

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-437

P1-96-437

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
 $\phi$ -МЕЗОНОВ НЕЙТРОНАМИ  
НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Сотрудничество ЭКСЧАРМ:

Дубна — Алма-Ата — Бухарест — Минск — Москва —  
София — Тбилиси

Направлено в журнал «Zeitschrift für Physik C, Particles and Fields»

1996

## ВВЕДЕНИЕ

В исследовании природы сильных взаимодействий важную роль играет изучение характеристик легких мезонов, которое ведется уже несколько десятилетий.

Особый интерес представляют исследования мезонов со скрытыми квантовыми числами (странность, очарование и т.д.). Получение новых данных о характеристиках таких мезонов позволит глубже понять процессы адрон-ядерных взаимодействий на кварковом уровне. В данной статье приведены экспериментальные данные по образованию  $\phi$ -мезонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях при энергиях серпуховского ускорителя с помощью установки ЭКСЧАРМ.

## УСТАНОВКА ЭКСЧАРМ

Установка ЭКСЧАРМ расположена в канале нейтральных частиц 5Н серпуховского ускорителя У-70. Нейтронный пучок канала образуется при взаимодействии циркулирующих в кольце ускорителя протонов с внутренней бериллиевой мишенью. Далее пучок формируется системой коллиматоров под углом  $\approx 0^\circ$  к падающим протонам. Примесь заряженных частиц отсеивается отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом (СП-129), который расположен в головной части экспериментальной зоны. Для подавления фона  $\gamma$ -квантов установлен свинцовый фильтр переменной толщины (от 0 до 20 см по пучку). Такая система обеспечивает интенсивность пучка до нескольких единиц  $\times 10^6$  нейтр/с.

Энергетический спектр нейтронов пучка (рис.1), восстановленный с помощью адронного калориметра [1], имеет максимум при  $\approx 58$  ГэВ.

А.Н.Алеев, В.П.Баландин, И.И.Евсиков, Н.С.Заикин, А.И.Зинченко,  
И.М.Иванченко, З.М.Иванченко, А.Ф.Камбурян, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко,  
Г.А.Квирикашвили, В.Д.Кекелидзе, Д.А.Кириллов, Ю.А.Кожевников,  
З.И.Коженкова, В.В.Кореньков, И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин,  
А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин, А.Ш.Мествиришвили, Н.А.Молоканова,  
А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прогулова,  
В.А.Сашии, А.Г.Скрипничук, В.Е.Симонов, Л.А.Слепец, В.Н.Спасков,  
Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев, А.С.Чвыров, П.З.Христов, И.П.Юдин,  
О.И.Юлдашев, М.Б.Юлдашева  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.П.Бугорский  
Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

А.А.Локтионов  
Институт физики высоких энергий АН РК, Алма-Ата, Казахстан

А.Брагадиреану, Л.Грозу, М.Илиеску, Т.Понга  
Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест, Румыния

С.П.Баранов, М.В.Белов, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов  
Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

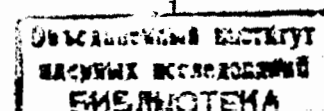
В.Й.Заячки  
Высший химико-технологический институт, София, Болгария

И.М.Гешков, С.Пиперов  
ИЯИЯЭ Болгарской академии наук, София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, М.В.Копадзе, Н.Л.Ломидзе,  
Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе  
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили  
Институт физики АН Республики Грузия, Тбилиси

А.С.Курилин  
Научно-исследовательский институт ядерных проблем  
Белорусского государственного университета, Минск



Установка ЭКСЧАРМ представляет собой магнитный спектрометр, который предназначен для изучения околопорогового рождения очарованных частиц и поиска экзотических состояний в адронных реакциях. Схема экспериментальной установки представлена на рис.2.

Расположение элементов установки описывается в правой ортогональной системе координат, начало которой совпадает с геометрическим центром межполюсного зазора магнита. Ось Z направлена вдоль оси пучка, а ось Y – вверх.

В состав установки входят:

- углеродная мишень Т толщиной 1,3 г/см<sup>2</sup> по пучку;
- анализирующий магнит СП-40А, который имеет апертуру 274×49см (магнит изменяет поперечную компоненту импульса заряженных частиц примерно на 0,5 ГэВ/с; система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности);
- система из 11 двух- и трехкоординатных многопроволочных пропорциональных камер ПК [2], расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом 60 × 100 см<sup>2</sup>, за магнитом – 100 × 200 см<sup>2</sup>);
- годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку (триггер);
- сцинтилляционные счетчики монитора нейтронного пучка Mn;
- адронный калориметр АК, используемый для восстановления энергетического спектра нейтронов в пучке.
- четырнадцатиканальный (МПГЧС-14) и тридцатидвухканальный (МПГЧС-32) пороговые газовые

черенковские счетчики [3, 4], используемые для идентификации заряженных частиц; МПГЧС-14 заполнен фреоном-12, МПГЧС-32 – воздухом, оба – при атмосферном давлении, что соответствует порогам регистрации заряженных частиц, приведенным в табл.1.

Таблица 1

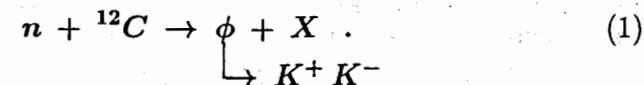
Счетчик	Газ	Пороги регистр. ,ГэВ/с			
		$\mu$	$\pi$	K	p
МПГЧС-14	Фреон-12	2,3	3,1	0,8	20,5
МПГЧС-32	Воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

Система запуска установки настроена на регистрацию событий, которые в конечном состоянии содержат четыре и более заряженные частицы, прошедшие через всю установку.

Система сбора данных выполнена в стандарте КАМАК. Для контроля за параметрами установки и сбора данных во время набора статистики применяется персональная ЭВМ IBM PC/AT - 386. Накопление данных ведется на устройстве Exabyte - 8500.

### ОТБОР И АНАЛИЗ СОБЫТИЙ

Поиск  $\phi$ -мезонов осуществлялся в инклюзивной реакции по их распадам на два каона:



События отбирались из  $\approx 118,5 \cdot 10^6$  исходных нейтрон – углеродных взаимодействий, зарегистрированных спектро-

метром в одном из сеансов эксперимента ЭКСЧАРМ, в соответствии с требованиями:

- события должны содержать не менее одной положительно и одной отрицательно заряженной частицы, которые рассматриваются как кандидаты в каоны;
- минимальное расстояние между восстановленными траекториями пар частиц не должно превышать  $3\delta$ , где  $\delta \simeq 1,5$  мм – экспериментальное разрешение по этой величине.

Для подавления фона в спектре эффективных масс системы  $K^+K^-$  исключались комбинации, продольная составляющая импульса которых  $P_l < 8$  ГэВ/с. При этом частицы, входящие в оставшиеся комбинации, как правило, имеют импульсы выше порога идентификации пиона, что позволяет идентифицировать их с помощью черенковских счетчиков. Ограничение по продольному импульсу комбинации  $P_l < 8$  ГэВ/с соответствует нижней границе по переменной Фейнмана  $X_f = 0,1$ <sup>1</sup>.

Для идентификации заряженных частиц использовалась информация, полученная от МПГЧС-14 и МПГЧС-32. Для каждой заряженной частицы рассчитывалась относительная вероятность их идентификации (т.н. "вес") с определенным типом адрона –  $W(i)$ , где  $i = \pi^\pm, K^\pm$  или  $p/\bar{p}$ .

Сравнивались зарегистрированные сигналы от обоих черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что заряженные частицы соответствуют указанным типам. Определяемые  $W(i)$  нормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы  $W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3$ . При этом величина

<sup>1</sup>Нижняя граница по  $X_f$  определялась максимально возможным значением импульса нейтрона в СЦМ нейтрона пучка и нуклона мишени (в лаб. системе 70 ГэВ/с) и минимальным значением продольного импульса  $\phi$ -мезона в той же системе (в лаб. системе 8 ГэВ/с).

$W(i) = 3$  означает 100 % вероятность идентификации, а  $W(i) = 1$  – полную неопределенность типа частицы. Причиной этой неопределенности является малый, ниже порога регистрации пиона, импульс частицы или попадание черенковского излучения от нескольких частиц одновременно в один и тот же канал черенковского счетчика.

Для подавления фона в спектре эффективных масс определялись ограничения на  $W(K^\pm)$ . На рис.3 представлены величины отношения сигнал/фон и потери сигнала (в относительных единицах) в зависимости от ограничения на  $W(K^\pm)$ . На основе этих результатов выбрано оптимальное ограничение

$$W(K^\pm) \geq 1,4,$$

так как при этом достигается сильное подавление фона при относительно небольшой потере сигнала.

Для уменьшения числа фоновых комбинаций эффективная масса  $M(K^+K^-)$ , рассчитанная для пары частиц в предположении, что они являются каонами, ограничивалась сверху:

$$M(K^+K^-) \leq 1,2 \text{ ГэВ}/c^2.$$

На рис.4 представлен спектр эффективных масс  $M(K^+K^-)$ . На этом рисунке в области табличного значения массы  $\phi$ -мезона [5] четко выделяется сигнал.

Параметры сигнала были определены в результате аппроксимации спектра функцией Брейта – Вигнера ( $Bw$ ), скорректированной гауссовой функцией разрешения спектрометра в области массы  $\phi$ -мезона путем интегрирования. Такая функция фитирования имеет следующий вид:

$$B\bar{W}(M) = \int G(m) Bw(m) dm . \quad (2)$$

При этом функции Брейта-Вигнера и Гаусса были параметризованы следующим образом:

$$Bw(m) = \frac{mM_0\Gamma}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2}, \quad (3)$$

$$G(m) = \exp\left(-\frac{(m - M_0)^2}{2\delta^2}\right), \quad (4)$$

где

$\Gamma$ —ширина сигнала;

$M_0$ —среднее значение эффективной массы  $M(K^+K^-)$  для сигнала;

$\delta$ —значение разрешения спектрометра в области массы  $\phi$ -мезона, рассчитанное методом Монте-Карло и равное  $1,7 \pm 0,3$  МэВ/с<sup>2</sup>.

Фон аппроксимировался выражением

$$BG(m) = A + B(m^2 - M_{th}^2)^{1/2} + Cm, \quad (5)$$

где

$$M_{th} = m_{K^+} + m_{K^-}. \quad (6)$$

Эта формула была выбрана из предположения гладкости спектра масс для фона. Она хорошо согласуется со спектром в области масс вне сигнала.

В результате аппроксимации были получены следующие значения для массы  $M_0$  и ширины сигнала  $\Gamma$ :

$$M_0 = (1019,5 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma = (4,5 \pm 0,1) \text{ МэВ}/c^2.$$

Полученные значения в пределах погрешностей хорошо согласуются с табличными [5]. Это дает основание утверждать, что наблюдаемый сигнал соответствует  $\phi$ -мезону.

Было выделено  $60350 \pm 650$  комбинаций, соответствующих  $\phi$ -мезонам, над фоном 162000 комбинаций.

Для исследования инвариантных дифференциальных сечений  $\phi$ -мезонов применялась стандартная параметризация [13]:

$$E^* \frac{d^2\sigma}{dX_f dP_t^2} \sim \ln \frac{E}{E_0} (1 - X_f)^n e^{-bP_t^2}, \quad (7)$$

где  $X_f$  - переменная Фейнмана,  $P_t$  - поперечный импульс и  $E^*$  - энергия  $\phi$ -мезона в СЦМ нейтрона пучка и нуклона мишени.

Для восстановления импульсных спектров  $P_t$  и  $P_t^2$  зарегистрированных  $\phi$ -мезонов были построены соответствующие спектры для событий из области сигнала  $\phi$ -мезона (рис.4):

$$1,011 < M(K^+K^-) < 1,028 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (8)$$

и спектры по тем же переменным для фоновых событий из соседних интервалов эффективных масс:

$$0,994 < M(K^+K^-) < 1,011 \text{ ГэВ}/c^2, \quad (9)$$

$$1,028 < M(K^+K^-) < 1,045 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (10)$$

В гистограмму, соответствующую спектру фоновых событий, попадали события, которым присваивался вес

$$N = n_{in} / (n_l + n_r),$$

где

$n_{in}$  - число фоновых комбинаций в области масс сигнала (8);

$n_l$  и  $n_r$  - число фоновых комбинаций в областях (9) и (10) соответственно.

Такое распределение поканально вычиталось из гистограммы, построенной для области сигнала.

Для определения спектра  $P_t^2$  рожденных  $\phi$ -мезонов полученный экспериментальный спектр был скорректирован на соответствующую эффективность регистрации  $\phi$ -мезонов. Полученные таким образом гистограммы представляют спектры  $P_l$  и  $P_t^2$ . Они, а также спектры моделированных событий представлены на рис.5.

Параметры  $n$  и  $b$  определялись путем аппроксимации распределений  $P_l$  и  $P_t^2$ . Для этого моделировалось инклюзивное образование  $\phi$ -мезонов в соответствии с параметризацией (7).

Показатель  $n$  в (7) определялся итерационным способом, из сопоставления экспериментального и моделированного спектров  $P_l$ . Значение  $n$  варьировалось в широких пределах, для каждого из которых вычислялась величина  $\chi^2$ , характеризующая согласие этих спектров.

Получено следующее значение  $n$ , соответствующее величине  $\chi^2 \approx 1$ :

$$n = 5, 0_{-0,5}^{+0,2}$$

Показатель  $b$  в (7) определялся в результате аппроксимации скорректированного спектра  $P_t^2$  экспоненциальной функцией вида:

$$f(P_t^2) = A e^{-bP_t^2},$$

где  $A$  – нормировочный коэффициент.

В результате было получено следующее значение:

$$b = (2, 8 \pm 0, 2) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}.$$

В табл. 2 приведено сравнение значений параметров  $n$  и  $b$ , полученных в данном и других экспериментах. Показатель  $n$  хорошо согласуется со значением  $n \approx 4 \div 5$  в области

$X_f > 0, 1 \div 0, 15$ . Полученное значение также хорошо согласуется с предсказанием правила кваркового счета [20]  $n = 5$  для  $\phi$ -мезона.

Спектр  $P_t^2$  хорошо описывается экспоненциальной функцией с параметром наклона  $b \approx 3 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ , независимо от энергии и типа пучка.

Таблица 2

Реакция, импульс, $X_f$ интервал	$n$	$b, \text{(ГэВ/с)}^{-2}$
$nC, 20 - 70 \text{ ГэВ/с}, X_f > 0, 1$	$5, 0_{-0,5}^{+0,2}$	$2, 8 \pm 0, 2$
$np, 30-70 \text{ ГэВ/с}, X_f > 0, 1$ [10]	$4, 28 \pm 0, 42$	$3, 02 \pm 0, 55$
$pBe, 70 \text{ ГэВ/с}, X_f > 0, 41$ [16]	$6, 0 \pm 1, 7$	$2, 4 \pm 0, 7$
$pp, 93 \text{ ГэВ/с}, 0, 2 > X_f > 0, 1$ [15]	—	$3, 34 \pm 0, 57$
$pBe, 100 \text{ ГэВ/с}, 0, 22 > X_f > 0, 14$ [17]	—	$3, 18 \pm 0, 33$
$pBe, 120 \text{ ГэВ/с}, 0, 45 > X_f > 0, 0$ [13]	—	$3, 0 \pm 0, 1$
$pBe, 150 \text{ ГэВ/с}, X_f > 0, 15$ [18]	$4, 06 \pm 0, 40$	—

Для вычисления сечения образования  $\phi$ -мезонов была рассчитана полная эффективность их регистрации  $\epsilon$ , которая может быть представлена как произведение парциальных эффективностей:

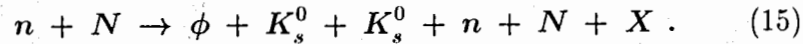
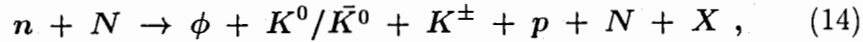
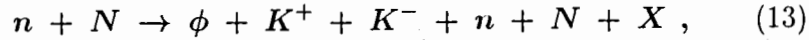
$$\epsilon = \epsilon_g \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_{cut} \quad (11)$$

где  $\epsilon_g$  – геометрическая эффективность регистрации  $\phi$ -мезонов,  $\epsilon_t$  – эффективность срабатывания системы запуска установки (триггера),  $\epsilon_r$  – эффективность алгоритма реконструкции события,  $\epsilon_{cut}$  – эффективность, связанная с отбором событий в соответствии с применяемыми ограничениями.

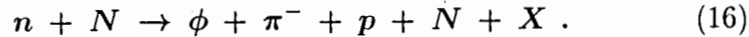
Как отмечалось выше, система запуска установки была нацелена на регистрацию четырех и более заряженных частиц. Так как изучался канал распада  $\phi$ -мезона на две заряженные частицы, то для его обнаружения необходимо

зарегистрировать не менее двух дополнительных частиц. Поэтому наибольшая систематическая погрешность оценки эффективности регистрации связана с расчетом  $\epsilon_t$ .

Так как  $\phi$ -мезон в большинстве случаев рождается в сопровождении странных частиц [6, 7, 8], то для определения  $\epsilon_t$  моделировались реакции рождения  $\phi$ -мезонов с различными странными частицами:



Для учета вклада реакций образования  $\phi$ -мезонов в сопровождении частиц без странности моделировалась также реакция:



Частицы в минимальном наборе сопровождения разыгрывались равномерно по фазовому объему, а X — неизвестная система частиц, которая моделировалась в рамках модели JETSET.

Полученные значения  $\epsilon_t$ , а также полные эффективности  $\epsilon$  для каждой из рассмотренных реакций приведены в табл.3.

Таблица 3

Реакция	$\epsilon_t$	$\epsilon$ %
(12)	$0,214 \pm 0,006$	$0,96 \pm 0,05$
(13)	$0,110 \pm 0,001$	$1,05 \pm 0,03$
(14)	$0,240 \pm 0,002$	$1,04 \pm 0,05$
(15)	$0,220 \pm 0,001$	$0,95 \pm 0,05$
(16)	$0,155 \pm 0,002$	$1,02 \pm 0,04$

При вычислении полной эффективности регистрации  $\phi$ -мезонов учитывалась изотопическая инвариантность образования заряженных и нейтральных каонов, позволившая оценить вклад реакций (13)-(15). Доля процесса (12) среди всех рассмотренных реакций определялась из существующих данных [9] о парциальных сечениях процессов с образованием  $K_s^0 K_s^0$  и  $K_s^0 \Lambda_s^0$  (в сопровождении одного идентифицированного нуклона). Возможные систематические ошибки определялись как предельно допустимые отношения парциальных сечений систем  $K_s^0 K_s^0$  и  $K_s^0 \Lambda_s^0$ .

С учетом вышесказанного было определено значение полной эффективности  $\phi$ -мезонов в сопровождении странных частиц

$$\epsilon^s = (1,01 \pm 0,05(\text{стат.}) \pm 0,04(\text{сист.}))\%.$$

Для оценки доли реакций образования  $\phi$ -мезонов без странных частиц использовались данные эксперимента ACCMOR [7], в соответствии с которым  $(74 \pm 15)\%$   $\phi$ -мезонов рождается в сопровождении странных частиц. С учетом этого была определена полная эффективность, которая в области  $X_f > 0,1$  составила:

$$\epsilon = (1,02 \pm 0,05(\text{стат.}) \pm 0,04(\text{сист.}))\%. \quad (17)$$

Вклад процесса (16) в систематическую погрешность оценки эффективности регистрации не велик и не меняет значение ошибки.

Сечение инклюзивного образования  $\phi$ -мезонов было рассчитано в соответствии с выражением:

$$\sigma Br = \frac{N_s A_C}{M n N_a S \epsilon}, \quad (18)$$

где

$$Br(\phi \rightarrow K^+K^-) = 0,491 \pm 0,009 ;$$

$N_s$  – число зарегистрированных комбинаций  $K^+K^-$  ;

$A_C$  – атомный номер мишени;

$Mn$  – поток нейтронов, прошедший через мишень,

$$(Mn = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{11});$$

$N_a$  – число Авогадро;

$S$  – толщина мишени;

$\epsilon$  – полная эффективность регистрации  $\phi$ -мезонов в области  $X_f > 0,1$ . (17)

Для области  $X_f > 0,1$  было получено:

$$\sigma/A = (1,1 \pm 0,22(\text{стат.}) \pm 0,04(\text{сист.})) \text{ мб/ядро углерода.}$$

Для пересчета этой величины к величине сечения на нуклон использовалась линейная  $A$ -зависимость:

$$\sigma = (92 \pm 20(\text{стат.}) \pm 3(\text{сист.})) \text{ мкб.}$$

В результате экстраполяции в полную кинематическую область по  $X_f$  ( $-1 \leq X_f \leq 1$ ) в рамках используемой параметризации (7) и с учетом полной эффективности регистрации  $\phi$ -мезона (17) было получено следующее значение:

$$\sigma = (276 \pm 60(\text{стат.}) \pm 9(\text{сист.})) \text{ мкб.}$$

Систематическая ошибка не содержит погрешность экстраполяции, так как она пренебрежимо мала.

На рис.6 представлено сравнение величин инклюзивного сечения рождения  $\phi$ -мезонов в протонных и нейтронных пучках при различных энергиях, полученных в разных экспериментах.

## ВЫВОДЫ

1. Наблюдалось инклюзивное образование  $\phi$ -мезонов в  $nC$ -взаимодействиях с помощью установки ЭКСЧАРМ при энергиях налетающих нейтронов 20–70 ГэВ/с.

Определены значения массы ( $M$ ) и ширины ( $\Gamma$ )  $\phi$ -мезона:

$$M = (1019,5 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = (4,5 \pm 0,1) \text{ МэВ}/c^2.$$

2. Получено сечение инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов в области  $X_f > 0,1$ :

$$\sigma = (92 \pm 20(\text{стат.}) \pm 3(\text{сист.})) \text{ мкб/нуклон,}$$

которое хорошо согласуется с сечением, полученным в  $pp$ -взаимодействиях при энергиях серпуховского ускорителя [10].

3. Модельно – зависимая экстраполяция в полную кинематическую область дала значение для сечения:

$$\sigma = (276 \pm 60(\text{стат.}) \pm 9(\text{сист.})) \text{ мкб/нуклон.}$$

С ростом энергии сечение инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов изменяется от  $(158 \pm 35)$  мкб при  $\sqrt{S} = 6,8$  ГэВ [11] до  $(1300 \pm 350)$  мкб при  $\sqrt{S} = 52,5$  ГэВ [12]. Сечение, полученное в данной работе, хорошо согласуется с этим ростом.

Измеренные характеристики инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов хорошо согласуются с мировыми значениями и указывают на одинаковые глобальные свойства  $\phi$ -мезонов, рожденных в протонных и нейтронных пучках.



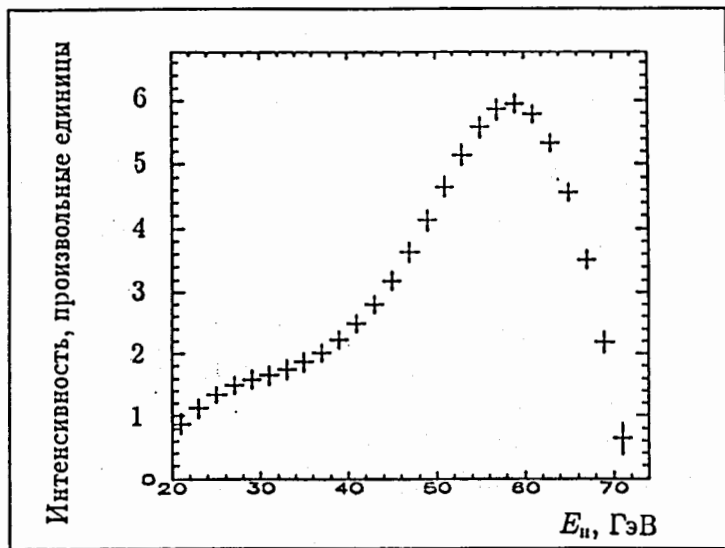


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов пучка

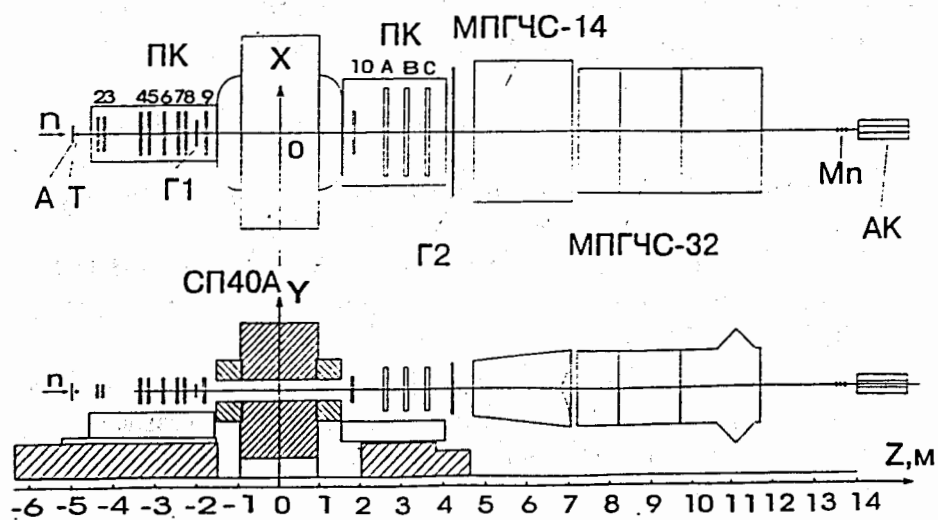


Рис.2. Схема расположения детекторов спектрометра ЭКСЧАРМ

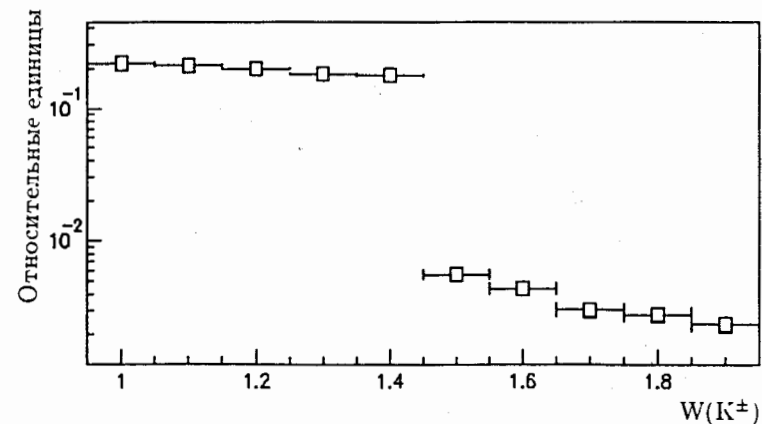
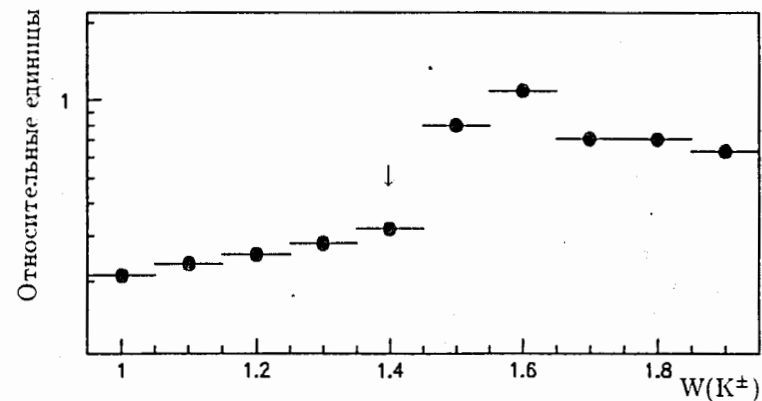


Рис.3. Отношение сигнал/фон (верхний рисунок) и величина сигнала (нижний рисунок) в зависимости от ограничения на веса  $W(K^\pm)$

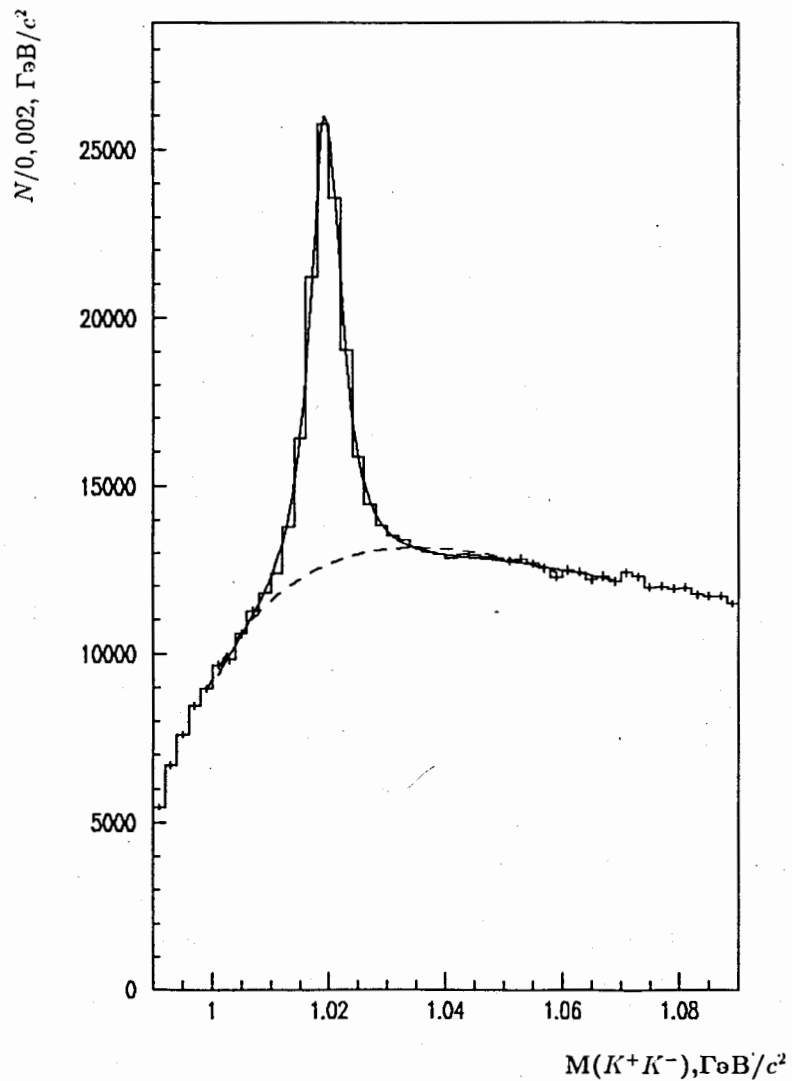


Рис.4. Спектр эффективных масс  $K^+K^-$

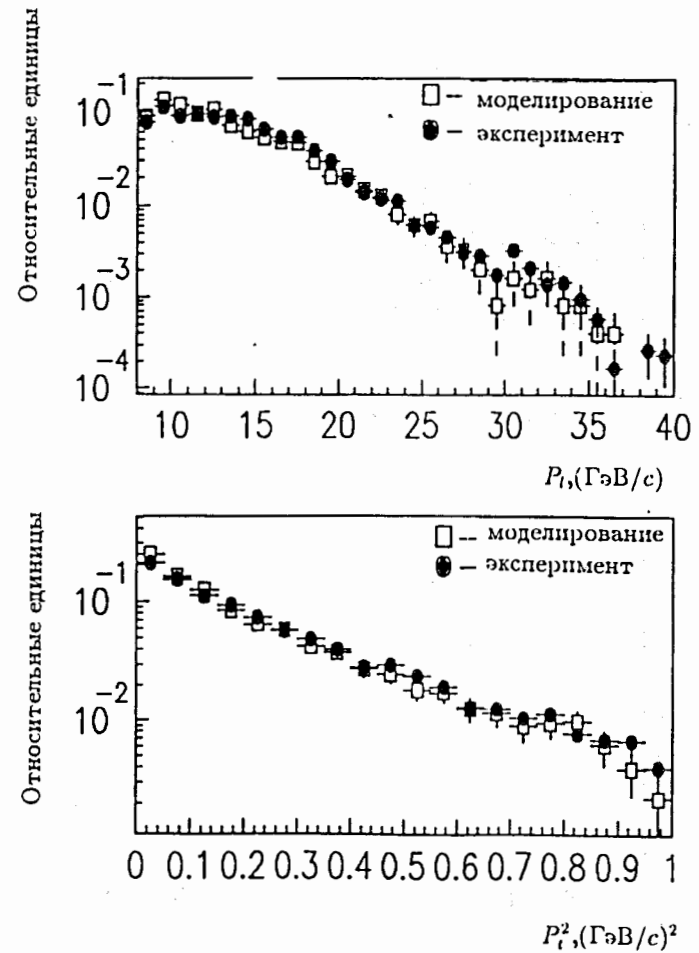


Рис.5. Восстановленные спектры по  $P_1$  и  $P_1^2$  для зарегистрированных в эксперименте и моделированных  $\phi$ -мезонов

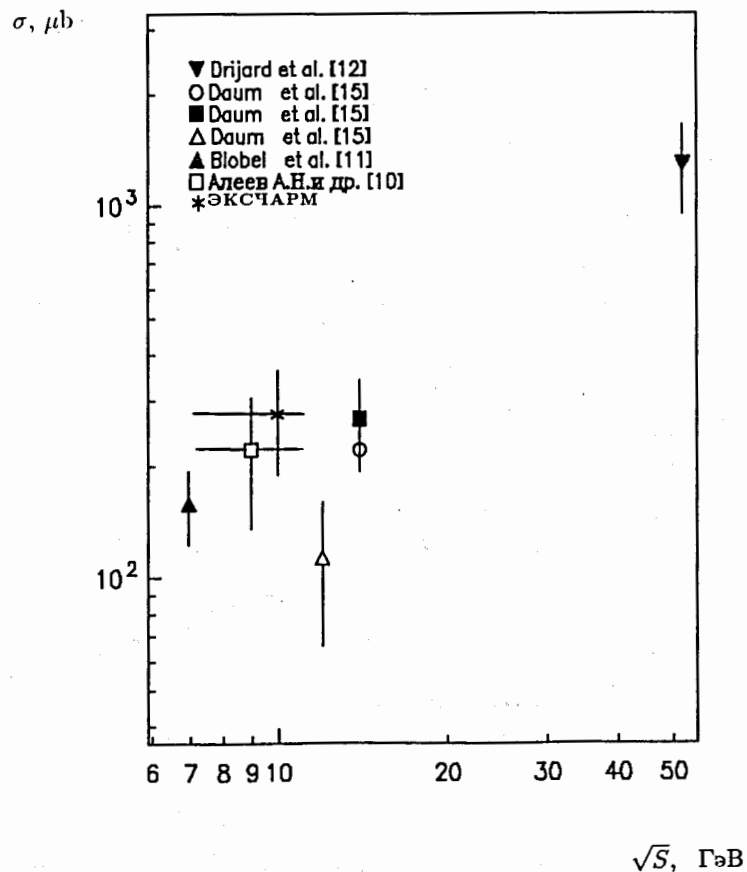


Рис.6. Инклюзивные сечения рождения  $\phi$ -мезонов в пучках протонов и нейтронов

Авторы благодарят А.А.Логунова, И.А.Савина, А.Н.Сисакяна, Н.Е.Тюрина, Р.Г.Позе и И.В.Пузынина за поддержку этих исследований.

Работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (гранты: 93-02-03987, 93-02-03989, 95-01-00736, 95-01-00737, 96-02-18734 и 96-07-89190).

### Литература

- [1] Алеев.А.Н. и др. – ОИЯИ, Р13-94-312, Дубна, 1994.
- [2] Алеев.А.Н. и др. – ОИЯИ, Р13-94-124, Дубна, 1994.
- [3] Алеев.А.Н. и др. – ОИЯИ, Р13-94-520. Дубна, 1994.
- [4] Войчишин.М.Н. и др. – ПТЭ, 1985, N3, стр.71.
- [5] Review of particle properties. – Phys. Rev., D50, N3, 1994.
- [6] Aleev A.N. et al. – PHE, 91-02, Zeuten, Germany, 1991.
- [7] Daum.C. et al. – Phys.Lett., 1981, B98, p.313.
- [8] Сотрудничество LBES – EHS – Ядерная Физика, т.54, стр.967, 1991.
- [9] Боголюбский М.Ю. и др. – Ядерная Физика, т. 50, стр. 683, 1989.
- [10] Алеев.А.Н. и др. – ОИЯИ, Д1 – 89 – 345, Дубна, 1989.
- [11] Blobel et al. – Phys.Lett., 1975, B59, p.88.
- [12] Drijard et al.– Z.Phys., 1981, C9, p.293.
- [13] Dijkstra.H. et al. – Z.Phys., 1986, C31, p.375.
- [14] Dijkstra.H. et al. – Z.Phys., 1986, C31, p.391.

- [15] Daum.C. et al. – Nucl. Phys., 1981, B186, p.205.  
 [16] Antipov Yu.M. et al. – Phys. Lett., 1982, B110, p.326.  
 [17] Daum.C. et al. – Z. Phys., 1983, C18, p.1.  
 [18] Anderson et al. – Phys. Rev. Lett., 37(1976), 799.  
 [19] Камбурян.А.Ф. и др. – ОИЯИ, P13-93-362, Дубна, 1993.  
 [20] Brodsky S.J. et al.– Phys. Rev., 1978 v.D17, p.848; Gunion J.F. et al.– Phys.Lett., 11978, v.88B, p.150.

Алеев А.Н. и др.

P1-96-437

Исследование инклюзивного образования  $\phi$ -мезонов нейтронами на серпуховском ускорителе

Проведены исследования инклюзивного образования  $\phi$ -мезонов с помощью установки ЭКСЧАРМ на серпуховском ускорителе в пучке нейтронов со средним импульсом  $\approx 50$  ГэВ/с. Поиск  $\phi$ -мезонов осуществлялся по их распадам на два заряженных каона  $K^+$  и  $K^-$ . Измерено сечение инклюзивного образования  $\phi$ -мезонов в области  $X_f > 0,1$ , которое составило  $92 \pm 20$  (стат.)  $\pm$  (3 сист.) мкб/нуклон. Экстраполяция сечения в полную кинематическую область дала следующий результат:  $276 \pm 60$  (стат.)  $\pm$  (9 сист.) мкб/нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

P1-96-437

Investigation of  $\phi$ -Meson Inclusive Production by Neutrons on the Serpukhov Accelerator

An inclusive  $\phi$ -meson production was investigated in a neutron beam with a mean momentum of  $\approx 50$  GeV/c with the EXCHARM spectrometer at the Serpukhov accelerator. The  $\phi$ -mesons were detected by their decays into two charged kaons  $K^+$  and  $K^-$ . The cross section of inclusive  $\phi$ -meson production in the region  $X_f > 0,1$  was found to be  $92 \pm 20$  (stat.)  $\pm$  (3 syst.)  $\mu$ bn/nucleon. After extrapolation in the full kinematical region the cross section of inclusive  $\phi$ -meson production was found to be  $276 \pm 60$  (stat.)  $\pm$  (9 syst.)  $\mu$ bn/nucleon.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996