

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-87-348

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ  
В НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ЯДЕР НЕОНА-22 ПРИ  $P_0 = 4,1$  (ГэВ/с)/ нуклон  
С ЯДРАМИ ЭМУЛЬСИИ

Сотрудничество: Алма-Ата - Бухарест - Гатчина -  
Дубна - Душанбе - Ереван - Кошице - Краков -  
Ленинград - Москва - Ташкент - Тбилиси -  
Улан-Батор - Ростов-на-Дону

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Б.У.Амеева, Н.П.Андреева, Э.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов,  
Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова  
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук  
Центральный институт физики, Бухарест

Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов  
Ленинградский институт ядерной физики АН СССР

В.А.Лескин  
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

Д.А.Саломов  
Таджикский государственный университет, Душанбе

Р.А.Хошмухамедов  
Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришян, Н.А.Марутян, Л.Г.Саркисова, В.Р.Саркисян  
Ереванский физический институт

С.Вокал, М.Карабова, Э.Силеш, М.Тотова  
Университет Кошице, ЧССР

В.Вольтер, Б.Восек, Э.Гладыш, Р.Холынски  
Институт ядерной физики, Краков

В.А.Антончик, В.А.Бакаев, С.Д.Богданов, В.И.Остроумов  
Ленинградский политехнический институт

В.Г.Богданов, В.А.Плющев, Э.И.Соловьева  
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Н.В.Масленникова, Г.И.Орлова,  
М.И.Третьякова, С.П.Харламов, М.М.Чернявский  
Физический институт АН СССР, Москва

А.В.Белоусов  
Азово-Черноморский институт механизации сельского хозяйства,  
Ростов-на-Дону

У.А.Абдуразакова, А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, Л.Е.Бенгус, А.И.Бондаренко,  
У.Г.Гулямов, Т.П.Трофимова, Р.У.Холматова, Г.М.Чернов  
Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

А.Абдужамидов, Ш.Абдужамидов, С.А.Азимов, С.Гаджиева, К.Г.Гуламов,  
А.Жуманов, Н.С.Лукичева, Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, В.И.Петров,  
Е.А.Раввина, Н.Ш.Саидханов, Л.И.Свечникова, Л.П.Чернова  
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

Д.Д.Джалагания  
Тбилисский государственный университет

Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж  
Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

## 1. ВВЕДЕНИЕ И КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Слабая чувствительность множественностей и одночастичных спектров к выбору между различными теоретическими подходами к проблемам множественного рождения частиц и фрагментации ядер в неупругих адрон- и ядро-ядерных взаимодействиях стимулирует изучение более тонких, прежде всего, корреляционных, характеристик. Анализ многочастичных распределений и характеристик соударений с ядрами показал большую их перспективность для выяснения механизма взаимодействия.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования двухчастичных корреляций между вторичными частицами из  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных взаимодействий при 4,1 (ГэВ/с)/нуклон. Эта работа - часть систематического изучения взаимодействий " $^{22}\text{Ne}$ -ядро" с помощью фотометода при энергии синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Общие характеристики соударений рассмотрены в /1/, фрагментация остаточного ядра-снаряда - в /2,3/; в /4/ подробно анализировались корреляции между продуктами фрагментации остаточного ядра-снаряда; в данной работе в основном рассматриваются корреляционные связи между рожденными частицами и продуктами фрагментации ядер-мишеней, а также корреляции между этими группами частиц.

Экспериментальный материал, анализируемый в настоящем сообщении, состоит из 4070 неупругих взаимодействий, отобранных и измеренных без какой-либо дискриминации после просмотра вдоль трека эмульсионных слоев, облученных пучком ионов неона-22 при импульсе  $\sim 90$  ГэВ/с на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ. Детали эксперимента описаны в /1,3/.

Вторичные заряженные частицы из этих взаимодействий были разделены в соответствии со стандартной терминологией и техникой эмульсионного эксперимента на фрагменты ядра-снаряда ( $f$ ), вторичные релятивистские однозарядные частицы ( $s$ ), серые ( $g$ ) и черные ( $b$ ) частицы - в основном продукты фрагментации ядра-мишени. Были измерены пространственные ( $\Theta$ ) и азимутальные ( $\Phi$ ) углы вылета всех заряженных частиц.

Для изучения зависимости величины корреляций от различных характеристик событий мы будем вместе с полным ансамблем  $^{22}\text{Ne}-E_{\text{cm}}$  соударений рассматривать различные их подансамбли.

## 2. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОЛЯРНЫМИ УГЛАМИ

Для исследования корреляций между пространственными углами  $\Theta$  вторичных заряженных частиц (т.е. фактически корреляций вдоль продольной оси соударения) мы использовали стандартный аппарат двухчастичных инклюзивных корреляционных функций, ранее применявшихся при

анализе взаимодействий легких ядер ( $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) с ядрами фото-эмульсии при близкой первичной энергии на нуклон ядра-снаряда /5-7/

$$C_2(z_1, z_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dz_1 dz_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} \quad (1)$$

$$R_2(z_1, z_2) = \sigma_{in} \frac{d^2\sigma}{dz_1 dz_2} / \frac{d\sigma}{dz_1} \frac{d\sigma}{dz_2} - 1 \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_{in}^{-1} (d\sigma/dz) = N^{-1} (\Delta n / \Delta z)$ ,  $\sigma_{in}^{-1} (d^2\sigma/dz_1 dz_2) = N^{-1} (\Delta n_{12} / \Delta z_1 \Delta z_2)$ ,  $N$  - число неупругих событий в инклюзивном ансамбле,  $\Delta n$  - число частиц в интервале  $\Delta z$ ,  $\Delta n_{12}$  - число пар частиц из одного события с переменными  $z_1, z_2$  соответственно - в интервалах  $\Delta z_1, \Delta z_2$ ; таким образом,  $\sigma_{in}$  - сечение ядро-ядерного взаимодействия с рождением заряженных частиц,  $\sigma_{in} = \sigma_{prod}$ . Функции (1) и (2) вычислялись как в полном ансамбле  $^{22}\text{Ne} - \text{EM}$  соударений, так и в различных подансамблях (группах). В качестве переменной  $z$  использовались:  $\cos\theta$  для  $g$  - и  $b$  - частиц и  $\ln \text{ctg}(\theta/2)$  (псевдобыстрота) для релятивистских ( $s$ ) частиц. Фрагменты ядра-снаряда в анализ не включались.

Применение аппарата инклюзивных корреляционных функций к соударениям ядер характеризуется рядом дополнительных, по сравнению с соударениями адронов с адронами и ядрами, трудностей, связанных с большими флуктуациями чисел нуклонов ядер снаряда и мишени, участвующих в соударении. Эти флуктуации приводят к дополнительным сильным псевдокорреляциям, обусловленным неоднородностями событий, составляющих инклюзивный ансамбль, делая  $C_2, R_2 \neq 0$ .

Для их исключения было проведено (в каждом ансамбле и подансамбле событий) моделирование методом Монте-Карло в рамках модели независимого испускания частиц ИЕМ /5-7/. В этой модели:

а) углы вылета частиц статистически независимы; законы сохранения импульса и энергии выключены, какие-либо корреляции между частицами из одного акта соударения отсутствуют;

б) спектры множественностей всех типов вторичных частиц в точности воспроизводят эмпирические в каждом исследуемом ансамбле событий;

в) одночастичные распределения  $d\sigma/dz$  всех типов вторичных частиц в точности совпадают с экспериментальными полуинклюзивными распределениями при каждой фиксированной множественности этих частиц.

Поскольку число сталкивающихся нуклонов в событии неизвестно, ИЕМ дает максимум доступной информации о псевдоэффектах.

Наиболее очевидным недостатком использования ИЕМ для получения "кинематически исходных" значений исследуемых характеристик событий является неучет кинематических (связанных лишь с действием законов сохранения) эффектов. Однако, как было показано в /8/, неравенства

$C_2^{exp} - C_2^{IEM} > 0$  или  $R_2^{exp} - R_2^{IEM} > 0$ , реализация которых означала бы обнаружение корреляций, не только сохраняют, но и увеличивают свою значимость при выключении законов сохранения и поиске короткодействующих корреляций.

На рис. 1, как пример, представлены значения функций (1) и (2) для разных типов частиц из полного ансамбля  $^{22}\text{Ne} - E_m$  соударений в зависимости от  $z_1$  при  $z_2 \approx z_1$  (диагональ корреляционной матрицы, ответственная за короткодействующие корреляции) вместе с соответствующими расчетными значениями согласно IEM.

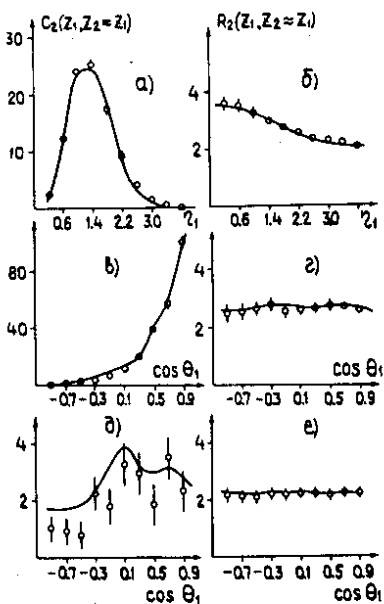


Рис. 1 Зависимости корреляционных функций  $C_2$  (а, в, д) и  $R_2$  (б, г, е.) при  $z_2 = z_1$  от  $z_1$  для S (а, б), g (в, г) и b (д, е) частиц из  $^{22}\text{Ne} - E_m$  - взаимодействий.

Как и в случае более легких ядер-снарядов /5-7/, в нашем эксперименте не обнаруживается никаких противоречий с гипотезой о независимом испускании всех типов частиц в ядро-ядерном взаимодействии. Особо отметим, что в данных не имеется указаний в пользу какой-либо тенденции к испусканию сильноионизирующих фрагментов ядра-мишени под определенным углом  $\theta$ , ожидавшейся при реализации механизма образования ядерных ударных волн (направлений вылет), которая долж-

на была бы проявляться с помощью корреляционного анализа со значительно большей эффективностью, чем это следует из анализа одночастичных угловых распределений. Negативный результат поиска каких-либо корреляционных связей между углами  $\theta$  заряженных частиц был получен нами и при анализе различных подгрупп  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных соударений (не проиллюстрировано), в том числе в так называемых "центральных" столкновениях (с равным нулю полным зарядом  $Q = \sum_i n_i z_i$ ; спектаторных фрагментов ядра-снаряда) и в событиях полного расщепления ядра-мишени (число сильноионизирующих частиц в событии  $n_c = n_g + n_b \geq 28$ ).

Negативный результат корреляционного анализа дает, тем не менее, основание для определенных заключений о механизме ядро-ядерных соуда-

рений при рассматриваемых первичных энергиях. Очевидно, отсутствие заметных корреляций между релятивистскими ( $S$ ) частицами определенно исключает применимость к явлению рождения частиц в ядро-ядерных столкновениях моделей чисто коллективного типа ( модель когерентной трубки, модель одного фэйрбола, некоторые версии гидродинамической модели и т.д.), в которых предполагается идентичность механизмов рождения частиц в соударениях "ядро-ядро" и "адрон-адрон" при одинаковых эффективных массах. Действительно, в последних, как хорошо известно, имеют место заметные короткодействующие корреляции ( при соответствующих энергиях). С большей очевидностью этот вывод следует и из рассмотрения азимутальных корреляций ( ниже).

### 3. КОРРЕЛЯЦИИ В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ

#### А. Методология

Для изучения корреляций в поперечной (азимутальной) плоскости взаимодействия использовались следующие простые характеристики-функции парных азимутальных углов:

$$\xi \equiv \xi_{ij} = \alpha \tau \cos(\vec{P}_{Ti} \vec{P}_{Tj} / P_{Ti} P_{Tj}) \quad (3)$$

между векторами поперечных импульсов  $i$ -ой и  $j$ -ой частицы из одного акта соударения ( $0 \leq \xi \leq \pi$ ):

а) коэффициенты азимутальной асимметрии

$$A = (N_{\xi < \pi/2} - N_{\xi > \pi/2}) / N_{0 \leq \xi \leq \pi} \quad (4)$$

и коллинеарности

$$B = (N_{\xi < \pi/4} + N_{\xi > 3\pi/4} - N_{\pi/4 \leq \xi \leq 3\pi/4}) / N_{0 \leq \xi \leq \pi} \quad (5)$$

инклюзивных распределений по углу (3) и

б) средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии  $\langle \alpha \rangle$  и коллинеарности  $\langle \beta \rangle$  в индивидуальных актах соударения

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad \alpha_k = \sum_{i \neq j} \cos \xi_{ij} / \sqrt{n_k(n_k - 1)}, \quad (6)$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad \beta_k = \sum_{i \neq j} \cos 2\xi_{ij} / \sqrt{n_k(n_k - 1)}, \quad (7)$$

где  $n_k \geq 2$  - множественность частиц рассматриваемого типа в  $k$ -ом событии ансамбля;  $k = 1, 2, \dots, N$ ;  $i, j = 1, 2, \dots, n_k$ .

Коэффициенты (4) - (7) дают информацию о так называемых внутригрупповых корреляциях (корреляциях между частицами одного типа) для изучения междугрупповых азимутальных корреляций ( между частицами разного типа или одинаковыми, но из разных кинематических областей взаимодействия и т.д.) можно использовать инклюзивные коэффициенты

(4), (5), а также специальную случайную величину

$$\langle \Phi \rangle \equiv \langle \Phi_{ij} \rangle = \sum_{k=1}^N \Phi_{ij}^{(k)} / N,$$

$$\Phi_{ij}^{(k)} = \arccos \left\{ (a_i a_m + b_i b_m) [(a_i^2 + b_i^2)(a_m^2 + b_m^2)]^{-1/2} \right\}, \quad (8)$$

$$a_i = \sum_{\ell} \cos \varphi_{i\ell}, \quad b_i = \sum_{\ell} \sin \varphi_{i\ell}, \quad a_m = \sum_j \cos \varphi_j, \quad b_m = \sum_j \sin \varphi_j$$

( $i = 1, \dots, n_{k\ell}$ ;  $j = 1, \dots, n_{km}$ ;  $n_{k\ell}, n_{km} \geq 1$  - множественности частиц  $i$ -го и  $j$ -го типа в  $k$ -ом событии ансамбля). Угол (8) имеет ясный геометрический смысл: это угол между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц ( $i$  и  $j$ ) в поперечной плоскости, угол между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по  $\vec{P}_{T_i}$  и  $\vec{P}_{T_j}$ . Угол  $\varphi$  в (8) - обычный азимутальный угол частицы ( $0 \leq \varphi < 2\pi$ ), отсчитываемый от любой плоскости, связанной с измерительным прибором.

Приведем минимально необходимые для последующего анализа свойства величин (4) - (8) <sup>3-11/</sup>.

При статистической независимости вылета частиц и равномерности  $\varphi$  - распределения в интервале  $[0, 2\pi)$  в ансамбле (изотропия распределения в плоскости) математические ожидания величин  $A, B, \alpha, \beta$  и  $\Phi = \pi/2$  ((4) - (8)) равны нулю, а распределения по  $\varepsilon_{ij}$  (3) и  $\Phi_{ij}$  (8) равномерны в  $[0, \pi]$ . Эта ситуация реализуется, в частности, в рассматриваемой в предыдущем разделе IEM при выключении законов сохранения.

Если частицы  $i$  и  $j$  принадлежат к группе, рождение которой управляется свойствами интеграла состояний с поперечной частью в виде

$$d\sigma^{(n)} / d\vec{P}_{T_1} \dots d\vec{P}_{T_n} = \prod_{i=1}^n \Phi(\vec{P}_T) \delta^{(2)}\left(\sum_{i=1}^n \vec{P}_{T_i}\right), \quad (9)$$

то при  $\Phi(\vec{P}_T) \sim \exp(-\alpha P_T)$  (линейно-экспоненциальное  $P_T$  - распределение) распределение по  $\varepsilon_{ij}$  (3) приобретает вид

$$f^{(n)}(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} (1 + c_1^{(n)} \cos \varepsilon + c_2^{(n)} \cos 2\varepsilon) \quad (10)$$

с коэффициентами  $c_1^{(n)} = -4/3 (n-1)$  и  $c_2^{(n)} = 1/(n-1)^2$ . Другие формы  $\Phi(P_T)$  (распределение Рэлея, термодинамический спектр и т.д.) приводят к  $c_1$  и  $c_2$ , незначительно отличающимся от приведенных. Математические ожидания величин (4) - (7) в этом случае просто выражаются через  $c_1^{(n)}$  и  $c_2^{(n)}$ :

$$\begin{aligned} \nu(A) &= \frac{2}{\pi} c_1^{(n)}, & \nu(B) &= \frac{2}{\pi} c_2^{(n)}, \\ \nu(\alpha) &= \frac{\sqrt{m(m-1)}}{2} c_1^{(n)}, & \nu(\beta) &= \frac{\sqrt{m(m-1)}}{2} c_2^{(n)}, \end{aligned}$$

здесь  $m = 2, \dots, n$  - число наблюдаемых ( в нашем эксперименте - заряженных) частиц, используемых для вычисления (4) - (7), т.е.  $m \equiv n_k$ . Переобозначив для удобства число наблюдаемых (заряженных) частиц через  $n$ , число ненаблюдаемых (нейтральных) - через  $n_0$  (таким образом, полное число частиц в конечном состоянии распадающейся в соответствии с интегралом состояний (9) системы равно  $n + n_0$ ), имеем

$$\nu(A) = -\frac{8}{3\pi} (n+n_0-1)^{-1}, \quad \nu(B) = \frac{2}{\pi} (n+n_0-1)^{-2}, \quad (II)$$

$$\nu(\alpha) = -\frac{2}{3} \frac{\sqrt{n(n-1)}}{n+n_0-1}, \quad \nu(\beta) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{n(n-1)}}{(n+n_0-1)^2}. \quad (I2)$$

Эта ситуация, очевидно, реализуется при включении законов сохранения, в частности, - в статистической теории распада произвольной системы на  $n + n_0$  частиц. Не представляет труда вычисление ожидаемых "кинематически исходных" значений величин (4) - (7) для любого набора множественностей в ансамбле, если усреднить по этому набору формулы (II), (I2).

Для грубой оценки кинематически исходных значений коэффициентов (4) и (7) полезны следующие простые формулы, вытекающие из (II), (I2) при  $n \gg 1$  и  $n_0 = 0,5n$ :

$$\nu(A) \approx -0,6/n, \quad \nu(B) \approx 0,3/n^2, \quad (I3)$$

$$\nu(\alpha) \approx -0,45, \quad \nu(\beta) \approx 0,2/n.$$

Обращает на себя внимание независимость  $\nu(\alpha)$  от  $n$  при больших множественностях.

При анализе междугрупповых корреляций нулевые значения  $A, B, \langle \Phi \rangle$  и  $\pi/2$  реализуются при независимости испускания частиц разного типа и произвольных корреляционных связей между частицами внутри каждой из групп.

Наличие динамических корреляций типа асимметричного в поперечной плоскости вылета частиц приводит к возрастанию  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  по сравнению с кинематически исходными значениями (II), (I2); тенденция к коллинеарному разлету - к возрастанию  $B$  и  $\langle \beta \rangle$ . Тенденция к вылету частиц различного типа в одну сторону в поперечной плоскости приводит к  $A_{ij} > 0$  и  $\langle \Phi_{ij} \rangle < \pi/2$ , противоиспускание частиц в этой плоскости - к  $A_{ij} < 0, \langle \Phi_{ij} \rangle > \pi/2$ . Наличие спектра поперечных импульсов отклоняет угол  $\Phi_{ij}$  от истинного угла между суммарными импульсами частиц групп  $i$  и  $j$ , однако, как показано в /II/, неучет  $P_T$ -распределения лишь усиливает значимость неравенства  $\langle \Phi_{ij} \rangle > \pi/2$ , фиксирующего "противоиспускание" этих групп частиц.

Перейдем к анализу экспериментальных данных.



### Б. Внутригрупповые корреляции

Основные характеристики корреляционных связей между частицами одного типа - коэффициенты (4) - (7) - приведены в таблице I, а их зависимость от суммарного заряда  $Q$  спектаторной части ядра-снаряда, характеризующего степень периферичности взаимодействия ядро-ядро, - на рис. 2.

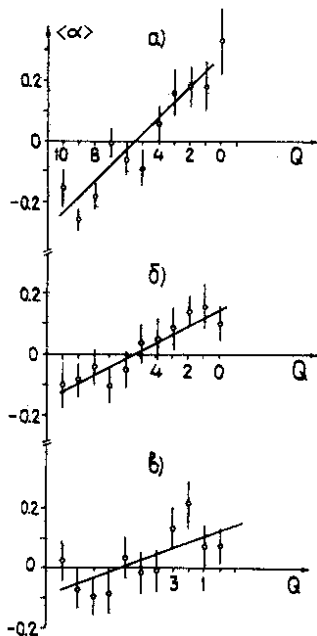


Рис. 2 Зависимость  $\langle \alpha \rangle$  от  $Q$  для  $S$  (а),  $g$  (б) и  $b$  (в) частиц из  $^{22}\text{Ne}-\text{E}m$ -соударений.

Для строгой интерпретации этих данных необходимо знание кинематически исходных значений этих величин в исследуемых событиях. Легко видеть, однако, что это можно сделать лишь модельным путем, конкретизируя механизм образования изучаемых частиц.

Если допустить чисто коллективный (см. предыдущий раздел) характер рождения релятивистских частиц (вылет из единого центра) в ядро-ядерных взаимодействиях, тогда кинематически исходные значения величин (4) - (7) даются формулами (II)-(I3) при  $n = n_s$ . Для полного ансамбля  $^{22}\text{Ne} - \text{E}m$ -соударений

$\langle n_s \rangle = II / I$ ; таким образом, оценочные значения кинематически исходных значений  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  будут порядка - 0,06 и - 0,45 соответственно. Данные табл. I решительно не согласуются с этими значениями, что означает некорректность применения чисто коллективных моделей к ядро-ядерным соударениям при рассматриваемых энергиях. Отметим, кстати, что в адрон-нуклонных соударениях при близких множественностях  $z$  - частиц экспериментальные значения коэффициентов асимметрии хорошо согласуются с вычисленными по формуле (II), (I2) (см., напр., /10/).

В моделях суперпозиционного типа, в которых ядро-ядерное взаимодействие рассматривается как некогерентная сумма адрон-нуклонных (или адрон-ядерных) соударений, для вычисления кинематически исходных значений коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности быстрых частиц необходимо знать число элементарных  $hN$  - субсоударений и множественности рождающихся частиц в них. Пары частиц из одного субсоуда-

Таблица I

Коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности для  $s$  -,  $g$ - и  $b$ - частиц из  $^{22}\text{Ne}$  - ядерных взаимодействий

Ансамбль	Тип частицы	$A \cdot 10^3$	$\langle \alpha \rangle \cdot 10^2$	$B \cdot 10^3$	$\langle \beta \rangle \cdot 10^2$
$\text{Ne-Em}$	$s$	$7 \pm 1$	$-1 \pm 2$	$4 \pm 1$	$5 \pm 2$
	$g$	$4 \pm 2$	$3 \pm 2$	$3 \pm 2$	$3 \pm 2$
	$b$	$9 \pm 4$	$2 \pm 2$	$13 \pm 4$	$8 \pm 2$
$n_h < 2$	$s$	$-46 \pm 13$	$-26 \pm 4$	$18 \pm 13$	$10 \pm 5$
$2 \leq n_h \leq 7$	$s$	$-16 \pm 4$	$-15 \pm 3$	$-2 \pm 4$	$-4 \pm 3$
	$g$	$-7 \pm 16$	$-4 \pm 3$	$29 \pm 16$	$4 \pm 3$
	$b$	$0 \pm 18$	$-2 \pm 3$	$31 \pm 18$	$9 \pm 3$
$n_h \geq 8$	$s$	$11 \pm 2$	$18 \pm 3$	$4 \pm 2$	$9 \pm 3$
	$g$	$4 \pm 2$	$6 \pm 3$	$2 \pm 2$	$3 \pm 3$
	$b$	$10 \pm 4$	$4 \pm 3$	$13 \pm 4$	$7 \pm 3$

рения коррелированы в соответствии с формулами, вытекающими из интеграла состояний (9), пары частиц из разных субсоударений - некоррелированы. Получаемые, таким образом в результате простой комбинаторики значения коэффициентов (4) - (7) будут, очевидно, завышенными по абсолютной величине вследствие неучета эффектов внутриядерных перерасчетов, поэтому необходимы количественные расчеты в детально формулируемых моделях суперпозиционного типа (например, в каскадной модели) с учетом законов сохранения в элементарных актах.

Не прибегая к таким расчетам, можно, однако, быть вполне уверенным в том, что:

а) Кинематически исходные значения, например,  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$ , меньше 0. Они стремятся к нулю снизу при числе субсоударений  $\rightarrow \infty$  и (или) множественностях  $S$  - частиц в них  $\geq 1$ .

б) Эти значения тем ближе к даваемым формулами (II), (I2), чем меньше число субсоударений.

Таким образом, в моделях суперпозиционного типа в периферических соударениях ядер должны наблюдаться существенно отрицательные значения  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  (а также малые положительные значения  $B$  и  $\langle \beta \rangle$ ), требуемые законом сохранения импульса. При уменьшении прицельного параметра (переходе к центральным соударениям)  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  стремятся к нулю, оставаясь отрицательными.

Как видно из представленных в таблице I данных, коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности в  $^{22}\text{Ne}$  -ядерных соударениях

очень малы, что качественно соответствует моделям суперпозиционного типа. Обнаруживается, однако, вполне четкая зависимость  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  от степени периферичности взаимодействия: в соударениях с легкой мишенью или в периферических взаимодействиях с тяжелыми ядрами эмульсии ( $n_h \leq 7$ ) они отрицательны, как того требует сохранение энергии-импульса. В группе же с  $n_h \geq 8$  (центральные соударения с тяжелыми ядрами) имеет место "боковой" в поперечной плоскости вылет  $S$  - частиц (азимутальная асимметрия). В более слабой степени он присущ сильноионизирующим частицам-фрагментам мишени.

Этот эффект еще более четко виден из данных рис. 2: асимметрия вылета всех типов частиц возрастает с уменьшением  $Q$ , т.е. при переходе к центральным соударениям. Наиболее сильно этот эффект выражен для  $S$  - частиц, для которых  $\langle \alpha \rangle \approx 0,2$  при  $Q \leq 3$ .

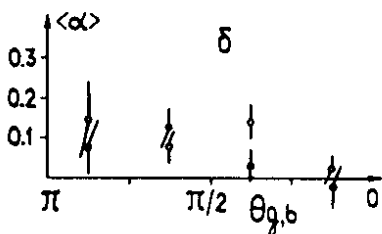
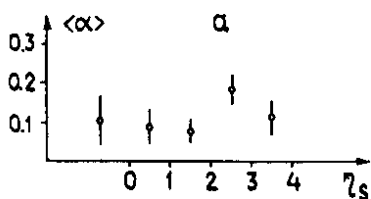


Рис. 3 Зависимости  $\langle \alpha \rangle$  от  $\eta_s$  (а) и  $\Theta_{g,b}$  для  $g$  - (светлые кружки) и  $b$  - (темные кружки) частиц ( $\sigma$ ) в событиях с  $Q \leq 2$ .

На рис.3, как пример, показана зависимость коэффициента азимутальной асимметрии  $\langle \alpha \rangle$  от полярных углов вылета ( для  $S$  - частиц - от псевдобыстроты, для медленных - от  $\Theta$  ) для подгрупп событий с четко выраженной асимметрией вылета всех типов частиц (центральные соударения с  $Q \leq 2$ ). В пределах ошибок эффект асимметрии не зави-

сит от  $\Theta$ ; особо отметим, что он присущ и частицам, вылетающим в заднюю полусферу в лаб. системе.

Отметим, наконец, что как появление азимутальной асимметрии  $S$ ,  $g$  и  $b$  - частиц, так и ее зависимость от  $Q$  или  $n_h$  в соударениях более легких ядер-снарядов не отмечались /5-7/.

### В. Межгрупповые корреляции

Коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности, а также значения угла  $\langle \Phi \rangle$  для некоторых комбинаций пар частиц представлены в таблице 2. Видно, что:

1. Имеются четкие корреляции типа противоиспускания в разные стороны в поперечной плоскости соударения для комбинаций  $sg$  и  $sb$ . Эти корреляции ранее наблюдались и обсуждались как в  $p$ - $Et$ -взаимодействиях <sup>12/</sup>, так и в соударениях легких ядер-снарядов при близких энергиях на нуклон <sup>5-7/</sup>. Особенно четко этот эффект виден на рис. 4.

2. Имеется тенденция к противоиспусканию в поперечной плоскости и для фрагментов ядра-снаряда с  $z \geq 2$  и фрагментов мишени ( $g$  и  $b$  - частиц). В соударениях более легких ядер эти корреляции не проявлялись.

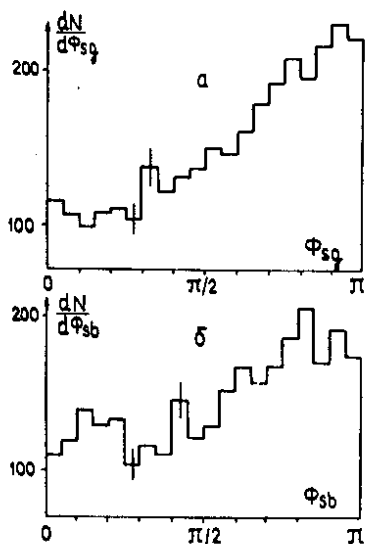


Рис. 4 Распределения по  $\Phi_{sg}$  (а) и  $\Phi_{sb}$  (б) в  $^{22}Ne$ - $Et$  соударениях.

На рис. 5,6 представлены результаты изучения зависимости величины этих эффектов от углов вылета  $g$ ,  $b$  и  $s$ - частиц. Можно заключить, что:

1. Корреляции максимальны при углах вылета  $g$  - и  $b$  - частиц в области  $\pi/4 < \theta_{g,b} < 3\pi/4$  и минимальны при  $\theta_{g,b} \sim 0$  или  $\pi$ .

2. Корреляции с участием ливневых частиц минимальны при  $\theta_s \sim \pi/2$ , т.е. в области, где доминирует механизм внутриядерного каскада в соударениях нуклон-ядро.

Таблица 2

Азимутальные характеристики, характеризующие междугрупповые корреляции в различных группах  $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$  взаимодействий

Ансамбль	Частицы $i$	Частицы $j$	$A_{ij} \cdot 10^3$	$\langle \Phi \rangle - \frac{\bar{\Phi}}{2} \cdot 10^2$
$^{22}\text{Ne} - \text{Em}$	$f z \geq 2$	s	$0 \pm 6$	$2 \pm 2$
	$f z \geq 2$	g	$-36 \pm 8$	$9 \pm 2$
	$f z \geq 2$	b	$-27 \pm 8$	$5 \pm 2$
	s	g	$-22 \pm 1$	$24 \pm 2$
	s	b	$-23 \pm 2$	$15 \pm 2$
$n_h = 0, 1$	$f z \geq 2$	g	$-143 \pm 46$	$15 \pm 6$
	$f z \geq 2$	b	$-147 \pm 55$	$20 \pm 6$
	s	g	$-163 \pm 44$	$27 \pm 7$
	s	b	$-33 \pm 49$	$-1 \pm 10$
$n_h = 2-7$	$f z \geq 2$	g	$-41 \pm 15$	$8 \pm 3$
	$f z \geq 2$	b	$-26 \pm 15$	$1 \pm 3$
	s	g	$-35 \pm 6$	$18 \pm 3$
	s	b	$-28 \pm 7$	$9 \pm 3$
$n_h \geq 8$	$f z \geq 2$	g	$-30 \pm 9$	$9 \pm 3$
	$f z \geq 2$	b	$-24 \pm 10$	$5 \pm 3$
	s	g	$-21 \pm 1$	$28 \pm 2$
	s	b	$-23 \pm 2$	$21 \pm 2$
$Q \leq 2$	$f z \geq 2$	g	$-86 \pm 31$	$32 \pm 10$
	$f z \geq 2$	b	$-56 \pm 42$	$12 \pm 11$
	s	g	$-19 \pm 2$	$31 \pm 3$
	s	b	$-21 \pm 2$	$21 \pm 3$
$3 \leq Q \leq 6$	$f z \geq 2$	g	$-31 \pm 11$	$12 \pm 3$
	$f z \geq 2$	b	$-20 \pm 13$	$4 \pm 3$
	s	g	$-31 \pm 3$	$23 \pm 3$
	s	b	$-27 \pm 3$	$15 \pm 3$
$Q \geq 7$	$f z \geq 2$	g	$-36 \pm 11$	$7 \pm 3$
	$f z \geq 2$	b	$-30 \pm 11$	$5 \pm 2$
	s	g	$-38 \pm 7$	$20 \pm 3$
	s	b	$-28 \pm 6$	$12 \pm 3$

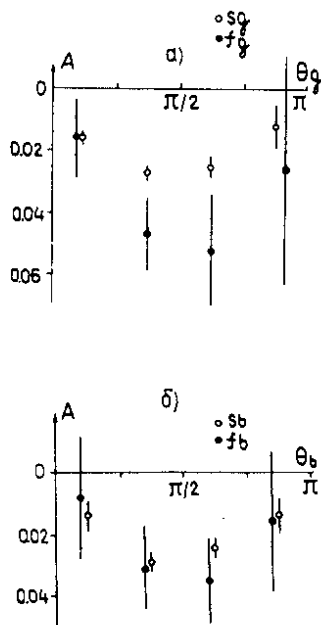


Рис. 5 Зависимости  $A_{sg}$  и  $A_{fg}$  от  $\theta_g$  (а) и  $A_{sb}$  и  $A_{fb}$  от  $\theta_b$  (б) для  $^{22}\text{Ne}-\text{Em}$  событий.

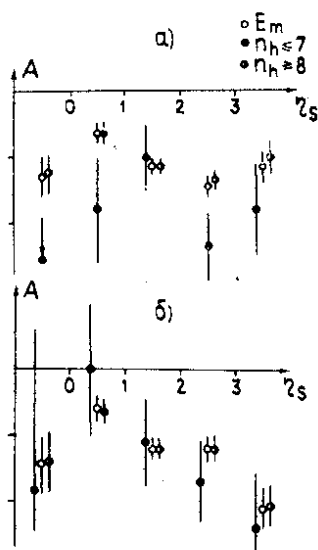


Рис. 6 Зависимости  $A_{sg}$  (а) и  $A_{sb}$  (б) от  $z_s$  для соударений  $^{22}\text{Ne}-\text{Em}$  и подгрупп с  $n_h \leq 7$  и  $n_h \geq 8$ .

#### 4. О ХАРАКТЕРЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Наличие каких-либо корреляционных явлений в поперечной плоскости ставит дополнительный вопрос о длине этих корреляций <sup>13,14</sup>. Действие закона сохранения поперечного импульса приводит к эффекту компенсации поперечных импульсов, который может вносить "глобальный" (дальнодействующие корреляции) или "локальный" (короткодействующие корреляции) характер.

Во втором случае величина корреляций зависит от относительного продольного (напр., быстротного) расстояния между частицами, входящими в изучаемую подсистему (при двухчастичных корреляциях — пару). Изучению характера азимутальных корреляций в  $hN$ - и  $hA$ -взаимодействиях посвящено немало работ, в ядро-ядерных столкновениях

таких попыток, по-видимому, не предпринималось. Следует отметить, правда, что полная длина быстрого интервала при первичных энергиях в несколько ГэВ/нуклон невелика (а плотность частиц на единицу быстроты в ядро-ядерных взаимодействиях высока), так что поиск локальных явлений, обусловленных, например, распадом промежуточных состояний и покрывающих  $\sim 1-2$  единиц по быстроте, в нашем случае сильно затруднен.

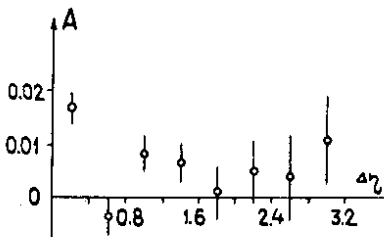


Рис. 7 Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии  $A_{ij}$   $S$ -частиц от  $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$ .

На рис. 7, тем не менее, представлена зависимость коэффициента  $A$  инклюзивного  $\mathcal{E}_{ij}$ -распределения  $S$ -частиц от псевдобыстротного расстояния  $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$  между частицами данной пары. Статистически обеспеченное отклонение  $A$  от его зна-

чения, усредненного по всем  $\Delta\eta$ , наблюдается лишь при  $\Delta\eta < 0,4$ . Для  $g$ - и  $b$ -частиц заметных отклонений  $A$  при его вычислении для разных значений  $\Delta \cos \theta_{ij} = |\cos \theta_{i1} - \cos \theta_{j1}|$  не наблюдалось.

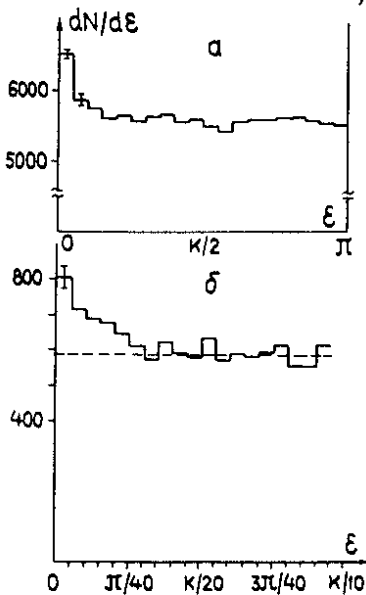


Рис. 8 Распределения по  $\mathcal{E}_{ij}$  для  $S$ -частиц с  $\Delta\eta < 0,4$  в интервалах  $[0, \pi]$  (а) и  $[0, \pi/10]$  (б).

На рис. 8 в двух масштабах показано  $\mathcal{E}$ -распределение  $S$ -частиц с  $\Delta\eta < 0,4$ .

Хорошо видно, что "аномалия" в коэффициенте асимметрии  $A$  при этом  $\Delta\eta$  связана с избытком весьма малых ( $\leq \pi/40$ )  $\mathcal{E}_{ij}$ .

Таким образом, эффект состоит в наличии узко коллимированных ( $\Delta\eta < 0,4$ ;  $\Delta\varphi < \pi/40$ ) пар релятивистских частиц.

Значительная коллимация не дает, конечно, оснований говорить о близкодействующих корреляциях в том смысле, в каком этот термин обычно употребляется в физике высоких энергий; однако это не делает его менее интересным. Избыток пар  $S$ -частиц с малыми  $\Delta\eta$  и  $\Delta\varphi$ , оцененный из

предположения о равномерности распределения рис. 8 при малых  $\mathcal{E}$ , составляет  $\sim 600 \pm 100$ .

Хорошо известен механизм, приводящий к появлению узко коллимированных пар заряженных частиц в актах множественного рождения, — это явление рождения пар Далица, ( $e^+e^-$  пар от распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ ). Для оценки его вклада в наблюдаемый эффект мы предположили, что среднее число  $\pi^+$  — мезонов среди  $S$ -частиц из  $^{22}\text{Ne} - E_{\text{п}}$ -соударений равно  $\langle n_s \rangle = (10 - \langle Q \rangle)$ , где  $Q$  — суммарный заряд спектрометрических фрагментов снаряда и  $\langle n_{\pi^+} \rangle = \frac{1}{2} \langle n_{\pi^+} \rangle$ . Используя эмпирическое значение  $\langle n_s \rangle$ ,  $\langle Q \rangle$  и табличное значение вероятности распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ , мы нашли ожидаемое число пар Далица в нашем эксперименте равным  $\sim 160$ . Таким образом, вклад пар Далица в обсуждаемый эффект составляет лишь около четверти его величины.

Дополнительную информацию о механизме образования узко коллимированных пар заряженных частиц можно получить лишь с помощью выделения этих пар и идентификации частиц, их образующих. Это, разумеется, предмет отдельного исследования. Нужно заметить также, что эффект нуждается в дополнительном подтверждении в независимых экспериментах, т.е. чувствителен к геометрическим погрешностям измерений при малых углах  $\theta$ .

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Применение аппарата двухчастичных корреляционных функций к поиску короткодействующих корреляций между полярными углами вылета заряженных частиц из  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных взаимодействий приводит к заключению о том, что данные не противоречат предположению о независимом испускании всех типов частиц. Это, как уже отмечалось, с определенностью исключает применимость чисто коллективных механизмов рождения частиц при рассматриваемых энергиях. Данные по азимутальным корреляциям подтверждают это заключение: при наличии единого центра испускания, например,  $S$ -частиц, должны были бы наблюдаться эффекты, связанные с законом сохранения поперечного импульса, как это и имеет место в адрон-ядерных столкновениях при близких множественностях  $S$ -частиц (т.е. при большей энергии взаимодействия).

Анализ корреляций в поперечной плоскости соударения обнаруживает азимутальную асимметрию всех типов вторичных частиц в центральных соударениях с тяжелыми ядрами и корреляций между частицами, испущенными из существенно различных по общепринятой геометрической картине ядро-ядерного соударения областей — остаточных ядер-снаряда и мишени и "горячей" области (области перекрывающихся в соударении частей сталкивающихся ядер).



Однозначная интерпретация полученных результатов в рамках известных теоретических представлений крайне затруднительна без количественных расчетов. Так, например, разлет  $S$  - частиц и фрагментов ядра-мишени в противоположные стороны в рамках каскадной модели мог бы быть объяснен тем, что при несимметричных соударениях (большие  $Q$ ) развитие внутриядерного каскада в направлении большего пробега в ядерном веществе внутри мишени должно сопровождаться поглощением быстрых и мультипликацией медленных вторичных частиц, однако, в наших данных эффект противоиспускания не ослабевает при переходе к центральным соударениям.

Эта же тенденция в рамках любых моделей суперпозиционного типа могла бы найти объяснение, если учитывать закон сохранения поперечного импульса в элементарных субсоударениях. При этом, однако, следовало бы ожидать исчезновения эффекта при переходе в области кинематически запрещенные для нуклонов отдачи в элементарном акте. Данные раздела 3 никак не подтверждают этого.

Тем не менее, совокупность данных, полученных в работе, дает, по нашему мнению, основания для вывода об ограниченности распространенной картины ядро-ядерного взаимодействия, сводящей его к независимому образованию вторичных частиц в трех областях - фрагментирующих частях ядер-участников и горячей области. Если такие области и существуют, необходимо, по меньшей мере, количественный учет их движения в поперечной плоскости взаимодействия (разлет в противоположные стороны?), который, возможно, способен объяснить наблюдаемые в поперечной плоскости эффекты.

Авторы благодарны техническому составу лабораторий сотрудничества за помощь в работе и персоналу ЛВЭ ОИЯИ, способствовавшему проведению эксперимента.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вокалова А. и др. Кр., сообщ., ОИЯИ, № I2-85, Дубна, 1985, стр.15
2. Андреева Н.П. и др. ОИЯИ, PI-85-692, Дубна, 1985.
3. Андреева Н.П. и др., ОИЯИ, PI-86-828, Дубна, 1986.
4. Краснов С.А. и др., ОИЯИ PI-87-239, Дубна, 1987.
5. Сжишчак Э.и др., ЯФ, 1977, 25, с.777
6. Vasova E.S. et al. Z.Phys, 1978, A287, p.393.
7. Марин А. и др., ЯФ, 1980, 32, с.1379.
8. Gulamov K.G. et al. Z.Phys, 1977, A280, p.107.
9. Азимов С.А., Чернов Г.М. Статистические методы в физике высоких энергий, Ташкент, ФАН, 1970.

10. Бондаренко А.И. и др. В сб. "Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, ФАН, 1975, стр. 119-165.
11. Azimov S.A. et al. Z.Phys, 1985, A322, p.677
12. Басова Е.С. и др. ЯФ, 1983, 37, p.123.
13. Азимов С.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, p.316.
14. Le Bellac M. CERN-report, N 76-14, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 мая 1987 года.

Краснов С.А. и др.

P1-87-348

Изучение двухчастичных корреляций в неупругих взаимодействиях ядер неона-22 при  $P_0=4,1$  (ГэВ/с)/нуклон с ядрами эмульсии

Исследованы двухчастичные корреляции между пространственными и азимутальными углами вылета заряженных частиц из неупругих взаимодействий релятивистских ядер неона-22 в эмульсии. Отсутствие каких-либо корреляций между полярными углами вылета частиц не противоречит гипотезе о независимом испускании всех типов частиц. Обсуждены наблюдаемые корреляционные эффекты в поперечной плоскости взаимодействия, в частности, тенденция к вылету частиц разного типа в противоположные в азимутальной плоскости направления, тенденция к увеличению асимметрии вылета частиц в этой плоскости с увеличением степени центральности столкновения.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Л.Н.Барабаш

Krasnov S.A. et al.

P1-87-348

The Study of Two-Particle Correlations in Inelastic Interactions of Neon-22 Nuclei with Emulsion at 4.1 (GeV/c) per nucleon

Two-particle correlations between the space and azimuthal angles of charged particle emission from inelastic interactions of relativistic neon-22 nuclei with emulsion have been investigated. The absence of any correlations between particle emission polar angles does not contradict the independent emission hypothesis for all particles. The correlation effects observed in the transverse plane of the interaction are discussed, in particular the tendency of the emission of different type particles in opposite directions in the azimuthal plane and also the tendency of increasing the particle emission asymmetry in this plane with increasing the degree of collision centrality.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

19 коп.

Редактор Б.Б. Колесова.  
Набор

Макет Т.Е. Попеко.

Подписано в печать 29.05.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,28.

Тираж 640. Заказ 39147.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.