

P1-2005-44

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ  $\phi$ -МЕЗОНОВ  
И НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Алеев А. Н. и др.

P1-2005-44

Ассоциативное рождение  $\phi$ -мезонов и нейтральных каонов  
в эксперименте ЭКСЧАРМ

Проведено исследование характеристик ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов с нейтральными каонами в нейтрон-углеродных взаимодействиях. Определено сечение инклюзивного ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K^0/\bar{K}^0$ . В реакциях инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов оценена доля процессов, разрешенных правилом Окубо–Цвейга–Иизуки. Эксперимент выполнен с помощью спектрометра ЭКСЧАРМ на серпуховском ускорителе при энергии нейтронов пучка 20–70 ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

#### Перевод авторов

Aleev A. N. et al.

P1-2005-44

Associative Production of  $\phi$  Mesons and Neutral Kaons  
in the EXCHARM Experiment

Associative  $\phi$ -meson and neutral kaon production has been investigated in neutron-carbon interactions with the EXCHARM spectrometer at the Serpukhov accelerator. The cross section of inclusive associative  $\phi$  and  $K^0/\bar{K}^0$  production has been defined. The fraction of processes, permitted by Okubo-Zweig-Iizuka rule, was estimated in reactions with  $\phi$ -meson production.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004



А. Н. Алеев, В. П. Баландин, С. З. Балев, Е. А. Гудзовский,  
Д. Д. Емельянов, А. И. Зинченко, З. М. Иванченко, И. М. Иванченко,  
М. Н. Капишин, В. Д. Кекелидзе, З. И. Коженкова, И. Г. Косарев,  
Н. А. Кузьмин, А. Л. Любимов, Д. Т. Мадигожин, В. Г. Мазный,  
А. Ш. Мествиришвили, В. В. Мицын, Н. А. Молоканова, А. Н. Морозов,  
Р. Е. Письменный, И. А. Поленкевич, А. Полянский, Ю. К. Потребеников,  
Л. А. Слепец, В. Н. Спасков, С. Н. Шкаровский

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

О. В. Булеков, С. В. Еремин, Ф. М. Сергеев, А. К. Поносов

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)*

Н. С. Амаглобели, Р. А. Кватадзе

*Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси*

И. М. Гешков

*Институт ядерных исследований и  
ядерной энергетики БАН, София*

А. А. Локтионов

*Физико-технический институт, Алма-Ата*

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования рождения  $\phi$ -мезонов — легчайших мезонов со скрытым ароматом — в адронных взаимодействиях позволяют прояснить закономерности, связанные с образованием ароматов в адронных процессах, понять механизмы рождения резонансов со скрытыми ароматами во взаимодействиях частиц, не содержащих соответствующих цветных валентных кварков, в частности, оценить в таких реакциях пределы применимости правила Окубо–Цвейга–Иизуки (ОЦИ) [1]. Согласно этому правилу в сильных взаимодействиях запрещены или, строго говоря, сильно подавлены процессы, в которых происходит рождение и аннигиляция кварк-антикварковых пар, полностью входящих в состав одного адрона. В частности, в случае, если бы выполнялся строгий запрет, а  $\phi$ -мезон был чистым  $s\bar{s}$ -состоянием, то он не мог бы быть образован во взаимодействиях адронов, не содержащих странных кварков в начальном состоянии или дополнительных странных частиц в конечном состоянии. Объяснение природы и анализ случаев нарушения правила ОЦИ — одна из ключевых задач при исследовании процессов взаимодействия кварков.

Как показали результаты многочисленных экспериментов, в большинстве случаев это правило выполняется довольно хорошо, с точностью до нескольких процентов. В то же время имеется целый ряд экспериментальных свидетельств нарушения правила ОЦИ. При этом отклонение наблюдаемых результатов от ожидаемых может достигать одного-двух порядков. Высказываются предположения, что эти нарушения требуют более детального анализа. Возможно, они свидетельствуют о том, что динамика процессов гораздо сложнее, чем представляется на современном этапе. Оказалось, например, что наблюдаемое отклонение от правила ОЦИ в каналах аннигиляции с образованием  $\phi$ -мезона сильно зависит от квантовых чисел начального состояния системы нуклон-антинуклон (см., напр., [2, 3]).

При анализе и попытках объяснения наблюдаемых случаев нарушения правила ОЦИ предлагаются различные теоретические модели. Например, существует модель так называемой внутренней странности [4], предполагающая наличие примеси  $s\bar{s}$ -пары в составе нуклона, которая может обеспечить рождение  $\phi$ -мезона в  $NN$ - или  $\bar{N}N$ -взаимодействиях без нарушения правила ОЦИ. Возможно (см. [5]), среди наблюдаемого набора конечных продуктов реакций, запрещенных правилом ОЦИ, некоторое количество частиц образуется в результате распада экзотических многокварковых состояний в систему  $\phi X$ . На феноменологическом уровне теоретическое объяснение соблюдения

правила ОЦИ [6] состоит в том, что оно обеспечивается рядом промежуточных, компенсирующих друг друга состояний. Иногда теоретически предсказываемые нарушения правила ОЦИ обусловлены учетом лишь ограниченного ряда диаграмм.

Таким образом, любая новая экспериментальная информация по исследованию процессов, в которых возможно нарушение правила ОЦИ, позволяет выявить новые детали или прояснить существующие закономерности в сложной динамике адронных взаимодействий. К числу таких процессов относится адронное рождение  $\phi$ -мезонов, в том числе и его ассоциативное рождение со странными частицами. Более того, в ряде случаев именно исследование рождения  $\phi$ -мезонов является наиболее эффективным с экспериментальной точки зрения. Например, реакции адронного рождения частиц  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ , состоящих из систем тяжелых кварков  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  соответственно, могут также изучаться с этой целью. Однако в отличие от  $\phi$ -мезонов исследование таких процессов является чрезвычайно трудной экспериментальной задачей из-за малых величин сечений образования  $J/\psi$  и  $\Upsilon$ , сложной топологии и малых парциальных вероятностей распадов частиц, содержащих  $c$ - и  $b$ -кварки, по отдельным каналам.

До настоящего времени исследования характеристик ассоциативного рождения  $\phi$  со странными частицами проводились в экспериментах с различными пучками ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p/\bar{p}$ ) в широком диапазоне энергий. В то же время в нейтронных пучках исследования  $\phi$ -мезонов были выполнены только в экспериментах БИС-2 [7] и ЭКСЧАРМ [8, 9], проведенных на серпуховском ускорителе У-70.

Настоящая работа является продолжением цикла уже упомянутых работ [8, 9] по исследованию рождения  $\phi$ -мезонов в эксперименте ЭКСЧАРМ (описание эксперимента и характеристики спектрометра ЭКСЧАРМ подробно даны в работе [10]). В работах [8] и [9], соответственно, представлены результаты по изучению парного рождения  $\phi$ -мезонов и ассоциативного рождения  $\phi$  с  $\Lambda^0$ -гиперонами в нейтрон-углеродных взаимодействиях, зарегистрированных при средней энергии пучка нейтронов 51 ГэВ на установке ЭКСЧАРМ. В данной работе приведены результаты исследования ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов и нейтральных каонов в том же эксперименте, а также оценена доля ОЦИ-разрешенных процессов в реакциях инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов.

## 1. ОТБОР СОБЫТИЙ

События ассоциативного рождения  $\phi K_S^0$  отбирались из  $\sim 172 \cdot 10^6$  исходных нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром в одном из сеансов экспозиции установки ЭКСЧАРМ. Для опти-

мального использования дискового пространства и существенного ускорения анализа отобранных событий был разработан и использовался специальный компактный формат записи события на машинные накопители информации — XCOMPACT. Из полного описания события, содержащегося в стандартно используемом (DST) формате [11], в XCOMPACT отображена лишь та его часть, которая обеспечивает возможность проведения необходимых физических исследований. Информация о сработавших элементах установки, результаты расчетов, которые могут быть повторены на основе оставшихся данных, в XCOMPACT не записываются. Таким образом, из семи массивов, хранящихся в DST, в XCOMPACT переписываются только три, помеченные знаком «+» в табл. 1.

Таблица 1. Структура формата XCOMPACT

Номер массива	Содержание	XCOMPACT
0	Заголовок	+
1	Массив кластеров сработавших проволок пропорциональных камер	–
2	Массив треков	+
3	Массив параметров двухчастичных распадов	–
4	Массив информации со сцинтилляционных и черенковских счетчиков	–
5	Массив распределения черенковского света	–
6	Массив информации Монте-Карло	–
7	Массив результатов фильтрации и идентификации треков	+

Тем самым достигнуто шестикратное уменьшение объема данных по сравнению с DST. Несмотря на то, что использование XCOMPACT не позволяет провести отбор событий по некоторому набору критериев (не могут быть выполнены, например, фильтрация совпадающих треков, переопределение параметров треков и частиц и т.п.), после того как такие критерии зафиксированы, его использование становится оправданным и существенно более эффективным, чем DST: время анализа полного набора экспериментальных данных сокращается более чем в пять раз.

Поиск  $\phi$ -мезонов и нейтральных каонов  $K_S^0$  осуществлялся в спектрах эффективных масс следующих конечных состояний их распадов:

$$\phi \longrightarrow K^+ K^-, \quad (1)$$

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-. \quad (2)$$

Для выделения  $\phi$ -мезонов вычислялась эффективная масса всех возможных пар противоположно заряженных частиц события в предположении, что эти частицы являются каонами. Для уменьшения фона от пионов, составляющих большинство в таких комбинациях, использовалась информация, полученная от двух многоканальных пороговых газовых черенковских счетчиков установки ЭКСЧАРМ [12, 13]. С учетом порогов срабатывания и эффективности счетчиков для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации как адрона определенного типа — так называемый черенковский вес  $W(i)$ , где  $i = \pi^\pm, K^\pm$  или  $p/\bar{p}$ . Значения весов  $W(i)$  отнормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы

$$W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3.$$

При этом величина  $W(i) = 3$  означает 100%-ю вероятность идентификации частицы как  $i$ , а  $W(i) = 1$  — полную неопределенность типа частицы. Ограничения на черенковские веса  $W(K^\pm)$  при отборе заряженных каонов определялись из следующих требований: с одной стороны, нужно было достичь максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, с другой — минимизировать потери событий в сигнале от  $\phi$ -мезонов.

В качестве критерия идентификации  $K^\pm$  в конечных состояниях распада  $\phi$ -мезона было выбрано условие

$$W(K^\pm) \geq 1,3. \quad (3)$$

При этом число комбинаций, содержащих пионы, уменьшается на  $\sim 90\%$ , а потери сигнала не превышают  $10\%$ .

Распаду (2) соответствует топология нейтральной вилки  $V^0$ . Поиск  $V^0$  осуществлялся путем перебора пар траекторий частиц, имеющих противоположный заряд. При этом определялось геометрическое положение общей вершины, а также эффективная масса в предположении, что каждая частица вилки — пион. Минимальное расстояние между траекториями не должно было превышать  $0,5$  см, что соответствует трехкратной величине экспериментального разрешения по этому параметру, а эффективная масса системы  $\pi^+\pi^-$  должна была находиться в пределах  $\pm 11,4$  МэВ/ $c^2$  от табличного значения массы  $K^0$ , что соответствует приблизительно трехкратному экспериментальному разрешению по этой величине, равному  $\sim 3,8$  МэВ/ $c^2$ . Для уменьшения фона от взаимодействий в мишени требовалось, чтобы вершина  $V^0$  располагалась в распадном объеме, который начинался на расстоянии  $10$  см от центра мишени по направлению пучка, ось которого совпадает с осью  $OZ$  экспериментальной установки.

Для выделения событий ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  требовалось одновременное присутствие кандидатов в распады (1) и (2), а также использовались следующие ограничения:

- минимальное расстояние между восстановленными траекториями  $\phi$  и  $K_S^0$  в событии не должно было превышать 0,5 см, что соответствует приблизительно трехкратному разрешению по этому параметру;
- вершина события, составленная из реконструированных  $\phi$  и  $K_S^0$ , должна была находиться в пределах  $\pm 5$  см от центра мишени вдоль оси пучка (разрешающая способность спектрометра по координате  $Z$  равна  $\sim 1$  см).

На рис. 1, *a*, *б* представлены соответственно распределения эффективных масс ( $M$ ) состояний  $K^+K^-$  ( $M(K^+K^-)$ ) и  $\pi^+\pi^-$  ( $M(\pi^+\pi^-)$ ) для событий, выделенных с учетом перечисленных выше ограничений. Четко выделяемые сигналы на приведенных распределениях могут быть интерпретированы как сигналы от  $\phi$  и  $K_S^0$  соответственно.

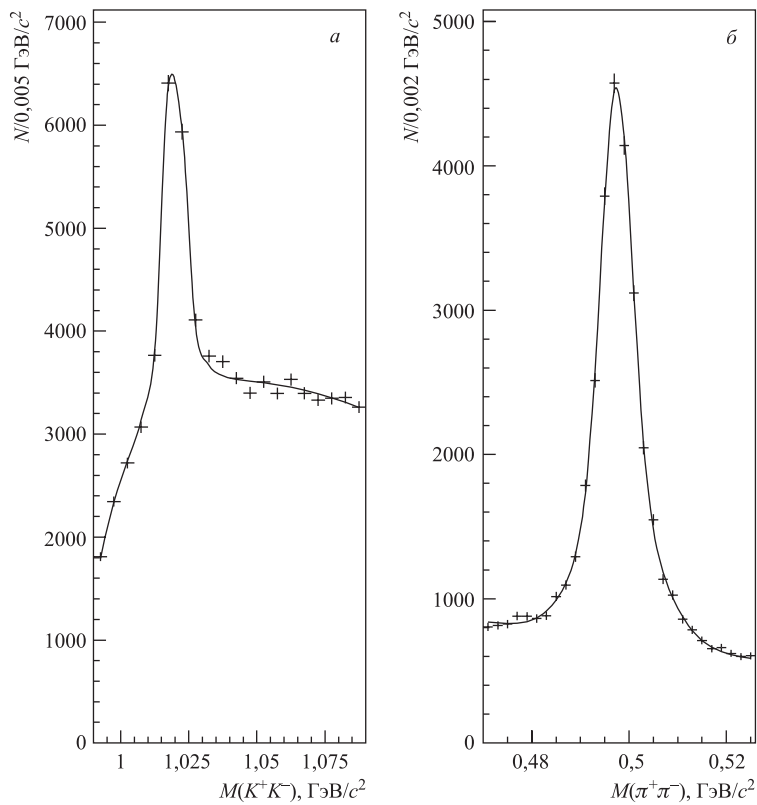


Рис. 1. Спектр эффективных масс состояний  $K^+K^-$  (*a*) и  $\pi^+\pi^-$  (*б*). Кривые — результат аппроксимации. Здесь и на следующих рисунках  $N$  — количество комбинаций



## 2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ СИГНАЛОВ

Параметры сигнала в спектре  $M(K^+K^-)$  были определены в результате его аппроксимации суперпозицией свертки функции Брейта–Вигнера ( $Bw$ ) с гауссовой функцией ( $G$ ) (для учета разрешения спектрометра) и функции, описывающей фон ( $BG$ ). Аппроксимирующая функция имеет вид:

$$F(M) = \widetilde{BW}(M) + BG(M), \quad (4)$$

где

$$\widetilde{BW}(M) = \int_a^b Bw(m)G(m - M)dm. \quad (5)$$

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

$$Bw(x) = \frac{1}{\pi} \frac{xM_0\Gamma}{(x^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2}, \quad (6)$$

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\delta^2}\right), \quad (7)$$

где  $\Gamma$  — ширина сигнала;  $M_0$  — среднее значение  $M(K^+K^-)$  для сигнала;  $\delta$  — значение разрешения спектрометра по массе в области массы  $\phi$ -мезона, полученное моделированием методом Монте-Карло и равное  $(1,7 \pm 0,3)$  МэВ/ $c^2$ .

Фон аппроксимировался функцией

$$BG(x) = A + B\sqrt{(x^2 - M_{\text{th}}^2)} + Cx, \quad x > M_{\text{th}}, \quad (8)$$

где  $M_{\text{th}}$  — сумма масс  $K^+$  и  $K^-$ ;  $A, B, C$  — свободные параметры.

Результат аппроксимации спектра  $M(K^+K^-)$  функцией (4) показан на рис. 1, а сплошной кривой. Функция фона достаточно хорошо описывает спектры  $M(K^+K^-)$  вне области сигнала. В области табличного значения массы  $\phi$ -мезона четко выделяется сигнал, аппроксимация которого позволяет измерить массу  $M(\phi)$  и ширину  $\Gamma(\phi)$   $\phi$ -мезона. В табл. 2 приведены измеренные значения  $M(\phi)$  и  $\Gamma(\phi)$ , а также соответствующие данные из PDG [14] для сравнения.

Спектр эффективных масс системы  $\pi^+\pi^-$  представлен на рис. 1, б. В области табличного значения массы  $K_S^0$  наблюдается сигнал, который аппроксимировался суперпозицией двух функций Гаусса. Для аппроксимации фона использован полином второй степени. Среднее значение массы  $K_S^0$  совпадает с величиной из PDG [14], так как распад (2) был выбран в качестве калибровочного для настройки эксперимента.

Таблица 2. Характеристики  $\phi$ -мезона (в МэВ/ $c^2$ )

	$M(\phi)$	$\Gamma(\phi)$
Измеренные параметры	$1019,6 \pm 0,9$	$4,5 \pm 0,4$
Particle Data Group [16]	$1019,456 \pm 0,020$	$4,26 \pm 0,05$

Измеренные характеристики  $\phi$  и  $K_S^0$  хорошо согласуются с данными PDG [14]. Это дает основание утверждать о надежности примененной процедуры выделения сигналов.

### 3. ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА АССОЦИАТИВНО РОЖДЕННЫХ $\phi$ И $K_S^0$

Для выделения ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$  проанализировано двумерное распределение эффективных масс комбинаций  $K^+K^-$  и  $\pi^+\pi^-$  (рис.2). В области пересечения масс  $\phi$ -мезона и  $K_S^0$  наблюдается обога-

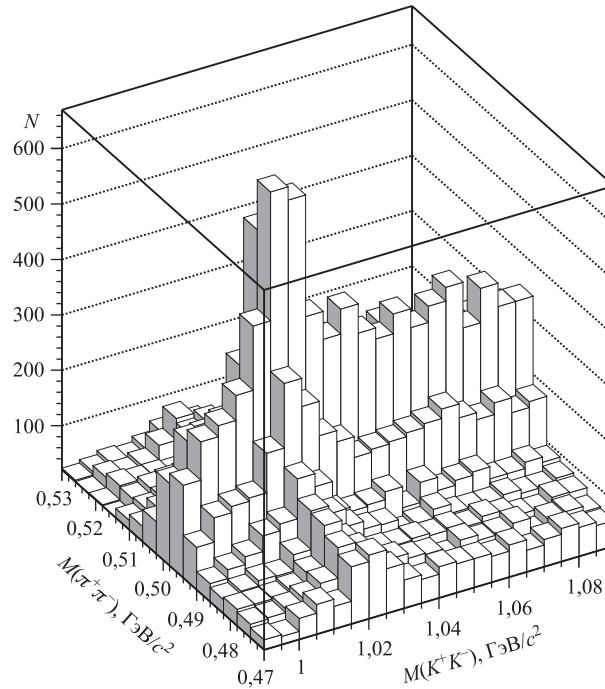


Рис. 2. Распределение событий по эффективным массам  $M(K^+K^-)$  и  $M(\pi^+\pi^-)$

щение событиями, что может служить указанием на наличие ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$ .

Для оценки количества ассоциативно рожденных  $\phi$  с  $K_S^0$  были исследованы распределения  $M(\pi^+\pi^-)$  в последовательных интервалах  $M(K^+K^-)$  шириной  $5 \text{ МэВ}/c^2$ . Эти распределения представляют собой симметричные спектры с явно видимыми сигналами от распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  над небольшим равномерно распределенным фоном. Даже при относительно малой статистике в этих интервалах аппроксимация их суперпозицией функции Гаусса и линейной функции выполняется вполне корректно. Вычисленные количества комбинаций  $N_j(K)$  в сигнале в каждом из таких спектров ( $j$ ) сведены со своими ошибками в одномерное распределение  $N(K)$  от  $M(K^+K^-)$  (рис. 3, а).

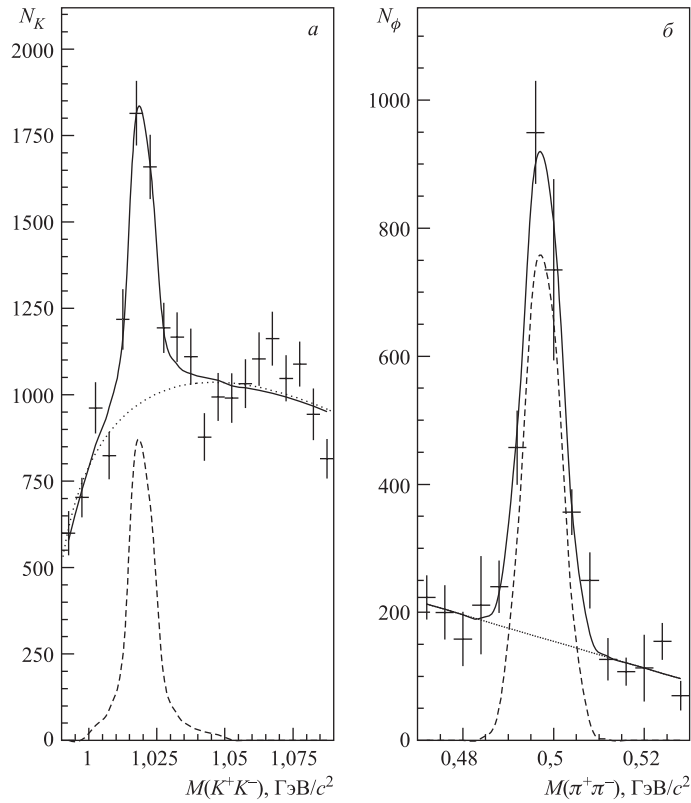


Рис. 3. а) Количество  $K_S^0$  в разных интервалах эффективной массы  $M(K^+K^-)$ ; б) количество  $\phi$ -мезонов в разных интервалах эффективной массы  $M(\pi^+\pi^-)$ . Сплошные кривые — результат аппроксимации, штриховые — сигнал, точечные — фон

Аппроксимация полученного распределения функцией (4) (сплошная кривая) позволила вычислить число комбинаций в сигнале, обусловленном ассоциативным рождением  $\phi$  и  $K_S^0$  (штриховая кривая), которое составило  $2274 \pm 224$ . Комбинаторный фон в области сигнала не превышает 3 %.

При разбиении двумерного распределения (рис. 2) по интервалам  $M(\pi^+\pi^-)$  каждое из распределений  $M(K^+K^-)$  представляет собой сложную суперпозицию сигнала и фона, описываемую функцией вида (4). Подсчет числа событий в таких распределениях приводит к большим ошибкам, чем в предыдущем случае. Поэтому такая процедура была проведена лишь с целью контроля. Вычислено количество комбинаций в сигнале от распадов  $\phi \rightarrow K^+K^-$  ( $N_\phi$ ). На рис. 3, б представлена зависимость количества комбинаций  $N_\phi$  от  $M(\pi^+\pi^-)$ . Аппроксимация этой зависимости суперпозицией функции Гаусса и линейной функции позволила вычислить величину сигнала от ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$ , составившего  $(2012 \pm 296)$  событий. Эта величина хорошо согласуется с полученной ранее, но имеет, как и ожидалось, большую погрешность.

#### 4. АНАЛИЗ ИМПУЛЬСНЫХ СПЕКТРОВ И РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ТРЕКОВ В СОБЫТИЯХ

Для получения спектров кинематических параметров ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  необходимо произвести корректное вычитание фона в области сигнала. С этой целью проанализированы восемь двумерных областей, расположение которых вокруг сигнала показано на рис. 4. Рассматривались три источника фона:

- 1) некоррелированный фон ( $F_0$ ) от событий, в которых  $K^+K^-$ - и  $\pi^+\pi^-$ -пары не являются продуктами распада  $\phi$ -мезонов и  $K_S^0$  соответственно; вычисляется путем усреднения числа комбинаций в четырех массовых интервалах вне области масс  $\phi$ -мезона и  $K_S^0$ ;
- 2) коррелированный фон ( $F_1$ ) от событий совместного образования  $K_S^0$  со случайными  $K^+K^-$ -парами; вычисляется как усредненное число комбинаций в двух областях в области массы  $K_S^0$  и вне области массы  $\phi$ -мезона (количество комбинаций в этих массовых интервалах соответствует  $F_0 + F_1$ );
- 3) коррелированный фон ( $F_2$ ) от событий совместного образования  $\phi$ -мезонов со случайными  $\pi^+\pi^-$ -парами, которые не являются продуктами распада  $K_S^0$ ; вычисляется в результате усреднения числа комбинаций в двух областях вне области массы  $K_S^0$  и в области массы  $\phi$ -мезона (количество комбинаций в этих массовых интервалах соответствует  $F_0 + F_2$ ).

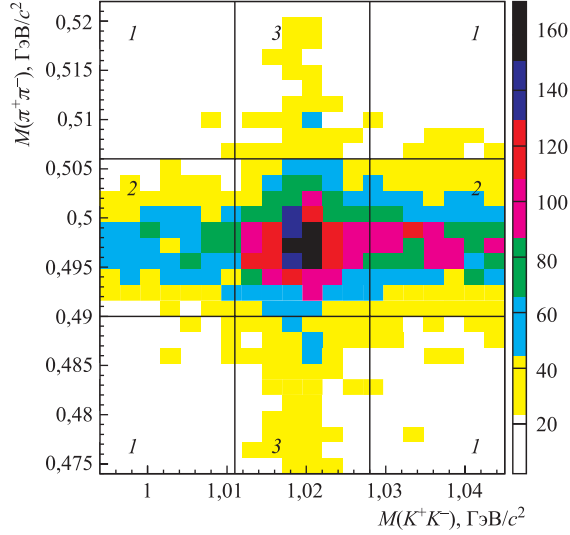


Рис. 4. Распределение событий по эффективным массам  $M(\pi^+\pi^-)$  и  $M(K^+K^-)$ . Обозначения областей пояснены в тексте

Каждый двумерный массовый интервал вокруг сигнала в распределении  $M(\pi^+\pi^-)$  в зависимости от  $M(K^+K^-)$  отмечен на рис. 4 цифрой, соответствующей номеру раздела с описанием источника фона.

В результате вычитания фона ( $F_0 + F_1 + F_2$ ) были получены спектры продольных импульсов ( $P_l$ ) и квадратов поперечных импульсов ( $P_t^2$ ) ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$ , а также распределение событий по множественности заряженных частиц ( $N_{trk}$ ) (соответствующие распределения приведены на рис. 5).

## 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ АССОЦИАТИВНОГО РОЖДЕНИЯ $\phi$ И $K_S^0$

Эффективность регистрации событий с ассоциативным рождением  $\phi$  и  $K_S^0$  получена из моделирования, которое выполнялось двумя способами: в первом из них применялся скорректированный генератор FRITIOF; во втором использовалась модель рождения  $\phi K_S^0$  через образование промежуточной компаунд-частицы, эту модель в дальнейшем будем называть моделью компаунд-частицы.

**5.1. Скорректированная модель FRITIOF.** При моделировании реакции

$$n + N \longrightarrow \phi + K_S^0 + X \quad (9)$$

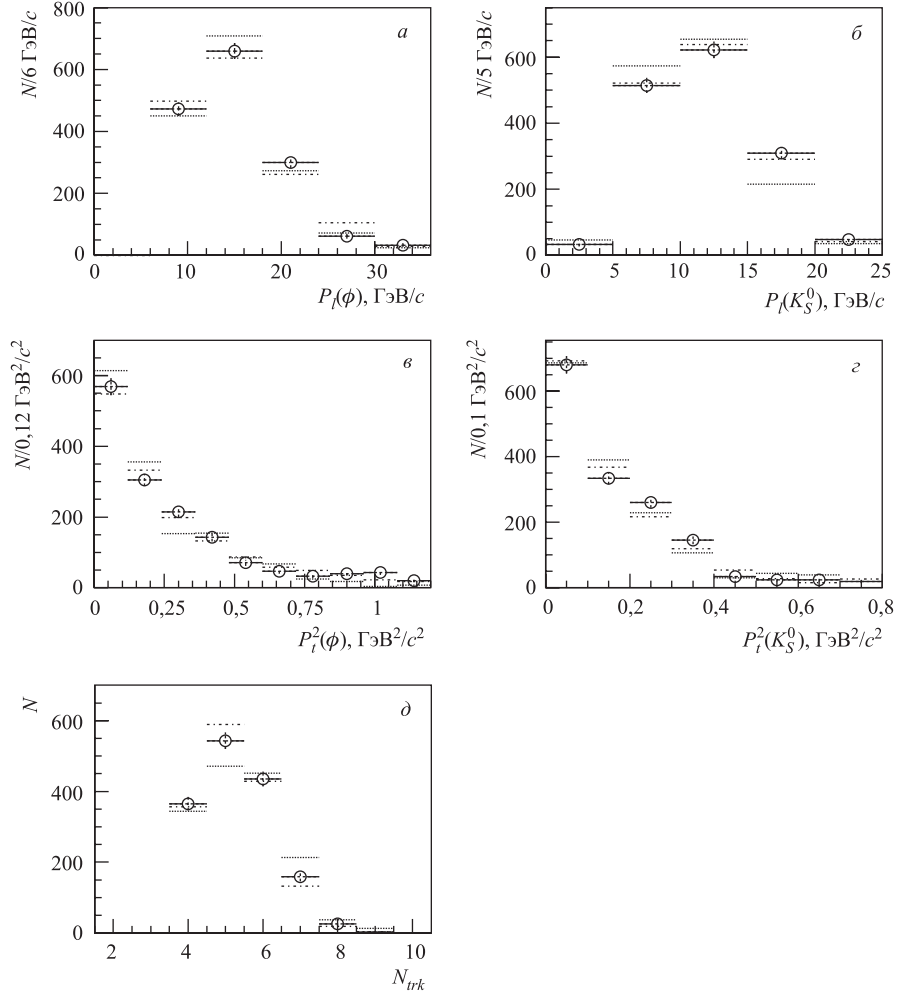


Рис. 5. а–г) Импульсные спектры ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$ ; д) распределение по множественности заряженных частиц  $N_{trk}$ .  $\circ$  — эксперимент с приведенными вычисленными ошибками, штрихпунктирные линии — скорректированная модель FRITIOF, точечные — модель компаунд-частицы

использовался генератор FRITIOF [15]. Затем с помощью весовой функции, зависящей от импульсов изучаемых частиц, проводилась коррекция импульсных спектров ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$  в соответствии с экспериментальными распределениями. Использовалась весовая функция ( $WF$ ) следующего вида:

$$WF = (1 - |x_F|)^k \exp(-b \cdot P_t^2) Pn,$$

где  $k$  и  $b$  — свободные параметры;  $Pn$  — функция, зависящая от импульса налетающего нейтрона пучка  $P_l(n)$  и продольного импульса  $P_l$  соответствующей частицы.

Для спектров  $\phi$ -мезона были определены следующие компоненты весовой функции:  $k = 1,1$ ,  $b = -0,66$ ,  $Pn = 1$ ; для  $K_S^0$ :  $k = 0$ ,  $b = 0$ ,  $Pn = (1,32 + 14,17p - 11,38p^2)(0,78 - \exp(-(P_t^2(K_S^0) - 0,60)^2/0,18^2) + 1,76P_t^2(K_S^0))$ , где  $p = P_l(K_S^0)/P_l(n)$ . При этом (см. рис. 5) достигнуто хорошее согласие экспериментальных и полученных из моделирования спектров продольной и квадрата поперечной составляющих импульса ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$ , а также распределений по множественности заряженных частиц. Спектры, полученные из моделирования, отнормированы на количество экспериментальных событий.

**5.2. Модель компаунд-частицы.** В рамках этой модели предполагалось, что рождение  $\phi$  и  $K_S^0$  происходит вследствие рождения компаунд-частицы  $B$  с переменным значением инвариантной массы  $M(B)$ :

$$n + N \longrightarrow B + \Lambda^0 + N + X \quad (10)$$

с последующим ее распадом

$$B \longrightarrow \phi + K_S^0, \quad (11)$$

где  $X$  — дополнительные частицы, рождение которых разыгрывалось в рамках модели JETSET [16].

На первом этапе импульс частицы  $B$  разыгрывался в с. ц. м. налетающего нейтрона и нуклона мишени (протона или нейтрона с равной вероятностью) с учетом ограничений, накладываемых законами сохранения. При этом дифференциальное сечение рождения  $B$  параметризовалось в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dP_t^2} \propto (1 - |x_F|)^n \exp(-b \cdot P_t^2), \quad (12)$$

где  $n$ ,  $b$  — свободные параметры модели, описывающие ее рождение. Для реакции (10) подобраны следующие параметры рождения компаунд-частицы:  $n = 4,9$ ;  $b = 3,0$ .

Полученные из моделирования импульсные спектры  $B$ ,  $\phi$  и  $K_S^0$  и спектр  $M(B)$  корректировались с использованием специальной весовой функции для достижения максимального их соответствия экспериментальным. Для оценки качества совпадения спектров использовался критерий  $\chi^2$ .

Экспериментальные и полученные из моделирования спектры продольных и квадратов поперечных импульсов ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$ , а также распределения событий по множественности заряженных частиц

представлены на рис. 5. Как видно, достигнуто удовлетворительное согласие экспериментальных спектров и спектров, полученных из моделирования. Спектры продольного и квадрата поперечного импульсов компаунд-частицы, а также спектр  $M(K^+K^-\pi^+\pi^-)$  приведены на рис. 6. Спектры, полученные из моделирования, отнормированы на количество экспериментальных событий.

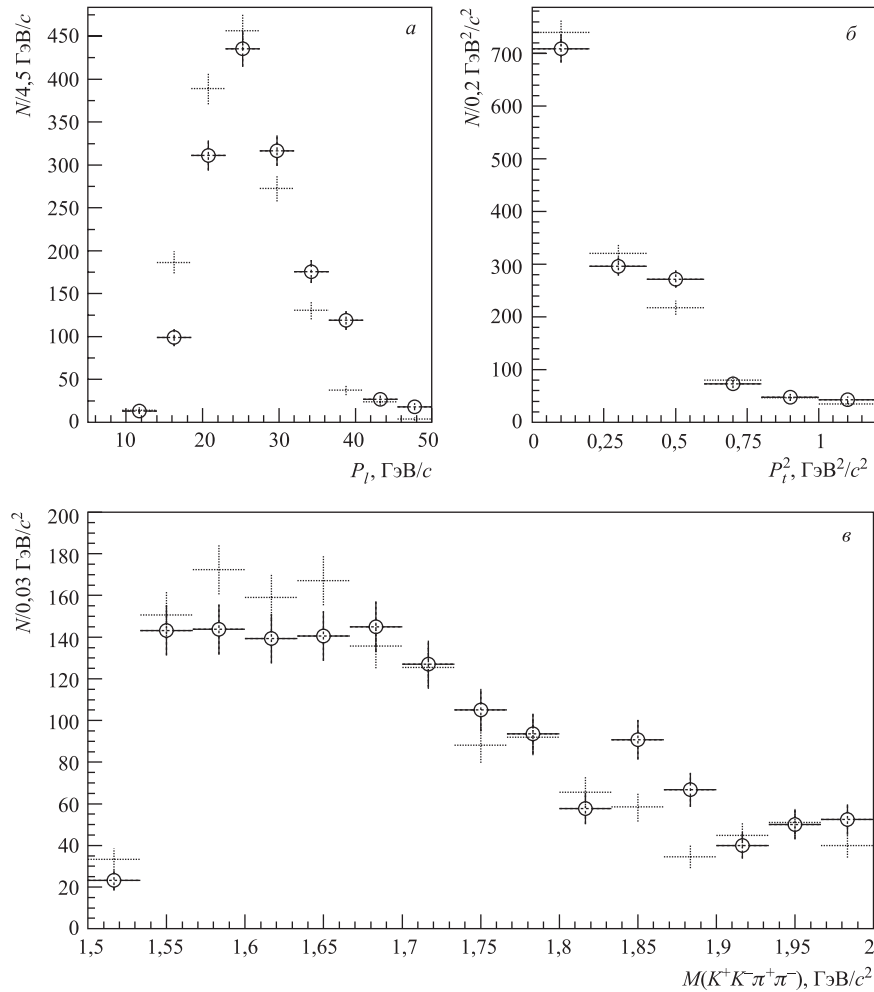


Рис. 6. Модель компаунд-частицы. Спектры продольного (а) и квадрата поперечного (б) импульсов компаунд-частицы, эффективных масс  $M(K^+K^-\pi^+\pi^-)$  (в). Обозначения, как на рис. 5



**5.3. Вычисление эффективности регистрации.** Для определения сечения ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  была рассчитана эффективность регистрации  $\epsilon$  с использованием обеих моделей рождения (разд. 5.1 и 5.2). В каждом случае систематическая погрешность определения эффективности регистрации, связанная с подбором параметров модели, определялась путем варьирования функций отказа от разыгранных событий (основной вклад в систематическую погрешность дает подбор вероятностей отказа от разыгранных событий, позволивший достигнуть хорошего согласия полученного из моделирования и экспериментальных спектров продольного импульса каона). Варьирование производилось таким образом, что при сравнении всех упомянутых экспериментальных и полученных из моделирования распределений значение  $\chi^2$ , вычисляемое с помощью программы MINUIT [17], изменялось не более чем на величину 1,07, определяющую 70%-й уровень достоверности. При использовании *скорректированной модели FRITIOF* и *модели компаунд-частицы* это привело к изменению эффективности регистрации на 25 и 14 % соответственно.

Полученные с учетом вышеизложенного значения эффективности регистрации ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  для обеих моделей представлены в табл. 3.

Таблица 3. Значения эффективностей регистрации

Модель	$\epsilon$ , %
Скорректированная модель FRITIOF	$0,084 \pm 0,002(\text{стат.}) \pm 0,021(\text{сист.})$
Модель компаунд-частицы	$0,074 \pm 0,003(\text{стат.}) \pm 0,010(\text{сист.})$

Хорошее согласие двух независимых результатов подчеркивает их устойчивость к критериям анализа. В качестве окончательной величины использовано значение эффективности регистрации  $\phi K_S^0$ , полученное методом вычисления средневзвешенного значения по результатам независимых оценок одной и той же величины [14, с. 10]:

$$\epsilon = (0,077 \pm 0,010) \% \quad (13)$$

При этом статистические и систематические погрешности вычислены с учетом весовой функции и просуммированы квадратично.

## 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНОГО АССОЦИАТИВНОГО РОЖДЕНИЯ $\phi$ И $K^0/\bar{K}^0$

Сечение инклюзивного ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  в нейтрон-углеродных взаимодействиях ( $\sigma_{nC}(\phi K_S^0 X)$ ) вычислялось по формуле

$$\sigma_{nC} = \frac{NA}{MnTN_A\epsilon Br_1 Br_2}, \quad (14)$$

где  $N = 2274 \pm 224$  — количество событий ассоциативного образования  $\phi K_S^0$ ;  $A = 12,011$  — атомная масса ядра мишени;  $Mn = (2,311 \pm 0,084) \cdot 10^{11}$  — число нейтронов, прошедших через установку за время экспозиции;  $\epsilon$  — эффективность регистрации;  $T = 1,3$  г/см<sup>2</sup> — толщина мишени;  $N_A$  — число Авогадро;  $Br_1 = (49,1 \pm 0,8) \%$  — вероятность распада  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ ;  $Br_2 = (68,61 \pm 0,28) \%$  — вероятность распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Статистическая погрешность величины сечения определялась погрешностью количества выделенных событий ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K_S^0$  (разд. 3).

В систематическую погрешность определения сечения входят: погрешность эффективности регистрации ассоциативно рожденных  $\phi$  и  $K_S^0$ , погрешность измерения количества нейтронов, прошедших через всю установку за время экспозиции, точность измеренных вероятностей распадов  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Таким образом, получено:

$$\sigma_{nC}(\phi K_S^0 X) = 581 \pm 57(\text{стат.}) \pm 79(\text{сист.}) \text{ мкб.} \quad (15)$$

Предполагая, что  $\sigma(\phi K^0 X) + \sigma(\phi \bar{K}^0 X) \approx 2\sigma(\phi K_S^0 X)$ , можно вычислить сечение инклюзивного ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов и нейтральных каонов  $K^0/\bar{K}^0$  в нейтрон-улеродных взаимодействиях ( $\sigma_{nC}(\phi K^0/\bar{K}^0 X)$ ):

$$\sigma_{nC}(\phi K^0/\bar{K}^0 X) = 1162 \pm 114(\text{стат.}) \pm 158(\text{сист.}) \text{ мкб.} \quad (16)$$

## 7. ПРОВЕРКА СОГЛАСОВАННОСТИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ПРАВИЛОМ ОЦИ

Полученные в настоящей работе результаты могут быть сопоставлены с предсказаниями правила ОЦИ. С этой целью была оценена доля ОЦИ-разрешенных процессов ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов с  $\Lambda^0$ -гиперонами и каонами в полном инклюзивном рождении  $\phi$ , т.е. отношение  $\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X)/\sigma(\phi X)$ , где  $\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X)$  — сечение процессов ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов с  $\Lambda^0$  и каонами;  $\sigma(\phi X)$  — сечение инклюзивного рождения  $\phi$ . Сечение  $\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X)$  является нижней границей полного сечения  $\sigma_{\text{асс.}}(\phi SX)$  ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов со странными частицами ( $\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X) < \sigma_{\text{асс.}}(\phi SX)$ ), так как в этой величине не учтено, как минимум, рождение  $\phi$  с  $\Sigma^\pm$  и антигиперонами (вклад таких процессов из сравнения инклюзивных сечений рождения  $\Sigma^\pm$  и антигиперонов в нуклон-нуклонных

взаимодействиях с соответствующими инклюзивными сечениями рождения, например,  $\Lambda^0$ -гиперонов [18, 19] ожидается на уровне нескольких процентов). Поэтому отношение  $\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X)/\sigma(\phi X)$  определяет ограничение снизу на суммарный вклад ОЦИ-разрешенных процессов в реакциях инклюзивного рождения  $\phi$ . Принимая во внимание обязательное наличие среди  $X$  еще одной странной частицы (см., например, диаграмму на рис. 7)

$$\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^5 \sigma(\phi S_i X), \quad (17)$$

где  $\sigma(\phi S_i X)$  — значения сечений инклюзивного ассоциативного рождения  $\phi$  и  $S_i$ ,  $S_i \in (\Lambda^0, K^0, \bar{K}^0, K^+, K^-)$ .

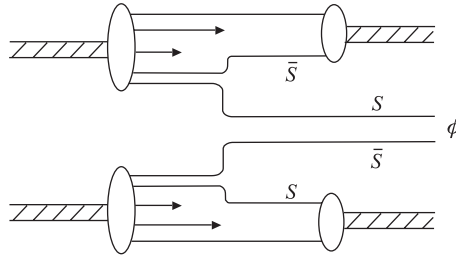


Рис. 7. ОЦИ-разрешенный процесс слияния странных кварков при рождении  $\phi$ -мезонов

Сечение инклюзивного рождения  $\phi$  было измерено на основе анализа исследуемой экспериментальной выборки событий. Выделено около 75000 комбинаций, соответствующих этому процессу. Для определения эффективности регистрации  $\phi$  был использован скорректированный генератор FRITIOF. Измеренная величина сечения инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов составила  $(2095 \pm 407)$  мкб/ядро  $^{12}\text{C}$ .

Учитывая результаты эксперимента БИС-2, которые позволяют сделать вывод о том, что сечение ассоциативного рождения  $\phi$ -мезонов с  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  приблизительно равно сечению ассоциативного рождения  $\phi$  с  $K^+$  и  $K^-$ , т. е.  $\sigma(\phi K^0 X) + \sigma(\phi \bar{K}^0 X) \approx \sigma(\phi K^+ X) + \sigma(\phi K^- X)$ , и предполагая, что  $\sigma(\phi K^0 X) + \sigma(\phi \bar{K}^0 X) \approx 2\sigma(\phi K_S^0 X)$ , имеем:

$$\frac{\sigma_{\text{асс.}\Lambda}(\phi X)}{\sigma(\phi X)} \approx R = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(\phi \Lambda^0 X) + 4\sigma(\phi K_S^0 X)}{\sigma(\phi X)}. \quad (18)$$

С учетом формулы (14), последнее выражение можно привести к измеренным в эксперименте величинам  $N(\phi)$ ,  $N(\phi\Lambda)$ ,  $N(\phi K_S)$ ,  $\epsilon(\phi)$ ,  $\epsilon(\phi\Lambda)$ ,  $\epsilon(\phi K_S)$ , где  $N$  — количество событий рождения соответствующих частиц или их комбинаций, указанных в скобках;  $\epsilon$  — эффективности их регистрации, полученные из моделирования с использованием скорректированного генератора

FRITIOF:

$$R = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{N(\phi\Lambda)}{\epsilon(\phi\Lambda)Br(\Lambda)} + 4 \frac{N(\phi K_S^0)}{\epsilon(\phi K_S^0)Br(K_S^0)}}{\frac{N(\phi)}{\epsilon(\phi)}} = 0,72 \pm 0,16, \quad (19)$$

где  $Br(\Lambda) = (63,9 \pm 0,5) \%$  — вероятность распада  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ;  $Br(K_S) = (68,61 \pm 0,28) \%$  — вероятность распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . При вычислении погрешности  $R$  учтены как статистические, так и систематические погрешности всех величин, используемых в формуле (19). Таким образом, показано, что рождение  $\phi$ -мезонов в нейтрон-ядерных взаимодействиях при средней энергии пучка нейтронов  $\sim 51$  ГэВ в основном происходит в сопровождении странных частиц, что соответствует предсказаниям правила ОЦИ.

## 8. ВЫВОДЫ

В результате исследования, проведенного в нейтронном пучке серпуховского ускорителя с помощью установки ЭКСЧАРМ, впервые определено сечение инклюзивного ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K^0/\bar{K}^0$  в нейтрон-углеродных взаимодействиях:

$$\sigma_{nC}(\phi K^0/\bar{K}^0 X) = 1162 \pm 114(\text{стат.}) \pm 158(\text{сист.}) \text{ мкб.}$$

В условиях отсутствия прямых измерений указанного сечения в предшествующих экспериментах проведено сравнение полученной величины с величиной, вычисленной косвенным образом из результатов эксперимента БИС-2 [7]. Учитывая вклад процессов образования  $\phi$  с  $K^0/\bar{K}^0$  в полное инклюзивное сечение рождения  $\phi$ -мезонов, который составляет  $(55 \pm 17) \%$  [7], используя приведенное в работе [7] значение сечения инклюзивного рождения  $\phi$  и предполагая его линейную зависимость от атомной массы ядра мишени, можно получить величину сечения ассоциативного рождения  $\phi$  и  $K^0/\bar{K}^0$ , равную  $(1452 \pm 696)$  мкб/ядро  $^{12}\text{C}$ . Как видно, полученное таким образом сечение в пределах погрешностей хорошо согласуется с результатом данной работы.

Получено ограничение снизу на суммарный вклад ОЦИ-разрешенных процессов в реакциях инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов —  $(72 \pm 16)\%$ , что не противоречит правилу ОЦИ.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 03-07-90385.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Okubo S.*  $\phi$  Meson and Unitary Symmetry Model // Phys. Lett. 1963. V. 5. P. 165;  
*Zweig G.* An  $SU(3)$  Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking. 2. CERN-TH-412, 1964;  
*Iizuka J.* Systematics and Phenomenology of Meson Family // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1966. V. 37. P. 21.
2. *Reifenroether J. et al. (ASTERIX Collaboration).*  $\phi$  production in  $\bar{p}p$  annihilation at rest // Phys. Lett. B. 1991. V. 267. P. 299.
3. *Ableev V. G. et al.*  $\phi\pi^0$  and  $\phi\eta$  production in anti-proton annihilation at rest in a hydrogen gas target at NTP // Nucl. Phys. A. 1995. V. 594. P. 375.
4. *Ellis J. R., Karliner M., Kharzeev D. E., Sapozhnikov M. G.* Abundant  $\phi$  meson production in  $\bar{p}p$  annihilation at rest and strangeness in the nucleon // Phys. Lett. B. 1995. V. 353. P. 319; hep-ph/9412334.
5. *Ландсберг Л. Г.* Поиски экзотических адронов // УФН. 1999. Т. 42. С. 871.
6. *Lipkin H. J.* Cancellations in Two Step Ozi Violating Transitions // Nucl. Phys. B. 1987. V. 291. P. 720.
7. *Aleev A. N. et al.*  $\phi$ -meson Production in Neutron-Nucleus Interactions at 30–70 GeV. JINR E1-90-316. Dubna, 1990. 9 p.
8. *Алеев А. Н. и др.* Исследование парного рождения  $\phi$ -мезонов нейтронами на серпуховском ускорителе // Краткие сообщения ОИЯИ. 1999. № 1(93)-99. С. 14–29.
9. *Алеев А. Н. и др.* Ассоциативное рождение  $\phi\Lambda^0$  в эксперименте ЭКСЧАРМ // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1537.
10. *Алеев А. Н. и др.* Спектрометр ЭКСЧАРМ // ПТЭ. 1999. Т. 42. С. 481.
11. *Зинченко А. И. и др.* BISMXC — программа статистического анализа данных со спектрометра БИС-2. Препринт ИФВЭ АН КазССР 92-01. Алма-Ата, 1992. 91 с.
12. *Войчишин М. Н. и др.* Черенковский пороговый газовый четырнадцатиканальный счетчик. ПТЭ. 1985. Т. 3. С. 71.
13. *Алеев А. Н. и др.* Пороговый газовый 32-канальный черенковский счетчик спектрометра ЭКСЧАРМ. ОИЯИ P13-94-520. Дубна, 1994. 12 с.
14. *Eidelman S. et al. (Particle Data Group Collaboration).* Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
15. *Pi H.* An Event Generator For Interactions Between Hadrons And Nuclei: FRITIOF Version 7.0 // Comput. Phys. Commun. 1992. V. 71. P. 173.

16. *Sjostrand T.* High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 // *Comput. Phys. Commun.* 1994. V. 82. P. 74.
17. MINUIT — Reference Manual, Version 94.1. CERN Preprint, 1994.
18. *Алеев А. Н. и др.* Инклюзивное рождение гиперонов в  $n\bar{c}$ -взаимодействиях. ОИЯИ Д1-2001-98. Дубна, 2001. 16 с.
19. *Aleev A. N. et al. (EXCHARM Collaboration).* Inclusive production of antihyperons in  $n\bar{c}$  interactions // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 27. P. 547.

Получено 26 апреля 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*  
Корректор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 14.06.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,6. Тираж 410 экз. Заказ № 54924.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)