

P1-2003-191

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ГИПЕРОНОВ
В НЕЙТРОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

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

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

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

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)*

Н. С. Амаглобели, Р. А. Кватадзе, М. В. Копадзе, Н. Л. Ломидзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т. С. Григалашвили

Институт физики АН Республики Грузии, Тбилиси

И. М. Гешков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

П. З. Христов

Европейский центр ядерных исследований, Женева

А. А. Локтионов

Физико-технический институт АН Республики Казахстан, Алма-Ата

Т. Понта

Институт атомной физики, Бухарест

Введение

Двухчастичные корреляции тождественных частиц являются эффективным инструментом, позволяющим, совместно с исследованием одночастичных спектров, извлекать геометрические и динамические характеристики области рождения частиц, осуществляя проверку различных моделей и сценариев формирования конечных состояний.

В отличие от традиционной интерферометрии, основывающейся на классической интерпретации волновой природы света, физическая природа интерференционных корреляций адронов обусловлена принципами квантовой статистики. Эти корреляции являются следствием симметричности или антисимметричности волновой функции и приводят к увеличению или уменьшению числа пар тождественных частиц, расположенных близко друг к другу в фазовом пространстве [1, 2]. Оба эти эффекта наблюдаются экспериментально и позволяют оценить пространственно-временную структуру источника [3]. Более того, корреляции, обусловленные сильным и кулоновским взаимодействиями в конечном состоянии, также позволяют получить подобную информацию [4–6] при изучении не только тождественных, но и нетождественных частиц [6–8].

Существенный интерес представляет зависимость размеров области рождения и длительности испускания от сорта частиц. Так, в соответствии с предсказаниями КХД фазовый переход в процессе формирования наблюдаемых состояний должен приводить к различию в длительности испускания частиц в зависимости от их странности, а также к изменению соотношений между поперечными и продольными размерами области рождения. Сравнение экспериментальных данных о зависимости размеров области эмиссии от массы испускаемых частиц с предсказаниями существующих моделей адронного рождения позволяет исследовать область их применимости.

Таким образом, представляется актуальным дополнительно к имеющимся данным по корреляциям пионов и каонов получить новые данные по корреляциям Λ -гиперонов, которые практически ограничиваются результатами, полученными в экспериментах ALEPH, DELPHI и OPAL в e^+e^- -аннигиляции [9] и во взаимодействии ионов свинца сотрудничеством NA49 [10].

Более того, интерпретация имеющихся данных значительно затруднена вследствие недостаточно хорошо изученного влияния сильного взаимодействия в конечном состоянии. В частности, усредненные по трем экспериментам данные с LEP для радиуса области образования Λ -гиперонов оказываются существенно меньше электромагнитных радиусов и радиусов сильного взаимодействия для протонов и заряженных гиперонов, получаемых из экспериментов по рассеянию [11], что, возможно, является результатом влияния формы потенциала на корреляционную функцию [12].

Исследование парных корреляций Λ -гиперонов обладает с методической точки зрения рядом преимуществ по сравнению с системами, состоящими из заряженных тождественных частиц. В частности, для них не стоит проблема разделения одинаково заряженных частиц, близко расположенных в пространстве, летящих с малыми относительными импульсами, часто приводящая к тому, что программы реконструкции восстанавливают данные треки как один. Не так существенны и ошибки обратного рода, когда один трек "расщепляется" на два.

Основными проблемами при изучении корреляций в системе $\Lambda\Lambda$ являются малое сечение парного рождения Λ -гиперонов при исследуемых в работе энергиях нейтронов, низкая эффективность регистрации пар нейтральных странных частиц магнитным спектрометром и, как следствие, необходимость выделять исследуемые события из большого числа фоновых. Необходимо также учитывать влияние на корреляционную функцию примеси Λ -гиперонов, образованных в распадах Σ^0 -гиперонов.

В результате исследования деструктивных корреляций пар $\Lambda\Lambda$, рожденных в нуклон-ядерных взаимодействиях, мы получили оценку пространственных размеров области рождения Λ -гиперонов и

вклада сильного взаимодействия в конечном состоянии, данные о которых в настоящее время отсутствуют.

1. Экспериментальная установка и отбор событий

Спектрометр ЭКСЧАРМ расположен в нейтронном канале 5Н серпуховского ускорителя У-70. Пучок нейтронов образуется в результате взаимодействия циркулирующих в кольце ускорителя протонов с внутренней бериллиевой мишенью и формируется системой коллиматоров, расположенных вдоль оси, образующей угол $\approx 0^\circ$ к падающим протонам. Поперечный размер пучка в районе мишени $\approx 4 \times 6 \text{ см}^2$.

На рис.1 показан энергетический спектр нейтронов пучка, полученный на основе измерения энергии нейтронов с помощью адронного калориметра, входящего в состав спектрометра [13]. Энергетический спектр пучка имеет максимум в районе 58 ГэВ и ширину около 12 ГэВ. Для уменьшения примеси γ -квантов в пучке установлен свинцовый фильтр изменяемой толщины (от 0 до 20 см по пучку). Примесь заряженных частиц отсеивается отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части экспериментальной зоны.

Интенсивность пучка нейтронов за время цикла ускорителя составляет около $6 \cdot 10^6$ нейтронов на $5 \cdot 10^{11}$ протонов, сбрасываемых на внутреннюю мишень.

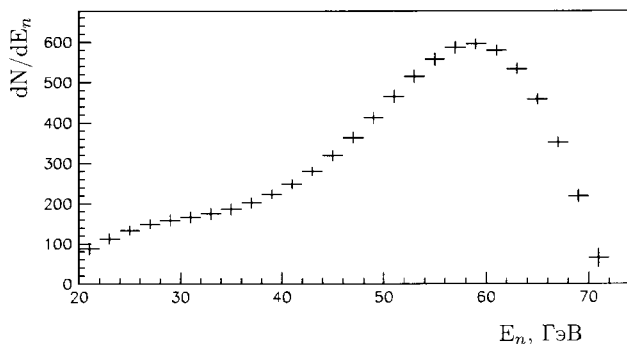


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов пучка

1.1. Спектрометр ЭКСЧАРМ

Схема расположения основных элементов спектрометра представлена на рис.2. Для описания спектрометра используется правая си-

стема координат с осью OZ , направленной вдоль оси пучка нейтронов, осью OY , направленной вверх вдоль направления основной компоненты магнитного поля, и началом координат, совпадающим с центром магнита СП-40А.

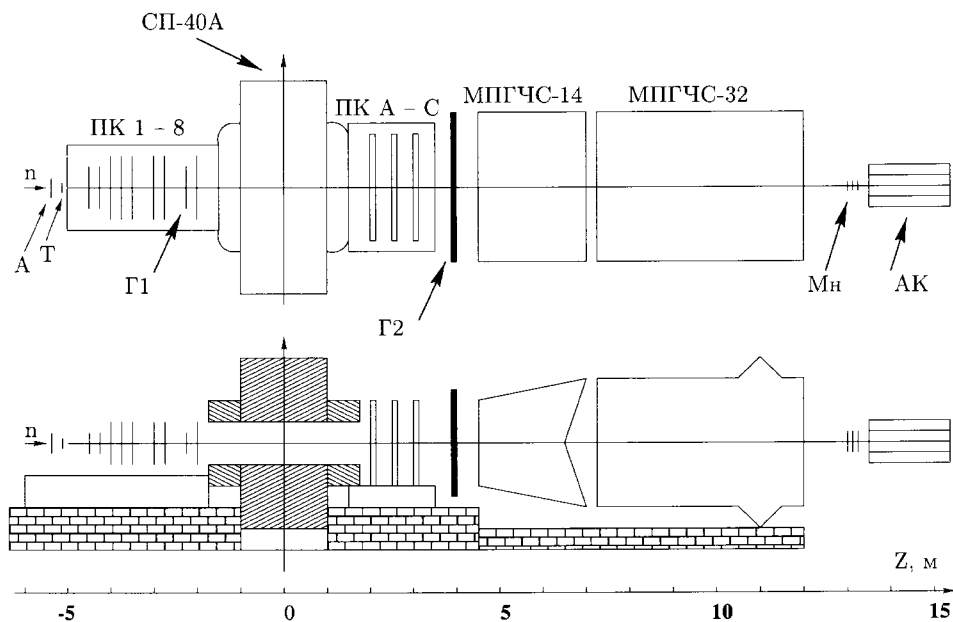


Рис. 2. Спектрометр ЭКСЧАРМ

В состав установки входят:

- углеродная мишень Т диаметром 4,5 см и толщиной 1,3 г/см² по пучку (Z -координата мишени – -460 см);
- анализирующий магнит СП-40А с апертурой 274×49 см² и с максимальным значением напряженности поля 0,79 Тл; система электропитания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности;
- система из 11 многопроволочных пропорциональных камер ПК [14,15] (25 плоскостей), расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом 100×60 см², за магнитом – 200×100 см²);

- годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку (триггера);
- монитор нейтронного пучка Мн;
- адронный калориметр АК, используемый для измерения энергетического спектра нейтронов пучка;
- 14-канальный (МПГЧС–14) и 32-канальный (МПГЧС–32) пороговые газовые черенковские счетчики [16, 17], используемые для идентификации заряженных частиц; МПГЧС–14 заполнен фреоном–12, МПГЧС–32 – воздухом, оба при атмосферном давлении.

Расчетные пороги регистрации заряженных частиц приведены в табл. 1. Запуск установки осуществляется сигналами, формирую-

Таблица 1. Пороги регистрации заряженных частиц

Счетчик	Газ	Пороги регистрации (ГэВ/с)			
		μ	π	K	p
МПГЧС–14	Фреон-12	2,3	3,1	10,8	20,5
МПГЧС–32	Воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

щимися мажоритарной схемой совпадения от двух плоскостей пропорциональных камер до магнита и одной плоскости после магнита и двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков. Система запуска спектрометра требует прохождения через основные элементы установки не менее чем четырех заряженных частиц.

Подробно установка ЭКСЧАРМ описана в работе [18].

1.2. Отбор событий

Интерференционные корреляции в парах $\Lambda\Lambda$ и $\Lambda\bar{\Lambda}$ исследовались в реакциях

$$n + C \longrightarrow \Lambda\Lambda(\Lambda\bar{\Lambda}) + X. \quad (1)$$

Объем исследованной статистики составил $\sim 172 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных в 10-м сеансе экспозиции спектрометра ЭКСЧАРМ.

$\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гипероны идентифицировались по распадам на протон (антипротон) и пион:



В качестве кандидата в $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперон отбиралась пара частиц противоположного знака (нейтральная вилка), на которые далее накладывались ограничения, одинаковые для обоих гиперонов, поэтому ниже при их перечислении мы ограничимся упоминанием лишь Λ -гиперона.

Требовалось, чтобы минимальное расстояние между треками не превышало 0,25 см, что соответствует 3-кратной величине экспериментального разрешения по этому параметру.

В качестве вершины распада выбиралась точка, среднеквадратичное расстояние от которой до треков было минимально. Для уменьшения фона от взаимодействий в мишене

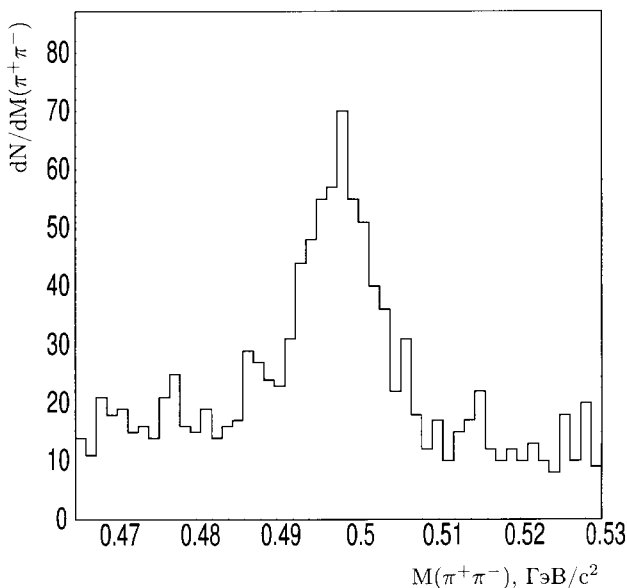


Рис. 3. Распределение по эффективной массе системы $(\pi^+\pi^-)$

требовалось, чтобы вершина располагалась в распадном объеме, который начинался на расстоянии 10 см от центра мишени по направлению оси пучка. С этой целью отбирались лишь нейтральные вилки, Z-координаты вершин которых попадали в интервал $[-450; -270]$ см, X-координаты – в интервал $[-2; 3]$ см, а Y-координаты – в интервал $[-4; 3]$ см соответственно.

Эффективная масса системы ($p\pi^-$) не должна была отличаться от табличного значения массы Λ -гиперона более чем на 4,5 МэВ/ c^2 , что соответствует 3-кратному разрешению по этой величине.

Тем не менее, наложенные ограничения не позволили полностью исключить примесь от нейтральных вилок, образованных нейтральными каонами, как это видно из рис.3. В спектре эффективных масс системы ($\pi^+\pi^-$) в области табличной массы нейтрального каона наблюдается четкий сигнал. Для устранения влияния примеси K_s^0 -мезонов из рассмотрения исключались нейтральные вилки, для которых эффективная масса системы ($\pi^+\pi^-$) отличалась менее чем на 12 МэВ/ c^2 от табличного значения массы K_s^0 -мезона, что примерно соответствует 3-кратному разрешению по этой величине.

Прошедшие все перечисленные ограничения нейтральные вилки считались далее Λ -гиперонами и использовались для формирования пар.

В свою очередь, на вершину пары был наложен ряд ограничений, позволивший подавить фоновые события, возникающие от взаимодействия нейтронов пучка с элементами установки. Минимальное расстояние между восстановленными траекториями Λ -гиперонов не должно было превышать 0,25 см.

Вершина пары должна была находиться в пределах мишени с учетом разрешения установки. Для этого отбирались пары, у которых Z-координата вершины располагалась не далее 10 см от центра мишени, X-координата принадлежала интервалу [-2;3] см, а Y-координата лежала в пределах [-4;2,5] см.

В результате было отобрано 1190 пар $\Lambda\Lambda$ и 1951 пара $\Lambda\bar{\Lambda}$, удовлетворяющих всем перечисленным условиям.

Зависимость эффективной массы системы ($p\pi^-$), соответствующей первому Λ -гиперону из пары $\Lambda\Lambda$, от эффективной массы системы ($p\pi^-$), соответствующей второму Λ -гиперону, представлена на рис.4а. Аналогичная зависимость для системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ представлена на рис.5а. При построении этих распределений были выбраны более "мягкие" ограничения на эффективную массу системы ($p\pi^-$): $|M_{eff}(p\pi^-) - M_{Табл}(\Lambda)| < 6,75 \text{ МэВ}/c^2$. Представленные распре-

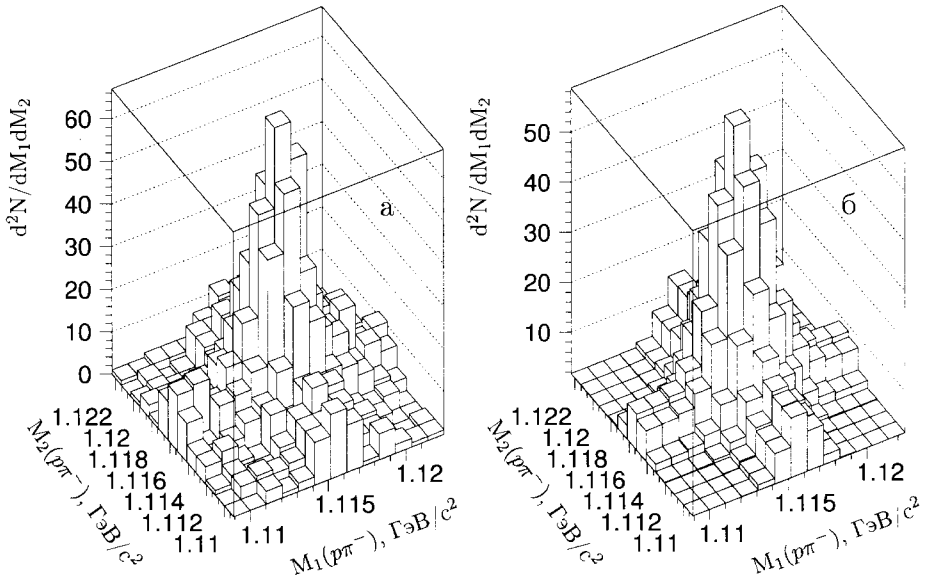


Рис. 4. Зависимость эффективной массы системы ($p\pi^-$), соответствующей первому Λ -гиперону из пары $\Lambda\bar{\Lambda}$, от эффективной массы системы ($p\pi^-$), соответствующей второму Λ -гиперону (а), результат фитирования этой зависимости суммой одной двумерной, двух одномерных функций Гаусса и константы (б)

деления, помимо четкого сигнала в области значений эффективной массы ($p\pi^-$), соответствующих табличной массе Λ -гиперона, имеют характерные превышения вдоль линий, перпендикулярных осям и проходящих через эту область. Такое поведение свидетельствует о том, что наложенные ограничения не позволяют полностью исключить вклад фоновых событий, в составе которых одна из систем ($p\pi^-$) не является Λ -гипероном.

Чтобы оценить количество отобранных пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Lambda\bar{\Lambda}$, распределения были профитированы суммой одной двумерной, двух одномерных функций Гаусса и константы (см. рис.4б и 5б). Из результата фитирования получено количество пар $\Lambda\bar{\Lambda}$, равное 535 ± 26 , пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ – 1280 ± 45 . Для отобранных Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов средние значения массы равны $(1115,9 \pm 0,1)$ МэВ/ c^2 и $(1115,7 \pm 0,1)$ МэВ/ c^2 соответственно. Оценка величины примеси Λ -гиперонов, образованных в распадах Σ^0 -гиперонов, полученная моделированием, составляет $\approx 25\%$.

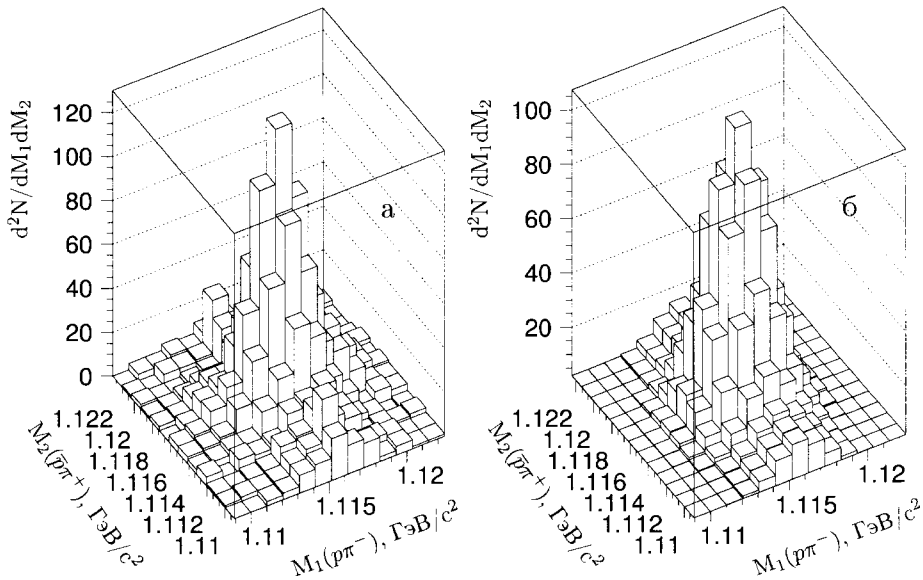


Рис. 5. Зависимость эффективной массы системы $(p\pi^-)$, соответствующей Λ -гиперону из пары $\Lambda\bar{\Lambda}$, от эффективной массы системы $(\bar{p}\pi^+)$, соответствующей $\bar{\Lambda}$ -гиперону (а), результат фитирования приведенной выше зависимости суммой одной двумерной, двух одномерных функций Гаусса и константы (б)

Для того, чтобы понять, какое влияние примесь фоновых событий оказывает на исследуемые распределения, была применена методика, в дальнейшем именуемая как "вычитание фона". Суть методики рассмотрим на примере системы $\Lambda\bar{\Lambda}$, но в равной степени она применяется при обработке данных для $\Lambda\bar{\Lambda}$ и заключается в том, что исследуемый интервал по эффективной массе системы $(p\pi^-)$ делится на две части: область сигнала $|M_{eff}(p\pi^-) - M_{Табл}(\Lambda)| < 3\sigma$ и фоновую область $3\sigma < |M_{eff}(p\pi^-) - M_{Табл}(\Lambda)| < 9\sigma$, где σ – среднеквадратичное отклонение, полученное в результате аппроксимации экспериментального распределения событий по эффективной массе системы $(p\pi^-)$ функцией Гаусса и равное $1,5 \text{ МэВ}/c^2$. Далее исследуемые распределения параллельно заполняются для трех случаев: 1) оба гиперона лежат в области сигнала, 2) один гиперон лежит в области сигнала, а второй – в фоновой области, 3) оба гиперона лежат в фоновой области. Методика основывается на предположении

о равномерности фона, когда в одинаковые по площади квадраты на рис.4а, лежащие в области сигнала и в фоновой области, попадает одинаковое, в пределах статистического разброса, количество событий, в состав которых входят вилки, не являющиеся в действительности Λ -гиперонами. После заполнения распределений, из первого, соответствующего случаю, когда обе частицы лежат в области сигнала, вычитаются два оставшихся с коэффициентами, пропорциональными вкладу фона данного типа в область сигнала.

2. Моделирование

Одним из возможных способов построения фона является моделирование, учитывающее эффективность регистрации установки. Существенным является выбор генератора вторичных частиц, адекватно воспроизводящего экспериментальные спектры.

При построении корреляционной функции, когда используются отношения нормированных распределений, желательно добиться в рамках модели воспроизведения формы экспериментальных спектров (естественно, в той части, которая не определяется исследуемыми корреляциями). В качестве такого генератора был выбран пакет FRITIOF [19], предназначенный для описания мягких адронных процессов для энергий в системе центра масс сталкивающихся частиц не ниже 10 ГэВ.

Другой возможностью использования распределений, полученных в результате моделирования, для изучения корреляций является построение корреляционной функции в виде так называемого "двойного отношения", когда исследуемое экспериментальное распределение делится на распределение, построенное методом перемешивания (т.е. с использованием частиц из разных событий) с последующим делением данного отношения на аналогичное, полученное моделированием. Подобное построение корреляционной функции позволяет учесть часто возникающие при перемешивании кинематические корреляции, являющиеся следствием невыполнения законов сохранения.

С целью проверки возможности применения пакета FRITIOF для моделирования фонового распределения для корреляционной функ-

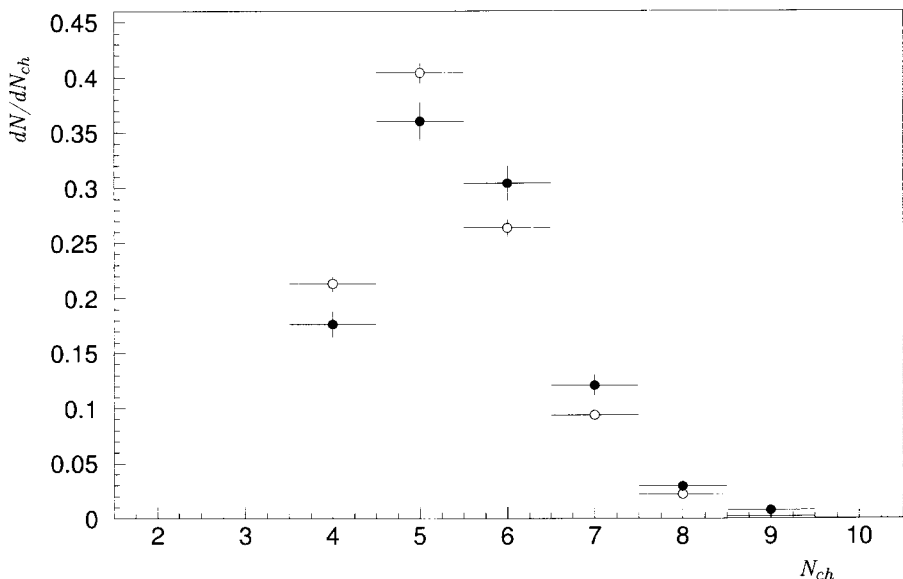


Рис. 6. Распределение по множественности заряженных частиц: эксперимент (\circ), моделирование с помощью FRITIOF(\bullet)

ции было проведено сравнение экспериментальных распределений по кинематическим переменным и множественности заряженных частиц с аналогичными распределениями, полученными моделированием. Результаты представлены на рис.6–8.

Сравнение распределений свидетельствует об удовлетворительном согласии результатов моделирования с экспериментом для двухчастичных распределений и продольных импульсов для одиночных Λ . В области малых поперечных импульсов одиночных Λ -гиперонов наблюдаются заметные отличия, качественно согласующиеся с ожидаемыми при проявлении статистики Ферми-Дирака. Подобное поведение демонстрируют и аналогичные распределения, полученные с использованием методики "вычитания фона".

Все это свидетельствует в пользу возможности применения пакета FRITIOF для моделирования фоновых распределений.

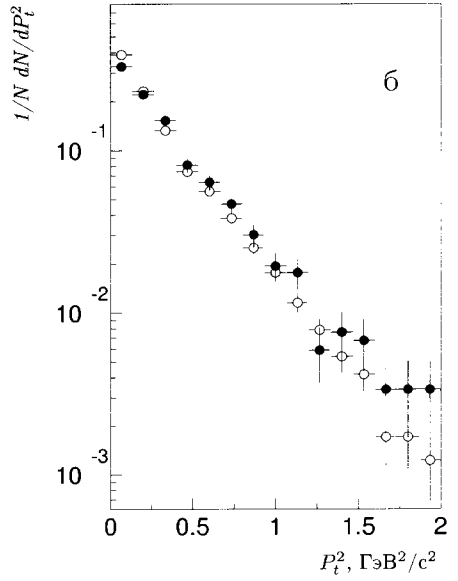
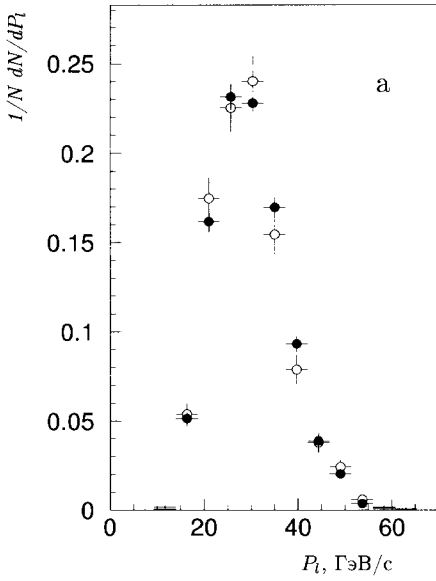


Рис. 7. Распределения по P_t (а) и P_t^2 (б) для пар $\Lambda\Lambda$: эксперимент (○), моделирование с помощью FRITIOF (●)

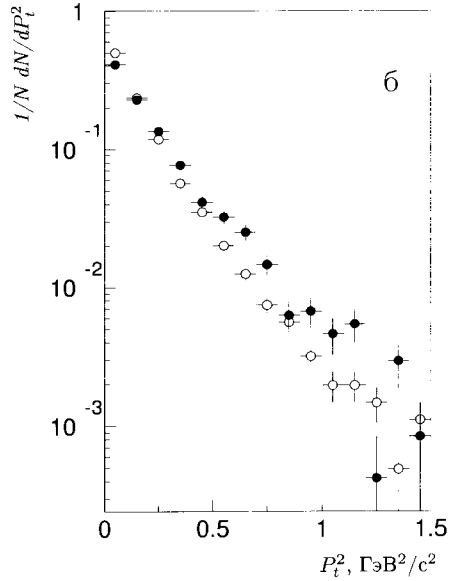
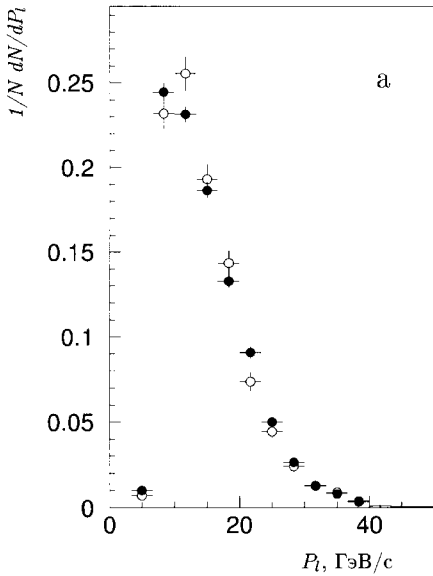


Рис. 8. Распределения по P_t (а) и P_t^2 (б) для Λ -гиперонов из пар $\Lambda\Lambda$: эксперимент (○) и моделирование с помощью FRITIOF (●)

3. Параметризация и переменные

Для анализа экспериментальных данных была использована двух-частичная корреляционная функция, которая обычно определяется следующим соотношением:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_1(p_2)}, \quad (3)$$

где p_1 и p_2 – 4-импульсы частиц, N_1 и N_2 – одно- и двухчастичные плотности распределений.

Исследовалась зависимость корреляционной функции C_2 от инвариантной переменной $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2$. Использование этой переменной позволяет сочетать свойства трехмерного анализа с низкими требованиями к объему статистики, характерными для одномерной задачи [20].

В соответствии с принципом Паули волновая функция двух тождественных частиц с полужелым спином должна менять знак при перестановке координат и спинов обеих частиц, т.е. должна быть антисимметрична. Таким образом, должно выполняться условие

$$(-1)^{L+S} = 1, \quad (4)$$

где L – орбитальный момент относительного движения, S – суммарный спин системы. Соответственно, для пар Λ -гиперонов могут реализоваться либо синглетные состояния $S = 0$ с четными орбитальными моментами, либо триплетные состояния $S = 1$ с нечетными орбитальными моментами.

При разности импульсов $Q \rightarrow 0$ состояния с ненулевым орбитальным моментом L "вымирают"; частицы имеют $L = 0$ и поэтому могут находиться только в состояниях с четным суммарным спином. В частности, две тождественные частицы со спином $1/2$ при $Q \rightarrow 0$ могут находиться только в синглетном состоянии ($S = 0$). Для статистического спинового ансамбля, где каждое из четырех спиновых состояний испускается с одинаковой вероятностью, величина корреляционной функции при $Q \rightarrow 0$ будет стремиться к значению $0,5$, так как оставшаяся при $Q \rightarrow 0$ четвертая часть состояний будет испытывать конструктивные корреляции.

Модель независимо испускающих одночастичных источников с гауссовым пространственно-временным распределением в объеме статичной сферы приводит к параметризации Гольдхабера [3]:

$$C_2(Q) = 1 - \lambda \exp(-R^2 Q^2), \quad (5)$$

где λ – параметр, характеризующий силу корреляций, чувствительный к наличию примеси неправильно идентифицированных частиц и к наличию резонансов, R – параметр, пропорциональный средне-квадратичному радиусу сферически-симметричной области рождения в системе покоя пары частиц ($R^2 = \langle r^2 \rangle / 3$).

В общем случае параметры, определяемые с помощью двухчастичных корреляций, соответствуют гауссовым ширинам распределения источника в пространстве-времени. Конечное время жизни источника частиц усложняет их определение. Для статичного источника частиц определяемые радиусы имеют однозначное соответствие геометрическим размерам источника. Однако для движущихся источников данные радиусы – это результат комбинации эффектов, обусловленных временем жизни, геометрическими размерами и другими пространственно-временными корреляциями. Кроме того, если источники расширяются, то все параметры становятся функциями импульса пары [21].

4. Анализ и результаты

Исследована зависимость корреляционной функции C_2 от разности 4-импульсов Q для пар ЛЛ. Зависимость для случая фонового распределения, построенного с помощью моделирования, представлена на рис.9. В области малых значений Q наблюдаются деструктивные корреляции, которые, по-видимому, обусловлены статистикой Ферми-Дирака.

Сплошная кривая на рис.9 – результат фитирования функцией Гаусса, который также представлен в табл.2. Он хорошо согласуется с поведением корреляционных функций, построенных с использованием в качестве фонового распределения, полученного перемешиванием, отнесенного к аналогичному распределению, полученному

Таблица 2. Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ гауссианом

$N^{\text{data}}/N^{\text{BG}}$	λ	R , фм	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{FRITIOF}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,47\pm 0,14$	$0,39\pm 0,08$	0,3
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{FRITIOF}}$	$0,45\pm 0,16$	$0,4\pm 0,1$	0,4
С вычитанием фона			
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{FRITIOF}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,5\pm 0,2$	$0,37\pm 0,09$	0,2
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{FRITIOF}}$	$0,67\pm 0,14$	$0,33\pm 0,06$	0,4

моделированием (двойное отношение), а также функций, построенных с использованием методики "вычитания фона".

Корреляции данного типа должны отсутствовать в парах $\Lambda\bar{\Lambda}$. Зависимость корреляционной функции C_2 от разности 4-импульсов Q для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ для случая фонового распределения, полученного моделированием, показана на рис.10. Как и в случае с корреляциями пар $\Lambda\Lambda$, поведение функций, полученных с использованием других методов построения фона, повторяет поведение функции, приведенной на рис.10.

Деструктивные корреляции в области малых значений Q для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ не наблюдаются, что свидетельствует в пользу квантово-статистической природы корреляций пар $\Lambda\Lambda$. Наличие некоторого превышения в области 1,25 ГэВ, возможно, обусловлено присутствием мезонного резонанса с массой около 2,5 ГэВ/ c^2 .

Помимо эффектов квантовой статистики заметное влияние на корреляционную функцию может оказывать взаимодействие в конечном состоянии. Это влияние в случае корреляций нейтральных Λ -гиперонов обусловлено сильным взаимодействием. Используя аналитическое выражение, приведенное в работах [6] и [22], можно оценить длину s-волнового рассеяния. Штриховые кривые на рис.9 – фитирование зависимостью [6] с учетом длины рассеяния при фиксированном значении параметра λ , равном 0,5, – значении, предсказываемом квантовой статистикой и хорошо согласующемся с полученными выше параметрами. Результаты фитирования представлены в табл.3. Кривые и значения параметров близки к полученным

Таблица 3. Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ зависимостью [6] с учетом вклада сильного взаимодействия в конечном состоянии при фиксированном параметре $\lambda = 0,5$

$N^{\text{data}}/N^{\text{BG}}$	R_G , фм	l_s , фм	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{MC}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,38\pm 0,09$	$-0,03\pm 0,08$	0,3
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{MC}}$	$0,4\pm 0,1$	$-0,03\pm 0,08$	0,4
С вычитанием фона			
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{FRITIOF}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,36\pm 0,11$	$-0,01\pm 0,11$	0,2
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{MC}}$	$0,37\pm 0,05$	$-0,74\pm 0,14$	0,4

с помощью параметризации Гольдхабера. Значения длин рассеяния оказываются отрицательными и малыми по абсолютной величине, что не позволяет сделать вывод о наличии заметного вклада сильного взаимодействия в конечном состоянии. Штрих-пунктирная кри-

Таблица 4. Значения параметров аппроксимации распределений $C_2(Q)$ зависимостью [6] с учетом вклада сильного взаимодействия в конечном состоянии

$N^{\text{data}}/N^{\text{BG}}$	λ	R_G , фм	l_s , фм	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{MC}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,8\pm 0,3$	$0,54\pm 0,08$	$1,6\pm 0,4$	0,2
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{MC}}$	$0,8\pm 0,3$	$0,56\pm 0,09$	$1,7\pm 0,4$	0,3
С вычитанием фона				
$N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{MC}}^{\Lambda\Lambda}$	$0,8\pm 0,4$	$0,51\pm 0,09$	$1,5\pm 0,5$	0,2
$(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{data}}/(N^{\Lambda\Lambda}/N_{\text{mix}}^{\Lambda\Lambda})^{\text{MC}}$	$1,0\pm 0,4$	$0,45\pm 0,06$	$1,3\pm 0,3$	0,4

вая на рис.9 – фитирование зависимостью [6] с учетом длины рассеяния для параметра λ , определяемого в процессе фитирования. Результаты фитирования показаны в табл.4. Полученные значения параметра λ оказываются больше, чем в предыдущих двух случаях, но в пределах погрешностей согласуются с предсказаниями статистики Ферми-Дирака. Большие значения длин рассеяния соответствуют и большим радиусам, позволяя оценить величину возможного влияния взаимодействия в конечном состоянии на данный параметр. Однако наблюдаемые длины рассеяния $\approx 1,5$ фм оказыва-

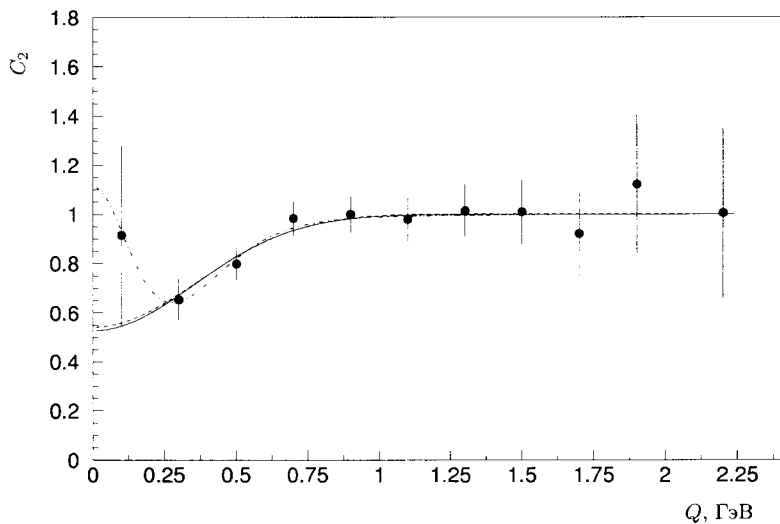


Рис. 9. Зависимость корреляционной функции C_2 от разности 4-импульсов Q для пар LL . Фон получен моделированием

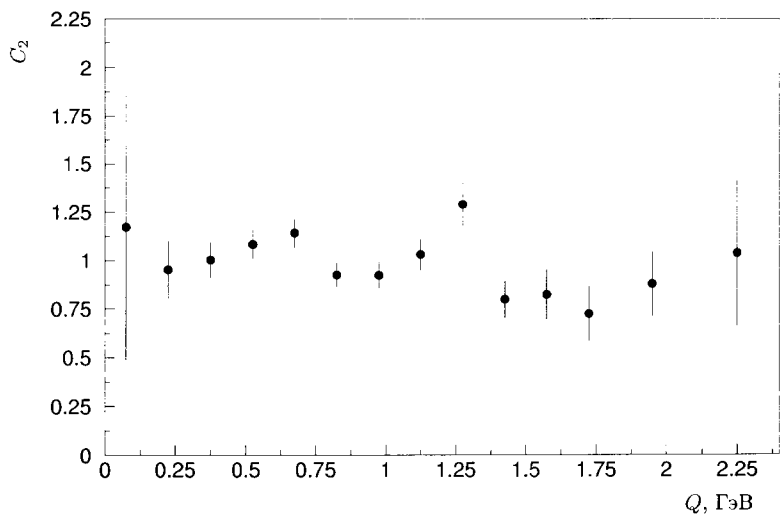


Рис. 10. Зависимость корреляционной функции C_2 от разности 4-импульсов Q для пар $L\bar{L}$. Фон получен моделированием

ются существенно меньше значений, полученных для np -системы и составляющих ≈ 20 фм.

Заключение

В заключение перечислим основные результаты, полученные в работе.

Впервые в нуклон-ядерных взаимодействиях исследованы двух-частичные корреляции при малых относительных импульсах пар $\Lambda\Lambda$ и $\Lambda\bar{\Lambda}$ в $n\bar{c}$ -взаимодействиях. Наблюдаются деструктивные корреляции в области малых Q для пар $\Lambda\Lambda$. Эти корреляции отсутствуют для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$, что позволяет рассматривать деструктивные корреляции тождественных гиперонов как следствие проявления статистики Ферми-Дирака. Эффект наблюдается при использовании для построения корреляционной функции различных типов фона.

Впервые в нуклон-ядерных взаимодействиях в рамках параметризации Гольдхабера получена оценка размеров области рождения Λ -гиперонов. Полученное значение параметра R равно $0,3 \div 0,4$ фм. Это значение оказывается больше наблюдаемого в e^+e^- -аннигиляции на LEP ($0,1 \div 0,2$ фм) и меньше полученного в PbPb-взаимодействии на SPS (2 фм). Такое поведение качественно согласуется с наблюдаемым в пионных и каонных корреляциях.

Значение параметра R меньше соответствующих значений для пар тождественных K - и π -мезонов, полученных на установке ЭКСЧАРМ при взаимодействиях нейтронов с ядрами углерода [23], что свидетельствует об уменьшении размеров области генерации с ростом массы образующихся частиц. Этот результат согласуется с поведением зависимости размеров области образования частиц от массы, наблюдаемым, в частности, в экспериментах на LEP [9].

Впервые в нуклон-ядерных взаимодействиях получена оценка длины s -волнового $\Lambda\Lambda$ -рассеяния, которая оказалась существенно меньше наблюдаемой длины s -волнового np -рассеяния.

Параметр λ оказался близким к предсказываемому квантовой статистикой значению 0,5, что, возможно, свидетельствует о небольшом влиянии сильного взаимодействия в конечном состоянии или влиянии формы его потенциала на корреляционную функцию [12].

Авторы благодарны Р. Ледницкому за критические замечания, ценные советы и помощь в работе, а также руководству вычислительного кластера НИВЦ МГУ за предоставленные вычислительные мощности. Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России – фундаментальные исследования" (проект УР.02.01.022) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 03-07-90385).

Литература

- [1] Подгорецкий М.И. //ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.628.
- [2] Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. //ЯФ, 1972, т.15, с.392. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. //ЯФ, 1973, т.18, с.656.
- [3] Goldhaber G. et al., Phys. Rev. 120, 1960, p.300.
- [4] Koonin S.E., Phys. Lett. 70, 1977, p.43.
- [5] Gyulassy M., Kauffmann S.K., Wilson L.W., Phys. Rev. C20, 1979, p.2267.
- [6] Ледницки Р., Любошиц В.Л. //ЯФ, 1982, т.35, с.1316; Lednicky R., Lyuboshitz V.L., Heavy Ion Physics 3, 1996, p.93.
- [7] Boal D.H., Shillcock J.C., Phys. Rev. C33, 1986, p.549.
- [8] Lednicky R., Lyuboshitz V.L., Erazmus B., Nouais D., Phys. Lett. B373, 1996, p.30.
- [9] Alexander G. et al., Phys. Lett. B452, 1999, p.159.
- [10] Afanasiev S.V. et al., Nucl. Phys. A698, 2002, p.104.
- [11] Eschrich I. et al., Phys. Lett. B522, 2001, p. 233-239.
- [12] Lednicky R., nucl-th/0212089, to be published in Yad. Fiz. Vol. 67, 2004, No. 1, p.1-11.
- [13] Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, Р13-94-312, Дубна, 1994, 16 с.

- [14] Aleev A.N. et al., ИЕТ, Vol. 38, No. 4, Part 1, 1995, p. 425-433.
Алеев А.Н. и др. //ПТЭ, 1995, N4, с.8-20.
- [15] Алеев А.Н. и др. //ПТЭ, 1991, N1, с.50-60.
- [16] Войчишин М.Н. и др. //ПТЭ, 1985, N3, с. 71-73.
- [17] Алеев А.Н. и др. P13-94-520, Дубна, 1994, 12 с.
- [18] А.Н. Алеев и др. //Спектрометр ЭКСЧАРМ, ПТЭ, 42 (1999)
481.
- [19] Hong Pi, Comp. Phys. Comm., 71, 1992, p.173.
- [20] Agababayan N.M. et al., Z.Phys., C59, 1993, p.405.
- [21] Pratt S., Phys. Rev. Lett., 53, 1984, p.1219; Phys. Rev. D33, 1986,
p.1314; Wiedemann U.A., and Wu Y.-F., Phys. Lett. B382, 1996,
p. 181.
- [22] Lednicky R: MPI-PhE/99-10, 1999, p.11; Heavy Ion Physics 3, 1996,
p.93.
- [23] Поленкевич И.А. //УНИРОС-2003. Сборник научных трудов,
МИФИ, 2003, с.31-32. Еремин С.В.//УНИРОС-2003. Сборник
научных трудов, МИФИ, 2003, с.29-30.

Получено 20 октября 2003 г.

Алеев А. Н. и др.

P1-2003-191

Интерференционные корреляции гиперонов
в нейтрон-углеродных взаимодействиях

Проведено исследование интерференционных корреляций пар Λ -гиперонов, рожденных во взаимодействиях нейтронов с энергией 20–70 ГэВ с углеродной мишенью. Эксперимент выполнен с помощью спектрометра ЭКСЧАРМ. Наблюдаются деструктивные корреляции в области малых относительных 4-импульсов для пар $\Lambda\Lambda$, которые отсутствуют для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$. Сравнение с данными по корреляциям мезонов свидетельствуют об уменьшении размеров области генерации частиц с ростом их массы.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Aleev A. N. et al.

P1-2003-191

Interference Correlations of Hyperons
in Neutron-Carbon Interactions

The interference correlations of Λ -hyperon pairs produced on the carbon target by 20–70 GeV neutrons have been investigated with the EXCHARM spectrometer. Destructive correlations at low relative 4-momenta are observed for $\Lambda\Lambda$ -pairs. No correlations of this type are observed for $\Lambda\bar{\Lambda}$. Comparison with the corresponding data on meson correlations shows a decrease of production area sizes with an increase of particle masses.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *О. Г. Андреева*
Макет *Е. В. Сабавой*

Подписано в печать 04.11.2003.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,38. Уч.-изд. л. 1,21. Тираж 415 экз. Заказ № 54169.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/