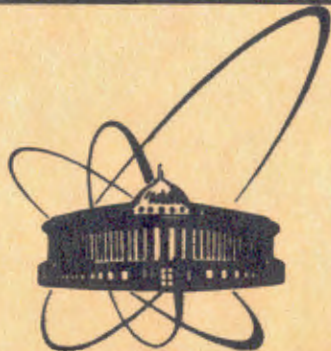


85-512



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-512

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО
КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
В 4П-ГЕОМЕТРИИ
Проект "СФЕРА"

1985

С.А.Аверичев, Г.С.Аверичев, Н.Г.Анищенко, А.М.Балдин,
 В.Д.Бертенев, Ю.Т.Борзунов, В.Я.Волков, Л.Б.Голованов,
 Ю.В.Гусаков, В.И.Дацков, Л.Г.Ефимов, Л.Я.Жильцова,
 П.И.Зарубин, В.М.Изъюров, В.И.Илющенко, И.Ф.Колпаков,
 О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, В.Л.Мазарский, А.И.Малахов,
 П.К.Маньяков, Е.Н.Матвеева, Е.А.Матюшевский, Г.Л.Мелкумов,
 А.А.Мозелев, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев, А.Н.Парфенов,
 В.Г.Перевозчиков, Т.Д.Пилипенко, С.Н.Пляшкевич, С.В.Рихвицкий,
 А.Е.Сеннер, В.А.Смирнов, В.С.Ставинский, В.В.Трофимов,
 А.Н.Хренов, Г.П.Цвинева, А.П.Цвинева, Э.Штрайт, Ю.А.Шишов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

О.Белеа, М.Пенця, М.Хорой.

Центральный институт физики СРР, Бухарест

В.К.Бондарев

Ленинградский университет

Н.Гиордэнеску, В.Греку

Бухарестский университет, СРР

И.Тучек, М.Шумбера

Институт ядерной физики ЧСАН, Прага

1. ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в 1986-1990 г.г. предполагается создать первую очередь спектрометра с координатными детекторами в геометрии, близкой к 4π -геометрии /установка $^{11}\text{CFE-RA}^{11}$ /, предназначенного для исследований релятивистских ядерных столкновений, идущих с большими передачами 4-скоростей, определяемыми критерием

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = 2 \cdot \left[\frac{(p_i \cdot p_k)}{m_i \cdot m_k} - 1 \right] \geq 5. \quad /1/$$

Здесь $p_{i,k}$ - 4 импульсы, $m_{i,k}$ - массы частиц, участвующих в реакции множественного рождения

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots \quad /2/$$

Физический смысл критерия /1/ состоит в том, что при достаточно больших относительных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в состав объекта (i), и кварками, входящими в состав объекта (k), ослабевает настолько, что его можно рассматривать по теории возмущений. В этой области нуклоны утрачивают свое значение как квазичастицы ядерной материи, и ядерное столкновение следует рассматривать на кварковом уровне. Параметр b_{ik} позволяет дать классификацию ядерных столкновений:

- а/ $b_{ik} \leq 0,1$ - протон-нейтронная область /нуклоны как квазисвободные частицы/;
- б/ $b_{ik} \geq 5$ - кварк-глюонная область /кварки как квазисвободные частицы/;
- в/ $0,1 \leq b_{ik} \leq 5$ - промежуточная область.

Из условия $b_{I,II} > 5$ для столкновений релятивистского ядра I с покоящимся ядром II имеем

$$\frac{(p_I \cdot p_{II})}{m_I \cdot m_{II}} = \frac{E_I}{A_I \cdot m_0} \geq 3,5$$

$m_0 = 931$ МэВ - атомная единица массы, A_I - атомный вес ядра I/. Энергия на нуклон $E_I/A_I \approx 3,5$ ГэВ соответствует началу предельной фрагментации ядер, и эта энергия как раз характерна для ядерных пучков, имеющих на синхрофазотроне ЛВЭ.

В экспериментах /1/ изучалась предельная фрагментация ядер в области $b_{II} > b_{I,II} > 5$, $1 \leq b_{II+1} \leq 15$. Наиболее подробно было исследовано образование π^+ - и K^+ -мезонов на ядрах /II/ под действием протонов /I/ с энергией 9 ГэВ или $b_{I,II} = 18$ под углами, близкими к 180° . Нижняя граница сечений, достигнутая в этих экспериментах, составляет $\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = 5 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2 \text{ ГэВ}^{-2} \text{ ср}^{-1}$. Особое внимание уделено области кинематики, запрещенной для одно-нуклонных столкновений /кумулятивный эффект/, т.к., согласно развешиваемым представлениям, эти данные свидетельствуют о существовании в ядрах мультикварковых конфигураций и сверхбыстрых кварков.

Исследование этой относительно узкой области кинематических переменных привело к обнаружению ряда важных свойств кварк-партоновых структурных функций ядер. Интерес к этим работам обусловлен не только установлением естественного предела справедливости протон-нейтронной модели ядра, но и несомненной связью обнаруженных явлений с квантовой хромодинамикой больших расстояний, построение которой составляет одну из центральных проблем современной теоретической физики.

Релятивистская ядерная физика находится в самом начале своего развития. ЛВЭ ОИЯИ в настоящее время располагает единственным в мире ускорителем, дающим ядерные пучки в области $b_{I,II} > 5$. В связи с этим создание на этих пучках универсального спектрометра, обладающего 4П-геометрией, позволит получить большой объем экспериментальной информации, представляющей принципиальную значимость для современной теории сильных взаимодействий.

С помощью установки "СФЕРА" в первую очередь будут решены следующие задачи:

1. Исследование реакций образования двух и более частиц /2/. Особый интерес представляет образование векторных частиц $/\rho, \omega, \phi/$ в кумулятивной области. Согласно существующей модели /2/, изучение зависимости сечения этих реакций от кумулятивного числа может дать серьезные аргументы в пользу возможности применения калибровочных теорий к ароматам. Возможен также поиск узких резонансов, обусловленных явлением скрытого цвета, состояний кварковой экзотики, резонансных мультикварковых систем и т.д.

Изучение этих реакций в области, где все $b_{ik} > 5$, даст возможность исследовать двух- и, возможно, трехчастичные кварк-партоновые структурные функции $G(x_1, p_{1\perp}, x_2, p_{2\perp})$ и т.д.

2. Изучение спиновых эффектов в реакциях с большими передачами. Как показывают исследования, например, на установке ЛВЭ БИС-2, Λ -частицы в реакции $p + \Lambda \rightarrow \Lambda + \dots$ в области $b_{II} = 50, b_{I,II} \approx b_{II+1} \approx 1$ обладают значительной поляризацией. Исследование спиновых эффектов даст очень критичные проверки

значительного числа моделей. Особого внимания заслуживает изучение обсуждаемых реакций в интенсивных пучках поляризованных и выстроенных дейтонов при $b_{ik} > 5$.

3. Исследование мюонных пар в области /1/ при столкновении релятивистских ядер дает принципиально новую информацию о распределении кварков в ядрах. Установка "СФЕРА" позволит также изучать адронное сопровождение мюонных пар.

2. ФИЗИЧЕСКОЕ И МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Интенсивность первичного пучка

Установка "СФЕРА" ориентирована на рекордные по энергии пучки ускоренных на синхрофазотроне ядер с интенсивностью $10^9 \div 10^{10}$ частиц в цикле при исследовании множественного рождения и до 10^{11} частиц в цикле при исследовании рождения мюонных пар.

Для оценок статистики отсчетов выберем элемент фазового объема $\Delta p/E$, а именно, интервал регистрируемых импульсов Δp и $\Delta(\cos\theta)$ из условия, чтобы величина дважды дифференциального сечения $E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega}$ изменялась на выбранном интервале переменных не более чем в 2 раза. Поскольку дифференциальное сечение, как это установлено в экспериментах на установке ЛВЭ ОИЯИ "ДИСК", пропорционально кварк-партоновой структурной функции ядра /1/

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} \sim 100 \exp(-X/0,14) \left[\frac{\text{mb}}{\text{ГэВ}^2} \right], \quad /3/$$

то оценку допустимых величин Δp и $\Delta(\cos\theta)$ можно найти из условия $\Delta X \leq 0,1$, где

$$X \approx \frac{p}{m_N} (1 - \cos\theta). \quad /4/$$

Таким образом, $\Delta p \leq \Delta X \frac{m_N}{1 - \cos\theta}$; $\Delta(\cos\theta) \leq \Delta X \frac{m_N}{p}$, и элемент

фазового объема не должен превышать величину

$$\frac{\Delta p}{E} \leq 2\pi m_N^2 \frac{1}{1 - \cos\theta} (\Delta X)^2 \approx \pi m_N^2 (\Delta X)^2. \quad /5/$$

Следовательно, интенсивность первичного пучка для получения одного отсчета (в предположении $\cos\theta \leq 0$) равна

$$I_0 = \frac{1}{\ell \left(\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} \right) \cdot \frac{\Delta p}{E}}$$

Если толщина мишени $l \sim 5 \text{ г/см}^2$, то для получения одного полезного отсчета при разных масштабных переменных необходима следующая интенсивность первичного пучка I_0 : $I_0 = 10^{10}$ при $X = 2,8$; $I_0 = 10^8$ при $X = 2,1$. Таким образом, экспериментальные исследования на 10 ядрах при статистике отсчетов $\sim 10^3$ для кумулятивного числа $X = 2,8$ требуют 10^{14} адронов в первичном пучке.

2.2. Выделение "двойного инклюзива" на фоне случайных совпадений "однократных инклюзивов" от разных первичных частиц

Важность для электронных установок, работающих в интенсивном первичном пучке, рассматриваемого явления отмечена впервые в работах ИТЭФ [3].

Сечение "двойного инклюзива" можно выразить через произведение сечений "однократных инклюзивов" и коррелятор R :

$$R = \frac{E_1 \cdot E_2 \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}}{(E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}) (E_2 \frac{d\sigma}{dp_2})} \cdot \sigma_{in} \quad /6/$$

величина которого по имеющимся на сегодняшний день экспериментальным данным заключена в пределах $1 \leq R \leq 2$. σ_{in} - неупругое сечение взаимодействия снаряда с мишенью. Случайные совпадения инклюзивов $N_1 = I_0 \cdot l \cdot E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}$ и $N_2 = I_0 \cdot l \cdot E_2 \frac{d\sigma}{dp_2}$

за разрешающее время $\tau(N_{1,2}^{cn} \sim 2\tau N_1 \cdot N_2)$, нормированные на "двойной инклюзив", равны

$$\frac{N_{1,2}^{cn}}{N_{1,2}} = 2\tau \left(\frac{dN_0}{dt} \right) \frac{l \cdot \sigma_{in}}{R} \quad /7/$$

где $N_{1,2} = I_0 \cdot l \cdot (E_1 \frac{d\sigma}{dp_1} \cdot E_2 \frac{d\sigma}{dp_2}) \frac{dp_1 dp_2}{E_1 E_2}$ и dN_0/dt - плотность

первичного пучка ($dN_0/dt = I_0/T$; I - интенсивность в цикле, T - эффективная длительность цикла).

Как видно из соотношения /7/, не снижая светимости установки, фон случайных совпадений от разных первичных частиц можно подавить только за счет "распределения" эффективной мишени (l) и восстановления с помощью координатных детекторов "вершины" взаимодействия. Если мишень имеет размеры X_0, Y_0, Z_0 , а точность восстановления "вершины" взаимодействия $\Delta X_0, \Delta Y_0, \Delta Z_0$, то случайные совпадения подавляются на фактор:

$$K = \frac{\Delta X_0 \cdot \Delta Y_0 \cdot \Delta Z_0}{X_0 Y_0 Z_0} \quad /8/$$

Для $\Delta X_0 = \Delta Y_0 = \Delta Z_0 = 5 \text{ мм}$, $X_0 \sim Y_0 \sim 50 \text{ мм}$ и $Z_0 \sim 200 \text{ мм}$
 $K = 2,5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, для разрешающего времени $0,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $l \sim 10 \text{ г/см}^2$ / $\sigma_{in} = 0,1$ /, интенсивности первичного пучка 10^{11} частиц в цикле отношение случайных совпадений к эффекту будет равно

$$\frac{N_{1,2}^{cn}}{N_{1,2}} = 2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-9} \cdot 7 \cdot 10^{11} \cdot 0,1 \cdot K = 70 \cdot K = 2\%$$

/множитель 7 учитывает высокочастотную структуру пучка/.

Скорость набора статистики "двойного инклюзива" определяется суммарным кумулятивным числом наблюдаемых частиц. Для двух частиц имеем

$$\frac{1}{A} \cdot E_1 \cdot E_2 \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} = R \cdot \sigma_{in} \cdot e^{-\frac{X_1 + X_2}{\langle X \rangle}}$$

$$N_{1,2} \cong I_0 (l \sigma_{in}) \cdot R \cdot e^{-\frac{(X_1 + X_2)}{\langle X \rangle}} (\Delta p/E)^2$$

где $\Delta p/E$, согласно соотношению /5/, равно $\sim \pi \cdot (\Delta X)^2$. Таким образом,

$$N_{1,2} = I_0 \cdot R \cdot e^{-\frac{(X_1 + X_2)}{\langle X \rangle}} \cdot (\Delta X)^2 \quad /9/$$

Следовательно, при $\Delta X \sim 0,1$ и $X_1 + X_2 = 2,8$ на один отсчет $N_{1,2}$ необходима интенсивность первичных частиц $I_0 \cong 4 \cdot 10^{12}$.

2.3. Интенсивность вторичных частиц

Наибольшие "загрузки" испытывают детекторы окружения мишени из-за большой множественности вторичных адронов, соответствующей в пределе "полному разрушению" ядра-мишени. Поскольку /например, для $Pb \sim 10 \text{ г/см}^2$ / $\sigma = 6 \cdot 10^{-2}$, то для средней множественности адронов /в основном, медленных протонов/ $\langle n \rangle = 8$ полная интенсивность вторичных частиц для первичного пучка $10^9 \div 10^{10}$ частиц в цикле составит $5 \cdot 10^8 \div 10^9$ /. Вводя порог регистрации /толщина мишени, вещество детекторов или дополнительные фильтры, не снижающие существенным образом точность восстановления "вер-

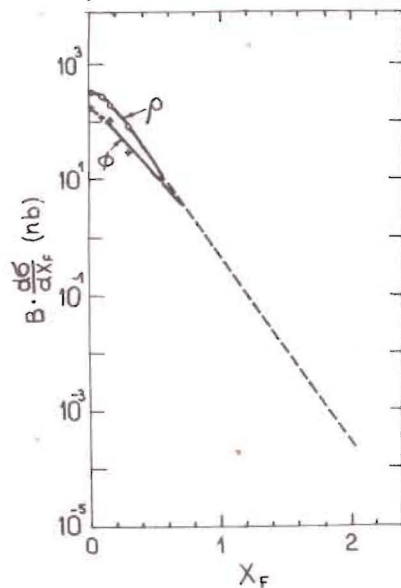
шины¹¹ взаимодействия/, можно снизить уровень интенсивности вторичных частиц примерно на порядок величины, т.е. до $5 \cdot 10^7 \div 10^8 / \text{с}^{-1}$.

В случае использования пропорциональных камер с шагом намотки 1 мм телесный угол, приходящийся на одну проволочку, равен $\Delta\Omega_i \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср. Таким образом, максимальная загрузка на одну проволочку составит $5 \cdot (10^7 \div 10^8) \cdot (\Delta\Omega_i / 4\pi) = 8(10^3 \div 10^4)$ част./с. Такой уровень является допустимым и, по-видимому, определяет максимальную интенсивность первичного пучка.

2.4. Регистрация мюонных пар

При исследовании сечений рождения мюонных пар в процессах фрагментации ускоренных ядер-снарядов / α , He, .../ детекторы фрагментации мишени в адронной постановке опыта будут регистрировать большие димюонные массы в области 2 ÷ 4 ГэВ для малых p_T и большие поперечные импульсы с небольшими массами $M_{\mu\mu} < 2$ ГэВ, а детекторы фрагментации снаряда - малые массы /меньше 2 ГэВ/ и малые поперечные импульсы (ниже 1 ГэВ/с).

Скорость набора статистики можно оценить на основе данных эксперимента ЦЕРН на NA-3 для рождения ρ - и ϕ - мезонов с модой распада $\mu^+ \mu^- /4/$. Пусть поперечный импульс рожденных ρ - и ϕ - мезонов ≥ 2 ГэВ/с. Результаты эксперимента для $X_F < 1$ показаны на рис.1. Пунктир на рисунке соответствует экстраполяции $e^{-X/0.14}$. Эта экстраполяция дает при $X = 1,5$ сечение порядка 10^{-2} нб, т.е. для интеграла от $X = 1,5$ имеем



$$\int_{x=1,5} \sigma(X) dX = 0,14 \cdot 10^{-2}$$

Следовательно, с мишенью $l \sim 1/\sigma_{in}$ /мб⁻¹/ на получение одного отсчета необходима первичная интенсивность $I_0 \sim 1000$ мб/:

$$I_0 \geq 10^3 \text{ мб} / 10^{-3} \text{ нб} = 10^{12}$$

По данным установки НА-3^{15/} распределение по поперечному импульсу описывается экспоненциальной зависимостью вида $e^{-3,5 \cdot p_T}$. Таким образом, статистика при $p_T > 1$ ГэВ/с

Рис.1. Данные эксперимента НА-3^{14/} для рождения ρ - и ϕ - мезонов с модой распада $\mu^+ \mu^-$. Пунктир соответствует экстраполяции $e^{-X/0,14}$.

будет набираться в $e^{3,5}$ раз быстрее, т.е. на один полезный отсчет необходима первичная интенсивность $I_0 \geq 10^{12} \cdot e^{-3,5} = 3,3 \cdot 10^{10}$.

2.5. Статистика для изучения поляризационных эффектов в кумулятивном рождении частиц

Поляризационные эффекты являются критическим тестом для выбора механизма взаимодействия. Однако четкие предсказания теории в настоящее время отсутствуют. Поэтому сейчас можно отметить только методические возможности исследований в этой области, а именно точности измерения азимутальных асимметрий в процессах кумулятивного типа. Многоканальность установки "СФЕРА" и методические возможности проверки аппаратурных асимметрий позволяют надеяться на то, что они могут быть сведены к минимуму.

Интенсивность первичного пучка ускоренных поляризационных ядер предполагается на уровне 10^9 в цикле, что при толщине мишени $l = 0,1 \cdot (1 \sigma_{in})$ дает возможность иметь 10^8 взаимодействий. Из них 10^{-2} событий соответствует событиям кумулятивного типа, 10^{-1} из которых соответствуют событиям с $p_T \cdot l$ ГэВ/с. Таким образом, "жестких" событий кумулятивного типа на установке "СФЕРА" можно иметь порядка 10^5 в цикле.

Итак, за 300 часов работы ускорителя в режиме облучения одного ядра A_{II} ускоренным ядром A_I будет набрана статистика:

1/ По инклюзивному рождению частиц при $X = 2,8 \cdot 10^6 (10^5)$ событий для каждой из частиц π^+ , π^- , K^+ , K^- , η^+ , ρ , ω , (ϕ, ψ) и т.д., если сечения рождения этих частиц подчиняются универсальной зависимости для кумулятивного рождения π -мезонов /В - вероятность данной моды распада/.

2/ Для исследования корреляций в парном рождении частиц, каждая из которых находится в фазовом объеме, определяемом $\Delta X = 0,1$, для интенсивности $10^9 - 10^{10}$ в цикле и $X_1 \cdot X_2 = 2,8 - 25 \cdot 250$ событий.

3/ Для событий кумулятивного типа / $X = 1,5$ / с рождением $\mu^+ \mu^-$ пар для $p_T = 1$ ГэВ/с - $3 \cdot 10^5$ событий, при этом статистика в 1 отсчет соответствует наблюдению массы $M_{\mu\mu} = 10$ ГэВ/с². Для $p_T = 2$ ГэВ/с - 10^4 событий.

4/ Для анализа азимутальных асимметрий при взаимодействии поляризованных ядер для $X = 1$ и $p_T = 1$ ГэВ/с - 10^{10} событий.

На основе набранного статистического материала можно будет сделать выводы:

а/ о зависимости кварк-партоновых структурных функций ядер от масштабной переменной, поперечного импульса, атомного веса фрагментирующего ядра в интервале переменных: $0,1 \leq X \leq 3,5$; $0 \leq p_T \leq 3,0$ ГэВ/с; $1 \leq A \leq 250$;

б/ о зависимости от этих переменных в тех же интервалах кварк-партоновой структурной функции ядра $G(X)$, определяющей сечение рождения векторных мезонов, в частности, вывод о том, не играет ли кумулятивное число роль меры интенсивности взаимодействия по аналогии с постоянной тонкой структуры в электродинамике, т.е. $d\sigma \sim X_V^2 G(X_{\pi, K, \dots})$;

в/ о динамике процессов множественной генерации частиц. На основе измерений коррелятора R , азимутальных корреляций при рождении частиц на легких (He) и тяжелых (Pb) ядрах можно будет выделить "элементарный акт", соответствующий локальному взаимодействию.

г/ о X -зависимости кварк-партоновых структурных функций ядер раздельно для валентных и морских кварков для кумулятивной и некумулятивной кинематики рождения мюонных пар. Эта уникальная возможность для адронных процессов основана на общепризнанном механизме генерации мюонных пар как процесса аннигиляции кварка и антикварка /представителя моря/. Варьируя изотопический состав фрагментирующих адронов /содержание протонов и нейтронов можно получить данные о X -распределении моря для "протона" и "нейтрона" раздельно.

3. АППАРАТУРА УСТАНОВКИ "СФЕРА"

Схема и снимок макета установки "СФЕРА" приведены на рис.2. Условно установку можно разделить на три части:

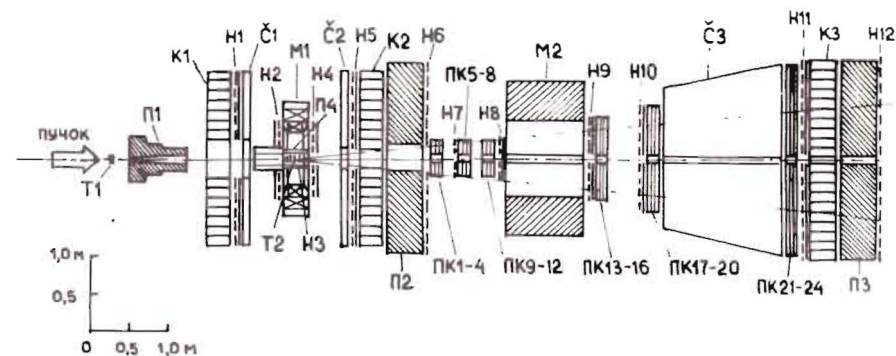
- а/ "центральный" детектор /детектор частиц фрагментации ядра-мишени/;
- б/ "передний" детектор /детектор частиц фрагментации ядра-снаряда/;
- в/ мишень для генерации димюонов с пучковым поглотителем Т1, П1/.

3.1. Структура детекторов установки

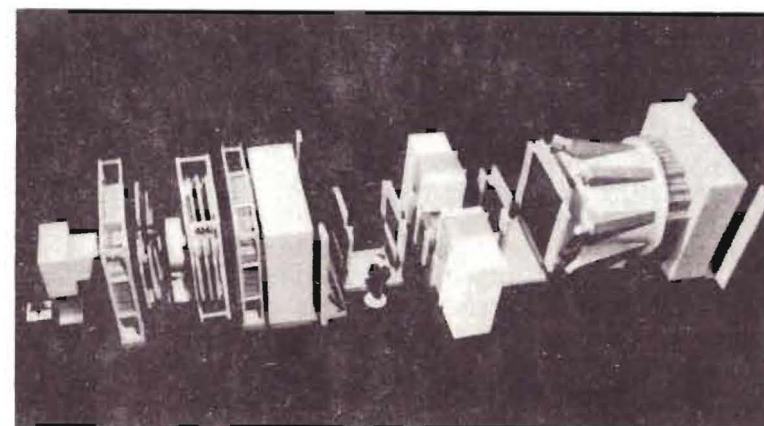
3.1.1. "Центральный" детектор

"Центральный" детектор предназначен для регистрации импульсов и углов вылета вторичных частиц фрагментации ядра-мишени в близкой к 4π геометрии, рожденных в распределенной мишени /Т2/, которая находится в центре магнита М1. Магнит М1 представляет собой короткий сверхпроводящий соленоид с магнитным полем в центре 4Т и вблизи обмотки 8Т.

Вторичные заряженные частицы, вылетающие из этой мишени в интервале углов $5^\circ < \theta < 150^\circ$, движутся в поле магнита, и их направления после выхода из мишени измеряются цилиндрическим двухкоординатным сцинтилляционным годоскопом окружения мишени



а/



б/

Рис.2. Схема и снимок установки "СФЕРА". Т1- мишень для генерации мюонных пар; П1 - пучковый поглотитель; К1, К2 и К3 - электромагнитные калориметры; Н1-Н12 - сцинтилляционные годоскопы; Щ1 и Щ2 - годоскопические черенковские счетчики; ПК1-ПК24 - многопроволочные пропорциональные камеры; М1 - сверхпроводящий соленоид; М2 - дипольный магнит; Т2 - распределенная ядерная мишень; П4 - поглотитель мягких вторичных частиц; П2, П3 - мюонные фильтры; Щ3 - газовый пороговый черенковский счетчик.

H3, а вне магнита - сцинтилляционными годоскопами H1, H2 и H4, H5, расположенными с обеих сторон магнита. Некоторые параметры сцинтилляционных годоскопов приведены в таблице. Годоскопы служат также для выработки триггера и измерения времени пролета вторичных частиц. Перед годоскопами H1 и H5 располагаются годоскопические черенковские счетчики с радиаторами из оргстекла /С1, С2/, предназначенные для отделения вторичных пионов и каонов от протонов в области импульсов $0,3 \div 2,0$ ГэВ/с. Наконец, для регистрации направлений и энергий электронов и гамма-квантов служат электромагнитные калориметры /K1, K2/, расположенные с обеих сторон от магнита M1 за последними сцинтилляционными годоскопами H1 и H5. Калориметры, конструкция которых аналогична описанной в '5', состоят из ячеек с поперечными размерами 200×200 мм² каждая, представляющих собой сэндвичи из свинца и сцинтиллятора, просматриваемого через смеситель спектра ФЭУ.

Для идентификации мюонов за электромагнитным калориметром K2 находится мюонный фильтр П2 из стали и сцинтилляционный годоскоп H6. Детекторы, упомянутые выше, имеют центральные отверстия для прохождения прямого пучка частиц, для вылетающих вперед вторичных частиц и для ввода пучкового поглотителя П1 при регистрации димюонов.

Между мишенью T2 и цилиндрическим сцинтилляционным годоскопом окружения мишени расположен поглотитель П4, задерживающий

мягкие вторичные частицы и снижающий тем самым загрузку счетчиков годоскопа.

3.1.2. "Передний" детектор

Детектор частиц переднего направления служит для регистрации импульсов и углов вылета частиц из распределенной мишени T2 в интервале малых углов /до 5° / с p_T до 1 ГэВ/с, а также детектирует мюонные пары при постановке димюонного эксперимента, вылетающие в переднем направлении. Этот детектор представляет собой магнитный спектрометр, состоящий из магнита M2 /диполь с магнитным полем $\sim 1,3$ Т/, спереди и сзади которого расположены пропорциональные камеры с шагом намотки сигнальных нитей 3 мм: 12 перед магнитом и 12 после магнита /ПК1-24/ /по 3X-, 3Y -плоскости и 3U-, 3V -плоскости/. Камеры сгруппированы в пакеты по 4, каждый из которых содержит X-, Y-, U-, V-плоскости. Непосредственно перед магнитом M2 и за ним расположены сцинтилляционные годоскопы H7-11, участвующие в формировании триггера и измерении времени пролета вторичных частиц. Между последней /ПК21-24/ и предпоследней /ПК17-20/ группами пропорциональных камер располагается газовый пороговый черенковский счетчик С3, служащий для выделения π -мезонов в продуктах реакций.

Завершает установку электромагнитный калориметр K3, служащий для регистрации электронов и гамма-квантов переднего направления, за которым следует мюонный фильтр П3 и сцинтилляционный годоскоп H12, идентифицирующие мюоны, вылетающие под небольшими углами к оси пучка.

Все элементы "переднего" детектора имеют центральные отверстия для пропускания первичного пучка. В центре магнита M2 расположен магнитный экран, экранирующий первичный пучок.

3.1.3. Мишень для генерации димюонов с пучковым поглотителем

Мишень T1 и поглотитель П1 расположены в передней части установки. Конфигурация этой системы определена с учетом противоречивых требований эксперимента¹⁷: малая длина, для того, чтобы сохранить большой акцептанс спектрометра к мюонным парам; сильное поглощение, чтобы уменьшить поток частиц через аппаратуру; наименьшее многократное кулоновское рассеяние, чтобы иметь достаточно хорошее разрешение димюонной массы.

Пучковой поглотитель выполнен из вольфрамового стержня длиной 1,1 м, который расположен внутри окружения из нержавеющей стали. Центральный поглотитель служит для поглощения жесткой компоненты адронного ливня вдоль оси пучка. Нержавеющая сталь выбрана из-за ее относительно хорошей поглощающей способности вместе с приемлемо низким многократным рассеянием для проникающих мюонов. При исследовании димюонных процессов мишень с поглотителем П1 вдвигается в отверстия детекторов, располо-

Таблица

Некоторые параметры сцинтилляционных годоскопов

Обозначение рис. 2	Размеры рабочей поверхности без учета отверстия, м ²	Размеры центрального отверстия, м ²	Число элементов	Кол-во слов	Общее кол. ФЭУ	Тип ФЭУ	Ширина элементов, мм
H1	2,0 x 2,0	0,6x0,6	128	2	256	ФЭУ-87	30
H2	1,0 x 1,0	0,4x0,4	32	2	128	ФЭУ-87	30
H3	0,2	$\varnothing = 0,13$	200	4	725	ФЭУ-60	2-4
H4	1,0 x 1,0	0,2x0,2	32	2	128	ФЭУ-87	30
H5	2,0 x 2,0	0,4x0,4	128	2	256	ФЭУ-87	30
H6	2,0 x 2,0	0,6x0,6	40	1	80	ФЭУ-30	100
H7	1,0 x 1,0	0,2x0,2	32	2	128	ФЭУ-87	30
H8	1,0 x 1,0	0,2x0,2	32	2	128	ФЭУ-87	30
H9	1,0 x 1,0	0,2x0,2	10	2	40	ФЭУ-30	100
H10	1,5 x 1,5	0,2x0,2	30	2	120	ФЭУ-30	100
H11	2,0 x 2,0	0,2x0,2	40	1	80	ФЭУ-30	100
H12	2,5 x 2,5	0,2x0,2	50	1	100	ФЭУ-30	100

Итого: 2169 (ФЭУ-87 - 1024,
ФЭУ-60 - 725,
ФЭУ-30 - 420)

женных слева от магнита M1. При этом мишень T2 и цилиндрический годоскоп H3 убираются.

Все свободное от детекторов пространство на пути первичного пучка заключается в ионопровод для уменьшения фоновой загрузки спектрометра от частиц, образующихся в результате взаимодействия пучковых частиц с молекулами воздуха.

3.2. Система регистрации и сбора данных

Аппаратуру регистрации и сбора экспериментальных данных предполагается выполнить в стандартах КАМАК и ФАСТБАС, а также в виде электронных устройств, расположенных непосредственно на пропорциональных камерах. Управление сбором данных будет осуществляться на первом этапе ЭВМ ЕС-1055М. Для увеличения скорости набора статистики, а также для контроля за качеством принимаемой информации и за состоянием всей системы предполагается использовать средства распределенной вычислительной мощности в виде специализированных процессоров, микропроцессоров и буферных запоминающих устройств. В спектрометре будет введена многоуровневая система отбора, которая поэтапно повышает коэффициент отбора путем усложнения от уровня к уровню процесса предварительной обработки данных за счет фильтрации неинформативных данных, поступающих с детекторов.

4. ПЕРВАЯ ОЧЕРЕДЬ УСТАНОВКИ "СФЕРА"

4.1. Объем аппаратуры первой очереди установки "СФЕРА"

Установка "СФЕРА" будет представлять собой сложный физический прибор, создание которого в полном объеме потребует большого количества как материальных, так и людских ресурсов. В связи с этим целесообразно осуществить реализацию проекта поэтапно. В состав аппаратуры первой очереди установки, которая будет создана в 1986 - 1990 г.г., войдут все элементы, описанные выше, кроме пропорциональных камер и электромагнитных калориметров.

На более позднем этапе будут добавлены недостающие элементы и ЭВМ ЕС-1055М заменена на более мощную.

4.1. Физическая программа для первой очереди установки "СФЕРА"

Первая очередь установки "СФЕРА" уступает окончательному варианту в следующих пунктах:

- а/ не регистрируются нейтральные частицы;
- б/ более низкая точность восстановления точки взаимодействия в мишени T1 из-за отсутствия пропорциональных камер;

в/ теряется информация о поперечных координатах X и Y в мишени T2 по той же причине, что в п. б/.

Таким образом, исследование реакций образования резонансов в кумулятивной области будет ограничено изучением нейтральных распадов типа $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$ и т.д.

Поскольку "секционирование" мишени T2 остается только по Z-координате, то коэффициент подавления случайных совпадений $K = \Delta Z/Z_0 = 5/200 = 2,5 \cdot 10^{-2}$. Это означает: $N_{1,2}/\text{случайные} = N_{1,2}/\text{эффект.}$, что требует снижения первичной интенсивности на порядок.

Изучение многочастичных кварк-партоновых структурных функций ядер $G(X_1, X_2, \dots, X_n)$ может быть проведено для меньших значений X_1, X_2, \dots . Ограничения, связанные с точностью определения аргументов структурной функции X_i из-за потери в точности определения импульсов, не являются принципиальными, т.к. точность определения импульсов с помощью сцинтилляционных годоскопов составляет $\sigma_{p/p} \sim 0,05p$ (ГэВ/с), что находится на уровне точности определения импульсов на установке "ДИСК". Разрешение по эффективной массе, как показывают оценки и проведенное моделирование на ЭВМ, достаточно для выделения и изучения кумулятивного рождения легких резонансов ρ, ϕ и т.д.

Первая очередь установки позволит решить традиционные для физики высоких энергий задачи: изучение множественного рождения заряженных частиц, их угловых и энергетических распределений и корреляционные явления.

Особого обоснования требует эксперимент по изучению рождения мюонных пар. На первом этапе эксперимента точность координаты вершины взаимодействия будет определяться разностным методом при работе с мишенью и без мишени и характеризуется размерами мишени, которая из условий опыта составляет несколько ядерных длин.

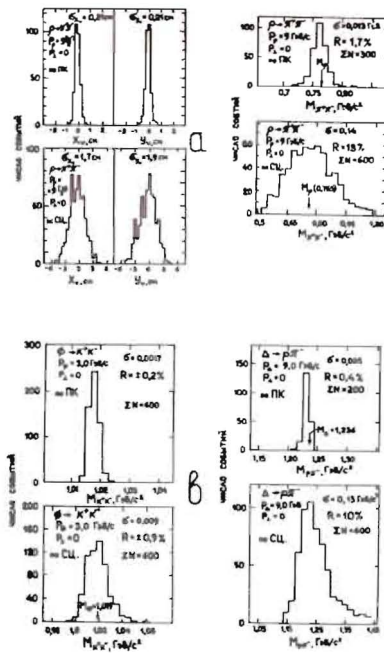
Первые специализированные экспериментальные установки^{18/}, предназначенные для изучения рождения прямых мюонных пар, не содержали координатных детекторов, однако решали поставленные задачи для $M_{\mu\mu} \leq 1$ ГэВ/с². В этих же экспериментах было показано, что сечение рождения мюонных пар не меняется с изменением первичной энергии от 30 до 400 ГэВ. Поскольку режим предельной фрагментации ядер наступает при энергии ~ 4 ГэВ/нуклон, то не следует ожидать сильного уменьшения величины сечения при наших энергиях. Более того, вклад в сечение рождения частиц, обусловленный образованием резонансов ρ, ϕ и т.д./, по-видимому, будет возрастать с уменьшением первичной энергии, так как уменьшается множественность рожденных пионов, обуславливающих фоновые процессы. Кроме того, имеется возможность уменьшить длину мишени.

Для поиска оптимальной конфигурации детекторов установки и определения ее разрешающей способности по основным параметрам

1. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
2. Baldin A.M., Gerasimov S.B. JINR, E2-11804, Dubna, 1978.
3. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, т.28, вып.6, с.12.
4. Badier J. et al. Phys.Lett., 1983, vol.122B, p.6.
5. Rapp P. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1981, 188, p.285.
6. Войчишин М.Н. и др. ОИЯИ, 13-84-161, Дубна, 1984.
7. Badier J. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1980, 175, p.319.
8. Morse W.M. et al. Phys.Rev.D, 1978, vol.18, No.9, p.3145.
9. Тахтамышев Г.Г. ОИЯИ, 1-80-640, Дубна, 1980.

Рис.3. Некоторые результаты моделирования с помощью программы /9/ ряда процессов, регистрируемых передним детектором установки "СФЕРА".

а/ Распределения координат вершины взаимодействия в мишени T2 для процесса $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ для случаев определения координат вторичных частиц по пропкамерам /верхний рис./ и по сцинтилляционным годоскопам. ρ^0 -мезон вылетает по направлению пучка частиц с импульсом 9 ГэВ/с; б/ распределения по эффективной массе $\pi^+ \pi^-$ для процесса $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ при тех же условиях, как на рис.3а; в/ и г/ распределения по эффективной массе $K^+ K^-$ для процесса $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$ ($p_\phi = 3$ ГэВ/с) и $r\pi^-$ для процесса $\Delta^0 \rightarrow r\pi^-$ ($p_\Delta = 9$ ГэВ/с).



рам было проведено моделирование на ЭВМ CDC-6500 ряда процессов: $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$, $\Delta^0 \rightarrow r\pi^-$ /9/. Разрешение установки определялось как для варианта с использованием пропорциональных камер, так и для варианта, в котором координаты заряженных частиц определялись только с помощью сцинтилляционных годоскопов.

На рис.3 для иллюстрации приведены распределения X_v и Y_v координат вершины взаимодействия в мишени /а/ и спектры эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ /б/ при исследовании процесса $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ для случая вылета ρ^0 -мезона с импульсом 9 ГэВ/с по направлению первичного пучка и регистрации π^+ и π^- передним детектором. Распределения X_v и Y_v -координат при регистрации распадов $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$ и $\Delta^0 \rightarrow r\pi^-$ ($\Delta^0 \rightarrow r^+ \pi^-$) аналогичны соответствующим распределениям для $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Разрешения по эффективной массе для случаев регистрации $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$ ($p_\phi = 3$ ГэВ/с) и $\Delta^0 \rightarrow r\pi^-$ ($p_\Delta = 9$ ГэВ/с) видны из рис.3в и 3г соответственно.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Г.Тахтамышеву за помощь, оказанную при адаптации моделирующей программы /9/ к условиям данного эксперимента, а также Б.А.Кулакову, В.Г.Гришину, В.А.Свиридову, А.В.Ефремову, С.А.Хорозову за ряд полезных обсуждений.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1985 года

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Аверчиев С.А. и др.
Исследование множественного кумулятивного рождения частиц в 4π -геометрии.
Проект "СФЕРА"

P1-85-512

Приводится физическое и методическое обоснование эксперимента на синхротроне ЛВЗ для исследования множественного кумулятивного рождения частиц с помощью магнитного спектрометра, обладающего геометрией, близкой к 4π . Обсуждаются первые задачи, которые предстоит решить на этом спектрометре: 1. Исследование реакций рождения двух и более частиц в области, соответствующей образованию резонансов, в частности, векторных частиц в кумулятивной области; 2. Изучение спиновых эффектов в реакциях с большими передачами; 3. Исследование мюонных пар при столкновении релятивистских ядер и изучение адронного сопровождения мюонных пар. Кратко описана предполагаемая схема спектрометра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Averichev S.A. et al.
Investigation of Multiple Particle Cumulative Production in 4π -Geometry

P1-85-512

Physical and methodical description of the experiment carried out on the High Energy Laboratory synchrotron for the investigation of multiple particle cumulative production by means of magnetic 4π -spectrometer is given. The main problems to be solved are discussed: 1) investigation the reactions of production of two and more particles in the region corresponding to the resonance production, in particular, the production of vector particles in cumulative region; 2) investigation of spin effects in transverse momentum reactions; 3) investigation of muon pair production at collision of relativistic nuclei and the study of muon pair hadron production.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985