

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-88-389

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ ЯДЕР СВИНЦА  
ЯДРАМИ МАГНИЯ-24  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 А ГэВ/с

Сотрудничество: Дубна - Каир - Кошице - Ржеж

Направлено в журнал "Acta Physica Slovaca"

1988

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

С.Вокал, А.Дирнер, М.Карабова, Э.Силеш, Г.Фазекашова  
Университет им. Й.Шафарика, Кошице, ЧССР

М.Шумбера  
Институт ядерных исследований, Ржеж, ЧССР

А.Эль-Наги  
Каирский университет

Данная работа является продолжением цикла исследований процессов полного разрушения ядер свинца релятивистскими ядрами. Ранее нами опубликованы работы <sup>/1-3/</sup>, где налетающими ядрами были ядра гелия-4 и углерода-12.

Рассмотрим этот процесс для случая, когда снаряд - ядра магния-24 с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон. В качестве мишени использовались ядерные фотоэмульсии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ типа БР-2, в которые на жидкой стадии их изготовления вводились соли свинца. Эмульсии экспонировались на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Знание ядерного состава этих эмульсий и сечений взаимодействий ядер магния с ядрами позволило оценить долю взаимодействий с ядрами свинца от числа взаимодействий со всеми ядрами фотоэмульсии. Она составила ~10%.

События полного разрушения ядер свинца отбирались согласно выбранному ранее в <sup>/1-3/</sup> критерию. Число заряженных частиц от разрушения ядра-мишени должно быть больше  $39 / \eta_h \geq 40 /$ . Вероятность разрушения ядер серебра на такое число заряженных частиц ядрами неона-22 <sup>/4/</sup>, наиболее близкими по атомному весу к магнию-24, составляет 2,2%.

В исследовании вторичные заряженные частицы разделялись на типы в соответствии с их энергетическими характеристиками:

- 1/ фрагменты ядра-снаряда с  $\beta \sim 0,98$ ;
- 2/ провзаимодействовавшие нуклоны ядра-снаряда и рожденные частицы с  $\beta > 0,75$  -  $\alpha$ -частицы;
- 3/ быстрые частицы от разрушения ядра-мишени с кинетической энергией по протонам  $26 \text{ МэВ} < T_p \leq 400 \text{ МэВ}$  -  $g$ -частицы;
- 4/ медленные фрагменты ядра-мишени с  $T_p \leq 26 \text{ МэВ}$  -  $b$ -частицы.

Разделение осуществлялось по результатам измерений, пробегов и ионизационных потерь.

Всего в результате просмотра по площади было найдено 61 событие, удовлетворяющее критерию  $\eta_h \geq 40$ .

#### • МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Данные по множественностям типов частиц приведены в таблице 1. Здесь же даны результаты по множественностям для событий полного разрушения ядер свинца ядрами углерода при

Таблица 1

Тип взаимо- дейст- вия	Фрагменты ядра-снаряда		$\langle n_h \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s^\pi \rangle$	$\langle n_s^\pi \rangle$
	Z = 2	Z = 1				$\langle \nu \rangle$
Mg+Pb $n_h \geq 40$	0,05±0,15	0,61±0,12	59,9±1,3 (62,1)	34,4±1,3 (30,1)	22,7±1,3 (18,4)	1,00±0,066 (0,77)
C+Pb $n_h \geq 40$			53,6±0,7 (59,0)	15,9±0,5 (19,0)	9,9±0,3 (12,9)	0,82±0,02 (1,08)

том же импульсе на нуклон. В скобках показаны расчеты, выполненные по каскадно-испарительной модели<sup>5/</sup> /далее - КИМ/.

Увеличение атомного веса ядра-снаряда вдвое весьма слабо сказывается на изменении /увеличении/ числа частиц от разрушения ядра-мишени /h-частиц/. Рост числа этих частиц происходит, в основном, за счет увеличения быстрой компоненты /g-частиц/:  $\langle n_g \rangle_{C+Pb} = 33,4 \pm 1,2$ ,  $\langle n_g \rangle_{Mg+Pb} = 41,2 \pm 1,9$ . Число медленных фрагментов ядра-мишени практически остается без изменения:  $\langle n_b \rangle = 20,5 \pm 1,0$  и  $21,2 \pm 1,0$  для налетающих ядер углерода и магния, соответственно.

Более кардинально изменение атомного веса снаряда сказывается на числе s-частиц. Оно возрастает вдвое. Причем вдвое увеличивается и число быстрых пионов  $\langle n_s^\pi \rangle$ . Средняя множественность этих частиц считалась равной

$$\langle n_s^\pi \rangle = \langle n_s \rangle - (Z_{\text{снаряда}} - \sum_{\text{фр}} Z_{\text{снаряда}}^{\text{снаряда}}).$$

Что же дает модель для средних множественностей? КИМ систематически завышает число частиц от разрушения ядра-мишени /h-частиц/. Для рожденных частиц /s-частиц/ такой системы не наблюдается. В (C+Pb)-взаимодействиях модель переоценивает как число s-частиц, так и число быстрых пионов. В случае (Mg+Pb)-столкновений значения КИМ, напротив, оказываются ниже экспериментальных. Более ярко противоречие эксперимента с моделью проявляется в числе быстрых пионов, приходящихся на один провзаимодействовавший нуклон ядра-снаряда  $\langle \nu \rangle = A_{\text{снар.}} - A_{\text{снар.}} \cdot \sum_{\text{фр}} Z_{\text{фр}}^{\text{снар.}} / Z_{\text{снар.}}$ .

## УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ

Угловые распределения  $s$ - и  $h$ -частиц показаны на рис.1 и 2. Для  $s$ -частиц в качестве переменной выбрана псевдобыстроота  $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$ , для  $h$ -частиц косинус угла вылета этих частиц -  $\cos \theta_h$ . В таблице 2 даны средние значения этих характеристик.

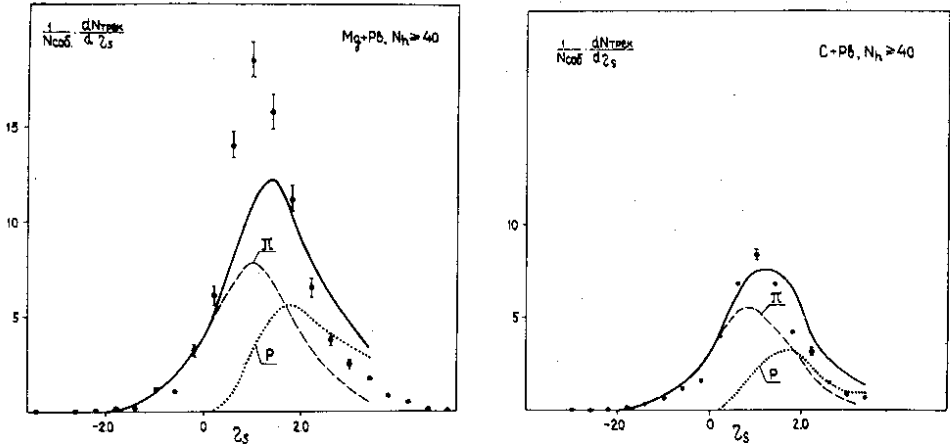


Рис.1. Распределения по псевдобыстрым  $s$ -частицам для событий полного разрушения ядер свинца под действием ядер магния и углерода. Точки - эксперимент, кривые - расчет по КИМ.

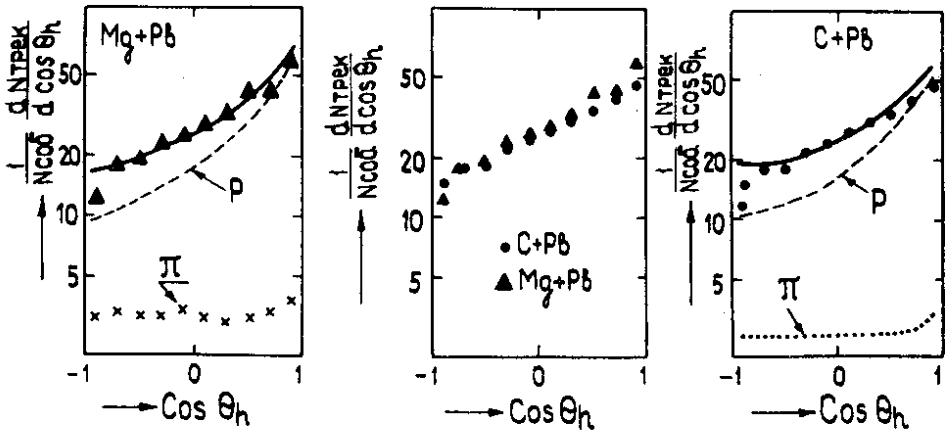


Рис.2. Распределения по косинусу угла вылета  $h$ -частиц. Обозначения те же, что на рис.2.

Таблица 2

Тип взаимодействий	$\langle \cos \theta_h \rangle$	$\langle \eta_s \rangle$
Mg+Pb	$0,25 \pm 0,01$ (0,26)	$1,27 \pm 0,02$ (1,42)
C+Pb	$0,20 \pm 0,01$ (0,22)	$1,09 \pm 0,02$ (1,20)

Из анализа приведенных результатов следует, что увеличение атомного веса налетающего ядра приводит к усилению коллимации выхода как s-пионов, так и h-частиц.

Каскадно-испарительная модель неплохо воспроизводит спектры и средние косинусы h-частиц. В случае рожденных частиц /s-частиц/ модель предсказывает более резкую их коллимацию, чем это наблюдается в эксперименте. Из рис.1, где показаны вклады от пионов и протонов, видно, что более сильная коллимация в модели возникает из-за переоценки выхода протонов под малыми углами. В области малых псевдобыстрот /центральной области/ в случае (Mg+Pb)-соударений КИМ, напротив, существенно недооценивает выход частиц, причем это связано, в основном, с недооценкой выхода пионов.

### АЗИМУТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для исследования распределений выхода частиц в плоскости, перпендикулярной направлению движения ядра-снаряда /азимутальной плоскости/, были использованы следующие характеристики:

1/ коэффициент азимутальной асимметрии

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

2/ коэффициент азимутальной коллинеарности

$$\beta_2 = \frac{n_k}{\sum_{i \neq j} \cos 2\epsilon_{ij} / \sqrt{n_k(n_k - 1)}},$$

3/ угол между преимущественными направлениями испускания I- и J-частиц

$$\Phi_{I, J} = \arccos \{ (a_I a_J + b_I b_J) [(a_I^2 + b_I^2)(a_J^2 + b_J^2)]^{-1/2} \},$$

$$a_L = \sum_{i=1}^{n_{k,L}} \cos \psi_i, \quad b_L = \sum_{i=1}^{n_{k,L}} \sin \psi_i, \quad L = I \text{ или } J.$$

Здесь  $\psi$  - угол вылета частиц в азимутальной плоскости,  $\epsilon_{ij} = \psi_i - \psi_j$  - парный азимутальный угол,  $n_k$  - множественность частиц  $k$ -го сорта.

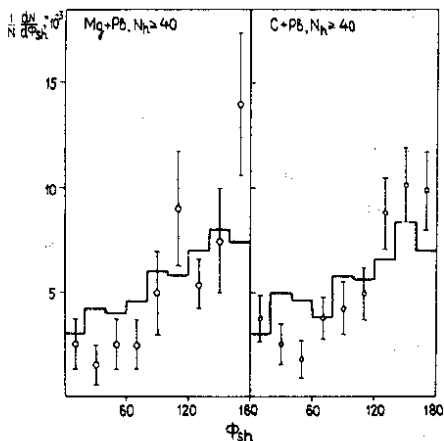


Рис.3. Распределения по углу между преимущественными направлениями испускания  $s$ - и  $h$ -частиц в азимутальной плоскости  $\Phi_{sh}$ . Точки - эксперимент, гистограммы - расчет по КИМ.

Средние значения этих характеристик для  $s$ - и  $h$ -частиц даны в таблице 3, а на рис.3 показано распределение для угла между преимущественными направлениями испускания этих частиц -  $\Phi_{s,h}$ .

Видно, что увеличение массы налетающего ядра приводит к возрастанию азимутальной асимметрии вылета как частиц от разрушения ядра-мишени / $h$ -частиц/, так и однозарядных релятивистских частиц / $s$ -частиц/. Увеличивается угол между преимущественными направлениями вылета этих частиц. При этом наблюдается

Таблица 3

Тип взаимодействия	$\langle \beta_1^s \rangle$	$\langle \beta_2^s \rangle$	$\langle \beta_1^h \rangle$	$\langle \beta_2^h \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$
Mg+Pb	$0,33 \pm 0,10$ (0,26)	$0,11 \pm 0,08$ (0,03)	$0,21 \pm 0,09$ (-0,02)	$0,03 \pm 0,05$ (0,02)	$0,54 \pm 0,11$ (0,25)
C+Pb	$0,11 \pm 0,05$ (0,26)	$0,13 \pm 0,06$ (0,01)	$0,09 \pm 0,05$ (-0,05)	$0,01 \pm 0,05$ (-0,01)	$0,44 \pm 0,07$ (0,24)

тенденция к испусканию в противоположные стороны в азимутальной плоскости групп s- и h-частиц. КИМ /см. рис.3/ качественно передает изменения распределения по  $\Phi_{sh}$  с ростом его значений. Однако для событий, инициированных ядрами магния, противоположное испускание s- и h-частиц в эксперименте оказывается более сильным, чем это дает модель.

Интересно систематическое отличие от нуля средних значений коэффициентов азимутальной коллинеарности для s-частиц, которое говорит о возможном наличии некоторого углового момента у источника, испускающего релятивистские однозарядные частицы. В то же время аналогичные коэффициенты для частиц от расщепления ядра свинца /h-частицы/ неотличимы от нуля.

Различие значений  $\langle \beta_2^s \rangle$  и  $\langle \beta_2^h \rangle$  свидетельствует в пользу того, что источники s- и h-частиц причинно не связаны между собой. Возможное же наличие углового момента у источника s-частиц объясняется, скорее всего, коллективным характером размножения этих частиц, а не многократными взаимодействиями или перераспределениями. В модели оба значения  $\langle \beta_2^s \rangle$  и  $\langle \beta_2^h \rangle$  близки к нулю.

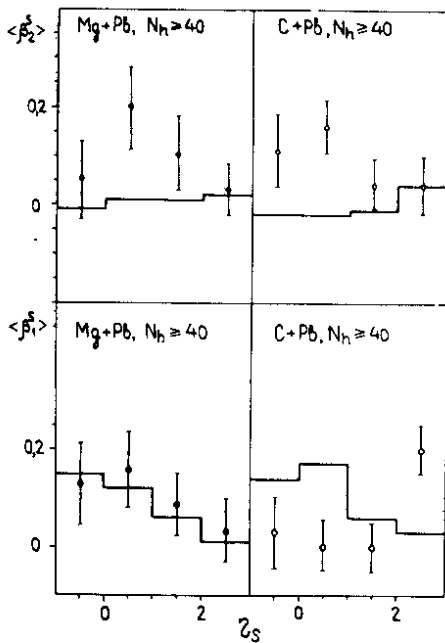


Рис.4. Зависимость  $\langle \beta_1^s \rangle$  и  $\langle \beta_2^s \rangle$  от  $\eta_s$ . Обозначения те же, что на рис.3.

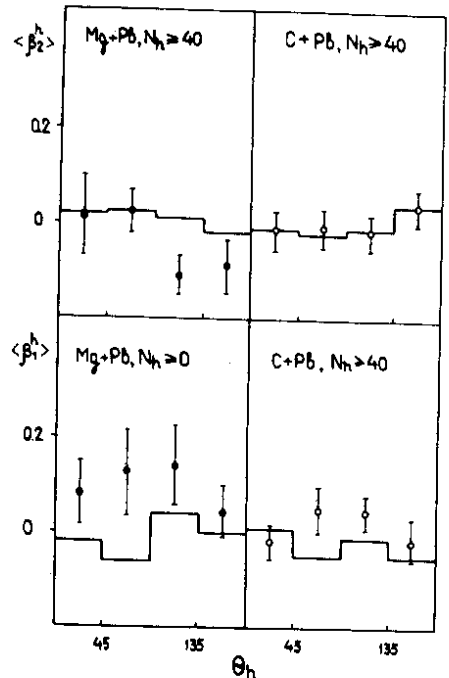


Рис.4. Зависимость  $\langle \beta_1^h \rangle$  и  $\langle \beta_2^h \rangle$  от  $\theta_h$ . Обозначения те же, что на рис.3.



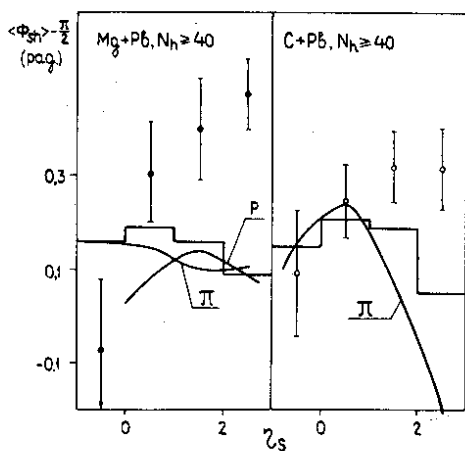


Рис. 6.  $\langle \Phi_{sh} \rangle$  как функция  $\eta_s$ .  
Обозначения те же, что на  
рис. 3.

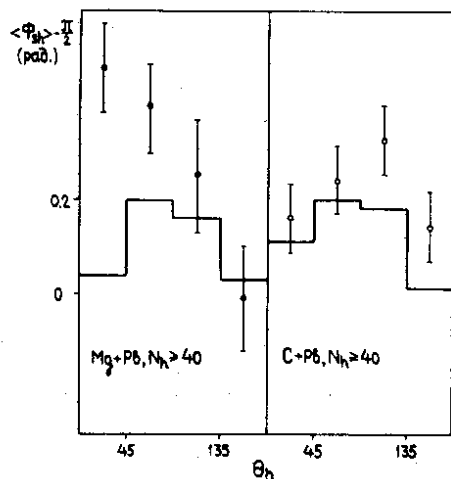


Рис. 7.  $\langle \Phi_{sh} \rangle$  как функция  $\theta_h$ .  
Обозначения те же, что на  
рис. 3.

Рассмотрим поведение азимутальных характеристик в зависимости от переменных полярных углов вылета частиц: псевдобыстроты для  $s$ -частиц ( $\eta_s$ ) и угла для  $h$ -частиц ( $\theta_h$ ) / см. рис. 4-7/.

Поведение  $\langle \beta_1^h \rangle$  и  $\langle \beta_2^h \rangle$  от  $\theta_h$  слабо связано с изменением атомного веса налетающего ядра. Иначе проявляется зависимость  $\langle \beta_1^s \rangle$  от  $\eta_s$ . Если для (C+Pb)-взаимодействий наибольшие значения коэффициента азимутальной асимметрии  $\langle \beta_1^s \rangle$  достигаются в области псевдобыстрот больше 2 /область фрагментации налетающего ядра/, то в случае полного разрушения ядер свинца ядрами магния  $\langle \beta_1^s \rangle$  оказывается наибольшим при псевдобыстроотах 0,5 /центральной области/.

КИМ неплохо воспроизводит экспериментальную зависимость  $\langle \beta_1^s \rangle$  от  $\eta_s$  для (Mg+Pb)-взаимодействий. Для случая налетающего ядра углерода экспериментальная зависимость качественно отличается от зависимости, даваемой моделью.

$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$  как функция  $\eta_s$  достигает максимальных значений при псевдобыстроотах больше 2 как для полных разрушений ядер свинца, вызванных как ядрами углерода, так и ядрами магния. В обоих случаях наблюдается расхождение с моделью не только количественное, но и качественное.

Поведение  $\langle \Phi_{sh} \rangle$  от угла испускания  $h$ -частиц имеет различный характер для (Mg+Pb) - и (C+Pb)-взаимодействий. Если для налетающего углерода  $\langle \Phi_{sh} \rangle$  становится максимальным при  $\theta_h$ , близ-

ких к  $90^\circ$ , то для снаряда магния максимальное противоиспускание достигается при углах вылета  $h$ -частиц, меньших  $45^\circ$ . Модель качественно воспроизводит экспериментальную зависимость  $\langle \Phi_{\text{сн}} \rangle$  от  $\theta_h$  для (C+Pb)-соударений, но не в состоянии этого сделать для (Mg+Pb)-взаимодействий.

## ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТЕЙ ПО ПСЕВДОБЫСТРОТАМ

При анализе событий полного разрушения ядер свинца ядрами магния особое внимание было уделено изучению распределений по псевдобыстротам для отдельных событий. На рис.8 показано одно такое распределение. В интервале псевдобыстрот  $0,8 \div 0,9$  наблюдается узкий пик, в который входят 10  $s$ -частиц из 52, испущенных в этом событии.

Появление таких узких пиков связывается с возможностью перехода нуклонной фазы ядерного вещества в кварк-глюонную фазу. Поэтому очевидна важность оценки вероятности случайного появления таких флуктуаций. Мы использовали метод распределения по  $n_{\text{max}}$ , рассмотренный в <sup>16/</sup>. Здесь  $n_{\text{max}}$  - максимальное число частиц в событии, приходящихся на выбранный интервал псевдобыстроты. В нашем случае  $\Delta\eta_s = 0,1$ . В рассмотрение включались только  $s$ -пионы, при этом предполагалось, что провзаимодействовавшие протоны налетающего ядра имеют наименьшие углы вылета. Эти частицы исключались из распределения по  $n_s$ .

На рис.9 показано распределение по  $n_{\text{max}}$ . Здесь же дано биномиальное распределение, наилучшим образом удовлетворяющее эксперименту, и кривая, рассчитанная по каскадно-испарительной модели. Последняя зависимость оказывается уже экспериментальной, со сдвигом максимума в сторону меньших значений  $n_{\text{max}}$ . Сопоставление экспериментальных точек с биномиальным распределением показывает, что событие с  $n_{\text{max}} = 10$  выпадает из этой зависимости. Вероятность наблюдения такого события, согласно биномиальному распределению, равна  $10^{-2}$ . На рис.8 показано распределение по азимутальному углу для этого события. 10 частиц распределены довольно равномерно во всем интервале азимутальных углов.

Отмеченное событие рассматривается нами как возможное указание на существование единого источника, генерирующего пионы в узком интервале псевдобыстрот. К сожалению, небольшое число всех событий полного разрушения <sup>16/</sup> не позволяет более детально исследовать это явление. Рассмотрение всех  $s$ -частиц, а не только  $s$ -пионов приводит к тем же результатам, поскольку  $n_{\text{max}}$ , в основном, реализуется в области псевдобыстрот от 0 до 2. Аналогичное исследование, проведенное для событий полного

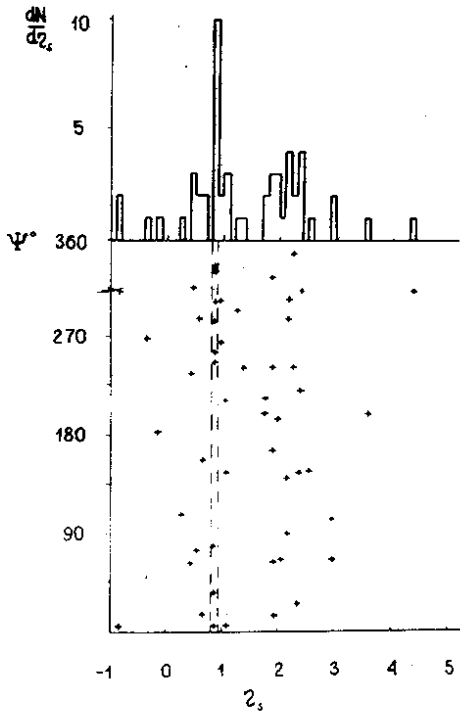
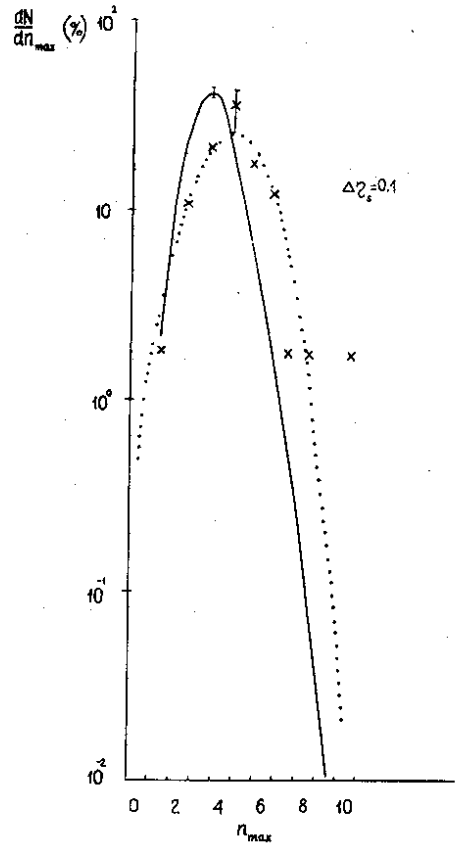


Рис.8. Распределение по псевдобыстроте и азимутальным углам  $v$ -частиц для событий с  $n_{\max} = 10$ .

Рис.9. Распределение по  $n_{\max}$ . Крестики - эксперимент, сплошная кривая - расчет по КИМ, точечная кривая - биномиальное распределение.



разрушения ядер свинца ядрами углерода показало, что эксперимент хорошо воспроизводится биномиальным распределением, при этом наибольшие значения  $n_{\max} = 5$ .

В ходе изучения флуктуаций по псевдобыстротам рассмотрены корреляции плотности частиц, приходящихся на единицу псевдобыстроты  $\rho_s$ , от множественности этих частиц  $n_s$  для четырех интервалов по псевдобыстротам:  $0,2 \leq \eta_s < 0,6$ ;  $0,6 \leq \eta_s < 1,0$ ;  $1,0 \leq \eta_s < 1,4$ ;  $1,4 \leq \eta_s < 1,8$ . Кроме интервала  $0,6 \div 1,0$  КИМ хорошо воспроизводит эти корреляции. В случае  $0,6 \leq \eta_s < 1,0$  экспериментальная зависимость  $\rho_s$  от  $n_s$  оказывается более крутой,

чем модельная. 50 точек из 61 оказываются выше кривой  $\rho_s = \rho_s(p_s)$ , которую дает модель. Это связано с тем, что частицы из пиков для событий с  $p_{\max} \geq 7$ , в основном, попадают в этот интервал.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые представлены данные по исследованию процесса полного разрушения ядра свинца под действием ядер магния-24 с импульсом 4,5 А ГэВ/с.

2. Проведено сравнение процесса полного разрушения свинца под действием ядер углерода и ядер магния при одном и том же импульсе на нуклон.

3. Рост массы ядра-снаряда приводит к:

а/ росту числа однозарядных частиц с  $\beta > 0,75$ , пропорциональному  $\sim A^{1,0}$ ;

б/ усилению коллимации вылета вторичных частиц;

в/ усилению эффектов бокового выброса s- и h-частиц;

г/ увеличению противоиспускания этих частиц в азимутальной плоскости.

4. Наблюдается систематическое /как для (Mg + Pb)-, так и для (C + Pb)-взаимодействий/ отличие от нуля коэффициента азимутальной коллинеарности для s-частиц, возможно, связанное с наличием некоторого углового момента у источника, испускающего эти частицы.

5. Для разрушений, вызванных ядрами магния, эффект противоиспускания наиболее выразителен для s-частиц с  $\eta_s > 2$  и  $\theta_h < 45^\circ$ .

6. Зарегистрировано событие с высокой плотностью s-частиц на интервал псевдобыстроты, 10 частиц на  $\Delta\eta_s = 0,1$ . Вероятность случайного характера этого события равна  $10^{-2}$ .

7. Проведенное сравнение с каскадно-испарительной моделью показывает, что:

а/ модель недооценивает число быстрых пиков;

б/ сильное противоиспускание s- и h-частиц в азимутальной плоскости не воспроизводится моделью;

в/ экспериментальное распределение по максимальному числу s-частиц, приходящихся на интервал псевдобыстроты ( $p_{\max}$ ), оказывается более широким и смещено в область больших значений  $p_{\max}$ , чем это дает модель.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ахроров О. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-9963, Дубна, 1976.
2. Abdo K.M. JINR Communication E1-8021, Dubna, 1974;  
Далхажав Н. и др. - ЯФ, 1976, 23, с.1210.
3. Вокал С. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-84-552, Дубна, 1984.
4. Андреева Н.П. и др. - ЯФ, 1987, 44, с.123.
5. Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. Сообщение ОИЯИ Р2-83-117, Дубна, 1983.
6. Adamus M. et al. Contributed paper to XVIII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics. Tashkent, September, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июня 1988 года.

## 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.
Д11,2-84-599	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.
Д11,2-86-668	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.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Краснов С.А. и др.

P1-88-389

Исследование полного разрушения ядер свинца ядрами магния-24 при импульсе 4,5 А ГэВ/с

Представлены данные по исследованию процесса полного разрушения ядер свинца под действием ядер магния с импульсом 4,5 А ГэВ/с. Проведено сравнение данных по полному разрушению ядер свинца под действием ядер магния и ядер углерода при одном и том же импульсе на нуклон. Наблюдается рост числа релятивистских однозарядных частиц, усиление коллимации вылета вторичных заряженных частиц, увеличение противоиспускания в азимутальной плоскости частиц от разрушения ядра-мишени и рожденных частиц, усиление бокового выброса этих частиц с ростом массы ядра-снаряда. Зарегистрировано событие с высокой плотностью частиц, рожденных во взаимодействии на интервал псевдобыстроты,  $\sim 100$ . Вероятность случайного появления этого события равна  $10^{-2}$ . Проведено сравнение с каскадно-испарительной моделью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С. Виноградовой

Krasnov S.A. et al.

P1-88-389

The Study of Total Disintegration of Lead Nuclei with Magnesium-24 Nuclei at 4.5 A GeV/c

— The data on total disintegration of lead with magnetism nuclei at 4.5 A GeV/c momentum are presented. The comparison of these data with those on lead total disintegration by carbon nuclei at the same momentum per nucleon is made. The growth of the number of single charged relativistic particles, strengthening of the collimation of charged secondary emission, increasing of opposite side emission of produced and target destruction particles in the azimuthal plane, strengthening of side splash of these particles with growing mass of a nucleus-projectile are observed. An event with a high density of produced particles per pseudorapidity interval  $\sim 100$  has been registered. The probability of random appearance of this event is equal to  $10^{-2}$ . Comparison with cascade-evaporation model is made.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

17 коп.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Т.Е.Попеко.  
Набор Е.М.Граменицкой.

Подписано в печать 28.07.88.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,13.

Тираж 470. Заказ 40858.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.