

9/11-90



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

№ 5 [38] - 89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

дубна

1989

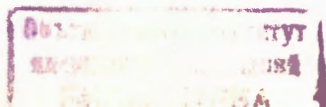
Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№ 5 [38] - 89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection

Дубна 1989



О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

B.A.Shahbazian, V.A.Sashin, A.O.Kechechyan, A.S.Martynov The Observation of a Stable Dibarion Б.А.Шахбазян, В.А.Сашин, А.О.Кечечян, А.С.Мартынов Обнаружение стабильного дибариона.	5
H.Ангелов, В.Б.Любимов, Р.Тогоо Кластеризация в процессах множественного рождения частиц на ядрах и ее связь с кумулятивным образованием адронов N.Angelov, V.B.Lyubimov, R.Togoo Clusterization in Processes of Multiple Particle Production by Nuclei and Its Connection with Cumulative Creation of Hadrons	11
Yu.A.Yatsunenکو Vertex Reconstruction without Track Reconstruction (Straight Tracks) Ю.А.Яцуненко Определение вершин без восстановления траекторий (прямые треки)	26
M.Lewitowicz, Yu.E.Penionzkevich, A.G.Artukh, A.V.Belozyorov, S.M.Lukyanov, D.Guillemaud-Müller, J.C.Jacmart, E.Kashy, A.Latimier, A.C.Müller, F.Pougheon, A.Richard, R.Anne, P.Bricault, C.Detraz, Y.Zhang, D.Bazin, W.D.Schmidt-Ott First Observation of the Neutron-Rich Nuclei ^{42}Si , 45 , ^{46}P , ^{48}S and ^{51}Cl from the Interaction of 44 MeV/u $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ М.Левитович, Ю.Э.Пенионжкевич, А.Г.Артюх, А.В.Белозеров, С.М.Лукьянов, Д.Гиймо-Мюллер, Ж.К.Жакмар, Е.Каши, А.Латимьер, А.К.Мюллер, Ф.Пужо, А.Ришар, Р.Анн, П.Бриколь, К.Детраз, И.Жанг, Д.Базин, В.Д.Шмидт-Отт Наблюдение новых нейтроноизбыточных ядер ^{42}Si , 45 , ^{46}P , ^{48}S и ^{51}Cl в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ (44 МэВ/А)	33

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро

Об узком максимуме в дифференциальном поперечном сечении
под углом 0° для ^{211}Bi — продукта реакции передачи двух нейтронов
в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ вблизи кулоновского барьера

A.N.Andreev, D.D.Bogdanov, A.V.Eremin, A.P.Kabachenko,

G.M.Ter-Akopian, V.I.Chepigin, Sh.Sharo

The Resonance-Like Feature of the Two-Neutron Transfer

Cross Section near the Coulomb Barrier

in the $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ Reaction 3

THE OBSERVATION OF A STABLE DIBARYON

B.A.Shahbazian, V.A.Sashin, A.O.Kechechyan*, A.S.Martynov

We have succeeded in observing a V^0 -particle which is unambiguously interpreted as a weak decay of the stable dibaryon $H \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Its mass is $M_H = (2218 \pm 12) \text{ MeV}/c^2$ with a standard deviation $S = 12 \text{ MeV}/c^2$ and the error of the mean $\sigma = 2.8 \text{ MeV}/c^2$.

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

Обнаружение стабильного дибариона

Б.А.Шахбазян и др.

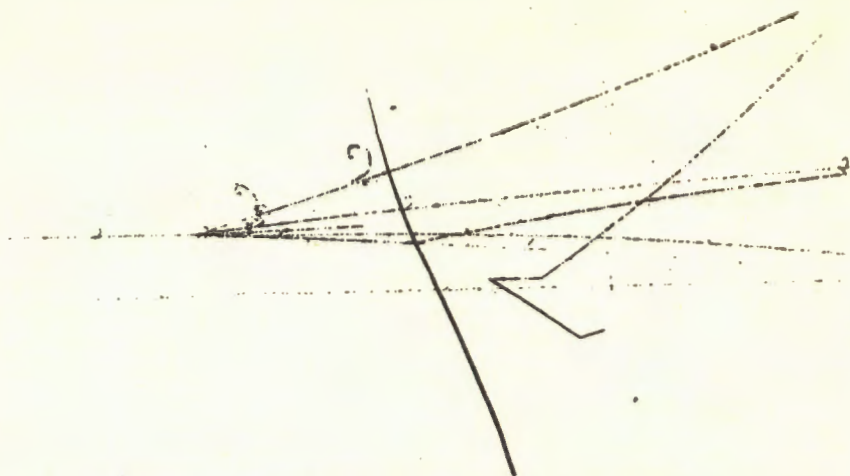
Мы обнаружили V^0 -частицу, которая однозначно интерпретируется как слабый распад стабильного дибариона $H \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Его масса $M_H = (2218 \pm 12) \text{ МэВ}/c^2$ при стандартном отклонении $S = 12,0 \text{ МэВ}/c^2$ и погрешности среднего $\sigma = 2,8 \text{ МэВ}/c^2$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

We have reported in ^{1/} on the observation of a candidate for the stable H-dibaryon. Let us briefly remind the main results which are important later on.

We have detected a fast ($8 \text{ GeV}/c$) V^0 -particle emitted from a two-prong star produced in the $10 \text{ GeV}/c$ proton — ^{12}C collision (Fig. 8 in ^{1/}). A one-vertex 2C-fit of the $H \rightarrow p + \Sigma^-$ weak decay hypothesis to the event led to $M_H = (2173.94 \pm 13.10) \text{ MeV}/c^2$ at $\chi^2_2 = 0.1432$, C.L. = 93.10%. The hypotheses of all other two- and three-body decays of the V^0 -particle were reliably rejected. The measured invariant mass of the V^0 for the H-hypothesis is $(2172.82 \pm 15.47) \text{ MeV}/c^2$. The expected $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ weak decay was not detected, the probability of surviving the Σ^- -hyperon at $5 \text{ GeV}/c$ on its track length of 40 cm being equal to 11.36%. A two-vertex 3C-fit of the hypothesis $p + d \rightarrow H + p + K^+ + K^0$, where d is a deuteron-mass intranuclear dibaryon cluster and K^0 is unseen either because it suffers $K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ decay or $K_L^0 \rightarrow K_L^0$, led to

* Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia



Weak decay of the stable H-dibaryon $H \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ detected in the JINR 2m propane bubble chamber.

$M_H = (2174.60 \pm 13.10) \text{ MeV}/c^2$ at $\chi^2_3 = 2.82$, C.L. = 42.0%. The time of flight is $\tau = 0.668 \cdot 10^{-10} \text{ s}$.

In october, 1988 we found a second candidate for the H-dibaryon suffering a weak decay. A 10 GeV/c beam proton produces a six-prong star and a V^0 -particle decaying into a slow proton which stops in propane after rescattering and a faster negative short grey kinked track (see the Figure). The ionization of this particle cannot be properly measured because of small track length (2 cm). A visual comparison of its blackness with that of the nearby passing beam proton track indicates that its ionization is perhaps 1.8-2.0 of the minimum ionization. And the track after the kink certainly belongs to a π^- -meson, because the measured relative ionization is 1.02 ± 0.25 againsts 2.10 for a K^- of the same momentum.

Hypotheses of combinations of sequences of two-body decays, rescattering on neutron or ^{12}C -nucleus as well as conversion reactions able to imitate the observed event (Table 1) were tried. For this purpose two-vertex (the first — the V^0 -vertex, the second — the kink) 3C-kinematical fits were performed (Table 1). Here we have five unmeasured parameters: momenta of the V^0 -particle and of the negative grey-track particle, momenta, dip and azimuthal angles of neutrals emitted from the second vertex. As usual, hypotheses of a confidence level less than 1% were rejected. Thus, the hypotheses of all reactions given in Table 1 had to be rejected. The lines 9 and 10 refer to the weak decay hypothe-

Table 1. Results of the kinematical two-vertex. 3C-fits of the imitating reactions to the observed event. χ^2_3 is averaged over eighteen measurements. n - is for the neutron

No	Imitating reactions	χ^2_3	C.L., %
1.	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-, \pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	874.0	—
2.	$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$	869.39	—
3.	$\Xi^0 \rightarrow p + \pi^-, \pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$	83.93	—
4.	$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$	86.54	—
5.	$K^0 + n \rightarrow p + K^-, K^- \rightarrow \mu^- + \nu$	595.28	—
6.	$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	610.31	—
7.	$K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$	611.79	—
8.	$K^- + n \rightarrow \Sigma^0 + \pi^+$	606.00	—
9.	$A^0(2470.70) \rightarrow p + \Xi^-, \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	53.60	—
10.	$A^0(2366.20) \rightarrow p + \Xi^-, \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	18.45	0.039
11.	$\Lambda + n \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	11.53	0.82

ses of the neutral component of the strangeness $S = -3$ dibaryon (let us name it $A(A^0, A^-)$ -dibaryon) at two values 2366.20 and 2470.70 which follow from the two quark-models considered in ^{2/}. ($M_{\Lambda 1} = M_{\Omega^-} + M_p - E_{Br}$ $\langle E_{Br} \rangle = 244.5 \text{ MeV}/c^2$, $E_{B2} = 140 \text{ MeV}/c^2$).

One cannot exclude the imitation of the event by the reaction sequence $n + n \rightarrow p + \pi^- + n$, $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$ or $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + {}^{12}\text{C}$. But profitting by the one-pion exchange model of the charge-conjugated reaction $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ developed in ^{3,4/} and by the mathematical program for the calculation of its differential cross section density $d^5\sigma/(dp_p d\Omega_p d\Omega_{\pi^-})$ for coplanar geometry ^{5/}, we were able to conclude that the expected number of imitating events was $2 \cdot 10^{-5}$ on 100K photographs.

Then we have tried the hypotheses of two possible exotic weak decay modes of the observed V^0 (Table 2) with unknown masses. Now we have six unmeasured parameters with the unknown V^0 -particle mass. Therefore, two-vertex 2C-fits were performed at this time. Only the hypotheses of $H \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ turned out to be significant. The fitted mass averaged over eighteen measurements is $M_H = (2218 \pm 12) \text{ MeV}/c^2$ with a standard deviation $S = 12.0 \text{ MeV}/c^2$ and the error of the mean $\sigma = 2.8 \text{ MeV}/c^2$.

The measured and fitted parameters are given in Table 3. Note, that the relative ionization of a $875 \text{ MeV}/c$ Σ^- -hyperon is $I/I_0 = 2.0$.

Table 2. Results of the kinematical two-vertex 2C-fits of the exotic two-body weak decays to the observed event. χ^2_2 is averaged over eighteen measurements

Two-body exotic decays	χ^2_2	C.L., %
$H \rightarrow p + \Sigma^-, \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	0.7346	69.43
$A^0 \rightarrow p + \Xi^-, \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	14.18	0.059

For completeness the analysis was repeated associating the V^0 -particle with two nearest stars: the first one, three-prong event, is 3 cm distant from vertex of the V^0 -particle and is due to one of the secondaries of the six-prong star as clearly seen in the Figure. The other star is 17 cm remote from the V^0 -vertex and is not shown in the Figure. In both cases the fits were unsuccessful, first of all, because of a strong noncoplanarity of the star vertices to the V^0 -decay plane. Thus, the V^0 -particle should be associated only with the six-prong star which is 10 cm distant from it. The time of flight is $\tau = 1.37 \cdot 10^{-10}$.

We have failed to fit the observed six-prong star and the V^0 -particle by any exclusive reaction channel either in pp or in pd interactions. (Note that the total electric charge of the star is $Q = +2$. As above, d is a dibaryon subnuclear deuteron-mass substructure).

Thus, the analysis shows that the observed event has to be interpreted as the observation of a weak decay of the stable dibaryon $H \rightarrow p + \Sigma^-$ this time with the detected subsequent $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. The masses of the fast ^{1/} and this event are within 2.2 errors. One cannot exclude that these are two different objects. But if we have observed one and the same particle of different momenta, its average mass is $M_H = (2197 \pm 9) \text{ MeV}/c^2$.

In any case the obtained mass M_H does not contradict the predictions ^{8, 7, 8, 9, 10/}.

The estimate of the H-production effective cross section remains to be $\sim 40 \text{ nb per } ^{12}\text{C nucleus}^{1/}$.

New estimates of the M_H exceed the $M_{\Lambda p \pi^-}$ -threshold. Therefore, we are also searching for the H-decay via a supplementary weak decay mode $H \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$.

The authors express their deep gratitude to E.G.Bubelev and V.A.Belyakov for helpful discussions, to V.K.Suslenko for a useful discussion on the possible imitating reaction $nn \rightarrow p \pi^- n$. We are especially indebted to I.I.Haisak who has amiably computed the five-time differential cross section density of this reaction.

Table 3. The measured (M) and fitted (F) momenta p_i , tangents of dip angles $\text{tg} \alpha_i$ and azimuthal angles β_1 from the sequence of weak decays $H \rightarrow p + \Sigma^-$, $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$

		H $\rightarrow$ p + Σ^-		$\Sigma^- \rightarrow$ n + π^-		H-dibaryon
		p	Σ^-	n	π^-	
P_1 (MeV/c)	M	315.9 $\pm$ 6.8	—	—	316.7 $\pm$ 33.9	—
	F	315.9 $\pm$ 6.8	874.7 $\pm$ 77.0	643.0 $\pm$ 73.4	314.7 $\pm$ 5.1	1091.5 $\pm$ 79.1
$\text{tg} \alpha_1$	M	0.30422 $\pm$ 0.02574	-0.46960 $\pm$ 0.02962	—	-0.20251 $\pm$ 0.01263	-0.27362 $\pm$ 0.00853
	F	0.30112 $\pm$ 0.02489	-0.47953 $\pm$ 0.02011	-0.56406 $\pm$ 0.03697	-0.20254 $\pm$ 0.01262	-0.27246 $\pm$ 0.00816
β_1 (rad)	M	1.02667 $\pm$ 0.012703	1.62400 $\pm$ 0.01772	—	2.21007 $\pm$ 0.00740	1.45785 $\pm$ 0.00142
	F	1.02554 $\pm$ 0.01313	1.61944 $\pm$ 0.01556	1.31926 $\pm$ 0.01650	2.22223 $\pm$ 0.00680	1.45789 $\pm$ 0.00142

References

1. Shahbazian B.A. et al. — Z. Phys., 1988, C39, p.151.
2. Goldman T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.627.
3. Suslenko V.K., Haysak I.I. — Yad. Fiz., 1986, 43, p.392.
4. Suslenko V.K. et al. — JINR, E2-89-224, Dubna, 1989.
5. Haysak I.I., Suslenko V.K. — JINR, P2-83-348, Dubna, 1983.
6. Strauss U. et al. — Phys. Lett., 1988, 200B, p.241.
7. Kerbikov B.O. — Yad. Fiz., 1984, 39, p.816.
8. Jaffe R.L. — Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.195 and 1977, 38, p.1617E.
9. Mulders P.J.G., Aerts A.T., Swart J.J. — Phys. Rev., 1980, D21, p.2553.
10. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — JINR, E2-86-847, Dubna, 1986.

Received on December 8, 1989.

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ И ЕЕ СВЯЗЬ С КУМУЛЯТИВНЫМ ОБРАЗОВАНИЕМ АДРОНОВ

Н. Ангелов, В.Б. Любимов, Р. Тогоо

Разработана методика выделения кластеров, образующихся в неупругих ядерных столкновениях. Для этого использовано пространство нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей. По этой методике проведен анализ адрон-ядерных (при 4,2, 10 и 40 ГэВ/с и ядро-ядерных взаимодействий (при 4,2 ГэВ/с на нуклон), обнаруженных на снимках с 2-метровой пропановой камеры. Оказалось, что через кластеры образуется значительная доля вторичных частиц (протонов и пионов), включая кумулятивные. Кластеры обладают универсальными свойствами как по характеристикам рождения, так и распада, не связанными при этом с присутствием в них кумулятивных адронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Clusterization in Processes of Multiple Particle Production by Nuclei and Its Connection with Cumulative Creation of Hadrons

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

The methods of selection of clusters produced in inelastic nuclear collisions have been worked out. The space of normalized to the same mass relative 4-velocities is used for this purpose. The analysis of hadron-nucleus (at 4.2, 10 and 40 GeV/c) and nucleus-nucleus collisions (at 4.2 GeV/c per nucleon) found in pictures from the 2 m propane bubble chamber was made using these methods. It is found that clusters help to produce a considerable part of secondary particles (protons and pions) including cumulative ones. Clusters have universal properties both on production and on decay characteristics independent of the presence of cumulative hadrons.

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

Введение

Вопрос о кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих столкновениях ядер при релятивистских энергиях, является принципиальным для понимания множественного рождения адронов в образовании при этом кумулятивных частиц. Поэтому очень важно найти экспериментальные возможности обнаружения факта образования кластеров и их анализа. Перспективным оказался подход, основанный на изучении особенностей ядерных столкновений в пространстве относительных 4-скоростей или переменных $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u = P/m$ — 4-скорость рассматриваемой частицы (P — 4-импульс частицы, m — ее масса). С использованием этих переменных получен ряд результатов по кластерам и струям вторичных адронов, образующимся в ядерных столкновениях ^{/1-5/}. Методика выделения кластеров и струй в этом подходе существенно связана с необходимостью работать с частицами одинаковой массы, что значительно ограничивает ее возможности ^{/6/}.

В настоящей работе вопрос о выборе пространства, наиболее удобного для обнаружения кластеризации вторичных частиц, образующихся в неупругих ядерных столкновениях, был исследован специально. Наиболее подходящим для этих целей оказалось пространство переменных b_{ik} , нормированных на одинаковую массу или переменных $b'_{ik} = (m_i m_k / m_0^2) b_{ik}$, где m_0 — единица атомной массы. Введение этой переменной меняет, вообще говоря, метрику пространства относительных 4-скоростей (b_{ik}) и дает возможность выделять кластеры с частицами разной массы, что в конечном счете открывает перспективу изучения кластеризации всех вторичных частиц (безотносительно к их массам ^{*}), образующихся в неупругих ядерных столкновениях.

Специально отметим, что пространство переменных b'_{ik} использовалось только для выделения кластеров, изучение которых производилось в разных переменных, в том числе и в переменных относительных 4-скоростей. Выяснилось, в частности, что получающиеся при этом результаты включают в себя данные по кластеризации вторичных протонов, выделенных и проанализированных с помощью пространства переменных b_{ik} в работе ^{/5/}.

^{*} Кроме случая вторичных частиц с нулевой массой, который требует специального подхода.

Методика эксперимента

В качестве основы для анализа использовался набор экспериментальных данных по неупругим pC - и π^-C -взаимодействиям при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, полученный с помощью 2-метровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (8308 и 8791 событий соответственно). Часть событий по pC -взаимодействиям (5268 событий) получена в результате специального отбора столкновений, сопровождающихся испусканием в интервал углов $\theta \geq 135^\circ$ протонов с импульсом $P_p > 380$ МэВ/с и $\pi^\pm$ мезонов с импульсом $P_{\pi} \geq 200$ МэВ/с. Подробности отбора и обработки событий описаны в [7-9]. С целью специального анализа на указанном материале выделялась группа мезонных кумулятивных pC - и π^-C -взаимодействий (МКВ), сопровождающихся испусканием хотя бы одного π -мезона со значением кумулятивного числа [10] $x_{\pi} > 0,6$. Среди остальных событий отбирались протонные кумулятивные взаимодействия (ПКВ), сопровождающиеся испусканием хотя бы одного протона с $x_p > 1,4$.

Ряд результатов получен с использованием данных по pC , dC , αC - и CC -взаимодействиям при 4,2 ГэВ/с на нуклон (5300, 6690, 5922 и 7968 событий соответственно)*.

Выделение кластеров в пространстве переменных b'_{ik} производилось для событий с числом вторичных частиц $n \geq 4$. Для этого использовалась методика "минимально-разветвленного дерева" (МРД), в которой n частиц связываются $n-1$ элементами "длины" в пространстве b'_{ik} так, чтобы их суммарная длина была минимальной. Получающиеся при этом конфигурации для событий с $n \geq 4$ приведены на рис. 1 (как пример). В первом приближении кластерами считались разветвления, состоящие не менее чем из трех частиц. Затем использовалась итерационная процедура, в которой производилось сравнение отношения $\eta_k = b'_k / \langle b'_k \rangle$, вычисленного для каждой k -й частицы кластера, с граничным значением $\eta_{гр}$. Здесь b'_k — расстояние k -й частицы от центра кластера, $\langle b'_k \rangle$ — среднее значение этих расстояний. Для $\eta_{гр}$ использовано значение $\eta_{гр} = 2,5$, полученное в результате анализа отношений $(b'_k)_{\max} / \langle b'_k \rangle$ ($(b'_k)_{\max}$ — наибольшее расстояние между двумя частицами кластера). Частицы с $\eta_k > 2,5$ исключались из кластера, а "свободные" частицы с $\eta_k < 2,5$ включались в состав кластера

* Методические подробности отбора этих событий имеются в работах [11, 12].

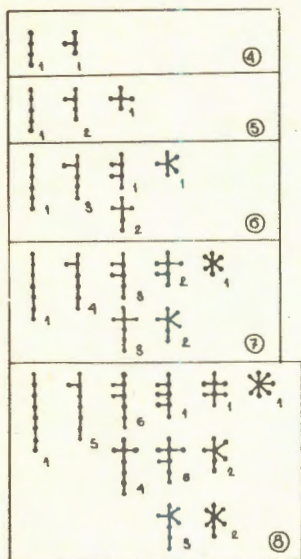
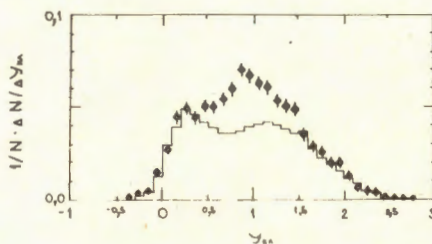


Рис. 1. Один из возможных вариантов "минимально-разветвленного дерева" для 4-, 5-, 6-, 7- и 8-лучевых событий.

Рис. 2. Распределение кластеров по быстротам из рС-взаимодействий при 10 ГэВ/с (точки). Гистограмма – результаты по событиям, рассчитанным по каскадной модели (нормировка распределений по первому максимуму).



(первая итерация). В образовавшемся новом кластере опять вычислялись значения η_k для всех частиц кластера, и операция исключения и включения частиц в кластер повторялась и т.д. Итерационный процесс заканчивался, когда в результате последующих проб состав кластера продолжал оставаться неизменным. Для конфигураций типа "цепочка", т.е. конфигураций без разветвлений (см. рис. 1) итерационный процесс включался после "разрезания" цепочки на участке, соответствующем максимальному расстоянию между двумя частицами.

Как показал быстроемкий анализ получающихся при этом кластеров, часть из них связана с образованием частиц в результате внутриядерных перерассеяний. Это видно из рис. 2, где, для примера, приведены распределения по быстротам кластеров из рС-взаимодействий при 10 ГэВ/с и соответствующие распределения кластеров, выделенных из набора событий, рассчитанных по каскадной модели ¹³. Экспериментальные распределения имеют два максимума, причем первый из них (в области $Y < 0,5$) можно целиком объяснить каскадным механизмом. Поэтому в настоящей работе рассматривались кластеры из области быстрот с $Y > 0,5$, а кластеры из области "кластеризации" по каскадному механизму (с $Y < 0,5$) использовались, в основном, для сравнения.

Факт кластеризации частиц при анализе событий описанным выше способом подтверждается, в частности, соотношениями между кинетическими энергиями (T_k) частиц в кластерах (в системе покоя кластера) и кинетическими энергиями (T_s) частиц в этой же системе, но не вошедших в кластер ("свободные" частицы). Этот анализ был проведен для совокупности АС-взаимодействий ($A \equiv d, \alpha, C$) при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Так, для среднего значения отношения $x_1 = T_k/T_s$ получено значение $\bar{x}_1 = 0,233 \pm \pm 0,001$. Если в многокластерных системах к "свободным" частицам отнести частицы одного кластера и рассматривать их по отношению к другому кластеру, то получим $\bar{x}_2 = 0,166 \pm 0,001$. Таким образом, величина $\bar{x}$, которая в данном случае характеризует степень кластеризации вторичных частиц по их кинетическим энергиям, оказывается значительно меньше единицы.

Общие характеристики кластеров

В результате использования изложенной выше процедуры выделения кластеров оказалось, что в 41,2% рС-взаимодействий ($P_p = 10$ ГэВ/с) и 69,6% π^- С-взаимодействий ($P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с) происходит образование кластеров, состоящих из протонов и π -мезонов. В рС-столкновениях при $P_p = 4,2$ ГэВ/с кластеризация происходит в 22,9% случаев, т.е. наблюдается рост с первичной энергией сечений взаимодействий с образованием кластеров. Доля вторичных частиц, связанная с распадом образовавшихся в столкновениях кластеров, растет в области энергий $4 \div 10$ ГэВ, а затем, по-видимому, остается постоянной (табл. 1). Через кластеры образуется значительная доля кумулятивных адронов. Особенно показательны в этом смысле результаты для кумулятивных пионов, которые в большей степени группируются в кластерах с $Y > 0,5$, чем кумулятивные протоны.

На шкале переменных x_s , где x_s — доля 4-импульса налетающего ядра и ядра мишени, уносимая кластером, часть выделенных кластеров располагается в областях, связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, но основная доля кластеров находится в центральной области. Это видно из рис. 3, где в качестве примера приведен двумерный график для кластеров из π^- С-взаимодействий.

Рост с энергией сечений взаимодействий с образованием кластеров обусловлен, в основном, увеличением доли столкновений, сопровождающихся формированием многокластерных си-

Таблица 1. Доля вторичных частиц, связанных с кластерами, %

Тип взаимодействия	pC (4,2 ГэВ/с)	pC (10 ГэВ/с)	π^- C (40 ГэВ/с)
Все вторичные			
адроны	$29,8 \pm 0,9$	$58,9 \pm 1,7$	$53,8 \pm 1,6$
Кумулят. $\pi^\pm$	$24,4 \pm 1,2$	$43,2 \pm 2,1$	$32,4 \pm 1,6$
Кумулят. p	$9,0 \pm 0,5$	$24,2 \pm 1,2$	$18,6 \pm 0,9$

стем. Это видно из рис. 4, на котором показаны нормированные распределения событий ($W = \sigma(N_k) / \sigma_{in}$) по числу образовавшихся в них кластеров (N_k). Здесь $\sigma(N_k)$ — сечение взаимодействий с образованием N_k -кластеров, σ_{in} — полное неупругое сечение.

Результаты по множественности различных частиц в кластерах (протоны, π -мезоны, кумулятивные адроны) даны на рис. 5 в виде зависимости их средних значений от быстроты кластера в лск с делением pC- и π^- C-взаимодействий на МКВ и ПКВ, в том числе и для событий с разным числом кластеров. Видно, что средние множественности различных частиц в кластерах практически не зависят от типа взаимодействия (МКВ, ПКВ).

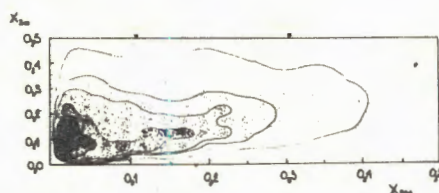


Рис. 3. Распределение кластеров из π^- C-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с на шкале переменных $x_{вн}$ и $x_{вм}$ (доля 4-импульсов налетающего ядра и ядра мишени, уносимая кластером).

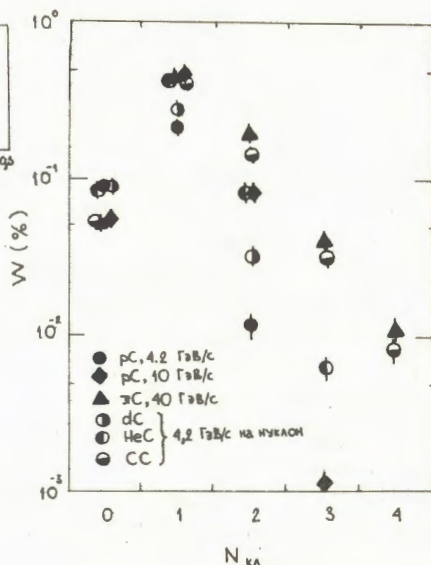


Рис. 4. Нормированные распределения событий по числу образовавшихся в них кластеров.

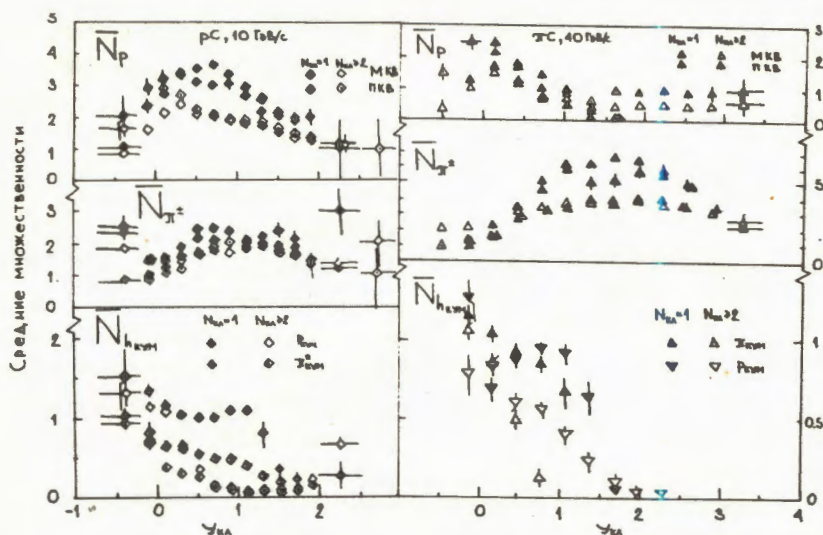
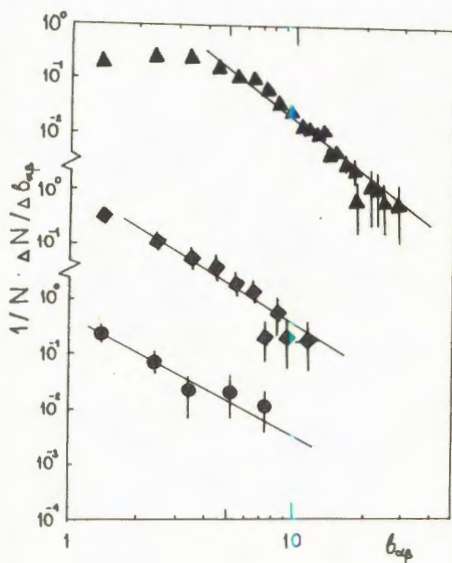


Рис. 5. Зависимость средних множественностей протонов, π^- -мезонов, а также кумулятивных протонов и нейтронов от быстроты кластеров.

Рис. 6. Распределение пар кластеров из многокластерных систем ($N_k \geq 2$) по расстояниям между ними ($b_{\alpha\beta}$) в пространстве относительных 4-скоростей (обозначения по рис. 4).

На рис. 6 показано распределение пар кластеров (α и β) по расстояниям между ними $b_{\alpha\beta} = -(u_\alpha - u_\beta)^2$ в пространстве относительных 4-скоростей (u_α, β — 4-скорости кластеров, как целых). Использованы при этом события с числом кластеров $N_k \geq 2$. Эти распределения в области $b_{\alpha\beta} > \langle b_{\alpha\beta} \rangle$ описываются степенной зависимостью вида $dN/db_{\alpha\beta} = A/(b_{\alpha\beta})^m$ с одинаковым для всех рассмотренных взаимодействий параметром $m \approx 3,5$. Универсальные свойства расстояний между кластерами



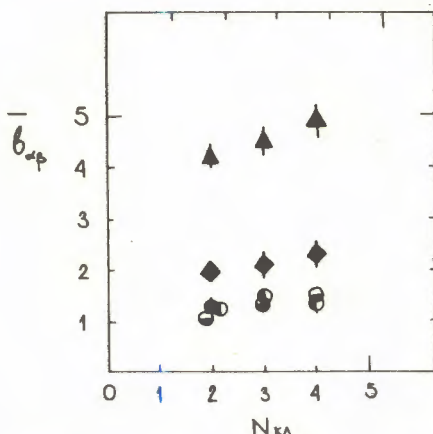


Рис. 7. Зависимость средних значений расстояний ($\bar{b}_{\alpha\beta}$) между кластерами в многокластерных системах от числа кластеров (N_k) для pC-, dC-, α C- и π C-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон и pC- и π C-взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с и $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. (Обозначения по рис. 4).

проявляются и в зависимости средних значений этих расстояний от числа кластеров (N_k), в том числе и для ядро-ядерных столкновений (см. рис. 7).

Как видно из этого рисунка, значения $\bar{b}_{\alpha\beta}$, если и зависят от N_k , то очень слабо.

$F(b_{IIc})$ - и $F(x_s)$ - распределения

Структурные функции $F(x) \equiv E \frac{d^3\sigma}{d\phi^3}$ в зависимости от переменных $x \equiv b_{IIc}$, x_s характеризуют процесс фрагментации рассматриваемого объекта, это энергетические характеристики фрагментирующих систем и их структуры. Здесь $b_{IIc} = -(u_{IIc} -$

Таблица 2. Показатели наклона* ($\langle b_{IIc} \rangle$ и $\langle x_s \rangle$) структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(x_s)$

Тип взаимодействия		$\langle b_{IIc} \rangle$	$\langle x_s \rangle$
pC (10 ГэВ/с)	Все неупругие	$1,28 \pm 0,05$ (1,8)	$0,059 \pm 0,002$ (0,9)
	МКВ	$1,38 \pm 0,09$ (0,7)	$0,088 \pm 0,003$ (1,9)
	ПКВ	$1,45 \pm 0,13$ (1,1)	$0,078 \pm 0,005$ (1,5)
π^- C (40 ГэВ/с)	Все неупругие	$5,82 \pm 0,11$ (3,3)	$0,053 \pm 0,001$ (9,6)
	МКВ	$6,28 \pm 0,37$ (2,1)	$0,070 \pm 0,004$ (2,4)
	ПКВ	$6,50 \pm 0,48$ (1,8)	$0,052 \pm 0,004$ (2,2)

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

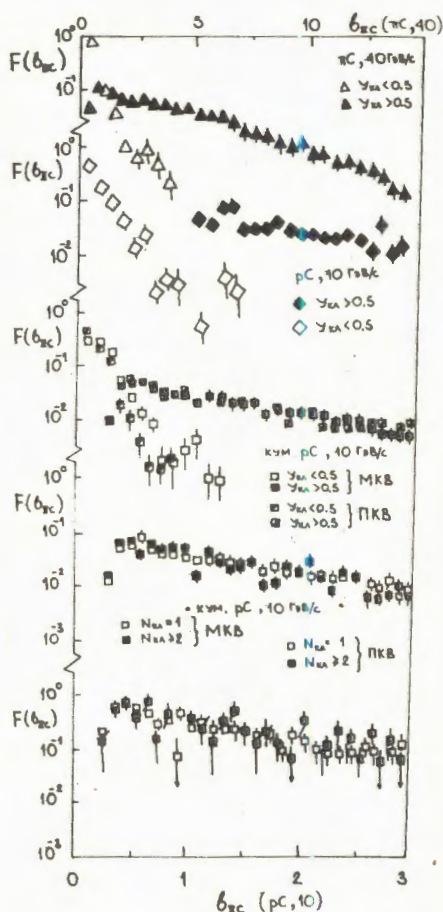
Рис. 8. Структурные функции $F(b_{IIc})$ для кластеров из pC - и π^-C -взаимодействий ($P_p=10$ ГэВ/с, $P_{\pi^-}=40$ ГэВ/с).

— $u_{кл}$) (u_{IIc} — 4-скорость мишени, $u_{кл}$ — 4-скорость кластера), x_g — доля 4-импульса ядра мишени, уносимая кластером. $F(b_{IIc})$ — функции для кластеров из pC - и π^-C -взаимодействий приведены на рис. 8. Они имеют экспоненциальный вид с одним параметром наклона, характерным для каждой первичной энергии. Эти параметры ($\langle b_{IIc} \rangle$), полученные при аппроксимации экспериментальных распределений функцией вида $F(x) = \text{const} \exp(-x/\langle x \rangle)$, приведены в табл. 2.

На рис. 8 показаны также $F(b_{IIc})$ -распределения для кластеров из области "перерассеяния" ($Y < 0,5$). Эти кластеры составляют быстроспадающую часть $F(b_{IIc})$ -распределений, о которой, в частности, упоминалось в нашей работе^{/5/}, где выделялись и анализировались только протонные кластеры.

Указанная структура $F(b_{IIc})$ -распределений сохраняется и для специально отобранных типов событий — МКВ и ПКВ (для pC -столкновений при 10 ГэВ/с они приведены на рис. 8). Не зависит она и от числа кластеров в событиях. Таким образом, для всех типов изученных нами взаимодействий, в том числе и кумулятивных, наблюдается одинаковая структура $F(b_{IIc})$ -распределений.

Структурные функции $F(x_g)$ приведены на рис. 9, они имеют во всех случаях экспоненциальный вид с наклоном, не зависящим от типа взаимодействия (они приведены в табл. 2).



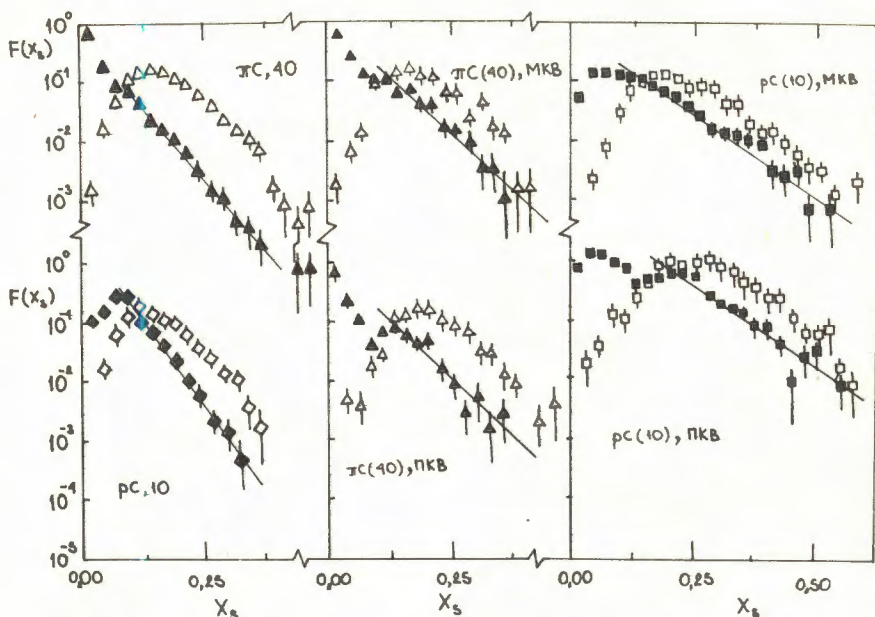


Рис. 9. Структурные функции $F(x_s)$ для pC - и πC -взаимодействий при $P_p = 10 \text{ ГэВ/с}$ и $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$ (светлые точки относятся к кластерам с $Y < 0,5$, прямые – результат аппроксимации).

Отметим, что четкой экспоненциальной зависимости функций $F(x_s)$, полученных для кластеров из области $Y < 0,5$, не наблюдается. Эти распределения также имеются на этом рисунке.

Распадные свойства кластеров

Достаточно полно распадные свойства кластеров определяет структурная функция $F(T_k) = E \frac{d^3\sigma}{d^3p}$, где T_k — кинетическая энергия рассматриваемой частицы в системе покоя кластера. Как видно из рис. 10, общий характер $F(T_k)$ -распределений одинаков для π^- -мезонов и протонов, образовавшихся в результате распада кластеров, и не зависит от первичной энергии. Для всех случаев в этих распределениях наблюдаются два наклона. Первый наклон (быстропадаящая часть), по-видимому, связан с остатками кластеров, обусловленных перерассеянием. Это следует, в частности, из сравнения $F(T_k)$ -распределений с результатами для кластеров из области $Y < 0,5$, которые показаны на этом же рисунке.

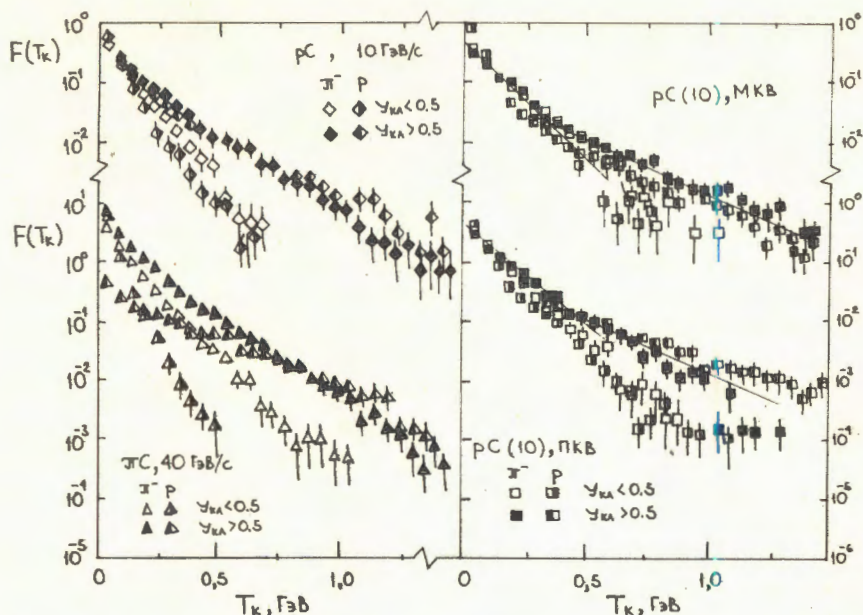


Рис. 10. Структурные функции $F(T_K)$ для pC - и π^-C -взаимодействий ($P_p = 10$ ГэВ/с, $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с).

Таблица 3. Показатели наклона $\ast$ ($\langle T_K \rangle$) структурных функций $F(T_K)$

Тип взаимодействия		$\langle T_K \rangle$, МэВ	
		π^-	p
pC (10 ГэВ/с)	Все неупругие	176 ± 19 (0,8)	207 ± 6 (1,0)
	МКВ	256 ± 22 (0,6)	225 ± 10 (0,9)
	ПКВ	167 ± 9 (1,0)	281 ± 14 (1,1)
π^-C (40 ГэВ/с)	Все неупругие	167 ± 3 (1,4)	224 ± 4 (5,2)
	МКВ	207 ± 10 (2,2)	184 ± 10 (0,5)
	ПКВ	198 ± 19 (0,9)	229 ± 10 (3,1)

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

Данные для параметров $\langle T_k \rangle$, полученных при аппроксимации $F(T_k)$ -распределений в области второго наклона экспонентной $F(T_k) \sim \exp(-T_k / \langle T_k \rangle)$, приведены в табл. 3. Видно, что значения этих параметров оказываются близкими по величине для разных взаимодействий и разных частиц.

На рис. 10 даны также $F(T_k)$ -распределения для МКВ и ПКВ, отобранных среди рС-столкновений. Видно, что факт образования кумулятивного адрона не меняет не только характера этих распределений, но и значения параметра второго наклона (они также приведены в табл. 3). Не зависит структура $F(T_k)$ -распределений и от числа кластеров в событиях.

Таким образом, для множественного рождения частиц, включая кумулятивное образование адронов, характерен универсальный наклон $F(T_k)$ -распределений, не зависящий от первичной энергии и приблизительно одинаковый для протонов и π -мезонов.

Наблюдаемая универсальность в распаде кластеров (как и в процессе образования) говорит о том, что получающиеся в результате неупругого столкновения ядер кластеры распадаются вне ядра.

Азимутальные корреляции

Получены данные об азимутальных корреляциях между частицами, вошедшими в состав кластеров, корреляциях "свободных" частиц с кластером как целым и корреляциях между кластерами. Азимутальные углы (ϕ) во всех случаях рассматривались в плоскости, перпендикулярной направлению движения первичной частицы. На рис. 11 результаты по корреляциям в рС- и π -С-взаимодействиях ($P_p = 4,2$ и 10 ГэВ/с, $P_\pi = 40$ ГэВ/с) показаны зависимостью коэффициента азимутальной асимметрии (A) от разности быстрот (ΔY) рассматриваемых объектов. Здесь $A = (N(\Delta\phi > 90^\circ) - N(\Delta\phi < 90^\circ)) / N_{tot}$, $N(\Delta\phi > 90^\circ)$ (или $N(\Delta\phi < 90^\circ)$) — число пар с разностью азимутальных углов больше (или меньше) 90° .

Из рисунка видно, что есть указания на корреляции "свободных" частиц с кластером как целым, кластера с кластером для случая, когда эти объекты расположены на шкале быстрот близко друг к другу. С ростом ΔY эти корреляции исчезают. Так, например, для рС-взаимодействий это происходит в области $\Delta Y > 1$, для π -С-столкновений — при несколько больших значениях ΔY . Корреляции между частицами, входящими в кластер, не обнаруживаются.

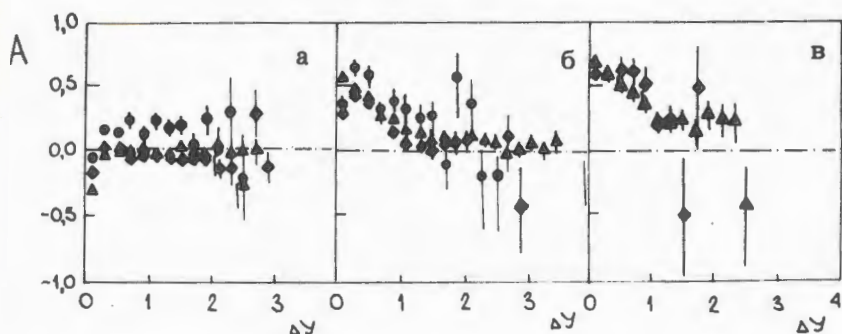


Рис. 11. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии (A) от разности быстрот рассматриваемых объектов: а) адроны с адронами одного кластера; б) "свободные" частицы с кластерами; в) кластер с кластером (обозначения по рис. 4).

Распределения кластеров по быстротам

Распределения кластеров по их быстротам приведены на рис. 12 отдельно для событий с одним кластером ($N_K = 1$) и событий с образованием многокластерных систем ($N_K \geq 2$). В распреде-

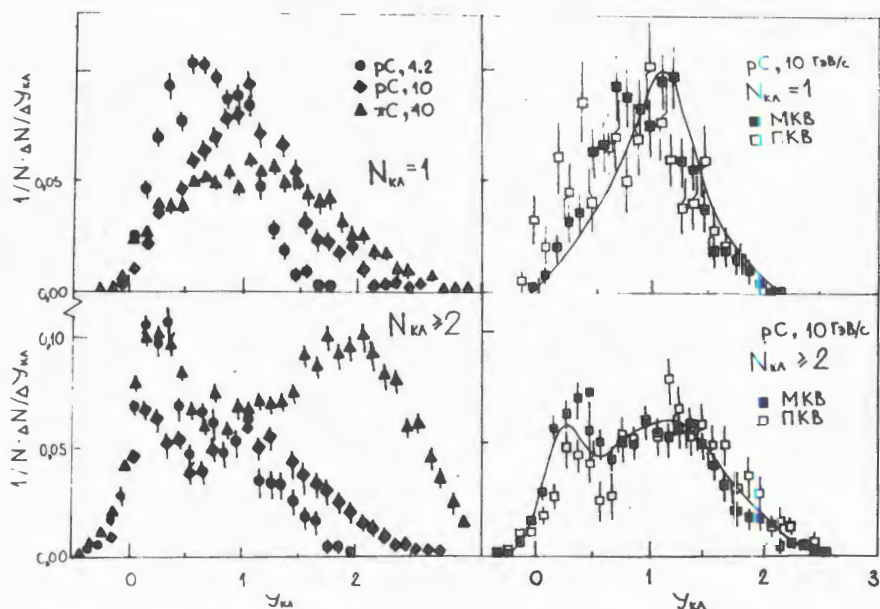


Рис. 12. Распределения кластеров по быстротам (плавные кривые – события без кластеров с кумулятивными адронами).

ления включены кластеры с $Y < 0,5$, происхождение которых можно связывать с каскадным механизмом (см. раздел "Методика эксперимента"). Видно, что "кластеризация" по каскадному механизму относится, в основном, к многокластерным системам и связана с первым максимумом в распределениях этих систем. Что касается области с $Y > 0,5$, то здесь для всех систем наблюдается один максимум. Положение этого максимума на шкале быстрот для рС-взаимодействий при $P_p = 4,2$ и 10 ГэВ приблизительно одинаково для однокластерных и многокластерных систем. При больших энергиях (π^- -С-столкновения при 40 ГэВ/с) максимум для многокластерных систем сдвигается в сторону больших быстрот по сравнению с однокластерными событиями.

На этом же рисунке приведены Y -распределения кластеров для кумулятивных рС-взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с. Видно, что характер Y -распределений кластеров не зависит от присутствия в них кумулятивных адронов.

З а к л ю ч е н и е

Предложена и разработана методика выделения кластеров, образующихся в неупругих столкновениях, с использованием пространства нормированных к одинаковой массе относительных 4-скоростей. Она позволяет выделять кластеры, состоящие из частиц разной (но не нулевой) массы. По этой методике проанализированы рС- и π^- -С-взаимодействия ($P_p = 10$ ГэВ/с, $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с). Кроме этого, были использованы данные по рС-, dС-, α С- и СС-взаимодействиям при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Оказалось, что в значительной доле событий (в 30 ÷ 60%) образование вторичных частиц (протонов и π -мезонов) в основном происходит через кластеры, причем число таких взаимодействий растет с первичной энергией. Через кластеры происходит образование не только значительной части протонов и π -мезонов, но и кумулятивных адронов (до 40%). Характерно, что основная часть выделенных кластеров на двумерной шкале переменных x_a , где x_a — доля 4-импульса налетающего ядра или ядра мишени, уносимой кластером, располагается в центральной области.

Кластеры обладают универсальными свойствами для разных типов взаимодействий и разных первичных энергий как по характеристикам их образования, так и по особенностям их распада. Процесс образования кластеров проанализирован при помощи структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(x_a)$ (здесь b_{IIc} — квадрат

разности 4-скоростей кластера и мишени, x_8 — доля 4-импульса ядра-мишени, уносимая кластером). Процесс распада изучен с использованием структурных функций $F(T_k)$, где T_k — кинетическая энергия частиц в системе покоя кластера. Если производную по $F(T_k)$ -функциям связывать с температурой распада кластера, то для этой температуры получается значение, лежащее в области $170 \div 230$ МэВ. Не наблюдаются азимутальные корреляции частиц, связанных с кластерами.

Все проанализированные характеристики кластеров оказались не зависящими от факта образования в них кумулятивных адронов.

Таким образом, в чисто экспериментальном плане вырисовывается следующая картина. Множественное рождение частиц в ядерных столкновениях в значительной степени происходит через кластеры, которые, скорее всего, распадаются вне ядра. Через кластеры происходит образование части кумулятивных адронов. Кластеры обладают универсальными характеристиками как по особенностям рождения, так и распада.

Авторы благодарны коллективу сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждения, П.Девенскому за предоставление текста программы MPD.

Л и т е р а т у р а

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. Любимов В.Б., Тогоо Р. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №7(33)-88. Дубна: ОИЯИ, 1988, с.5.
6. Боголюбский М.Ю. и др. — ИФВЭ, 89-33, Серпухов, 1989.
7. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1495.
8. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.1676.
9. Абдурахимов А.У. и др. — ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
10. Balzin A.M. — JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
11. Ангелов Н. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.1046.
12. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1981, т.31, с.1517.
13. Гудима К.К., Тонеев В.Д. — ЯФ, 1978, т.27, с.669.

Рукопись поступила 3 ноября 1989 года.

VERTEX RECONSTRUCTION WITHOUT TRACK RECONSTRUCTION (STRAIGHT TRACKS)

Yu. A. Yatsunenکو

The determination of the vertex position without the previous reconstruction of all straight trajectories (the global maximum position of the "vertex function") is described. The method is based on the use of the discrete function of an accuracy and in the integration on the approximately-rectangular square. The analysis of the "Monte-Carlo" events is presented.

The investigation has been performed at the Scientific-Methodical Division, JINR.

Определение вершин без восстановления траекторий (прямые треки)

Ю.А. Яцуненко

Представлен способ определения координат вершины без предварительного восстановления всех прямых траекторий (определение глобального максимума "вершинных функций"). Метод основан на использовании дискретных функций точности и на интегрировании по приближенно-прямоугольной площади. Приводится анализ "Монте-Карло" событий.

Работа выполнена в Объединенном научно-методическом отделении ОИЯИ.

In papers ^{1,2/} the "vertex functions" (VF) that permit one to determine vertex coordinates without previous reconstruction of all trajectories were proposed. In particular implementation of VF for straight trajectories ^{2/}, in case when the parameters of the primary single particle trajectory are known, can be considered successful. Functions of such type — "vertex function of primary interaction" (FPI) — are multiexternal. The main (global) maximum position corresponds to the interaction point, and principal difficulty in implementation of VF is to localize the global maximum (GM) region. To resolve this task for FPI an "integral" method ^{3,4/} that requires analytic calculation of the integrals (moments) for the analyzing function $\phi(\vec{r})$ was used —

$$\mu_n(\phi) = \mu_0^{-1}(\phi) \cdot \int_V (\vec{r} - \vec{a})^n \phi(\vec{r}) dV(\vec{r}), \quad \vec{a} \equiv \mu_0^{-1} \int_V \vec{r} \phi(\vec{r}) dV, \quad (1)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, 4;$$

$$\mu_0(\phi) \equiv \int_V \phi(\vec{r}) dV(\vec{r}),$$

where "V" is the vertex position region.

The analysis of GM of one-dimensional FPI — $C(z)$ (z is the primary vertex coordinate) is given in [2]. This work is devoted to the GM position determination of two-dimensional VF in the detector systems that register straight trajectories:

$$D(x, z) = \sum_{k=1}^{M_N} \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{m=1}^{M_n} \sigma_{mn} \cdot G\left[\frac{x - a_{kN}}{z_N - z} \cdot (z_N - z_n) + a_{kN} - a_{mn}; \sigma_{mn}\right]. \quad (2)$$

Each n -th detector ($n = 1, 2, \dots, N$) placed in z_n -position on the z -axis registers M_n of X -coordinates a_{mn} ($m = 1, 2, \dots, M_n$) with the accuracy (σ) function $G(t; \sigma)$. The function $G(t; \sigma)$ can look like: discrete —

$$G(t; \sigma) = \begin{cases} (2\sigma)^{-1}, & |t| \leq \sigma \\ 0, & |t| > \sigma, \end{cases} \quad (3a)$$

smooth —

$$G(t; \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \cdot \exp(-t^2/2\sigma^2), \quad (3b)$$

or partially-smooth —

$$G(t; \sigma) = \begin{cases} \frac{3}{\sigma 4\sqrt{5}} (1 - t^2/5\sigma^2), & |t| \leq \sigma\sqrt{5} \\ 0, & |t| > \sigma\sqrt{5}. \end{cases} \quad (3c)$$

The GM position ($x = u, z = v$) of the function (2) corresponds to the vertex coordinates of primary (for example) interaction. It should be noted that vertex (u, v) determined by (2) may serve as an additional detector (with single count) for posterior reconstruction of trajectories. This fact initiates the attempts to utilise the VF possibilities.

Determination of the Integral Momenta

The integrals (1) calculation is one of the complicated "technological" stage in this task. To determine momenta (1) it is necessary to fulfill analytic integration:

$$I_{\mu\nu}(k, m, n) = \iint_S dx dz (x-p)^\mu (z-q)^\nu G \left[\frac{x-a_{kN}}{z_N - z} (z_k - z_n) + a_{kN} - a_{mn}; \sigma_{mn} \right], \quad (4)$$

$$\mu, \nu = 0, 1, 2, \dots, 4; \quad \nu + \mu \leq 4$$

$S (S_L \leq x \leq X_U; Z_L \leq z \leq Z_U)$ is the vertex search region, p, q are coordinates of the center of $D(x, z)$. This task becomes simpler if we use discrete (3a) function of accuracy $G(t; \sigma)$ and allow some distortion of rectangle S (S increases).

This approximations can be illustrated for the particular case, when the detector (z_k) is located on the left of the S -region (i.e. $z_k < Z_L$) and, besides, $X_L > 0$. The S' integration area in variables: $t = z - z_k$, $y = (x - a_{kN})/t$ is given in fig. 1. The S' -area boundaries are defined by the points: $P_1 = (X_U - a_{kN}) / (Z_L - z_k)$, $P_2 = (X_U - a_{kN}) / (Z_U - z_k)$, $P_3 = (X_L - a_{kN}) / (Z_L - z_k)$, $P_4 = (X_L - a_{kN}) / (Z_U - z_k)$. The integral (4) has a non-zero value if the strip $A_1 \leq y \leq A_2$ intersects the curvilinear S' -area, the strip boundaries are determined by the accuracy function parameters:

$$A_1 = T + R, \quad A_2 = T - R; \quad T = \frac{a_{mn} - a_{kN}}{z_z - z_k}, \quad R = - \frac{\sigma_{mn}}{|z_n - z_k|}. \quad (5)$$

The primary integration area distortion is nonsignificant if the parameter $R(5)$ is of small value, i.e. if the accuracy (σ) of the detectors is high. In such an approximation, the maximal common surface of the strip (A_1, A_2) and S' (dashed rectangular in fig. 1) is easily determined and the integration result (4) has a simple form:

$$I_{\mu\nu} = \frac{1}{\mu+1} \sum_{k=0}^{\mu+1} \frac{C_{\mu+1}^k}{k+\nu+1} t^{k+\nu+1} \Big|_c^d A^k (a_k - p - qA)^{\mu+1-k} \Big|_{A_1}^{A_2} \quad (6)$$

(C_N^k — binomial coefficients; c, d — the rectangular boundaries).

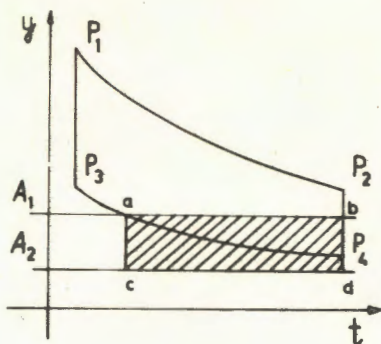


Fig. 1. The integration region in the curvilinear coordinates. The dashed rectangular is the region for the calculation of the integral momenta of the vertex function for a measured point, that can belong to a trajectory emitting from the vertex.

Iterational Vertex Coordinates Determination

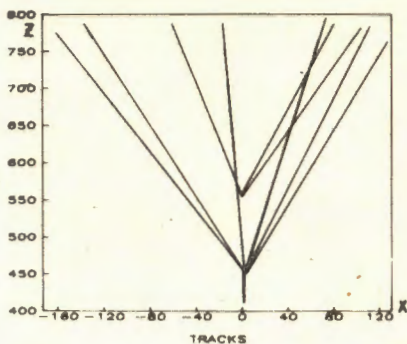
The determining momenta (1) are used further to analyse the excess ^{/4, p.50/}, that is the function of the vector indicating the subregion of GM of VF (2). As it has been noted in ^{/4/}, the creation of the universal iteration procedure for the reliable localization of the GM-subregion is an open question. However, if some specific direction in a track experiment exists (for instance, the direction of the primary particle in one-beam accelerators), then one can propose the receipt to choose one of the 6 possible vectors, corresponding to the external excess values — the vector with minimal value of z -component should be chose. This choice is proved to be correct in the primary vertex determination, because vertices with higher values of z -component are secondary ones.

The chosen vector of the approximate vertex position is used as initial point for the well-known gradient method (for instance) for the exact determination of the vertex position. In the gradient method the partially-smooth function of the accuracy (3c) can be used to avoid the well-known properties in the behaviour of the second derivations of smooth function (3b). The criterion of the iteration termination is not only the given deviation value between two consequent iterations, but also the amplitude of $D(x, z)$ at the GM-position if the estimation of number of tracks of the event is known ($D_{max} \approx (N - 1) \cdot M$, M is the number of detectors, M is the number of tracks).

The Image Defocusing

To search for the vertex "globally" and to precise it "locally", the method of function (2) "defocusing" by the change of the accuracy parameter (σ) can be used. For the first iteration this parameter (σ) is in-

Fig. 2. "Monte-Carlo" event with 2 vertices. All tracks are ideal straight lines.



tentially "decreased" — $\sigma' = \sigma \cdot f$, $f > 1$ ($f = 3$ or 2) is the increase factor ("defocusing"). This method results to a more "soft" image of the function, it means that the "high-frequency" component of $D(x, z)$ is suppressed. This "high-frequency" component may be somewhat "dangerous" for both "global" and "local" vertex search. As to that, the next example is very significant: A track event with 2 vertices is shown in fig. 2 ($z_1 = 450$ mm, $x_1 = 0$ mm; $z_2 = 550$, $x_2 = -5$ mm), 3 detectors with $z = 0, 200, 400$ mm register the coordinates of a single track of primary particle (these coordinates are also included in VF); the detectors ($z = 600, 800, 1000, 1200$ mm) register the coordinates of 9 secondary particles with the conditional accuracy $\sigma = 1$ mm (all tracks are ideal straight lines). The function $D(x, z)$ for defocusing factor $f = 2$ is shown in fig. 3a and for $f = 0.5$ — in fig. 3b. Indeed, the main maximum region in fig. 3a is practically unimodal to compare to analogous region of fig. 3b. In following iterations the defocusing factor can be decreased up to some limit (for instance, $f_{\min} = 0.5$).

It should be noted that the parameter σ reflects not only the detector accuracy, but also the degree of resolution of the whole track pattern, that proves such a "carefull" deal with vertex search.

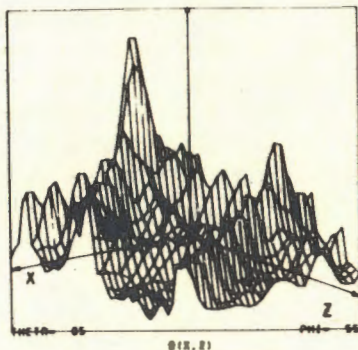
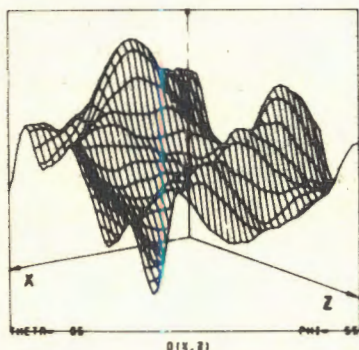


Fig. 3a,b. The vertex function of the event shown in fig. 2 at the various values of "defocusing" factor: $f = 2$ (fig. 3a) and $f = 0.5$ (fig. 3b).

Vertex Determination Efficiency

To verify a method of the primary vertex determination 100 simplest Monte-Carlo events were analyzed, as it is shown in fig. 2. The secondary vertex played a role of the noise source. The criterium of vertex coordinated (u, v) determination precision was the statistic distribution of the distance between the found vertex and given ones (x_0, z_0)

$$R = \sqrt{(u - x_0)^2 + (v - z_0)^2}.$$

The typical distribution of the parameter (R) is given in fig. 4, the number of detectors registering secondary particles is $N_1 = 10$ and $f = 3$. The relative number ($E\%$) (to all analyzed events), when $R < R_1$, has the behaviour: $E(R < 1 \text{ mm}) = 91\%$, $E(R < 5 \text{ mm}) = 99\%$. If multiplicity is fixed, then the precision depends on the number of detectors, — for $N_1 = 4$ the efficiency decreases: $E(R < 1 \text{ mm}) = 72\%$, $E(R < 5 \text{ mm}) = 86\%$.

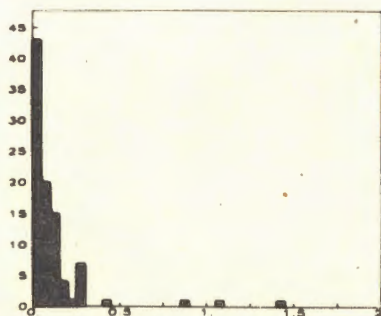
When there is no noise (secondary vertices), the efficiency is high enough: $E(R < 1 \text{ mm}) = 99\%$, $E(R < 5 \text{ mm}) = 100\%$.

The analysis has been performed on 4.77 MHz IBM PC/XT-compatible computer. 100 events like those shown in fig. 2 were analyzed: 1 track of primary particle (3 detectors), 9 tracks of secondary particles (10 detectors). It took about 24 seconds per event. It should be noted, that it took about 80% of CPU-time to calculate integrals (6), which is logically simple, whereas the most logically complicated part of the task — the determination of the integration limits — required only about 17% of CPU-time. The calculation of (6) in the program $D(x, z)$ is not optimal at present: in the assumption $\sigma = 0$ the expression of (6) is more simple and CPU-time is 18 sec per event (however, the efficiency decreases: $E(R < 5 \text{ mm}) = 96\%$).

Undoubtedly, this program of $D(x, z)$ -analysis should be improved substantially.

Nevertheless, one can hope that this method of the vertex determination may be useful for high multiplicity ($M \sim 100$) and in the noise condition.

Fig. 4. The statistic distribution of the distance between the found vertex position and predetermined for the 100 "Monte-Carlo" like shown in fig. 2.



The author is grateful to A.V.Zarubin, V.E.Zhiltsov and A.E.Senner for helpfull discussions.

References

1. Yatsunenko Yu.A. — JINR, P1-88-29, Dubna, 1988.
2. Yatsunenko Yu.A. — JINR, E1-88-907, Dubna, 1988.
3. Yatsunenko Yu.A. — JINR, P5-88-74, Dubna, 1988.
4. Yatsunenko Yu.A. — In: JINR Rapid Communications, No.7(33)-88, Dubna, 1988, p.47.

Recieved on November 27, 1989.

FIRST OBSERVATION OF THE NEUTRON-RICH NUCLEI
 ^{42}Si , $^{45,46}\text{P}$, ^{48}S and ^{51}Cl FROM THE INTERACTION
OF 44 MeV/u $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}^*$

M.Lewitowicz ¹, Yu.E.Penionzkevich, A.G.Artukh, A.V.Belozyorov,
S.M.Lukyanov, D.Guillemaud-Müller ², J.C.Jacmart ², E.Kashy ^{2**},
A.Latimier ², A.C.Müller ², F.Pougheon ², A.Richard ², R.Anne ¹,
P.Bricault ¹, C.Detraz ¹, Y.Zhang ¹, D.Bazin ³, W.D.Schmidt-Ott ⁴

The five new very neutron-rich isotopes of ^{42}Si , $^{45,46}\text{P}$, ^{48}S and
 ^{51}Cl are identified from the interaction of a 44 MeV/u ^{48}Ca beam with
a ^{64}Ni target.

Наблюдение новых нейтроноизбыточных ядер
 ^{42}Si , $^{45,46}\text{P}$, ^{48}S и ^{51}Cl в реакции
 $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ (44 МэВ/А)

М.Левитович и др.

В реакции $^{64}\text{Ni} + ^{48}\text{Ca}$ (44 МэВ/А) синтезированы пять новых
сильнонейтроноизбыточных изотопов ^{42}Si , $^{45,46}\text{P}$, ^{48}S и ^{51}Cl .
Идентификация производилась комбинацией магнитного анализа,
измерения времени пролета и ионизационных потерь ($\Delta E, E$)-
техникой.

In recent experiments at GANIL with intermediate-energy ^{48}Ca
beams a number of new neutron-rich isotopes has been observed and
studied for the first time ^{/1-3/}. Though the neutron drip-line has been
reached for light isotopes up to fluorine ^{/1,2/}, for nuclei closer to the
projectile still several isotopes of each element are predicted to be par-
ticle-stable ^{/4/} and remain to be observed.

*Experiment performed at the French National Facility GANIL.

**Permanent address: National Superconducting Cyclotron Laboratory, Mi-
chigan State University, East Lansing, USA.

¹GANIL, BP 5027, F-14021 CAEN Cedex, France.

²Institut de Physique Nucleaire, F-91406 ORSAY, France.

³CEN BORDEAUX, Le Haut Vigneau, 33170 Gradignan, France.

⁴Physikalische Institut, Universität Göttingen, D 3400 Göttingen, FRG.

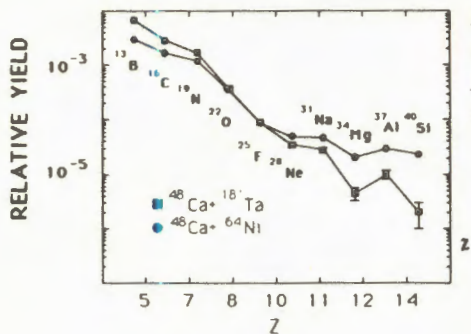
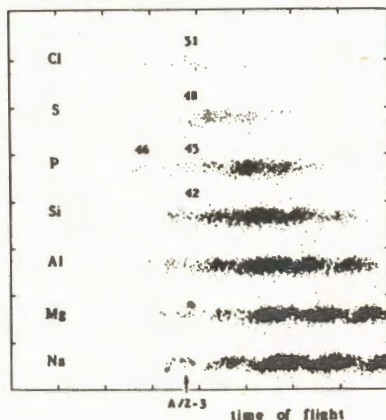


Fig. 2. Two-dimensional plot of atomic number Z versus time of flight through the LISE spectrometer for projectile-like fragments from the reaction $^{48}\text{Ca} (44 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$. The mass numbers of the five isotopes observed for the first time are indicated.

Fig. 1. Isotopic production along a line given by neutron number $N = 2Z - 2$ for the nickel and tantalum targets.



Here we would like to report on the production and identification of five new isotopes with an atomic number from 14 to 17.

Essentially the same experimental set-up consisting of the magnetic spectrometer LISE with a four-stage semiconductor telescope in the focal plane were used as described in detail in ref. ^{/2/} and ^{/5/}. The simultaneous measurements of $\Delta E-E$, magnetic rigidity and time of flight provided redundant fragment identification in atomic mass and number. The magnetic rigidity of the spectrometer was set to a value $B\rho = 2.603 \text{ Tm}$, optimized for the production of nuclei around ^{48}S . The counting rate for these nuclei was studied for three different targets of equivalent energy-loss (94 mg/cm^2 ^9Be , 131 mg/cm^2 ^{64}Ni and 173 mg/cm^2 ^{181}Ta) in order to examine the target influence on the production. Figure 1 shows, for example, the isotopic production along a line with neutron number $N = 2Z - 2$ for the Ni and Ta targets. It is clear that the very neutron-rich ^{64}Ni target (^{nat}Ni contains 0.91% of ^{64}Ni) gives the highest counting rate for isotopes close to the projectile. The production for the Be target (not shown in fig. 1) was slightly above the level of the Ta target. This result is in contrast to the behavior for light nuclei for which the Ta target was the most efficient one ^{/2/}. It is however difficult to disentangle the complicated interplay, between reaction cross sections, effective number of target nuclei, number of neutrons

in target and projectile nuclei, and changing velocity and angular distributions (leading to a different transmission of the spectrometer). Clearly, more comprehensive studies are needed to understand the rather strong effects at intermediate energies.

Figure 2 shows a particle-identification plot of the projectile-like reaction products from the interaction of $^{48}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ at 44 MeV/u after about 15 hours of collection time at an average beam intensity of $I = 100$ enA. The isotopes of ^{42}Si , $^{45,46}\text{P}$, ^{48}S and ^{51}Cl are identified for the first time. It is worth mentioning that all of them have a neutron number $N > 27$ indicating that they are produced in transfer reactions.

The predictions of different mass-formulae compiled by Hausstein^{/4/} suggest that none of the five new isotopes observed in this experiment is the last stable isotope of corresponding element. It is somewhat surprising to observe, however, that ^{46}P is relatively strongly produced whereas not a single count is present for ^{49}S for which one would expect (notwithstanding the above considerations) a similar yield. Additional, the present level of statistics precludes any conclusion on the possible particle instability of ^{49}S . On the other hand, it may be worth noting, that three (i.e. Comay et al., Tachibana et al. and Janecke-Masson) out of six mass-formulae^{/4/} predict the particle-instability of ^{49}S , whereas ^{50}S is bound again.

References

1. Guillemaud-Mueller D., Penionzhkevich Yu.E., Anne R., Artukh A.G., Bazin D., Borrel V., Detraz C., Guerreau D., Gvozdev B.A., Jacmart J.C., Jiang D.X., Kalinin A.M., Kamanin V.V., Kutner V.B., Lewitowicz M., Lukyanov S.M., Mueller A.C., Hoai Chau N., Pougheon F., Richard A., Saint-Laurent M.G., Schmidt-Ott W.D. — Z.Phys., 1989, A332, p.189.
2. Guillemaud-Mueller D., Jacmart J.C., Kashy E., Latimier A., Penionzhkevich Yu.E., Artukh A.G., Belozyorov A.V., Lukyanov S.M., Mueller A.C., Pougheon F., Richard A., Anne R., Bricault P., Detraz C., Lewitowicz M., Zhang Y., Bazin D., Schmidt-Ott W.D. — to be published.
3. Lewitowicz M., Penionzhkevich Yu.E., Artukh A.G., Kalinin A.M., Kamanin V.V., Lukyanov S.M., Hoai Chau N., Mueller A.C., Guillemaud-Mueller D., Anne R., Bazin D., Detraz C., Guerreau D., Saint-Laurent M.G., Borrel V., Jacmart J.C., Pougheon F., Richard A., Schmidt-Ott W.D. — Nucl. Phys., 1989, A496, p.477.

4. Haustein P.E., special ed. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1988, 39, p.185.
5. Anne R., Bazin D., Mueller A.C., Jacmart J.C., Langevin M. — Nucl. Instr. and Meth., 1987, A257, p.215.

Recieved on November 24, 1989.

ОБ УЗКОМ МАКСИМУМЕ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ
ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ПОД УГЛОМ 0°
ДЛЯ ^{211}Bi — ПРОДУКТА РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ
ДВУХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$
ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро

Обнаружен четко выраженный узкий максимум в дифференциальном сечении образования нуклида ^{211}Bi под углом 0° в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии пучка, близкой к кулоновскому барьеру. Экспериментальные данные позволяют полагать, что аналогичная структура присутствует также в дифференциальном сечении образования ^{215}At . Высказываются предположения о возможных механизмах процесса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

The Resonance-Like Feature of the Two Neutron Transfer
Cross Section near the Coulomb Barrier
in the $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ Reaction

A.N.Andreev et al.

Near the Coulomb barrier of the $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ reaction a narrow maximum in the ^{211}Bi differential production cross section is observed at 0° with respect to the projectile beam axis. The experimental data give an evidence, that an analogous maximum is present for the differential cross section of the ^{215}At production. An assumption is discussed that the observed effect is due to the selectivity of a transfer reaction for small impact parameters of the bombarding ions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Исследования проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1. Вращающаяся висмутовая мишень, изготовленная методом вакуумного напыления, облучалась пучком ионов ^{22}Ne . Толщина слоя металлического висмута составляла $(0,55 \pm 0,05)$ мг/см², алюминиевой подложки — $(1,6 \pm 0,1)$ мг/см². Энергия ионов ^{22}Ne изменялась

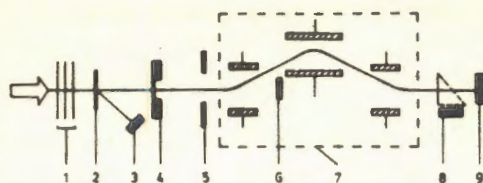


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — поглотитель, 2 — Au -рассеиватель, 3 — детектор для измерения энергии ионов пучка, 4 — мишень, 5 — входная диафрагма, 6 — цилиндр

Фарадея, 7 — сепаратор, 8 — времяпролетные детекторы, 9 — полупроводниковый детектор.

при помощи Al и Ti поглотителей, а также изменением режима вывода пучка из циклотрона. Измерение энергии ионов пучка после поглотителей проводилось полупроводниковым детектором по энергии ионов, рассеянных на тонкой ($0,2 \text{ мг/см}^2$) золотой фольге на угол 30° . Поток ионов, прошедших через мишень, измерялся цилиндром Фарадея. Полуширина энергетического распределения пучка была не более $\pm 1,0 \text{ МэВ}$. Циклотрон работал в импульсном режиме с временем длительности пучка $2,7 \text{ мс}$ и временем паузы $4,0 \text{ мс}$.

Для отделения продуктов реакций от пучка использовался кинематический сепаратор ВАСИЛИСА^{1, 2}, в котором с помо-

щью трех высоковольтных дефлекторов осуществляется разделение по кинематической жесткости продуктов реакций, вылетающих под нулевым углом. Угловой аксептанс сепаратора задается входной диафрагмой и составляет $\pm 3^\circ$ по отношению к пучку. Для "нормализации" зарядовых распределений ядер-продуктов в экспериментах использовалась графитовая фольга с толщиной $20 \div 30 \text{ мкг/см}^2$, расположенная за мишенью, на расстоянии

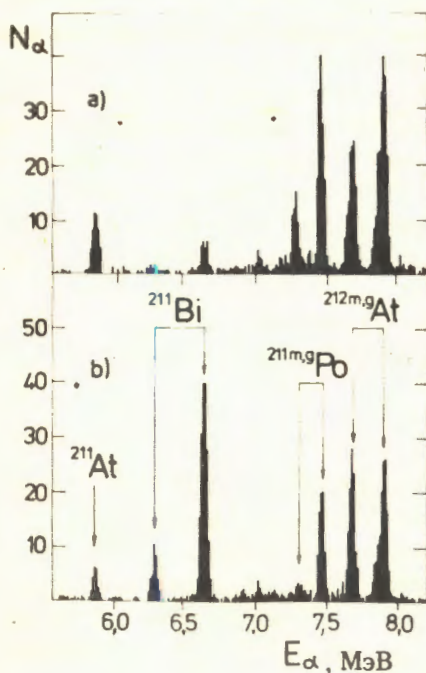


Рис. 2. α -спектр продуктов реакций $\text{Bi} + {}^{22}\text{Ne}$ в фокальной плоскости сепаратора; а) $E_{\text{Ne}} = 104,5 \text{ МэВ}$, б) $E_{\text{Ne}} = 99 \text{ МэВ}$.

5 см. Регистрация отсепарированных продуктов и измерение характеристик их α -распада осуществлялись расположенным в фокальной плоскости сепаратора детектирующим модулем из двух время-пролетных детекторов и кремниевого поверхностно-барьерного детектора диаметром 50 мм и разрешением 40 кэВ. Калибровка детектора проводилась по α -линиям изотопов $^{213-216}\text{Ac}$ и $^{209, 210}\text{Fr}$ — продуктов реакции $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$.

На рис. 2 приведены α -спектры продуктов реакций $\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$, измеренные в интервалах между посылками пучка для двух значений энергий ионов ^{22}Ne : 99 МэВ и 104,5 МэВ на выходе из мишени. Наиболее интенсивные линии в спектре связаны с распадом продуктов малонуклонных передач $^{211\text{m.g}}\text{Po}$, $^{212\text{m.g}}\text{At}$ и ^{211}Bi . Идентификация проводилась по энергиям и соотношению интенсивностей α -переходов¹³. Для α -переходов ^{211}Bi был также измерен период полураспада. Полученное значение $(2,3 \pm 0,3)$ мин хорошо согласуется с табличным. Интенсивность переходов, связанных с распадом изотопов Nr-Pa , как минимум на порядок величины меньше, и, следовательно, вклад компаунд-канала в образование изотопов Bi-At невелик. Этот вывод подтверждается также зависимостью интенсивности α -счета в фокальной плоскости сепаратора от заданной электрической жесткости, приведенной на рис. 3. С увеличением электрической жесткости интенсивность α -активностей с распадом изотопов Bi-At резко увеличивается, в то время как для компаунд-канала она практически не меняется или даже немного уменьшается. Таким образом, основной механизм образования всех данных нуклидов — малонуклонные передачи — не вызывает сомнения. В то же время обращает на себя внимание большое различие в поведении выходов для изотопов Po-At и ^{211}Bi (см. рис. 2). При довольно небольшом увеличении энергии бомбардирующих ионов относительный выход ^{211}Bi резко падает. На рис. 4 показаны в сравнении измеренные в наших

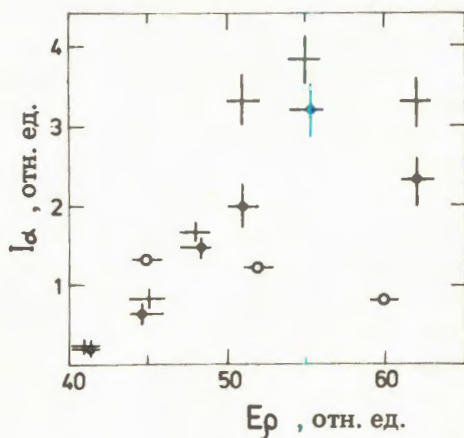


Рис. 3. Зависимость выходов изотопов ^{212}At (+), ^{211}Bi (x) и $^{214, 215}\text{Ac}$ (o) от электрической жесткости).

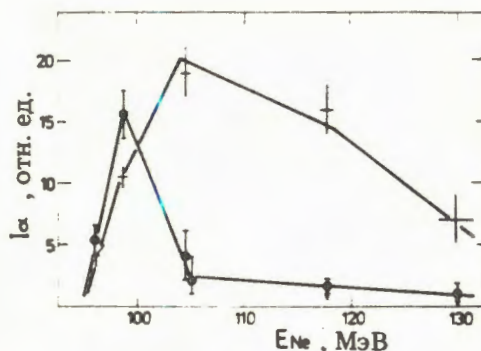


Рис. 4. Зависимость выходов изотопов $^{212}\text{At}(+)$ и $^{211}\text{Bi}(\bullet)$ от энергии бомбардирующих ионов.

экспериментах кривые выходов для ^{211}Bi и $^{212m,q}\text{At}$. Если кривая выхода для ядер At имеет вид, типичный для продуктов малонуклонных передач, то кривая

выхода для изотопа ^{211}Bi весьма необычного характера — в виде явно выраженного узкого максимума вблизи кулоновского барьера. Такое резкое отличие кривой выхода для ^{211}Bi позволяет предполагать существование принципиально иного механизма для канала передачи двух нейтронов, нежели механизм малонуклонных передач в периферических взаимодействиях с большим прицельным параметром. Обращает на себя внимание и относительно большая величина дифференциального сечения образования ^{211}Bi в максимуме выхода. Она сравнима с дифференциальным сечением образования ^{212}At и составляет по порядку величины $10^{-28} \div 10^{-27}$ см²/ср. В то же время дифференциальные сечения образования более тяжелых изотопов висмута с массовыми числами 212 и 213 при энергиях ионов ^{22}Ne 99 МэВ и 104,5 МэВ не превосходят $2 \div 3\%$ от максимума сечения образования ^{211}Bi . Нужно также отметить, что в изученной нами контрольной реакции $\text{Bi} + ^{20}\text{Ne}$ α -активности, связанные с распадом изотопов Bi (в том числе и ^{211}Bi), также не наблюдались на уровне $<1\%$ от выхода таких нуклидов, как ^{212}At , ^{213}Rn , ^{213}Fr , ^{214}Fr .

Анализ данных, полученных в реакции $\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ в интервалах времени измерения, когда пучок был на мишени, позволил обнаружить еще одну активность, выход которой уменьшается в $(6,5 \pm 2,5)$ раза при переходе от энергии неона 99 МэВ к энергии 104,5 МэВ. Это α -распад с $E_\alpha = (8030 \pm 20)$ кэВ и $T_{1/2} < 0,2$ мс. Выход данной α -активности при энергии иона 99 МэВ составляет $(15 \pm 3)\%$ от выхода ^{211}Bi . Исходя из энергии и периода полураспада представляется возможным идентифицировать эту α -линию как распад ядра ^{215}At . В описываемых экспериментах нам не удалось измерить выход изотопа ^{215}At при других энергиях, но даже факт качественного согласия в поведении выходов ^{211}Bi и ^{215}At при увеличении энергии пучка от 99 до 104,5 МэВ пред-

ставляется существенным для интерпретации наблюдаемого эффекта.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что для реакции $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ в дифференциальных сечениях процессов передачи на ядро мишени двух нейтронов или кластера $^6\text{He}(2n + \alpha)$ с последующим вылетом ядра-продукта под углом 0° по отношению к направлению движения бомбардирующей частицы имеются четко выраженные узкие максимумы выходов при энергиях вблизи кулоновского барьера. В то же время для процессов, приводящих к образованию $^{212\text{m,g}}\text{At}$ и $^{211\text{m,g}}\text{Po}$, такая структура в дифференциальном сечении отсутствует. Результат оценивается нами как неожиданный, т.к. ни в интегральных сечениях образования продуктов реакций малонуклонных передач, ни в дифференциальных сечениях под большими углами для средних и тяжелых ядер-продуктов подобные узкие максимумы выхода ранее в экспериментах не наблюдались.

По данным описанных здесь первых экспериментов невозможно дать однозначную интерпретацию природы наблюдаемого эффекта. Однако можно высказать ряд предположений.

Из простых кинематических соображений следует, что в выходах мишенеподобных продуктов малонуклонных передач под нулевым углом будут максимально возможно представлены продукты, образующиеся при малых значениях прицельных параметров. При энергии столкновения выше кулоновского барьера взаимодействие с малыми значениями прицельных параметров с большой вероятностью приводит к образованию компаунд-ядра и не дает вклада в сечения образования продуктов реакций передач. Однако в области энергий бомбардирующей частицы вблизи кулоновского барьера, особенно для ядер мишени с большим Z , может существовать конечный интервал расстояний наименьшего сближения ядер, в котором кулоновские силы расталкивания равны или соизмеримы с силами периферического ядерного взаимодействия. Малые значения моментов и максимально возможные для прямых процессов времена взаимодействия создают, на наш взгляд, в этом интервале расстояний сближения оптимальные условия для проявления в сечениях малонуклонных передач квантовых эффектов ядерного взаимодействия типа ядерного эффекта Джозефсона^{/4/}, формирования реальной структуры внешних уровней в двухцентровом ядерном потенциале либо значительного увеличения интегралов перекрытия собственных одночастичных уровней взаимодействующих ядер, лежащих в районе границы Ферми при переходе от сферического к двухцентровому ядерному

потенциалу. Очевидно также, что такие квантовые эффекты взаимодействия двух ядер должны наиболее четко проявляться в выходах и угловых распределениях нуклидов, образующихся в канале малонуклонных передач — канале, наиболее близком к квазиупругому и приводящему к минимальной энергии возбуждения в двухцентровой ядерной системе. Повышение энергии бомбардирующего пучка будет приводить к увеличению энергии возбуждения нуклонов в ядрах, увеличению сил ядерного взаимодействия и резкому росту вероятности эволюции двухцентровой ядерной системы в канал слияния. Это, по-видимому, объясняет падение сечений образования ^{211}Bi и ^{215}At при повышении энергии ^{22}Ne .

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ №3 (29) -88, Дубна: ОИЯИ, 1988, с.33.
2. Yeregin A.V. et al. — NIM, 1989, A274, p.528.
3. Westmeier W., Merklin A. — Cathalog of Alpha Particles from Radioactive Decay. Karlsruhe, 1985, No.29-1.
4. Гольданский В.И., Ларкин А. — ЖЭТФ, 1967, 53, с.1032.

Рукопись поступила 8 декабря 1989 года.