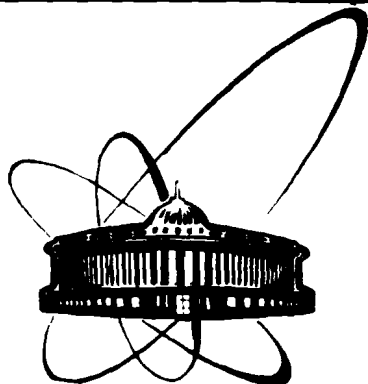


89-560



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 615

P1-89-560

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР КРЕМНИЯ  
С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 А ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Бухарест - Дубна -  
Душанбе - Ереван - Кошице - Ленинград - Москва -  
Ржеж - София - Тбилиси

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

Б.У. Амеева, Н.П. Андреева, Э.В. Анзон, В.И. Бубнов,  
А.Ш. Гайтинов, Г.Ж. Елигбаева, 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  
С.А. Краснов, К.Д. Толстов, Г.С. Шабратова  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Т.Н. Максимкина, Г.Я. Сун-цзин Ян  
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе  
Ф.А. Аветян, В.М. Кришан, Н.А. Марутян, В.Р. Саркисян  
Ереванский физический институт  
С. Вокал  
Университет г. Кошице, ЧССР  
В.Г. Богданов, В.А. Плюшев, Э.И. Соловьева  
Радиевый институт им.В.Г. Хлопина, Ленинград  
Э.Д. Колганова, Е.А. Пожарова, Т.Ю. Скородько, В.А. Смирнитский  
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва  
М. Шумбера  
Институт ядерных исследований, г. Ржеж, ЧССР  
Х.М. Чернев  
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София  
Н.И. Костанашвили  
Тбилисский государственный университет

Изучение взаимодействий ядер с ядрами при высоких энергиях становится привлекательным для все большего числа исследователей как среди экспериментаторов, так и среди теоретиков. Интерес обусловлен возможностью наблюдения в этих взаимодействиях проявлений новых необычных свойств ядерной материи. Область исследований захватывает широкий интервал энергий налетающих ядер, их атомных весов и атомных весов ядер-мишеней.

Предлагаемая читателю работа содержит результаты анализа неупругих взаимодействий ядер кремния с ядрами фотоэмульсии при энергии синхрофазатрона ОИЯИ и является продолжением систематического исследования ядро-ядерных взаимодействий, начатых на ядрах с меньшим атомным весом.

#### Методика эксперимента

В эксперименте слои ядерной фотоэмульсии НИИХИМФОТОПРОЕКТА типа БР-2 размером  $(10 \times 20 \times 0,06)$  см<sup>3</sup> экспонировались в пучке ядер кремния с импульсом 4,5 А ГэВ/с. Для поиска событий использовался метод быстрого просмотра по следу в направлении пучка и медленный в обратном направлении. На найденных событиях измерялись углы всех вторичных заряженных частиц, пробеги медленных частиц и заряды фрагментов налетающего ядра. На однозарядных фрагментах проводились измерения импульсов методом многократного кулоновского рассеяния.

Треки вторичных заряженных частиц подразделялись согласно принятым в методе ядерных фотоэмульсий критериям на следующие типы:

- а) черные (  $\beta$  ) треки  $\beta < 0,23$ ;
- б) серые (  $\sigma$  ) треки  $0,23 \leq \beta < 0,75$
- в) ливневые, релятивистские (  $\epsilon$  ) треки  $\beta \geq 0,75$
- г) треки фрагментов ядра-снаряда  $\beta \approx 0,98$

При анализе данных использовались характеристики:

- 1) Псевдобыстрота  $s$ -частиц  $\eta = -\ln \operatorname{tg} (\vartheta / 2)$ .
- 2)  $\cos \vartheta$  для  $g$ - и  $\beta$ -частиц. Здесь  $\vartheta$  - полярный угол.
- 3) Парный азимутальный угол испускания  $i$ - и  $j$ - частиц

$$\epsilon_{ij} = \phi_i - \phi_j,$$

где  $\phi_i$  - угол испускания  $i$ -й частицы в азимутальной плоскости.

4) Коэффициент азимутальной асимметрии

$$\beta_1 = \sum_{i=j} \cos \epsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)},$$

где  $n$  - число частиц данного типа в событии.

5) Коэффициент азимутальной коллинеарности

$$\beta_2 = \sum_{i=j} \cos 2\epsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)}.$$

6) Угол между направлениями преимущественного испускания групп  $i$ -х и  $j$ -х частиц

$$\Phi_{ij} = \arccos \left\{ \frac{(a_i a_j + b_i b_j) [(a_i^2 + b_i^2)(a_j^2 + b_j^2)]^{-1/2}}{1} \right\},$$

$$a = \sum_k \cos \phi_k, \quad b = \sum_k \sin \phi_k.$$

Основной целью данной работы было изучение свойств частиц, рожденных в процессе взаимодействия или принимавших в нем участие. Для этого анализировалась зависимость данных по множественностям и перечисленным выше характеристикам этих частиц от степени разрушения ядра-мишени, т.е. числа сильноионизирующих треков  $n_h = n_g + n_b$  и от степени перекрытия сталкивающихся ядер, а именно, суммарного заряда, уносимого фрагментами налетающего ядра кремния  $Q = \sum_i Z_{fr}^i$ . В опубликованной ранее работе<sup>1/</sup> представлены результаты нашего анализа топологических характеристик фрагментации ядра кремния.

В настоящем исследовании используется ансамбль неупругих взаимодействий ядер кремния с ядрами фотоэмульсии, состоящий из 1150 событий и ансамбль из 5007 событий, разыгранных по каскадно-испарительной модели (далее КИМ) в версии, опубликованной в<sup>2/с</sup> учетом условий эксперимента.

#### Множественности

Множественности  $s$ -,  $g$ - и  $b$ -частиц в совокупности с аналогичными нашими данными для налетающих ядер гелия, углерода и неона-22 при

тем же импульсе на нуклон даны в таблице 1. В скобках показаны результаты расчетов, выполненных по каскадно-испарительной модели.

Таблица 1  
Средние множественности вторичных заряженных частиц

Взаимодействие	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	Ссылка
$^4\text{He} - \text{Em}$	$3,4 \pm 0,1$ ( 4,3 )	$4,6 \pm 0,2$ ( 5,6 )	$4,7 \pm 0,2$ ( 5,5 )	/ 3 /
$^{12}\text{C} - \text{Em}$	$7,6 \pm 0,2$ ( 8,3 )	$5,9 \pm 0,3$ ( 7,3 )	$4,3 \pm 0,2$ ( 4,7 )	/ 4 /
$^{22}\text{Ne} - \text{Em}$	$10,53 \pm 0,05$ ( 10,8 )	$6,32 \pm 0,04$ ( 7,7 )	$4,22 \pm 0,03$ ( 4,6 )	/ 5 /
$^{28}\text{Si} - \text{Em}$	$11,7 \pm 0,4$ ( 10,8 )	$6,6 \pm 0,3$ ( 8,1 )	$4,4 \pm 0,1$ ( 4,2 )	

Данные таблицы позволяют проследить зависимость средних множественностей от атомного веса ядра-снаряда  $A_p$   $\langle n_i \rangle \propto A_p^{\alpha_i}$ . Для разных типов частиц величины  $\alpha_i$  принимают следующие значения:  $\alpha_s = 0,64 \pm 0,02$ ;  $\alpha_g = 0,18 \pm 0,02$ ;  $\alpha_b = -0,04 \pm 0,02$ . Из приведенных величин  $\alpha_i$  видно, что рождение  $s$ -частиц пропорционально увеличению поперечного размера ядра-снаряда. Более слабая зависимость наблюдается для  $g$ -частиц, в основном нуклонов ядра-мишени, принимавших участие во взаимодействии. Выход же наиболее медленных частиц от разрушения мишени -  $b$ -частиц - практически не зависит от  $A_p$ .

Таблица 2  
Средние множественности для событий центральных взаимодействий

Взаимодействия	R (%)	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$
$^{22}\text{Ne} - \text{Em}$	$5,2 \pm 0,3$	$33,2 \pm 0,4$	$22,8 \pm 0,6$	$8,9 \pm 0,4$
$^{28}\text{Si} - \text{Em}$	$3,4 \pm 0,5$	$44,8 \pm 1,9$	$25,9 \pm 1,3$	$7,5 \pm 0,7$

Рассмотрим аналогичные характеристики для событий центральных столкновений ядер кремния с ядрами серебра и брома ( см. табл.2 ). К этим событиям относились взаимодействия, удовлетворяющие условиям  $\alpha = 0$  и  $n_h > 7$ . В данном случае размножение быстрых

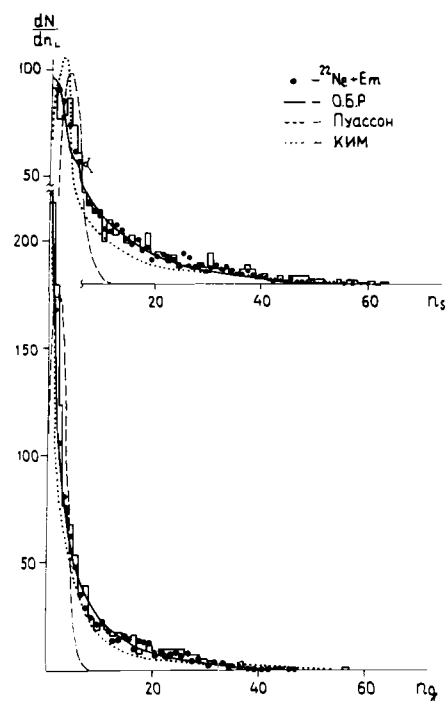


Рис.1. Распределения по множественностям s- и h-частиц для всех взаимодействий: гистограммы.

приводит к уменьшению доли центральных взаимодействий ( R ) по отношению ко всем неупругим взаимодействиям. Так, при переходе от ядер неона к ядрам кремния эта доля уменьшается в 1,5 раза.

Рассмотрим распределения по множественностям вторичных частиц. На рис. 1 показаны распределения по числу s- и g-частиц для всех неупругих взаимодействий. Форма распределения для релятивистских ( s-) частиц наилучшим образом воспроизводится

( s- ) частиц уже пропорционально  $A_P^{1,0}$ , т. е. во взаимодействии с рождением этих частиц принимает участие весь объем ядра-снаряда. Практически, без изменений остается число частиц от разрушения ядра-мишени, число h-частиц, что обуславливается ограниченностью размера этого ядра. Происходит только перераспределение в сторону увеличения числа более быстрых g-частиц.

Из данных таблицы следует, что увеличение атомного веса ядра-снаряда

отрицательным биномиальным распределением (далее ОБР).

$$P(n, \langle n \rangle, k) = k(k+1) \dots (k+n-1) [\langle n \rangle / k / (1 + \langle n \rangle / k)]^n (1 + \langle n \rangle / k)^k / n!$$

где k - число независимых источников (кланов, кластеров), испускающих частицы данного сорта;

n - число частиц данного сорта в событии;

$\langle n \rangle$  - средняя множественность этих частиц.

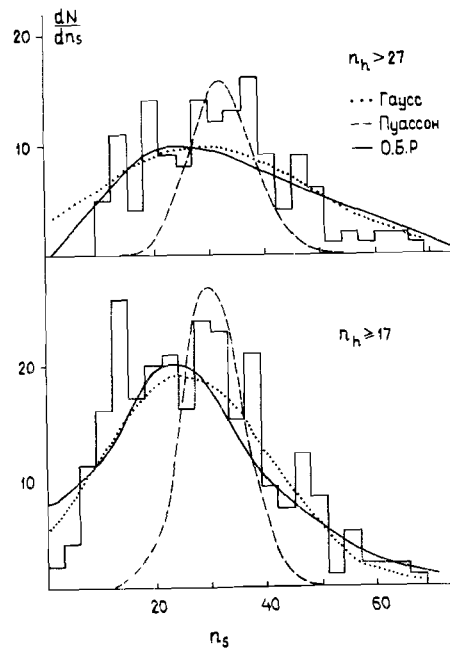
Таблица 3

Параметры отрицательного биномиального распределения

Тип	Гаусс		Отрицательное биномиальное распределение		
	$\langle n \rangle$	$\chi^2/с.с.$	k	$\langle n \rangle$	$\chi^2/с.с.$
s-частицы					
Все			0,73±0,07	11,8±0,6	0,87
$n_h = 0; 1$			0,48±0,24	3,0±0,2	0,63
$n_h \leq 6$			0,74±0,14	4,6±0,4	2,07
$n_h \geq 7$			1,62±0,15	19,6±1,0	0,76
$n_h \geq 17$	24,8±1,2	0,74	3,18±0,46	29,3±1,6	0,64
	(27,0±0,8)				
$n_h > 27$	28,6±2,9	0,52	3,30±0,94	36,2±3,6	0,51
	(31,4±1,0)				
g-частицы					
Все			0,33±0,06	5,6±0,6	1,02
b-частицы					
Все			1,26±0,15	4,5±0,2	4,20

Попытки описать распределение одним или двумя пуассонами не увенчались успехом. Параметры  $\langle n \rangle$  и k, полученные в результате фитирования распределений по  $n_s$  в зависимости от степени разрушения ядра-мишени (числа h-частиц), даны в таблице 3.

Увеличение степени разрушения ядра-мишени приводит к увеличению числа кланов  $k$ . Распределения по  $n_s$  для событий с  $n_h \geq 17$  и  $n_h > 27$  помимо ОБР хорошо описываются также гауссовскими



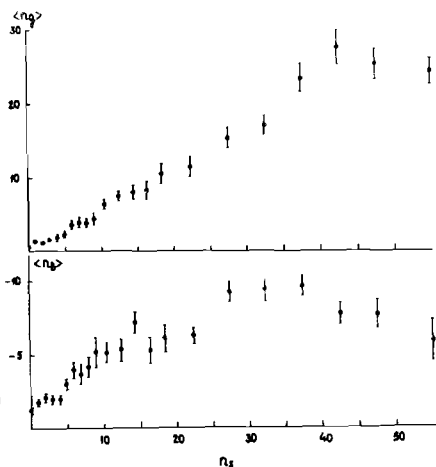
распределениями с  $\langle n \rangle$ , близкими экспериментальным значениям, данным в табл. 3 в скобках, и значениям, полученным в результате фитирования ОБР (смотри табл. 3 и рис. 2).

Значительно хуже описываются отрицательным биномиальным распределением распределения по числу  $g$ - и  $b$ -частиц, что хорошо видно из данных табл. 3.

Рис. 2 Распределения по множественностям  $s$ -частиц для событий с  $n_h \geq 17$  и  $n_h > 27$ .

Сравним распределения, показанные на рис. 1, с аналогичными распределениями для неупругих взаимодействий ядер неона с ядрами эмульсии при том же импульсе на нуклон. Эти распределения показаны на рис. 1 точками.

Рис. 3. Корреляции по множественностям  $\langle n_b \rangle = f(n_s)$  и  $\langle n_g \rangle = f(n_s)$ .



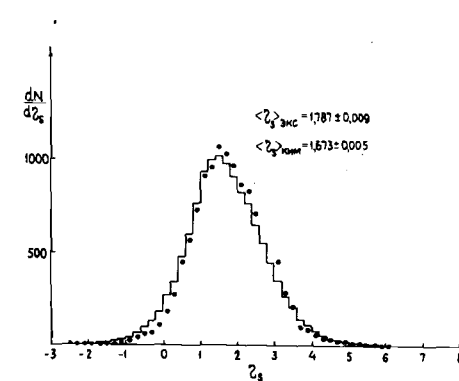
Распределения практически не изменяются при переходе от налетающего ядра с атомным весом 22 к ядру с атомным весом 28.

Сопоставление распределений по числу  $s$ - и  $g$ -частиц с распределениями, полученными на основе расчетов, сделанных в рамках каскадно-испарительной модели, показало, что модель достаточно хорошо воспроизводит эксперимент за исключением области  $n_s = 0$  в распределении по числу  $s$ -частиц. По-видимому, это связано с тем, что модель недостаточно хорошо учитывает вклады от процессов дифракционного и кулоновского расщепления сталкивающихся ядер.

Традиционные в методе ядерных эмульсий корреляции по множественности вторичных частиц  $\langle n_g \rangle = f(n_s)$  и  $\langle n_b \rangle = f(n_s)$  показаны на рис. 3. Фитирование этих зависимостей в виде прямых до  $n_s = 42$  в первом случае и до  $n_s = 37$  во втором дает значения наклонов, равные  $0,52 \pm 0,02$  и  $0,27 \pm 0,01$  соответственно.

#### Распределения по полярным углам

Рассмотрим угловые характеристики вторичных частиц. На рис. 4, 5 даны распределения по псевдобыстроте  $\eta$  для  $s$ -частиц и распределения по  $\cos \theta$  для  $g$ - и  $b$ -частиц для ансамбля всех неупругих взаимодействий. На этих же рисунках показаны кривые, рассчитанные по



каскадно-испарительной модели. КИМ хорошо воспроизводит и средние значения косинусов и сами распределения для  $g$ - и  $b$ -частиц. В случае  $s$ -частиц модель дает несколько более мягкий спектр псевдобыстрот, чем это наблюдается в эксперименте.

Рис. 4. Распределения по псевдобыстроте  $\eta_s = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$  для всех взаимодействий. Точки - эксперимент, гистограмма - КИМ.

Учет однозарядных фрагментов налетающего ядра приводит в модели, напротив, к ужесточению расчетного спектра,  $\langle \eta \rangle = 2,380 \pm 0,005$ , по сравнению с экспериментальным,  $\langle \eta \rangle = 2,252 \pm 0,011$ .

Сравним угловые характеристики событий центральных взаимодействий ядер кремния и ядер неона с ядрами серебра и брома. В табл. 4 приведены средние значения угловых характеристик для этих столкновений. В пятой и шестой колонках таблицы даны средние значения углов суммарных векторов  $s$ - и  $g$ -частиц,  $\langle \Theta_{\Sigma} \rangle$ ,

полученные путем векторного сложения единичных векторов этих частиц в каждом событии.

Рис. 5. Распределения по  $\cos \vartheta$  для  $b$ - и  $g$ -частиц. Обозначения те же, что на рис. 4.

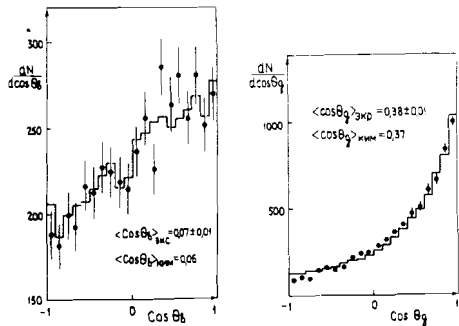


Таблица 4

Угловые характеристики центральных взаимодействий

Взаимодействие	$N_{\text{событ.}}$	$\langle \eta_s \rangle$	$\langle \cos \vartheta_g \rangle$	$\langle \Theta_{\Sigma}^s \rangle$	$\langle \Theta_{\Sigma}^g \rangle$
Ne + Ag, Br	228	$1,46 \pm 0,01$	$0,389 \pm 0,007$	$6,9 \pm 0,2$	$24,8 \pm 1,1$
Si + Ag, Br	36	$1,46 \pm 0,02$	$0,407 \pm 0,016$	$6,5 \pm 1,4$	$22,4 \pm 2,9$

Данные таблицы показывают, что увеличение атомного веса ядра-снаряда с 22 до 28 не влияет на средние характеристики угловых распределений вторичных частиц из центральных столкновений.

#### Азимутальные характеристики

Как уже говорилось выше, изучение закономерностей испускания частиц в азимутальной плоскости будет проводиться на примере анализа таких характеристик, как  $\beta$ ,  $\beta$  и  $\Phi$ .

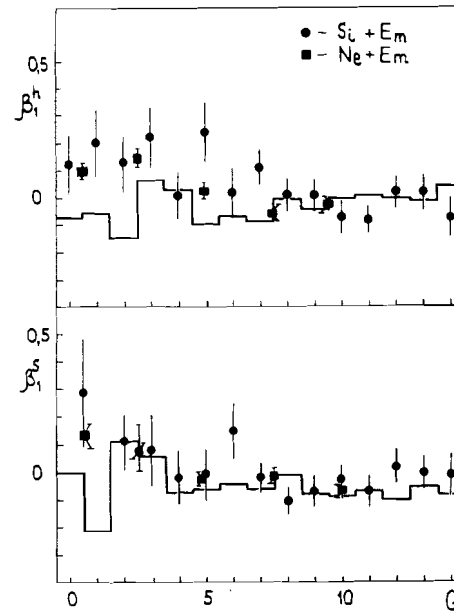


Рис. 6. Коэффициенты азимутальной асимметрии  $\langle \beta_1^s \rangle$  и  $\langle \beta_1^h \rangle$  в зависимости от степени перекрытия сталкивающихся ядер ( $Q$ ). Обозначения те же, что на рис. 4.

Зависимость средних коэффициентов азимутальной асимметрии  $s$ - и  $h$ -частиц,  $\beta_1^s$  и  $\beta_1^h$ , от степени периферичности столкновения, т.е. от суммарного заряда, уносимого фрагментами ядра кремния  $Q$ , показана на рисунках 6. Здесь же представлены аналогичные данные для случая налетающего неона-22 и расчеты, выполненные в рамках каскадно-испарительной модели.

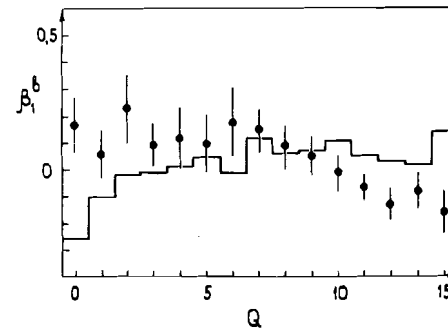


Рис. 7. Зависимость  $\langle \beta_1^b \rangle$  от  $Q$ . Обозначения, как на рис. 4.

Для обоих типов частиц наблюдается тенденция увеличения  $\beta_1^s$  и  $\beta_1^h$  с ростом степени центральности столкновения (уменьшением  $Q$ ). Та же тенденция прослеживается и в данных по неону. К сожалению, недостаточная статистика настоящего эксперимента не позволяет судить о каком-либо различии данных этих двух экспериментов.

Модельные коэффициенты азимутальной асимметрии не зависят от  $Q$ . Наибольшее отличие экспериментальных данных от модельных расчетов наблюдается для наиболее центральных столкновений, т.е. малых  $Q$ .

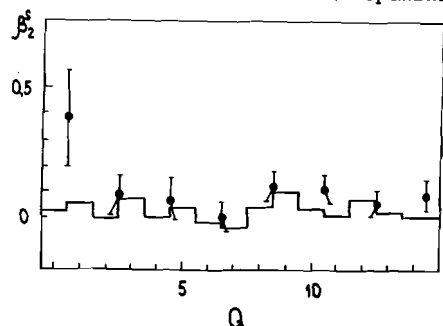


Рис. 8.  $\langle \beta_2^s \rangle$  (коэффициент азимутальной коллинеарности) как функция  $Q$ . Обозначения, как на рис. 4.

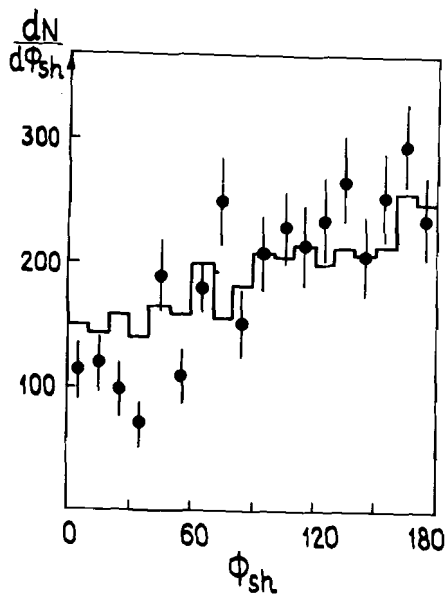


Рис. 9. Распределение по углу между результирующими векторами  $s$ - и  $h$ -частиц в азимутальной плоскости.

Интересно расхождение между расчетами по модели и экспериментом для наиболее медленных частиц, являющихся в основном испарительными частицами (рис. 7). Экспериментальные точки имеют тенденцию изменения с ростом  $Q$ , противоположную той, что дает модель. В модели  $\beta_1^b$ , в отличие от эксперимента, медленно растет с ростом  $Q$ .

Для событий центральных взаимодействий ( $Q = 0$ ) наблюдается отличие от нуля коэффициентов азимутальной коллинеарности для всех типов частиц. Так, в случае  $s$ -частиц (смотри рис. 8)  $\beta_2^s = 0,39 \pm 0$ . При  $Q = 0,1$  и равно  $\sim 0,07$  при других значениях  $Q$ . В модели  $\beta_2^i$  не зависит от степени перекрытия сталкивающихся ядер, т.е.  $Q$ .

Представление о взаимосвязи между вылетом частиц различных типов в азимутальной плоскости дает угол  $\Phi$ . Распределение по этому углу для  $s$ - и  $h$ -частиц показано на рисунке 9. Как и в экспериментах с неоном, наблюдается тенденция к испусканию этих групп частиц в азимутальной плоскости в противоположные стороны.

Модель, учитывающая законы сохранения, не плохо передает эту тенденцию.

В событиях центральных взаимодействий, так же, как и для других характеристик, изменение массы ядра-снаряда не влияет на значения  $\Phi$ . Так, для ядра неона  $\langle \Phi_{sg} \rangle = (110 \pm 3)^\circ$ , а для кремния аналогичное значение равно  $(107 \pm 9)^\circ$ .

Проследим влияние характеристик полярных углов на распределения по азимутальным углам. На рис. 10 даны распределения по парному азимутальному углу  $\epsilon$  для частиц с  $\Delta \eta_s < 0,1$  и для частиц, разделенных интервалом  $\Delta \eta_s > 2,0$ . Для первой группы частиц ( $\Delta \eta_s < 0,1$ ) наблюдается их повышенный выход в районе  $\epsilon < 10^\circ$ ,

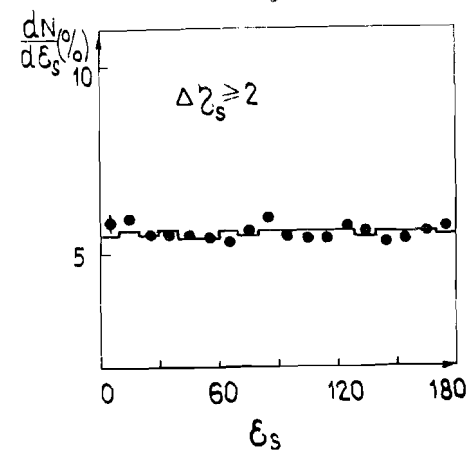
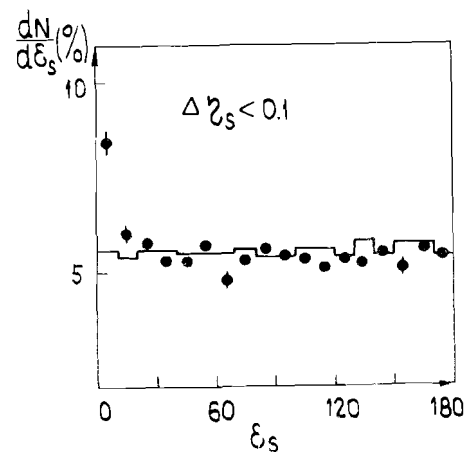


Рис. 10. Распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon$ . Точки - эксперимент, гистограмма - КИМ.

т.е. частицы, имеющие близкие псевдобыстроты, имеют особенность вылетать и с близкими азимутальными углами. Для частиц с  $\Delta \eta_s > 2,0$  распределение по  $\epsilon$  оказывается равномерным. Анализ  $\epsilon$  распределений по различным топологиям s-частиц показал, что повышенный выход частиц в районе  $\epsilon < 10^\circ$  наблюдается для всех топологий, начиная с  $\eta_s = 2$  и кончая максимально возможными значениями  $\eta_s$ .

Оценим вклад, вносимый в наблюдаемый эффект парами Далица, которые также имеют малые значения  $\epsilon$  и  $\Delta \eta$ . Зная  $\langle \eta_s \rangle$  и  $\langle Q \rangle$  для группы событий с  $\eta_s \geq 2$ , в которой изучались распределения по  $\epsilon$ , и используя вероятность распада  $\pi^0$ -мезона на **далици-пару** и  $\gamma$ -квант, составляющую 1/80 от обычных распадов, получаем, что на долю этих пар приходится 46 из 305 комбинаций, формирующих эффект (превышение над постоянным пьедесталом). Иными словами, ~15% от эффекта приходится на пары Далица. Во взаимодействиях ядер неона-22 с ядрами фотоэмульсии эти пары составляют, как было показано в нашей работе <sup>16/</sup>, 20% от наблюдаемого эффекта.



Рис. 11. Зависимость  $\langle \Phi_{sh} \rangle$ ,  $\langle \beta_1^s \rangle$  и  $\langle \beta_2^s \rangle$  от псевдобыстроты  $\eta_s$ .

вылетающих в заднюю полусферу в лаб. системе,  $\eta_s \leq 0$ , являющихся в основном пионами. Максимальные значения  $\Phi_{sh}$  приходятся на частицы с псевдобыстротами  $1 \div 2$ , которые в большинстве своем являются протонами кремния, испытавшими взаимодействие. На этом рисунке

так же как и на остальных, показаны расчеты по каскадно-испарительной модели. Следует отметить некоторое различие между моделью и экспериментом.

- Ход зависимости  $\Phi_{sh}$  от  $\eta_s$  в модели имеет противоположную эксперименту тенденцию. В модели наибольшие значения для этого угла ожидаются при  $\eta_s < 0$ , в эксперименте же наблюдаются при  $\eta_s \sim 2$ .
- Экспериментальные значения коэффициента азимутальной асимметрии ( $\beta_1^s$ ) для частиц с  $\eta_s < 0$  оказываются несколько большими, чем это дает модель.

#### Заключение.

Перечислим основные выводы работы.

1. Увеличение атомного веса ядра-снаряда с 22 до 28 практически не меняет распределений по множественностям вторичных частиц, по характеристикам полярных и азимутальных углов.
2. С увеличением атомного веса налетающего ядра падает доля центральных взаимодействий.
3. Распределения по множественностям s-частиц как для всех взаимодействий, так и для событий с различной степенью разрушения ядра-мишени хорошо воспроизводятся отрицательным биномиальным распределением.
4. Релятивистские однозарядные (s-) частицы, имеющие близкие псевдобыстроты,  $\Delta \eta_s < 0,1$ , преимущественно вылетают с близкими азимутальными углами  $\epsilon < 10^\circ$ .
5. Все исследованные распределения неплохо описываются каскадно-испарительной моделью за исключением азимутальных характеристик событий центральных столкновений ( $\eta = 0$ ).



Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. С.А.Краснов и др. Сообщение ОИЯИ Р1-88-252, Дубна, 1988.
2. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, Ж.Ж.Мусульманбеков.  
Препринт ОИЯИ, Р2-83-117, Дубна, 1983.
3. К.Д.Толстов и др. ОИЯИ, Р1-8313, Дубна, 1974.
4. А.Марин и др. ЯФ, 1979, 29, с.105.
5. Н.П.Андреева и др. ЯФ, 1987, 44, с.123.
6. Б.У.Амеева и др. ЯФ, 1988, 47, с.1309.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 июля 1989 года.