения по этой переменной наблюдается при $P_\pi = 40$ ГэВ/с, где кварк-глюонные степени свободы начинают играть все более существенную роль.

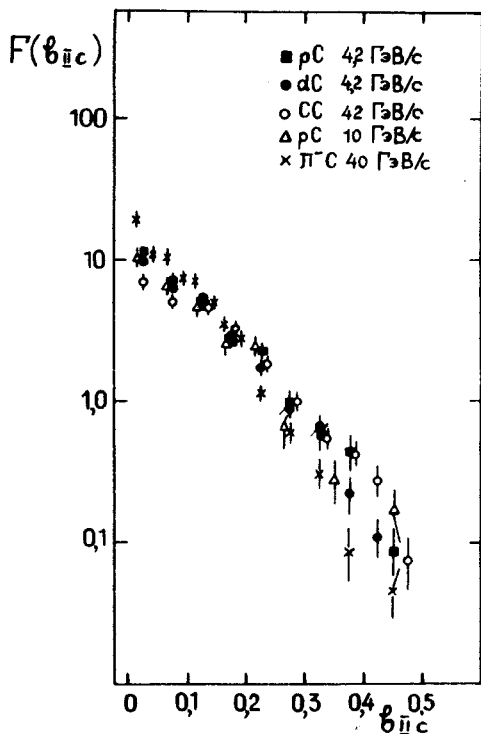


Рис. 11. Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ для кластеров протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

Из сказанного можно сделать следующие выводы.

1. В промежуточной области релятивистских ядерных столкновений, согласно указанной выше классификации, четко проявляется свойство кластеризации протонов. Впервые нами выделены два типа нуклонных кластеров, характеризующихся различными свойствами: один из них имеет среднюю кинетическую энергию протонов в системе покоя ("температуру") $\langle T_1 \rangle = 72 \pm 7$ (МэВ) и $\langle b_{IIc} \rangle_1 =$

$$= 0,14 \pm 0,01, \quad \text{а второй } \langle T_2 \rangle = 135 \pm 13 \text{ (МэВ) и } \langle b_{IIc} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05.$$

В пространстве 4-скоростей свойства I кластера, так же как и в случае пионных кластеров^{7,8/}, имеют универсальный характер, не зависящий ни от типа взаимодействий, ни от его энергии в интервале $7 \leq b_{IIc} \leq 570$. Этот результат следует рассматривать как проявление автомодельности в области малых относительных b_{ik} , как обобщение явления, известного под названием "ядерного скейлинга"^{19/}. Ядерный скейлинг — это инвариантность сечений при изменении энергии столкновения, автомодельность же подразумевает независимость также от переменных b_{aII} , $b_{\beta I}$, $b_{\alpha\beta}$ и других больших b_{ik} .

2. Средний размер протонных кластеров $\langle b_k \rangle \approx 3 \cdot 10^{-1}$ а величина $\langle b_{IIc} \rangle$ в соответствии с предсказанием^{5,6/} оказалась равной $\langle b_{IIc} \rangle \approx 10^{-1}$. Различия с пионными кластерами составляют порядок величины.

3. Гипотеза об образовании нуклонных кластеров исследовалась в работах^{20/}, в которых были сделаны интересные выводы об их свойствах. Однако провести сравнение результатов настоящей работы с результатами работ^{20/} не представляется возможным, поскольку в^{20/} изучались только инклюзивные спектры протонов и использовалось нереалистичное предположение, что кластеры вылетают строго по оси реакции.

4. Полученные результаты подтверждают справедливость используемых критериев^{/5,6/} для классификации релятивистских ядерных взаимодействий.

5. Универсальность свойств барионных кластеров справедлива как в области классической ядерной физики, так и в переходной области, где уже проявляются кварк-глюонные степени свободы.

В заключение авторы выражают благодарность Сотрудничеству по обработке снимков с пропановой камеры за участие в получении экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. — В сб.: Краткие сообщения по физике ФИАН, М.: ФИАН, 1971, с.35; ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.
2. Baldin A.M. et al. — In: Proc. Rochester Meeting APS/DPF, 1971, p.131.
3. Балдин А.М. — ДАН СССР, 1975, т.222, №5, с.1064.
4. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, №3, с.429.
5. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, A434, p.695.
6. Балдин А.М. — В сб.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и ИФВЭ. P2-85-609. Дубна: ОИЯИ, 1985, с.15.
7. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
8. Балдин А.М. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 16-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.24; ОИЯИ, E1-85-675, Дубна, 1985.
9. Балдин А.М. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №1 [21] -87, Дубна, 1987, с.17.
10. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
11. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, P1-82-536, Дубна, 1982.
12. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
13. Nagamiya S. et al. : Phys. Rev. C., 1981, v.24, p.971.
14. Aduyasevich V.P. et al. IAE-3913/2, Moscow, 1984; IAE-4148/2, Moscow, 1985.
15. Malfliet R. et al. — Phys. Rev. C, 1985, v.31, p.1275.
16. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84. Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
17. Lander R.L. et al. — Phys. Rev., 1965, v.137, p.1228.
18. Балдин А.М., Балдин А.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 17-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.19.
19. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. — В сб.: X Школа физики ИТЭФ. Элементарные частицы. М.: Энергоиздат, 1983, в.1, с.46.
20. Manko V.I., Nagamiya S. — Nucl. Phys., 1982, A384, p.475; Aduyasevich V.P. et al. — Phys. Lett., 1984, v.142B, p.245.
21. Балдин А.М. и др. — в сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №2[22] -87, Дубна, 1987, с.4.

Рукопись поступила 20 мая 1987 года.