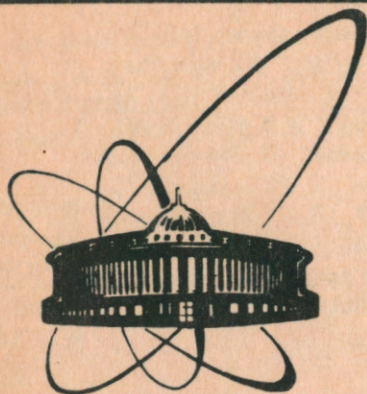


91-235



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-91-235

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ  $Mg + Mg$  СТОЛКНОВЕНИЯ  
С РОЖДЕНИЕМ  $\Delta$ -ЧАСТИЦ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,3 ГэВ/с/нуклон

1991

Центральные Mg + Mg столкновения с рождением  
Λ-частиц при импульсе 4,3 ГэВ/с/нуклон

Измерены импульсные и угловые распределения Λ-частиц в центральных Mg + Mg столкновениях при импульсе 4,3 ГэВ/с/нуклон. Угловое распределение Λ-частиц в системе центра масс сталкивающихся нуклонов отличается от изотропного. Кинематические характеристики π<sup>-</sup>-мезонов в событиях с кумулятивными Λ-частицами не отличаются от обычных характеристик π<sup>-</sup>-мезонов в центральных столкновениях. Угловые распределения π<sup>-</sup>-мезонов в системе центра масс неизотропны. Исследовались события с двумя зарегистрированными распадами Λ-частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод Л.Н.Барабаш

Avramenko S.A. et al.

P1-91-235

Central Mg + Mg Collisions with Λ-Production at a Momentum  
of 4.3 GeV/c per Nucleon

The momentum and angular distributions of Λ-particles produced in central Mg + Mg collisions at 4.3 GeV/c per nucleon have been measured. The angular distribution of Λ-s is not an isotropic one in the CM system. Kinematic characteristics of π<sup>-</sup>-mesons in events with Λ-s produced beyond the nucleon-nucleon kinematic limit do not differ from characteristics of π<sup>-</sup>-mesons from ordinary central events. The angular distributions of π<sup>-</sup>-mesons are not isotropic ones in the CM system. The events with detected 2Λ have been studied.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

С.А.Авраменко, А.У.Абдурахимов, В.Д.Аксиненко, М.Х.Аникина, Б.П.Банник, Г.Л.Варденга, К.Гаевский<sup>1</sup>, А.Г.Гальперин, Н.С.Глаголева, А.И.Голохвастов, А.Г.Грачев, Е.А.Дементьев, Т.Д.Джобава<sup>2</sup>, К.Йовчев<sup>3</sup>, Н.И.Каминский, Э.В.Козубский, А.А.Кузнецов, Е.С.Кузнецова, Б.А.Кулаков, Ю.Лукстиньш, О.Ю.Мандрик, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин, Я.Мирковский<sup>1</sup>, С.В.Мухин, Н.М.Никитюк, Н.Н.Нургожин<sup>4</sup>, Э.О.Оконов, Т.Г.Останевич, Л.С.Охрименко, З.Павловский<sup>1</sup>, А.Пиатковский<sup>1</sup>, Ю.Поль<sup>5</sup>, В.Б.Радоманов, С.А.Рожнятовская, И.С.Саитов, А.П.Сапожников, В.А.Степаненко, Г.Г.Таран<sup>5</sup>, И.И.Тулиани<sup>2</sup>, С.А.Хорозов, Е.К.Хусаинов<sup>4</sup>, Л.В.Чхаидзе<sup>2</sup>

При исследовании образования странных частиц и  $\pi^-$ -мезонов в ядерных взаимодействиях на установке СКМ-200<sup>'1-3'</sup> было получено указание на возможное существование коллективного равновесного источника вторичных частиц. Интерес к подобного рода данным и желание иметь статистически более обеспеченный результат побудили предпринять аналогичное исследование столкновений  $Mg + Mg$  при импульсе 4,3 ГэВ/с/нуклон на установке ГИБС.

## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучке медленного вывода синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Основной регистрирующей частью спектрометра ГИБС, представляющего собой модифицированный вариант установки СКМ-200<sup>'4'</sup>, является стримерная камера с чувствительным объемом 2x1x0,6 м, наполненная неоном при атмосферном давлении и помещенная в магнитное поле со средней индукцией около 0,9 Тл. В чувствительном объеме камеры помещена тонкая мишень из магния (1,2 г/см<sup>2</sup>). Фотографирование треков заряженных частиц производится трехобъективной системой.

Благодаря работе управляющих счетчиков, запуск камеры и фотографирование происходят только тогда, когда при столкновении пучковой частицы с мишенью в конусе 2,4° по отношению к пучку не испускаются ни заряженные, ни нейтральные фрагменты налетающего ядра. Таким способом отбираются и регистрируются так называемые центральные столкновения ядер, когда происходит практически полное выбывание из пучка нуклонов ядра-снаряда. Доля таких событий в данном эксперименте составляла около  $4 \cdot 10^{-4}$  от числа всех неупругих взаимодействий.

## 2. ПРОСМОТР ФОТОПЛОНОК, ПОИСК СОБЫТИЙ

При просмотре фотопленок требовалось зафиксировать взаимодействие ядра Mg в мишени, выделить треки отрицательно заряженных частиц (в основном  $\pi^-$ -мезонов) и разыскать случаи распадов нейтральных частиц ( $V^0$ -событий, или "вилки"). Эта обычная, простая сама по

<sup>1</sup>Институт радиотехники Варшавского политехнического института

<sup>2</sup>Тбилисский государственный университет

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

<sup>4</sup>Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

<sup>5</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

себе задача потребовала существенных усилий, так как центральные столкновения ядер  $Mg + Mg$  сопровождаются испусканием большого числа заряженных частиц, когда не только поиск  $V^0$ -событий, но и просто разделение треков сильно затруднены. В соответствии с этим определился основной прием поиска  $V^0$ -событий. Сначала находился трек  $\pi^-$ -мезона, а затем по этому треку восстанавливалась вершина события.

На сравнительно небольших расстояниях от точки взаимодействия указанный прием не годился, так как вершина  $V^0$ -события была замаскирована треками частиц, испущенных при взаимодействии. В таком случае, задаваясь кривизной хорошо различимой части трека, в плоскости просмотрного стола строили предположительно продолжение трека  $\pi^-$ -мезона до пересечения с мишенью. Если точка пересечения отстояла от точки взаимодействия на расстояние больше некоторого  $\Delta$ , характеризующего размеры мишени, рассматривалась возможность того, что  $\pi^-$ -мезон появился при распаде  $V^0$ -частицы, и выискивался трек, принадлежащий соответствующей положительно заряженной частице. Если же точка пересечения оказывалась на расстоянии меньше  $\Delta$ , считалось, что трек скорее всего принадлежит вторичной частице взаимодействия.

### 3. ИЗМЕРЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ

В результате двукратного просмотра полученного фотоматериала было найдено 20900 случаев центральных  $Mg + Mg$  взаимодействий и обнаружено 2240  $V^0$ -событий. За исключением событий на краях камеры и некоторого числа неизмеримых случаев были измерены все обнаруженные  $V^0$ -события, а в части взаимодействий (около 1400 случаев) — также треки  $\pi^-$ -мезонов (около  $10^4$  треков).

Измерения проводились на ПУОС ЛВТА ОИЯИ. При математической обработке измерений использовалось семейство программ, среди которых основными были стандартная программа GEOM<sup>/5/</sup> и специально разработанная POSTGEOM.

В результате работы программы GEOM вырабатывались сведения о координатах вершин событий, об импульсах и углах испускания заряженных частиц. Точность измерения импульсов протонов, по сделанным оценкам, составляла 3,5%,  $\pi^-$ -мезонов — около 1%. Точность измерения углов испускания — около 5 мрад.

Программа POSTGEOM обеспечивала сравнение повторных измерений события и компоновку из них окончательного набора измеренных параметров треков и вершин. Кроме того, программа осуществля-

ла кинематическое фитирование  $V^0$ -события по четырем гипотезам: распад  $K_s^0$ -мезона ( $K_s^0$ ),  $\Lambda$ -частицы ( $\Lambda$ ),  $\bar{\Lambda}$ -частицы ( $\bar{\Lambda}$ ) и образование  $e^+e^-$ -пары от конверсии  $\gamma$ -кванта ( $\gamma$ ). Фитирование велось путем минимизации функционала при одном неизвестном параметре — импульсе  $V^0$ -частицы. Фитирование считалось удовлетворительным (гипотеза принималась) при  $\chi^2 < 12$ . При этом  $P(\chi^2 \geq 12) = 0,01$ .

После кинематического фитирования оказалось, что из 1912 измеренных событий 1254  $V^0$ -частицы удовлетворяли одной или нескольким из рассматриваемых гипотез ( $K_s^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\gamma$ ). Среди них 8 событий удовлетворяли только одной гипотезе  $\bar{\Lambda}$ . Для этих событий были сделаны визуальные оценки ионизационных потерь на треках отрицательно заряженных частиц. Указаний на антипротон не обнаружили. В дальнейшем считалось, что  $\bar{\Lambda}$  не присутствует среди зарегистрированных  $V^0$ -частиц.

Результаты фитирования представлены в табл.1. Окончательная идентификация, как и в предшествующей работе<sup>6</sup>, была основана на анализе кинематических зависимостей и симметричных ситуаций. Например, группа событий с возможной интерпретацией  $\Lambda K_s^0$  сопоставлялась с событиями  $\Lambda K_s^0$  (см. табл.1). В итоге группы событий, для которых в возможной интерпретации содержится гипотеза  $\Lambda$ , рассматривались как распады  $\Lambda$ -частиц. Число таких событий равно 933. Примесь других частиц составляет 2%.

Таблица 1. Идентификация  $V^0$ -частиц

Возможная интерпретация	Число частиц	Окончательная идентификация
$\Lambda$	478	}
$\Lambda K_s^0$	442	
$\Lambda \gamma$	4	
$\Lambda \bar{\Lambda}$	6	
$\Lambda K_s^0 \bar{\Lambda}$	2	
$\Lambda K_s^0 \gamma$	1	}
$K_s^0$	217	
$K_s^0 \bar{\Lambda}$	14	
$K_s^0 \Lambda \gamma$	2	}
$\gamma$	75	
$\gamma \Lambda$	5	
$\bar{\Lambda}$	8	

#### 4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОИСКА И ПАРАМЕТР ОТБОРА СОБЫТИЙ $R_{CUT}$

Испускание и распад  $\Lambda$ -частиц в камере, продолжение треков отрицательно заряженных частиц в направлении к мишени и пересечение с ней моделировалось на ЭВМ. Пересечение трека с мишенью имитировало потерю  $V^\circ$ -события.

Моделировалось достаточно большое число распадов и в зависимости от расстояния  $R$  от мишени до вершины распада вычислялась доля событий с координатой пересечения меньше  $\Delta$  (ориентировочно было принято  $\Delta = 1,5$  см). Аналогичные оценки проводились и для распадов, наблюдаемых в эксперименте. Сопоставляя данные, можно было заключить, что при большом  $R$  (в проекции на горизонтальную плоскость около  $R = 25$  см) потери практически уменьшаются до нуля. Следовательно, можно было надеяться на успешное (как и прежде<sup>6/</sup>) применение параметра  $R_{CUT}$  обрезания событий снизу по величине пробега до распада.

Прежде чем определить параметр  $R_{CUT}$ , следовало уточнить границы рабочего объема камеры, определенного как объем, внутри которого точность измерений была достаточной для надежной идентификации частиц. Из 933 идентифицированных  $\Lambda$ -частиц в рабочем объеме оказалось 882.

Следуя методу Бартлетта<sup>7/</sup>, определялась относительная величина среднего времени жизни  $\tau/\tau_0$  ( $\tau_0$  — табличное значение) в зависимости от величины нижней границы обрезания  $R_{CUT}$ . На полученной кривой фиксировалась величина  $R_{CUT}$ , соответствующая выходу  $\tau/\tau_0$  на плато. Считалось, что эта величина задает радиус области, в которой возможны потери событий. По ней и проводилось обрезание событий, то есть исключались из дальнейшего рассмотрения все  $\Lambda$  с проекцией длины пробега до распада меньше  $R_{CUT}$ . Однако выяснилось тут же, что при анализе всех  $\Lambda$  в совокупности получалось слишком высокое значение  $R_{CUT} \approx 40$  см, и после обрезания оставалась незначительная часть зарегистрированных  $\Lambda$ -событий. В связи с этим события были разделены на четыре группы, различающиеся по азимутальному углу  $\phi$  (угол  $\phi$  задает направление вылета  $\Lambda$  в проекции на горизонтальную плоскость, отсчитывается от поперечной оси камеры ОХ; угол  $\phi = 92,5^\circ$  соответствует направлению первичного пучка).

Чтобы учесть влияние азимутального угла  $\pi^-$ -мезона  $\Psi_\pi$  на эффективность обнаружения распада, каждая группа событий, в свою очередь, разделялась на 2 части. К одной относились распады, имеющие угол  $\Psi_\pi > 180^\circ$ , к другой —  $\Psi_\pi < 180^\circ$ . Сообразно с этим были получены значения параметра  $R_{CUT}$  приведенные в табл.2.

Таблица 2

Группа событий	$\Delta \phi_1$ , град	$\Delta \phi_2$ , град	$R_{CUT}$ , см	
			$\Psi_\pi > 180^\circ$	$\Psi_\pi < 180^\circ$
I	92,5 ÷ 105		38	39
II	80 ÷ 92,5	105 ÷ 115	24	33
III	70 ÷ 80	115 ÷ 125	17	18
IV	0 ÷ 70	125 ÷ 360	12	12

Еще на стадии идентификации частиц исключались из статистики события с большим относительным временем жизни  $t/\tau_0 > 7$ . Это привело к тому, что в результате обрезания не наблюдались  $\Lambda$ -частицы с малыми импульсами. Например, при параметре  $R_{CUT}$ , равном 39, 33, 18 или 12 см, не наблюдались  $\Lambda$  с импульсами  $P$  меньше, соответственно, 0,79, 0,67, 0,36 или 0,24 ГэВ/с.

#### 5. ВЕРОЯТНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ РАСПАДА. РАСЧЕТ ВЕСА

После обрезания осталось для дальнейшего анализа 448  $\Lambda$ -событий. Теперь следовало еще учесть вероятность их регистрации  $\epsilon$  и рассчитать вес  $w = 1/\epsilon$  для каждого события.

Чтобы избежать чрезмерного разброса весов, вычислялся усредненный вес. Вероятность регистрации распада  $\Lambda$  с импульсом  $P$  и углом испускания  $\theta$  была представлена в виде:

$$\epsilon(P, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{1}{\lambda} e^{-\ell/\lambda} \epsilon_T(P, \theta, \ell, \Psi) d\ell d\Psi.$$

Здесь  $\ell$  — расстояние от точки рождения до вершины распада;  $\Psi$  — азимутальный угол испускания  $\Lambda$ ;  $\lambda = P\tau_0/M_\Lambda$  — средний пробег до распада;  $\ell_1$  — нижняя граница  $\ell$ , зависящая от  $R_{CUT}$ , следовательно, и от  $\phi$  и, таким образом, от  $\theta$  и  $\Psi$ ;  $\ell_2$  — потенциальный пробег до распада в рабочем объеме камеры.

Если  $\ell_2 \leq \ell_1$ , то интеграл по  $\ell$  равен нулю.

Множитель  $\epsilon_T$  учитывал потери событий, связанные с использованием триггера. Потери происходили при случайном попадании протона от распада  $\Lambda$  в счетчик отбора центральных столкновений, запрещающий запуск камеры при попадании в него заряженной частицы. Этот процесс предварительно моделировался на ЭВМ. Оказалось, что  $\pi^-$ -мезоны от распада  $\Lambda$  практически не попадают в счетчик. Доля протонов, достигающих счетчика, при больших импульсах и малых углах испускания  $\Lambda$  составляла заметную величину, а при максимально возможных импульсах и углах, близких к  $0^\circ$ , приближалась к 100%.

Величина множителя  $\epsilon_T$  вычислялась по формуле

$$\epsilon_T(P, \theta, \ell, \Psi) = \iint \epsilon_p(P, \theta, \ell, \Psi, \theta_p, \Psi_p) d\theta_p d\Psi_p,$$

где  $\epsilon_p$  — вероятность регистрации протона от распада  $\Lambda$ , имеющего углы испускания в системе покоя  $\Lambda$ , равные  $\theta_p$  и  $\Psi_p$ . Вероятность  $\epsilon_p$  моделировалась в предположении изотропного распределения по углу  $\theta_p$  и азимутальной симметрии по углу  $\Psi_p$ .

Вычисления проводились методом численного интегрирования. Пределы интегрирования по  $\Psi_p$  брались от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  или от  $180^\circ$  до  $360^\circ$  в соответствии с азимутальным углом  $\Psi_p$  в реальном событии, чтобы учесть эффект азимутального угла  $\pi^-$ -мезона при просмотре.

Распределение рассчитанных весов  $w$  представлено на рис.1. Как и следовало ожидать при больших значениях  $R$ , веса получились большими.

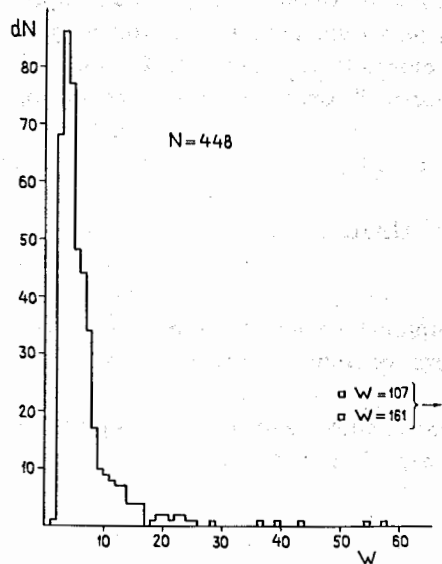


Рис. 1. Распределение весов событий  $w$

## 6. ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\Lambda$ -ЧАСТИЦ

Вычисленные веса использовались при построении распределений и вычислении средних значений различных характеристик  $\Lambda$ -частиц, испущенных в центральных Mg + Mg столкновениях при 4,3 ГэВ/с/N.

Каждое событие входило в распределение со своим индивидуальным весом  $w$ . На рис. 2 и рис.3 показаны распределения по поперечному импульсу  $P_T$  и быстрой  $Y$  (в лаб. сист. координат). Средние значения равны  $\langle P_T \rangle = (0,569 + 0,014)$  ГэВ/с и  $\langle Y \rangle = 1,170 \pm 0,022$ . Если, следуя [8], по величине  $\langle P_T \rangle$  определить температуру системы, из которой были испущены  $\Lambda$ -частицы, получится  $T_\Lambda = (137 \pm 9)$  МэВ.

На рис.4 показано угловое распределение  $\Lambda$ -частиц в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Угол  $\theta^*$  — полярный угол испускания  $\Lambda$  по отношению к направлению первичного пучка. Число частиц в распределении  $N = 448$ . Сумма весов  $W = 3663$ .

На гистограмме просматривается отклонение от изотропии. Во всяком случае полученное угловое распределение не подтверждает гипотезу об изотропном распределении. Вычисленное для этой гипотезы значение  $\chi^2$  равно 29 при числе степеней свободы  $\nu = 9$ , тогда как вероятность  $P(\chi^2 > 22) = 0,01$ .

В предшествующей работе [1-3] при меньшей статистической обеспеченности было получено изотропное угловое распределение. На рис.4 оно показано штриховой линией. Хотя результаты данной и предшествующей работ друг другу статистически не противоречат, представляется полезным учесть следующие возможные причины различия.

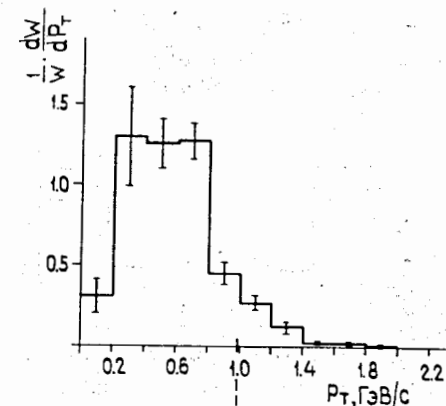


Рис. 2. Распределение поперечного импульса  $\Lambda$ -частиц

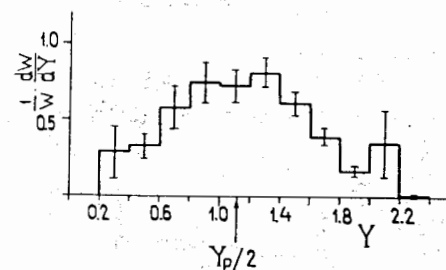


Рис. 3. Распределение быстроты  $\Lambda$ -частиц в лабораторной системе координат

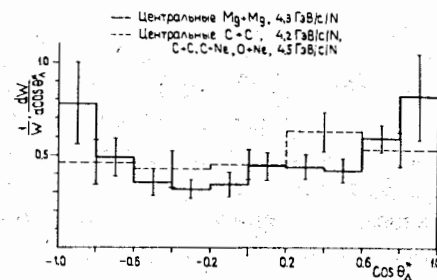


Рис. 4. Угловое распределение  $\Lambda$ -частиц в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Штриховая линия — результат предыдущей работы

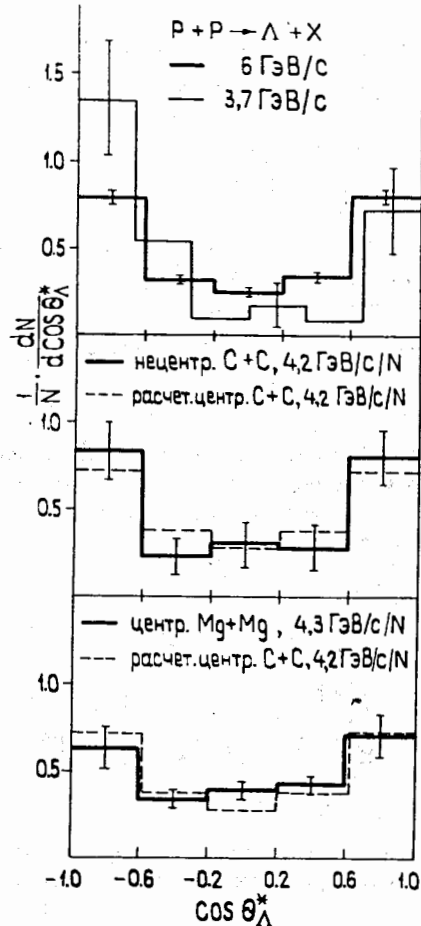
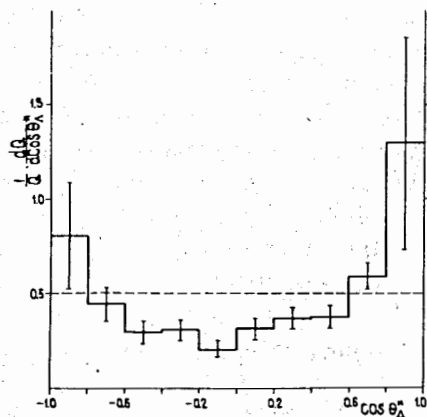


Рис. 5. Угловые распределения  $\Lambda$ -частиц в  $P+P$ , нецентральных  $C+C$  и центральных  $Mg+Mg$  взаимодействиях; — расчет по каскадной модели, центральные  $C+C$  взаимодействия,  $4,2 \text{ ГэВ}/c/N$  <sup>12</sup>.

Рис. 6. Угловое распределение потока кинетической энергии  $\Lambda$ -частиц в системе центра масс сталкивающихся нуклонов



В работе <sup>1-3/</sup> из-за недостаточной статистики гистограмма распределения строилась всего на пяти интервалах, благодаря чему произошло сглаживание распределения. Кроме того, применялось более жесткое условие для времени жизни (требовалось  $\tau/\tau_0 < 5,5$ ). Анализ показал, что среди событий с большой величиной  $\tau/\tau_0$  велика доля случаев с  $\cos \theta_{\Lambda}^* \approx -1$ . В работе <sup>1-3/</sup> недостаточно полно учитывалось влияние триггера на эффективность регистрации. Наконец, в какой-то степени различие в угловых распределениях могло быть связано с различием в массах сталкивающихся ядер.

Целесообразно провести сравнение полученного распределения с экспериментальными данными, использованными в предшествующей ра-

боте <sup>1-3/</sup>. На рис.5 приведены распределения, измеренные в столкновениях  $p+p \rightarrow \Lambda + X$  при  $6 \text{ ГэВ}/c$  <sup>9/</sup> и при  $3,7 \text{ ГэВ}/c$  <sup>10/</sup>, в нецентральных  $C+C$  взаимодействиях при  $4,2 \text{ ГэВ}/c$  <sup>11/</sup> и в данной работе. Можно заметить, что с увеличением числа нуклонов, участвующих в столкновениях, угловое распределение изменяется в сторону усиления изотропии. Соответствующие расчеты в данной работе не проводились. Существуют, однако, расчеты по каскадной модели при сходных условиях эксперимента, для центральных  $C+C$  столкновений при  $4,2 \text{ ГэВ}/c/N$  <sup>12/</sup>. Результат показан на рис.5 штриховой линией (ошибки вычислений около 3%). Можно видеть, что экспериментальное распределение согласуется с ожидаемым.

На рис.6 представлена нормированная угловая зависимость потока энергии  $\Lambda$ -частиц

$$\frac{1}{Q} \cdot \frac{dQ}{d \cos \theta_{\Lambda}^*},$$

где  $dQ = \sum w_i T_i^*$  — суммарная кинетическая энергия частиц в угловом интервале  $d \cos \theta_{\Lambda}^*$ . Вычисленное для гипотезы об изотропном распределении значение  $\chi^2$  равно 105 при числе степеней свободы  $\nu = 9$ , когда  $P(\chi^2 > 22) = 0,01$ .

Характеристики  $\Lambda$ -частиц, рожденных в ядро-ядерных столкновениях, исследовались также в работах <sup>15-20/</sup>. Анализ этих данных выходит за рамки настоящей публикации.

## 7. АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ $\Lambda$ И $\pi^-$

В предыдущих работах <sup>1-3/</sup> анализировалось рождение  $\pi^-$ -мезонов и  $\Lambda$ -частиц в центральных столкновениях ядер  $C+C$ ,  $C+Ne$  и  $O+Ne$ . При отборе событий, содержащих  $\Lambda$ -частицы, характеристики которых не укладываются в кинематику  $NN$ -взаимодействий, обнаружилось, что распределения  $\pi^-$ -мезонов изменяются. Увеличивается средний поперечный импульс. Угловое распределение становится изотропным. Такие проявления вполне могли бы свидетельствовать о существовании общего для  $\pi^-$ -мезонов и  $\Lambda$ -частиц равновесного источника. В данной работе предстояло подтвердить этот результат на большей статистике.

Сравнивались характеристики  $\pi^-$ -мезонов в трех группах событий. Первая группа " $\Lambda^{OUT}$ " содержала  $V^0$ -частицы, удовлетворяющие гипотезе  $\Lambda$  и имеющие в системе  $NN$ -столкновения импульс за кинематическим пределом:  $P_{\Lambda}^* > 980 \text{ МэВ}/c$ . Во второй группе " $\Lambda^{IN}$ " соответствующий импульс  $P_{\Lambda}^* < 980 \text{ МэВ}/c$ . К третьей группе "без  $\Lambda$ " относились взаимо-

Таблица 3

Группа событий	Число событий	Число измеренных $\pi^-$ -мезонов
$\Lambda^{OUT}$	270	2150
$\Lambda^{IN}$	430	3277
без $\Lambda$	624	4650

действия, в которых не были обнаружены  $\Lambda$ -частицы. Из анализа были исключены  $\pi^-$ -мезоны с большими ошибками измерений. Полученная статистика  $\pi^-$ -мезонов и число событий в группах показаны в табл.3.

Наибольшие трудности были связаны с тем, что треки мезонов, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования и, следовательно, вертикально (вверх или вниз) по отношению к камере, были плохо различимы и практически неизмеримы. Используя имеющиеся данные о средней множественности  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в  $Mg + Mg$  столкновениях  $^{13}$ , можно было оценить количество неизмеренных частиц. Оно оказалось значительным, около 15%. Эта выборка хорошо видна на рис.7, где построено распределение  $\pi^-$ -мезонов по азимутальному углу  $\Psi$  (в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка). Видно заниженное число частиц при углах  $\Psi$ , соответствующих вылету вверх или вниз. Предполагая распределение по  $\Psi$  изотропным и считая, что в интервалах около  $90^\circ$  и  $270^\circ$  все частицы измеримы,

можно было рассчитать поправки на число неизмеренных частиц в зависимости от угла  $\Psi$ . Такого рода поправки определялись отдельно для разных интервалов угла вылета  $\theta$ .

Рис. 7. Азимутальное угловое распределение  $\pi^-$ -мезонов в центральных  $Mg + Mg$  взаимодействиях. Углы  $\Psi = 0^\circ$  и  $\Psi = 360^\circ$  соответствуют вылету вверх по отношению к камере, а угол  $\Psi = 180^\circ$  — вниз.

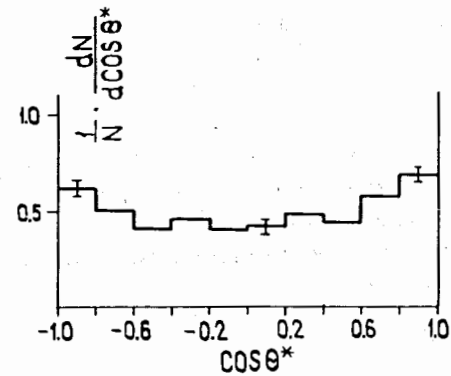
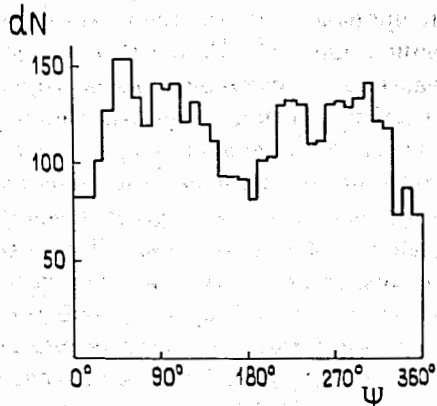


Рис. 8. Угловое распределение  $\pi^-$ -мезонов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов для группы событий  $\Lambda^{OUT}$

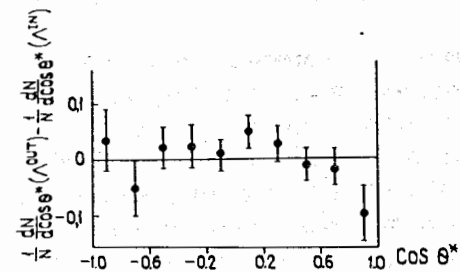


Рис. 9. Разность угловых распределений  $\pi^-$ -мезонов из групп событий  $\Lambda^{OUT}$  и  $\Lambda^{IN}$

Таблица 4. Характеристики  $\pi^-$ -мезонов

	Группа событий	
	$\Lambda^{OUT}$	$\Lambda^{IN}$
$\langle P_{\perp} \rangle$ , ГэВ/с	$0,238 \pm 0,004$	$0,232 \pm 0,003$
$D_{P_{\perp}}$ , ГэВ/с	$0,167 \pm 0,005$	$0,166 \pm 0,004$
$\gamma_{P_{\perp}}$	$1,83 \pm 0,16$	$1,82 \pm 0,13$
$\langle y \rangle$	$1,160 \pm 0,016$	$1,175 \pm 0,012$
$D_y$	$0,760 \pm 0,012$	$0,785 \pm 0,007$
$\gamma_y$	$-0,09 \pm 0,05$	$-0,08 \pm 0,04$
$T_{\pi}^y$ , МэВ	$92 \pm 2$	$90 \pm 1$



После введения поправок строились распределения

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d \cos \theta^*} \text{ и } \frac{1}{NE^*} \cdot \frac{dE^*}{d \cos \theta^*}$$

для каждой из трех групп событий. Величины  $\cos \theta^*$  и  $E^*$  обозначают косинус угла вылета относительно направления первичного пучка и энергию  $\pi^-$ -мезона в системе центра масс NN-столкновения. Распределения из разных групп оказались практически одинаковыми и неизотропными. На рис.8 показано распределение

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d \cos \theta^*}$$

для групп событий  $\Lambda^{\text{OUT}}$ , а на рис.9 приведена разность угловых распределений групп событий  $\Lambda^{\text{OUT}}$  и  $\Lambda^{\text{IN}}$ .

Были получены также средние значения поперечного импульса и скорости  $\pi^-$ -мезонов  $\langle P_{\perp} \rangle$  и  $\langle u \rangle$ , соответствующие дисперсии  $D_{P_{\perp}}$  и  $D_u$ , асимметрии  $\gamma_{P_{\perp}}$  и  $\gamma_u$  и температура  $T_{\pi}$  в соответствии с работой [8]. Эти характеристики для групп событий  $\Lambda^{\text{OUT}}$  и  $\Lambda^{\text{IN}}$  приведены в табл.4. Можно видеть, что между группами  $\Lambda^{\text{OUT}}$  и  $\Lambda^{\text{IN}}$  практически нет различий. Таким образом, не подтверждаются результаты работ [1-3] в части, касающейся особенностей в характеристиках  $\pi^-$ -мезонов из группы событий  $\Lambda^{\text{OUT}}$ .

## 8. НАБЛЮДЕНИЕ СОБЫТИЙ С ДВУМЯ $\Lambda$ -ЧАСТИЦАМИ

Повышенный выход странных частиц может быть возможным признаком фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму [14]. В связи с этим представляет интерес проанализировать множественность  $\Lambda$ -частиц.

Если считать, что при взаимодействии ядер, даже с отбором центральных столкновений, кварк-глюонная фаза если и образуется, то образуется не во всех, а лишь в небольшой доле таких столкновений, оценка повышенного выхода странных частиц по средней множественности будет малоэффективна. Более чувствительным критерием может служить само распределение по множественности. В данном эксперименте дело сводится к определению числа событий с двумя  $\Lambda$ -частицами и к сравнению этого числа с ожидаемым в предположении отсутствия источника  $\Lambda$ -частиц с повышенной множественностью. Ожидаемое число событий можно рассчитать, если предположить, что в центральных столкновениях все нуклоны сталкивающихся ядер испытывают независимые неупругие взаимодействия. Тогда распределение по мно-

Таблица 5

Число взаимодействий	Наблюдаемое число событий		Ожидаемое число событий с 2 $\Lambda$
	с 1 $\Lambda$	с 2 $\Lambda$	
12327	687	29	$20 \pm 5$

жественности вторичных частиц должно быть близко к распределению Пуассона.

Чтобы оценить возможные причины методических искажений, рассматривались эффекты, способные привести как к потере второго источника  $\Lambda$ -частиц, так и к его имитации. Потеря могла бы быть связана, например, с уменьшением вероятности обнаружения второй (третьей)  $\Lambda$ -частицы при просмотре кадра, на котором одна (две) уже найдены — психологический эффект. Специальный просмотр, однако, показал, что этот эффект очень мал. Потерять второй источник можно было в случае различия кинематических характеристик разных источников. В связи с этим сравнивались кинематические характеристики  $\Lambda$ -частиц и  $\pi^-$ -мезонов из событий с разным числом распадов  $\Lambda$ -частиц (с двумя, с одним и без видимого распада). С учетом ошибок измерений они не различались.

Имитация источника могла быть обусловлена неоднородностью стереофотографий, вызывающей изменения в эффективности поиска или в числе годных для измерений событий и приводящей к отклонению распределения по множественности от распределения Пуассона. В связи с необходимостью иметь однородный материал для анализа отобрана соответствующая часть экспериментального материала.

Наконец, имитация источника могла быть вызвана флуктуациями числа взаимодействующих нуклонов. Для оценки этого эффекта следовало вычислить распределение по множественности как сумму распределений Пуассона для групп событий с разным числом взаимодействующих нуклонов.

С учетом вышесказанного было рассчитано ожидаемое число событий с двумя распадами  $\Lambda$ -частиц. Результаты приведены в табл.5. Разница между наблюдаемым и ожидаемым числом событий не столь велика. Если учесть к тому же, что среди  $V^0$ -частиц возможна примесь  $K_s^0$ -мезонов, то следует заключить, что полученный результат не может

служить статистически обеспеченным указанием на существование источника  $\Lambda$ -частиц с повышенной множественностью,

Авторы приносят благодарность сотрудникам группы фотохимической обработки пленок ОИЯИ за обработку фотопленок и группе лаборантов за просмотр, измерения и помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Anikina M. et al. — *Zeit. fur Phys.*, 1984, 25, 1.
2. Anikina M. et al. — *JINR Report E1-84-376*, Dubna, 1984.
3. Gaździcki M. et al. — *Zeit. fur Phys.*, 1986, 31, 549.
4. Абдурахимов А.У. и др. — *ПТЭ*, 1978, № 5, с.53.
5. Дорж Л. и др. — *Сообщение ОИЯИ P5-8560*, Дубна, 1975.
6. Gaździcki M. et al. — *JINR Report E1-84-444*, Dubna, 1984.
7. Идье В.Т. и др. — *Статистические методы в экспериментальной физике*. М.: Атомиздат, 1976, с.148.
8. Hagedorn R., Rafelski J. — *Phys.Lett.*, 1980, 97B, p.136;  
Hagedorn R. — *CERN-71-12*, Geneva, 1971.
9. Eisner R.L. et al. — *Nucl. Phys.*, 1977, B123, p.361.
10. Louttit R. et al. — *Phys.Rev.*, 1961, 123, p.1465.
11. Армуглийски Д.А. и др. — *Сообщения ОИЯИ P1-85-220*, Дубна, 1985.
12. Iwe H., Okonov E. — *Phys.Lett.*, 1988, 215B, p.465.
13. Аникина М.Х. и др. — В сб.: *Краткие сообщения ОИЯИ, № 1 (34)-89*, Дубна, 1989.
14. Rafelski J., Müller B. — *Phys.Rev.Lett.*, 1982, 48, p.1066.
15. Йовчев К. и др. — В сб.: *Краткие сообщения ОИЯИ, № 7 (46)-90*, Дубна, 1990, с.27.
16. Anikina M. et al. — *Phys.Rev.*, C33, 1986, p.895.
17. Abbott T. et al. — *BNL-434-17*, Brookhaven, 1990.
18. Bombergen A. et al. — *Nucl.Phys.*, 1989, F.498, p.375.
19. Bartke J. et al. — *IKF-90-2*, 1990.
20. Brackmann R. et al. — *GSI-85-1*, 1985, p.66.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 мая 1991 года.