

T-506

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 8366

ТОДОРОВ  
Петр Тодоров

СПЕКТР  $K^0$ -МЕЗОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В ОПЫТАХ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ КАОНОВ

Специальность 01-04-01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук  
старший научный сотрудник М.Ф.Лихачёв.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник Д.А.Будагов,  
кандидат физико-математических наук  
старший научный сотрудник В.Г.Гришин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт АН СССР им. П.Н.Лебедева  
(Лаборатория фотомезонных процессов, Москва).

Автореферат разослан " " 1974 г.

Защита диссертации состоится " " 197 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких  
энергий Объединенного института ядерных исследований,  
г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-матема-  
тических наук

М.Ф.Лихачев

1 - 8366

ТОДОРОВ  
Петр Тодоров

СПЕКТР  $K^0$ -МЕЗОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В ОПЫТАХ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ КАОНОВ

Специальность 01-04-01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В проведенном на серпуховском ускорителе эксперименте по трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  - мезонов на протонах /I-4/ использовался пучок  $K_L^0$  - мезонов, рожденных на внутренней мишени ускорителя. Знание импульсного спектра и монитора являлось важным условием для получения физических результатов при изучении этого процесса. Основной целью эксперимента являлось измерение и исследование энергетического поведения разности амплитуд упругого рассеяния вперед  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на протонах, конкретнее, модуля и фазы разности амплитуд рассеяния:

$$f^{\circ}(p) - \bar{f}^{\circ}(p) \equiv |f^{\circ}(p) - \bar{f}^{\circ}(p)| \exp\{i \arg(f^{\circ}(p) - \bar{f}^{\circ}(p))\}, \quad (I)$$

где  $f^{\circ}(p)$  и  $\bar{f}^{\circ}(p)$  - амплитуды упругого рассеяния вперед  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$  - мезонов на ядрах мишени-регенератора при данном  $p$  - импульсе  $K^0$ - мезонов.

Введем следующие обозначения:

$S(p)$  - импульсный спектр падающих  $K_L^0$  - мезонов;

$M$  - монитор ( число прошедших сквозь мишень  $K_L^0$  - мезонов);

$\mathcal{E}(p, t)$  - эффективность установки к регистрации  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  распадов;

$\sigma_t$  - полное сечение рассеяния  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ - мезонов;

$k = p/\hbar$  - волновое число  $K^0$  - мезона;

$L$  - длина регенератора;

$\Lambda_S = c\beta\gamma\epsilon_S$  - распадная длина  $K^0$  - мезона;

$N$  - плотность рассеивающих центров;

$\Delta m = \frac{(m_L - m_S)c^2}{\hbar}$  - разность масс  $K_L^0$  -  $K_S^0$  - мезонов, выраженная в обратных единицах времени;

$\Gamma_{S(L)} = \frac{1}{\tau_{S(L)}}$  величины, обратные временам жизни  $K_S^0$  ( $K_L^0$ ) - мезонов;

$\Gamma_{S+}$  - парциальная ширина распада  $K_S^0$  - мезона на  $\pi^+\pi^-$  ;  
 $l = L/\lambda_S$  - длина регенератора в единицах распадных длин  $K_S^0$  - мезона;  
 $|\eta|_{+-}$  и  $\Phi_{+-}$  - параметры нарушения CP - инвариантности в распадах  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Разность амплитуд упругого рассеяния вперед  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -мезонов связана с величиной  $\rho(p)$  - амплитудой трансмиссионной регенерации на выходе мишени - регенератора следующим образом:

$$\rho(p) \equiv |\rho(p)| \cdot \exp[i\Phi_p(p)] =$$

$$= \pi i \frac{2(\bar{f}^0(p) - \bar{f}^0(p))}{K} \lambda_S \cdot N \frac{1 - \exp[(i\Delta m \tau_S - \frac{1}{2})l]}{\frac{1}{2} - i\Delta m \tau_S} \exp(-\Gamma_S N l / 2). \quad (2)$$

$\rho(p)$  можно найти, исследуя изменения интенсивности  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  - распадов за мишенью-регенератором в зависимости от собственного времени жизни  $t$   $K^0$  - мезонов, которая описывается формулой / 5-7 /:

$$\frac{d^2 N_{\pi^+\pi^-}}{dp dt}(p, t) = M \cdot S(p) \cdot \mathcal{E}(p, t) \cdot \Gamma_{S+} [|\rho(p)|^2 e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} + 2|\rho(p)||\eta_{+-}| e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t} \cos(\Delta m t + \Phi_p(p) - \Phi_{+-})]. \quad (3)$$

В этом выражении величины  $\Gamma_L, \Gamma_S, \Delta m, |\eta_{+-}|, \Phi_{+-}, \Gamma_{S+}$  известны из других экспериментов.

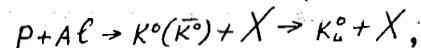
Величины  $M, S(p)$  и  $\mathcal{E}(p, t)$  могут быть определены независимо от  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_p(p)$  в том же эксперименте.

Таким образом, в выражении (13) неизвестными величинами остаются  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_p(p)$ .

Исследование  $f^0(p) - \bar{f}^0(p)$  позволяет проверить ряд теоретических моделей /8-13/. Используя известную связь между мнимой частью  $f^0(p) - \bar{f}^0(p)$  и разность полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на ядрах мишени-регенератора, можно проверить выполнимость следствий, вытекающих из теоремы Померанчука /14/.

Независимое определение  $M$  и  $S(p)$  от  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_p(p)$  (например, на основе трехчастичных распадов  $K_L^0$  - мезонов) позволяет определить с высокой точностью модуль и фазу разности амплитуд.

С другой стороны, пучок  $K_L^0$  - мезонов есть результат реакции



где  $X$  - сумма любых частиц, удовлетворяющих законам сохранения; т.е. эта реакция является одночастичным инклюзивным процессом. Следовательно, изучение спектра  $K_L^0$  - мезонов дает возможность проверить, проявляется ли при достигнутых энергиях масштабная инвариантность для этих частиц.

Теоретические идеи и модальные представления о проявлении масштабной инвариантности в высокоэнергетичных адрон-адронных процессах получили хорошую экспериментальную основу в опытах на серпуховском ускорителе /15/. В этих опытах впервые было установлено, что отношение вероятности рождения  $K$  - мезонов и антипротонов к вероятности рождения  $\pi$  - мезонов является функцией  $p/p_{max}$ , где  $p$  - импульс рожденной частицы, а  $p_{max}$  - его максимальное значение.

Для объяснения масштабной инвариантности Т.Бенеке, Т.Чу, С.Янг и Е.Иен /16/ предложили гипотезу предельной фрагментации. Согласно этой гипотезе в процессе взаимодействия налетающая частица и частица-мишень не теряют полностью свою индивидуальность, а только возбуждаются. Потом каждая из них распадается в своей системе координат. Продукты распада не зависят от природы другой частицы, и при стремлении квадрата полной энергии системы  $S$  к бесконечности распределения продуктов распада стремятся к предельным распределениям, не зависящим от  $S$ .

Р. Фейнман /17/ предложил партонную модель и гипотезу о масштабной инвариантности, которую он вывел из партонной модели с помощью качественных теоретических соображений. Он ввел новую переменную  $x = 2q_z / \sqrt{S}$ , где  $q_z$  - продольная составляющая импульса в системе центра масс. Согласно этой гипотезе при  $S \rightarrow \infty$  инвариантное дифференциальное сечение рождения частицы с импульсом  $q$  зависит только от  $q_z$  и  $x$ :

$$\lim_{\substack{S \rightarrow \infty, \\ x - \text{фикс.}}} [f(S, q_z, q_\perp)] = f(x, q_\perp). \quad (4)$$

В области фрагментации, где  $|x| \gg 2\sqrt{m^2 + q_\perp^2} / \sqrt{S}$  ( $m$  - масса частицы с импульсом  $q$ ), гипотеза предельной фрагментации полностью эквивалентна гипотезе масштабной инвариантности /18/.

В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян и А.Н.Тавхелидзе /19/ на основе принципа автомодельности и обобщенного анализа размерностей тоже приходят к выводу, что при высоких энергиях в области фрагментации  $f$  является функцией только от  $x$  и  $q_\perp$ :

$$f = f(x, q_\perp).$$

Таким образом, с точки зрения асимптотического поведения функции  $f$  все эти теоретические гипотезы приводят к эквивалентным результатам.

На основании некоторых теоретических соображений /20,21/ принимается, что функцию  $f$  можно представить в виде

$$f(x, q_\perp) = A_1 \exp(-A_2 p_\perp^2 - A_3 x). \quad (5)$$

Если в заданной области энергии масштабная инвариантность выполняется, то аппроксимация инклюзивных спектров частиц по формуле (5) не должна зависеть от энергии первичных частиц.

В диссертации наши данные о форме импульсного спектра  $K^0$ -мезонов, рожденных при энергии первичных протонов 70 ГэВ, сопоставляются с аналогичными данными для  $K^+$ -мезонов, полученными в работах /22,23/ при энергиях протонов 19,2 и 24 ГэВ.

Диссертация состоит из шести глав.

Первая глава - введение. Она содержит постановку задачи, краткое изложение сущности теоретических моделей о масштабной инвариантности (§ 1) и описание использования спектра и монитора при определении модуля и фазы разности амплитуд упругого рассеяния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на протонах (§ 2).

Вторая глава посвящена общему описанию экспериментальной установки, работающей на линии с ЭМ (§ 1), и программному обеспечению эксперимента (§ 2). В ней рассматривается работа магнитного искрового спектрометра в целом, а также устройство и работа его составных частей: магнита, искровых камер, систем спинтилляционных счётчиков для запуска искровых камер, мюонного и электронного детекторов. Описаны программы, предназначенные для контроля работы спектрометра, приема и записи полезной информации на ЭМ, а также и программы обработки данных.



В третьей главе описан метод восстановления импульсного спектра. Определяются виды спектров, которые используются в работе при обработке экспериментальных данных, определяются эффективности установки с помощью моделированных событий.

Далее в ней излагаются некоторые из существующих методов восстановления спектра  $K_L^0$  - мезонов на основе их трехчастичных распадов, в том числе и метод, использованный в данной работе. Как известно, вычисление импульса  $K_L^0$  - мезона по кинематическим параметрам его трехчастичных распадов, когда известны импульсы двух вторичных заряженных частиц и направление  $K_L^0$  - мезона, приводит к двухзначному решению. Проблема заключается в нахождении распределения событий по истинным значениям импульсов  $K_L^0$  - мезонов при условии, что для каждого индивидуального события неизвестно, какое из двух найденных значений импульса является истинным и какое - ложным. Эта задача решается статистическими методами. Использованный нами метод основан на работе /24/.

Четвертая глава посвящена обработке экспериментальных данных.

В ней рассматривается процедура обработки и даются критерии отбора  $K_{\mu 3}^0$  - событий. Дается оценка примесей от других распадов. Показывается, что доля примесей невелика (1%) и ее при дальнейшем анализе можно было пренебречь. Этот факт иллюстрируется хорошим согласием в распределениях моделированных и экспериментально полученных  $K_{\mu 3}^0$  - событий (рис.1). Строятся распределения экспериментальных и моделированных событий, необходимых для статистической обработки данных. Далее здесь рассматривается процедура обработки и даются критерии отбора  $K_{3\pi}^0$  - событий.

Определяются геометрические эффективности детекторов мюонов и электронов.

Описывается процедура отделения КЗП распадов от фоновых и рассмотрен вопрос о возможном влиянии оставшихся фоновых событий на физический результат, а именно, на матричный элемент  $K^0$ ЗП - распада.

Целесообразность определения матричного элемента  $K^0$ ЗП - распада продиктована большим разбросом экспериментальных мировых данных. В диссертации используется линейное приближение для описания зависимости матричного элемента от кинетической энергии нейтрального пиона в системе центра масс  $K_L^0$  - мезона /25/. Найдено, что параметр наклона  $\sigma_0$  равен

$$\sigma_0 = -0,271 \pm 0,012.$$

В этой же главе описана процедура определения формы импульсного спектра  $K_L^0$  - мезонов и монитора-полного числа  $K_L^0$  - мезонов, прошедших через регенератор.

Пятая глава посвящена физическим результатам и их обсуждению.

Получены импульсный спектр и монитор  $K_L^0$  - мезонов на основе анализа  $K_{\mu 3}^0$ -распадов /27/. Исследована их зависимость от матричного элемента  $K_{\mu 3}^0$  - распада. Показано, что форма спектра устойчива к варьированию матричного элемента, а изменения величины монитора составляют одну статистическую ошибку, когда матричный элемент меняется в пределах, полученных в работе /26/ (табл.1).

Импульсный спектр и монитор получены также из анализа  $K_{3\pi}^0$  - распадов /27/. Исследована зависимость спектра и монитора от матричного элемента  $K_{3\pi}^0$  - распада. При варьировании матричного элемента в пределах, соответствующих основным мировым данным, форма спектра практически не меняется, а монитор меняется приблизительно на одну статистическую ошибку (табл.2).

Хорошее совпадение формы спектров и значений мониторов, полученных из анализа  $K_{\mu 3}^0$ - и  $K_{3\pi}^0$  - распадов, дает возможность объединить эти результаты. На рис.2 показан спектр  $K_L^0$  - мезонов, полученный совместно из  $K_{\mu 3}^0$ - и  $K_{3\pi}^0$  - распадов.

С целью сравнения наших результатов с результатами, полученными в работах /22,23/ при энергии первичных протонов 19,2 и 24 ГэВ, соответствующие спектры были аппроксимированы с помощью формулы (5). Полученные результаты приведены в табл.3.

Удовлетворительное совпадение полученных значений параметров A2 и A3 для трех указанных энергий определенно говорит о проявлении масштабной инвариантности для  $K^0$  - мезонов в исследуемой области энергий первичных протонов.

Исследована также зависимость модуля модифицированной разности амплитуд  $F_{21}(\rho) = 2|f^{\circ}(\rho) - \bar{f}^{\circ}(\rho)|/K$  и фазы разности амплитуд  $\varphi_{21}(\rho) = \arg(f^{\circ}(\rho) - \bar{f}^{\circ}(\rho))$  от монитора.

Зависимость  $F_{21}(\rho)$  от монитора показана на рис.3 и в табл.4.

Зависимости фазы  $\varphi_{21}(\rho)$  и общей для всех импульсов фазы  $\varphi_{21}$  от монитора приведены в табл.5 и на рис.4 и 5.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные в диссертации результаты можно разделить на две группы: методические и физические.

##### Методические результаты

Был создан ряд программ для обеспечения экспериментов на линии с ЭВМ: это программа контроля работы счётчиков в ходе накопления экспериментальных данных FGM ; программа построения

кривых задержанных совпадений для годоскопических мюонных счётчиков; программа построения амплитудного спектра частиц, зарегистрированных детектором электронов KOD-S, и программа контроля работы установки в режиме набора статистики.

Эти программы позволили использовать более полно ЭВМ в процессе наладки и подготовки установки к проведению на ускорителе ИФВЭ сеансов по набору первичных данных, а также контролировать нормальную работу аппаратуры во время проведения этих сеансов. В результате эффективность использования времени на ускорителе по набору статистики достигала 80%.

#### Физические результаты

1. Впервые получен импульсный спектр  $K_L^0$  - мезонов в интервале 14-50 ГэВ/с при энергии первичных протонов 70 ГэВ. Хорошая статистическая обеспеченность и доказанное отсутствие существенных систематических отклонений дали возможность использовать этот спектр как для изучения регенерации  $K_L^0$  -  $K_S^0$  - мезонов и трехчастичных распадов  $K_L^0$  - мезонов, так и для проверки масштабной инвариантности при достигнутых энергиях. Имея в виду отсутствие в настоящее время данных по спектрам  $K_L^0$  - мезонов, полученных на экспериментальном материале, соизмеримом с нашим, можно ожидать, что этот спектр будет полезен в будущем, когда такие данные появятся.

2. На основе этого спектра и данных из других работ получено экспериментальное подтверждение выполнимости гипотезы масштабной инвариантности для K-мезонов в интервале энергий первичных протонов от 19,2 до 70 ГэВ.

3. Полученный по  $K_{\mu 3}^0$  - и  $K_{3\pi}^0$  - распадам монитор позволил определить с хорошей точностью модуль амплитуды регенерации  $F_{21}(p) = 2/f^0(p) - \bar{f}^0(p)/\kappa$  и фазу регенераций  $\varphi_{21}(p) = \arg(f^0(p) - \bar{f}^0(p)) / 2$ .

а) Показано, что знание монитора позволило уменьшить примерно в 2,5-3 раза ошибки при определении фазы и модуля амплитуды регенерации  $K^0$  - мезонов на протонах.

б) Показано, что те небольшие различия в абсолютных величинах разности полных сечений  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  - мезонов, которые существуют между нашими данными /2/ и данными серпуховских работ /59, 60/, выполненных с заряженными каонами, не могут быть объяснены погрешностями в определении монитора.

4. Из метода определения модуля и фазы амплитуды трансмиссионной регенерации каонов видно, что знание формы спектра в этом случае является очень существенным. Форма спектра входит в выражение (42) как в явном виде в качестве  $S(p)$ , так и в неявном виде через  $\mathcal{E}(p, t)$ . Поэтому нахождение формы спектра  $K^0$  - мезонов высоких энергий и его использование в опытах по регенерации  $K^0$  - мезонов /2/ было одним из решающих факторов для получения физических результатов - абсолютных величин фазы и модуля амплитуды трансмиссионной регенерации каонов на протонах в интервале энергий 14-50 ГэВ, а также в последующих аналогичных экспериментах по регенерации  $K^0$  - мезонов на дейтерии и углероде.

Основные результаты диссертации были представлены на Международной конференции по элементарным частицам в Амстердаме (1971 г.), на международных конференциях по физике высоких

энергий в Батавии (1972 г.) и в Лондоне (1974 г.), а также опубликованы в работах / 1, 2, 26, 27/.

Рис.1. Распределения  $K_{\mu 3}^0$  - распадов по величине  $E_5$ .  $E_5$  есть энергия распавшегося каона в системе отсчёта, где продольная составляющая суммарного импульса двух заряженных частиц равна нулю.

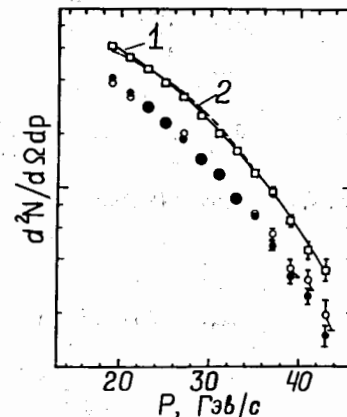
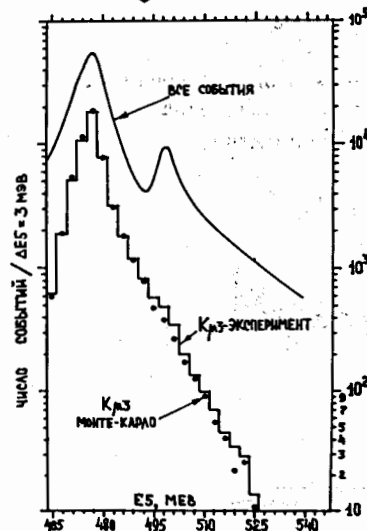


Рис.2. Спектр  $K_L^0$  - мезонов, полученный по распадам  $K_{\mu 3}^0$  (●) и  $K_{3\pi}^0$  (○), и объединенный спектр □. Линия 2 - аппроксимация объединенного спектра по формуле (5).



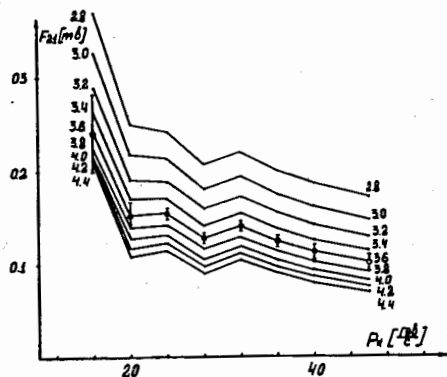


Рис.3. Зависимость модифицированной разности амплитуд  $F_{21}(P)$  от монитора. Фаза общая для всех импульсных интервалов.

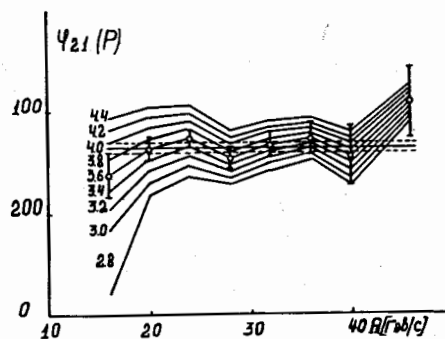


Рис.4. Зависимость фазы  $\psi_{21}(P)$  от монитора.

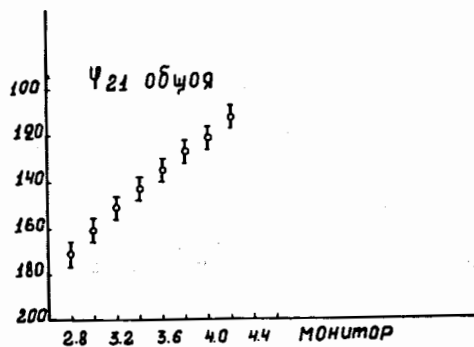


Рис.5. Зависимость общей фазы  $\psi_{21}$  от монитора.

Таблица 1

Зависимость формы импульсного спектра  $K_L^0$ -мезонов и монитора от параметров  $\lambda_+$ ,  $\lambda_0$  и  $\xi_0 = +1$

$P K^0$ (ГэВ/с)	$\lambda_+ = + 0,046$ $\lambda_0 = + 0,024$	$\lambda_+ = + 0,035$ $\lambda_0 = + 0,031$
14-16	$126,1 \pm 10,1$	$125,6 \pm 10,0$
16-18	$126,6 \pm 6,9$	$126,2 \pm 6,8$
18-20	$108,3 \pm 5,4$	$108,6 \pm 5,4$
20-22	$95,1 \pm 4,5$	$95,4 \pm 4,5$
22-24	$79,6 \pm 3,7$	$79,9 \pm 3,8$
24-26	$66,0 \pm 3,1$	$66,2 \pm 3,1$
26-28	$55,1 \pm 2,6$	$55,3 \pm 2,6$
28-30	$43,6 \pm 2,1$	$43,7 \pm 2,1$
30-32	$34,1 \pm 1,7$	$34,1 \pm 1,7$
32-34	$27,1 \pm 1,4$	$27,2 \pm 1,4$
34-36	$20,8 \pm 1,1$	$20,8 \pm 1,1$
36-38	$16,2 \pm 0,8$	$16,2 \pm 0,9$
38-40	$11,2 \pm 0,7$	$11,2 \pm 0,7$
40-42	$7,7 \pm 0,5$	$7,7 \pm 0,5$
42-44	$6,1 \pm 0,5$	$6,1 \pm 0,5$
44-46	$3,7 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,5$
46-48	$2,6 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,4$
48-50	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$
Монитор/ $10^6$	$2379,5 \pm 40$	$2429,0 \pm 40$

Таблица 2

Зависимость формы импульсного спектра  $K^0$ -мезонов и монитора от матричного элемента  $K_{3II}^0$  - распада и от примеси фоновых событий. А - без вычитания фоновых событий, В - после вычитания  $K_{M3}^0$ -событий, С - после вычитания  $K_{M3}^0 - K_{E3}^0$ -событий, Д - после вычитания всех фоновых событий

$P_{K^0}$ (ГэВ/с)	Д				$\epsilon_0 = -0.27$		
	$\epsilon_0 = -0.25$	$\epsilon_0 = -0.27$	$\epsilon_0 = -0.29$	$\epsilon_0 = -0.31$	А	В	С
18-20	204.6 ± 22.0	203.4 ± 22.0	202.3 ± 21.8	201.2 ± 21.7	172.0 ± 19.3	188.8 ± 20.6	195.5 ± 21.3
20-22	151.4 ± 11.4	151.0 ± 11.4	150.5 ± 11.3	150.1 ± 11.3	147.0 ± 10.8	149.0 ± 11.7	150.1 ± 11.2
22-24	141.7 ± 8.7	141.7 ± 8.7	141.6 ± 8.7	141.6 ± 8.7	134.9 ± 8.2	138.5 ± 8.5	140.2 ± 8.6
24-26	113.1 ± 6.4	113.4 ± 6.4	113.8 ± 6.4	114.2 ± 6.4	114.2 ± 6.4	119.3 ± 6.5	115.0 ± 6.4
26-28	100.4 ± 5.4	100.8 ± 5.4	101.1 ± 5.4	101.5 ± 5.4	108.2 ± 5.6	105.7 ± 5.6	102.7 ± 5.5
28-30	74.5 ± 4.1	74.6 ± 4.1	74.8 ± 4.1	75.0 ± 4.1	79.9 ± 4.3	76.6 ± 4.2	76.0 ± 4.2
30-32	61.4 ± 3.5	61.5 ± 3.5	61.6 ± 3.5	61.7 ± 3.5	63.2 ± 3.5	62.1 ± 3.5	61.8 ± 3.5
32-34	46.9 ± 2.9	46.9 ± 2.9	46.9 ± 2.9	46.9 ± 2.9	47.5 ± 2.9	46.6 ± 2.9	47.0 ± 2.9
34-36	35.0 ± 2.5	35.0 ± 2.5	35.1 ± 2.5	35.1 ± 2.5	38.0 ± 2.5	36.8 ± 2.5	35.8 ± 2.5
36-38	28.2 ± 2.3	28.3 ± 2.3	28.3 ± 2.3	28.4 ± 2.3	29.9 ± 2.3	28.9 ± 2.3	28.7 ± 2.3
38-40	17.7 ± 2.1	17.8 ± 2.1	18.0 ± 2.1	18.1 ± 2.1	23.2 ± 2.2	21.0 ± 2.2	19.1 ± 2.1
40-42	15.7 ± 2.1	15.9 ± 2.1	16.1 ± 2.1	16.3 ± 2.1	20.7 ± 2.2	17.6 ± 2.2	17.1 ± 2.1
42-44	9.5 ± 1.9	9.7 ± 1.9	9.8 ± 1.9	10.0 ± 1.9	16.1 ± 2.1	13.5 ± 2.0	11.2 ± 2.0
Монитор $10^6$	1552 ± 43	1507 ± 43	1464 ± 42	1421 ± 40	1857 ± 49	1649 ± 45	1577 ± 44

16

Таблица 3

Параметры А2 и А3, полученные при аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5), для различных энергий первичных протонов

Пара- метры	19.2 ГэВ	24 ГэВ	70 ГэВ
$A_2(\text{ГэВ})^{-2}$	6.7 ± 0.2	7.0 ± 0.3	6.7 ± 0.2
$A_3$	3.7 ± 0.2	3.0 ± 0.1	3.7 ± 0.1
$\chi^2/DF$	1.58	2.08	1.16

17

Таблица 4

Зависимость модифицированной разности амплитуд  $F_{21}(P) \times 10^2$   
от монитора. Фаза  $\varphi_{21}$  - общая для всех импульсных интервалов

	Монитор в ед. $10^9$						
	2,00	2,13	2,27	2,40	2,53	2,66	2,80
$F_{21}(16)$	$32.7 \pm 4.1$	$29.2 \pm 4.1$	$26.4 \pm 4.1$	$24.2 \pm 4.2$	$22.6 \pm 4.2$	$21.5 \pm 4.3$	$20.9 \pm 4.3$
$F_{21}(20)$	$21.9 \pm 1.2$	$19.2 \pm 1.1$	$17.2 \pm 1.0$	$15.4 \pm 1.0$	$14.0 \pm 1.0$	$12.8 \pm 1.0$	$11.8 \pm 1.0$
$F_{21}(24)$	$21.5 \pm 0.8$	$19.1 \pm 0.7$	$17.2 \pm 0.7$	$15.6 \pm 0.6$	$14.3 \pm 0.6$	$13.2 \pm 0.6$	$12.3 \pm 0.6$
$F_{21}(28)$	$18.2 \pm 0.8$	$16.1 \pm 0.6$	$14.3 \pm 0.6$	$12.9 \pm 0.5$	$10.6 \pm 0.5$	$9.8 \pm 0.4$	$9.1 \pm 0.5$
$F_{21}(32)$	$19.5 \pm 0.8$	$17.4 \pm 0.6$	$15.6 \pm 0.6$	$14.2 \pm 0.5$	$13.0 \pm 0.5$	$12.0 \pm 0.4$	$11.2 \pm 0.4$
$F_{21}(36)$	$17.6 \pm 0.8$	$15.6 \pm 0.7$	$13.9 \pm 0.6$	$12.6 \pm 0.6$	$11.5 \pm 0.5$	$10.5 \pm 0.5$	$9.7 \pm 0.5$
$F_{21}(40)$	$16.3 \pm 1.1$	$14.3 \pm 1.0$	$12.7 \pm 0.9$	$11.4 \pm 0.8$	$10.3 \pm 0.8$	$9.4 \pm 0.7$	$8.7 \pm 0.7$
$F_{21}(46)$	$14.9 \pm 1.2$	$13.0 \pm 1.1$	$11.5 \pm 1.0$	$10.2 \pm 0.9$	$9.2 \pm 0.9$	$8.3 \pm 0.8$	$7.6 \pm 0.8$
$\chi^2/80DF$	69.6	60.6	54.2	50.8	51.0	55.1	63.4

Таблица 5

Зависимость фазы  $\varphi_{21}(P)$  от монитора

	Монитор, в ед. $10^9$						
	2,00	2,13	2,27	2,40	2,53	2,66	2,80
$\varphi_{21}$ - общая	$160.5 \pm 5.2$	$151 \pm 5$	$143 \pm 4.9$	$135 \pm 4.9$	$127 \pm 4.9$	$119 \pm 4.9$	$112 \pm 4.8$
$\varphi_{21}(16)$	$217 \pm 18.8$	$196 \pm 20$	$178 \pm 21$	$162 \pm 22$	$146 \pm 21$	$131.5 \pm 20$	$118 \pm 18$
$\varphi_{21}(20)$	$169 \pm 11.6$	$157 \pm 11.5$	$146 \pm 11.6$	$136 \pm 11.8$	$126 \pm 12$	$115 \pm 12$	$105 \pm 12$
$\varphi_{21}(24)$	$153 \pm 9.8$	$144 \pm 9.6$	$134 \pm 9.4$	$126 \pm 9.4$	$117 \pm 9.3$	$109.6 \pm 9.2$	$102 \pm 9$
$\varphi_{21}(28)$	$165 \pm 12$	$159 \pm 11.4$	$152 \pm 11$	$145 \pm 11$	$139 \pm 11.1$	$132 \pm 11.2$	$125 \pm 11.4$
$\varphi_{21}(32)$	$151 \pm 13$	$144 \pm 12.7$	$138 \pm 12$	$132 \pm 12$	$126 \pm 11.8$	$120 \pm 11.7$	$115 \pm 11.6$
$\varphi_{21}(36)$	$141 \pm 17$	$135 \pm 16.4$	$131 \pm 16$	$126 \pm 16$	$121 \pm 15.6$	$116 \pm 15.5$	$111 \pm 15.4$
$\varphi_{21}(40)$	$165 \pm 37$	$157 \pm 32.9$	$150 \pm 30$	$143 \pm 29$	$137 \pm 27.9$	$131 \pm 27.5$	$126 \pm 27.5$
$\varphi_{21}(46)$	$105 \pm 37$	$100 \pm 36.5$	$95.3 \pm 36$	$90.7 \pm 35$	$86.1 \pm 34.4$	$81.6 \pm 33.7$	$77.2 \pm 33$
$\chi^2/80DF$	58.5	52.1	47.5	45.4	46.3	50.7	58.8

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.К.Бирулев и др., ОИЯИ, PI-6164, Дубна (1971).
2. V.K.Birulev et al. JINR, E1-6851, Dubna (1972).
3. К.Ф.Альбрехт и др., ОИЯИ, I-7427, Дубна (1973).
4. K.F.Albrecht et al., JINR, E1-7353, Dubna (1973).
5. V.L.Lyuboshitz et al. Preprint JINR, D-1926, Dubna (1965).
6. M.Bott-Bodenhausen et al., Phys.Lett., 20, 212 (1966).
7. C.Alff-Steinberger et al., Phys.Letters, 20, 207 (1966).
8. M.Lusignoli et al. Nuovo Cim., 45A, 792 (1966);  
Phys.Lett., 24B, 296 (1967).
9. И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. ЯФ, 12, 638 (1970).
10. М.Е.Вишнеvский и др. Препринт ИТЭФ № 815, 1970.
11. В.И.Лисин и др. Препринт ИТЭФ № 871, 1971.
12. V.Barger, R.Phillips. Phys.Lett., 33B, 425 (1970)
13. G.V.Pass et al., Nucl.Phys., B9, 549 (1969).
14. Review of Particle Properties. Phys.Letters, 33B, 1 (1970).
15. Д.Б.Бушкин и др. ЯФ, 10, 585 (1969).
16. T.Venecke et al., Phys.Rev., 188, 2159 (1969).
17. R.P.Feynman, Phys.Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
18. Р.Мурадян, ОИЯИ, P2-6762, Дубна (1972).
19. В.А.Матвеев и др. ОИЯИ, P2-4543, P2-4578, P2-4824,  
Дубна (1969).
20. A.H.Mueller, Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
21. Л.Ф.Соловьев, ИФВЭ, СЭФ, 71-108 (1971).
22. J.Allaby et al. CERN, 70-12.

23. T.Eichten et al. Nucl.Phys., B44, 333 (1972).
24. Г.Тахтамышев. ОИЯИ, 2543, Дубна (1966).
25. Basile et al. Phys.Lett., 28B, 58 (1968).
26. K.F.Albrecht et al. KFKI-73-46, Budapest.
27. Д.Вестергомби и др., ОИЯИ, I-7739, Дубна (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 ноября 1974 года