

СИ 8808174

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 88-31
03Ф

С.В.Чекулаев, М.Ю.Боголюбовский, В.А.Бумажнов,
А.Е.Киришин, А.И.Котова, М.С.Левицкий,
А.А.Минаенко, А.М.Моисеев, А.В.Плескач,
Е.А.Старченко, М.Н.Уханов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Л.В.Бравина, П.Ф.Ермолов, Е.Е.Забродин,
В.С.Мурзин, Н.А.Круглов, А.С.Проскураков,
Л.И.Сарычева, Л.Н.Смирнова

Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ, Москва

Э.Г.Боос, А.А.Виницкий, К.Г.Зайцев, Н.С.Покровский
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ МЕЗОННОЙ СИСТЕМЫ
В СОБЫТИЯХ С ДВУМЯ ЛИДИРУЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ
В $p\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

Серпухов 1988

Аннотация

Чекулаев С.В. и др. Изучение структуры мезонной системы в событиях с двумя лидирующими частицами в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 88-31. - Серпухов, 1988. - 19 с., 10 рис., 2 табл., библиогр.: 15.

На статистике 13,2 тыс. событий из $\bar{p}p$ -взаимодействий при 32 ГэВ/с с множественностью заряженных частиц $n_{зар} \geq 4$, в которых имеются лидирующие протон и антипротон, проведено изучение свойств мезонной системы. Показано, что с ростом эффективной массы, ее форма в системе главных осей становится более вытянутой, при этом степень коллимации заряженных мезонов несколько выше чем в e^+e^- -аннигиляции при близких энергиях. Установлено, что заряженные мезоны из событий с двумя лидирующими частицами имеют более жесткий x_R -спектр и меньшую множественность, чем мезоны из e^+e^- -аннигиляции при тех же значениях \sqrt{s} , что может быть следствием специфических кинематических свойств использованной выборки.

Abstract

Chekulaev S.V. et al. Study of Meson System Structure in Events with Two Leading Particles in $\bar{p}p$ -Interactions at 32 GeV/c: IHEP Preprint 88-31. - Serpukhov, 1988. - p. 19, figs. 10, tables 2, refs.: 15.

Meson system properties have been studied using statistics of 13,2 K. events from $\bar{p}p$ -interactions at 32 GeV/c with $n_{ch} \geq 4$ containing the leading proton and antiproton. It is shown that with the growth of the effective mass of the pion system its shape in the principal axes frame becomes more elongated and collimation of charged mesons is somewhat higher than in the e^+e^- -annihilation at the same energies. It is found out that the charged mesons from events with two leading particles have harder x_R spectrum and smaller multiplicity, than mesons from the e^+e^- annihilation of the same value of \sqrt{s} which may be caused by the specific kinematic properties of the sample used.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные, полученные в e^+e^- -аннигиляции^{/1/}, глубоконеупругих лептон-адронных $\ell^{\pm}h$ -взаимодействиях^{/2/} и жестких адрон-адронных hh -взаимодействиях при высоких энергиях^{/3/}, позволяют утверждать, что вторичные адроны образуются в результате фрагментации партонных, фрагментационные функции которых универсальны для всех типов взаимодействий.

Однако в "мягких" hh -взаимодействиях этот факт проверить трудно, так как возможные струи от фрагментации партонных перекрываются в ограниченной по p_T области фазового пространства. Кроме того, состав фрагментирующихся партонных после "мягкого" hh -взаимодействия менее определен, чем, например, в e^+e^- -аннигиляции, так как не ясна роль различных подпроцессов, приводящих к цветовому расщеплению сталкивающихся адронов.

Поэтому для изучения на кварк-партонном уровне механизмов множественного образования частиц в "мягких" hh -взаимодействиях часто выбираются такие конечные состояния, которые позволяют, хотя бы на феноменологическом уровне, проводить сравнение с конечными адронными состояниями из e^+e^- и $\ell^{\pm}h$ -взаимодействий. Одним из таких направлений исследований является изучение структуры мезонной системы (МС), сопровождающей в hh -взаимодействиях лидирующую частицу, и сравнение ее свойств со свойствами достаточно изученной как экспериментально, так и теоретически, МС из e^+e^- -аннигиляции при близких значениях свободной энергии.

Одними из первых в этом направлении явились исследования свойств МС, вылетающей в с.ц.м. в ту же полусферу, что и лидирующей протон, проведенные на накопительных кольцах ЦЕРНа в диапазоне энергии $\sqrt{s} = (30+60)$ ГэВ^{/4/}.

Однако в более поздних исследованиях, в которых анализировалась полная МС из событий с двумя лидирующими частицами^{/5,6/}, был получен ряд результатов, не согласующихся с выводами работы^{/4/}.

Настоящая работа посвящена изучению свойств МС, образовавшейся в инклюзивном процессе с двумя лидирующими адронами

$$\bar{p}p \rightarrow p_{\text{лид}} + p_{\text{лид}} + \text{МС} \quad (1)$$

при 32 ГэВ/с, где МС содержит не менее двух заряженных частиц.

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Настоящая работа основана на полной статистике $\bar{p}p$ -эксперимента (~ 200 неупругих событий всех множественностей). Эта выборка событий получена при обработке пленки с жидководородной пузырьковой камеры "Мирабель", облученной в пучке сепарированных антипротонов на ускорителе У-70 ИФВЭ.

Все события, обнаруженные в результате двукратного просмотра пленки в эффективном объеме камеры, измерялись на автоматах НРД и прецизионных полуавтоматических проекторах. События, не прошедшие стадию геометрической реконструкции, проводившейся с помощью программы Н-СВОМ, перемерялись до двух раз. Протоны с $p_{\text{лид}} < 1,2$ ГэВ/с идентифицировались визуально по повышенной плотности ионизации их треков, что обеспечило выделение около 50% всех вторичных протонов. Для выделения упругого и других эксклюзивных 4С-фит каналов все события обчитывались по программе GRIND. Все распады нейтральных странных частиц (V^0 -вершины) и e^+e^- -пары от конверсии J -квантов идентифицировались и ассоциировались с первичной вершиной также на основании результатов их обчета по программе GRIND.

На ленту суммарных результатов записывались только полностью восстановленные события, относительные ошибки измерения импульсов заряженных частиц в которых не превышали 25%. Средняя вероятность события пройти систему обработки составляла в среднем 85%, но существенно зависела от множественности вторичных заряженных частиц ($n_{\text{зар}}$) в событии. Потери событий в процессе обработки поправлялись с помощью специально вычисленных "коэффициентов прохождения", зависящих от $n_{\text{зар}}$. Подробнее процедура обработки описана в наших предыдущих публикациях^{1/1}.

Для обеспечения сравнимости полученных результатов с результатами других групп, проводивших исследования свойств МС, в настоящей работе были использованы только события с $n_{\text{зар}} \geq 4$.

Основу выборки событий с двумя лидирующими адронами составили 42 тыс. событий с $n_{зар} \geq 4$, имеющих протон, идентифицированный по плотности ионизации.

При выделении быстрых антипротонов был использован тот факт, что в силу эффекта лидирования существует кинематическая область, заселенная преимущественно антипротонами. Для определения области $r_{лаб}$, в которой примесь π^- -мезонов достаточно мала, было использовано, как обычно, свойство CP-симметрии частиц и античастиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, и распределения антипротонов и π^- -мезонов в области больших $r_{лаб}$ были симметрированы с помощью спектров идентифицированных протонов и π^+ -мезонов, переведенных в антилабораторную систему. Анализ этих распределений позволил определить, что при $r_{лаб}^{\bar{p}} > 13$ ГэВ/с для $n_{зар} = 4$ и $r_{лаб}^{\bar{p}} > 15$ ГэВ/с для $n_{зар} \geq 6$ примесь быстрых π^- -мезонов в антипротоны не превышает 10%.

Для обеспечения симметрии спектров отобранных p и \bar{p} в с.ц.м. для получения окончательной выборки событий с двумя лидирующими частицами было использовано условие $|x_F|_{p, \bar{p}} > 0,30$, где фейнмановская переменная определена как $|x_F| = 2p_L^* / \sqrt{s}$. Это обрезание позволило выделить антипротоны с примесью π^- -мезонов меньшей 10%.

Для сравнения данных от реакции (I) с результатами исследований e^+e^- -аннигиляции из исследуемой выборки были исключены события с $|x_F|_{\bar{p}, p} > 0,85$, где большой вклад дают процессы одноврешинной дифракционной диссоциации протона или антипротона. Всего таким образом было выделено 13,2 тыс. событий с $n_{зар} \geq 4$, среди которых 60% составляют четырехлучевые, 34,5% - шестилучевые, 5,5% - события с $n_{зар} \geq 8$.

Согласно результатам наших предыдущих работ, MC состоит преимущественно из π^- -мезонов с небольшой (5%) примесью K-мезонов^{8/}.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученная экспериментальная выборка событий с идентифицированными лидирующими протоном и антипротоном обеспечивает уникальную возможность исследовать характеристики MC, несмотря на наличие в ней незарегистрированных нейтральных частиц, так как кинематические параметры MC полностью определяются по измеренным значениям p и \bar{p} .

Однако особенность этой выборки (ограниченность $|x_F|_{p, \bar{p}}$) приводит к отличию характеристик MC из реакции (I) от характеристик MC из инклюзивной реакции

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p} + p + MC, \quad (2)$$

в которой $p_{\text{лэд}}$ протона и антипротона изменяются во всем кинематически допустимом интервале.

Основное отличие MC из реакций (1) и (2) состоит в том, что в первом случае MC может иметь только достаточно ограниченную область эффективных масс M_{MC} , так как лидирующие адроны уносят значительную часть полной энергии. Однако даже в этой ограниченной области M_{MC} события из реакции (1) будут составлять только часть событий от инклюзивной реакции (2), так как в эту область могут попадать также эффективные массы MC событий из реакции (2), у которых одна лидирующая частица (протон или антипротон) имеет $|x_F|_{p, \bar{p}} < 0,30$, а другая лидирующая частица - очень быстрая, и которые, вообще говоря, могут соответствовать другим физическим процессам, характерным для hh -взаимодействий.

Для исследования влияния экспериментальных методов отбора на полноту выборок событий с разными $p_{\text{зар}}$ и для выбора верхней границы M_{MC} нами были использованы события, сгенерированные для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 32 ГэВ/с по кварковой фрагментационной модели, развитой в Лундском университете, которая в дальнейшем будет называться Лундской моделью (ЛМ)/9/.

На рис.1 изображен спектр эффективных масс MC, вычисленный для событий от реакции (2), сгенерированных по ЛМ. Эффективная масса MC определялась как $M_{MC}^2 = (p_{\bar{p}} + p_p - \sum_{i=1}^2 p_{\text{лид}})^2$, где $p_{\bar{p}}, p_p$ - четырехимпульсы падающего антипротона и протона мишени, а $p_{\text{лид}}$ - четырехимпульсы лидирующих адронов. Так как ЛМ достаточно хорошо описывает спектры нуклонов из инклюзивных и эксклюзивных процессов, полученные в этом эксперименте, можно предположить, что экспериментальное распределение по M_{MC} близко к расчетному. На этом же рисунке приведено распределение по M_{MC} для сгенерированных по ЛМ событий, отобранных по тем же критериям, по которым выделялась экспериментальная выборка событий из реакции (1).

Видно, что отобранные по указанным выше критериям события от реакции (1) могут иметь MC только с массой $< 4,5$ ГэВ. Далее сравнение этих двух распределений показывает, что до $M_{MC} < 1,5$ ГэВ выборка событий от реакции (1) почти совпадает с инклюзивной выборкой от реакции (2), однако при больших массах выборка (1) становится не представительной для реакции (2). Это, как уже

указывалось выше, не позволяет распространить характеристики МС из реакции (I) на характеристики всей инклюзивной МС, имеющей массы < 4,5 ГэВ.

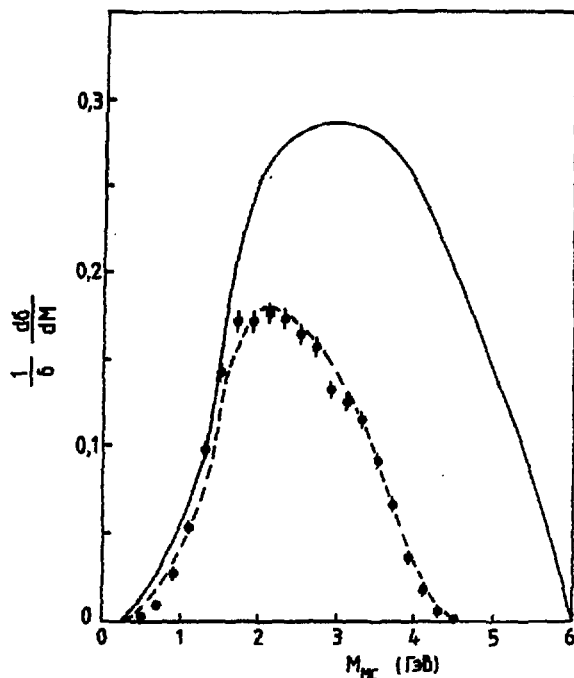


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе МС для: а) ЛМ-выборки от реакции (2) (обозначено сплошной линией, площадь нормирована на единицу); б) ЛМ-выборки от реакции (I) (обозначено пунктирной линией, нормировка, как у (а)); в) экспериментальной выборки от реакции (I) (обозначено сплошными кружками, площадь нормирована на площадь распределения (б)).

Нанесенное на этом же рисунке экспериментальное распределение по M_{MC} , нормированное на число ЛМ-событий M_{MC} -распределений для реакции (I), в целом демонстрирует хорошее совпадение с последним. Это подтверждает сделанное ранее предположение о предсказательных возможностях ЛМ.

На рис.2 приведены соответствующие M_{MC} -распределения для ЛМ-событий с разными $n_{зар}$. Для сопоставления, площади распределений, соответствующие ЛМ-подвыборкам из реакции (2), нормированы на единицу. Из этих рисунков следует, что в отобранной по описанным выше критериям экспериментальной выборке событий от реакции (I)

достаточно полно представлены лишь четырехлучевые события, так как с ростом $n_{зар}$ процент событий из инклюзивной выборки (2), отобранных в выборку (1), быстро падает. Это обусловлено тем, что для выборки (2) при $n_{зар} \geq 6$ область $2 < M_{МС} \leq 4,5$ ГэВ в основном заселена событиями с асимметричными лидирующими частицами, у которых или протон или антипротон имеют $|x_F| < 0,30$.

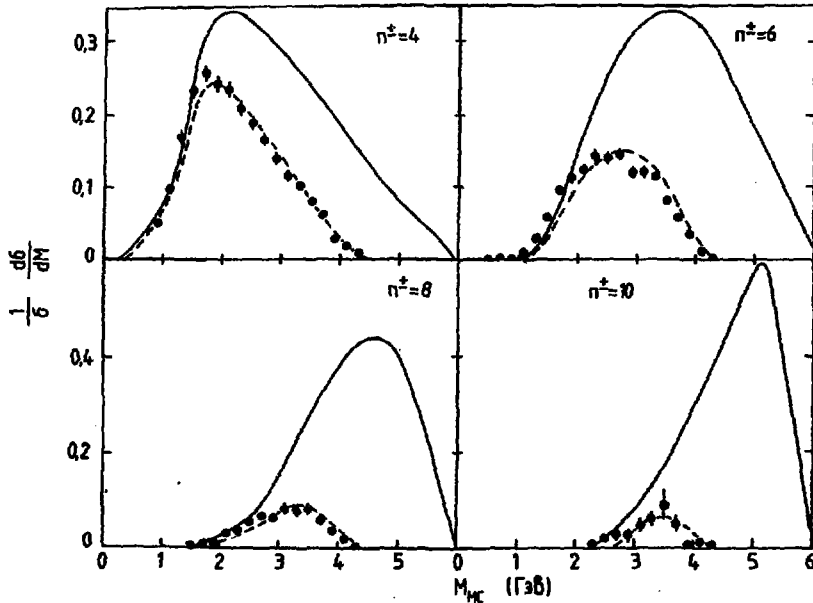


Рис. 2. Те же распределения, что и на рис.1, для событий с фиксированными $n_{зар}$.

Как следует из рис.2, распределения по $M_{МС}$ событий из экспериментальной выборки (1) для разных $n_{зар}$, нормированные на площади соответствующих ЛМ-распределений, опять достаточно хорошо согласуются с последними.

2.1. Общие закономерности образования МС

К настоящему времени экспериментально уже установлено, что при промежуточных энергиях ($\sqrt{s} < 10$ ГэВ), когда средняя множественность вторичных адронов еще невелика, пионы преимущественно образуются во фрагментационных областях первичных частиц.

Однако однозначного описания этих процессов в рамках кварк-партоновых представлений еще не существует.

Экспериментальный материал по реакции (I), используемый в настоящей работе, позволяет провести исследования особенностей образования не только полной МС, но и в отдельности её заряженной и нейтральной компонент. Наиболее подробная экспериментальная информация имеется для заряженной компоненты (ЗК) МС, которую можно изучать на уровне отдельных адронов. Для нейтральной компоненты (НК) в каждом событии методом вычитания могут быть восстановлены только кинематические параметры НК в целом.

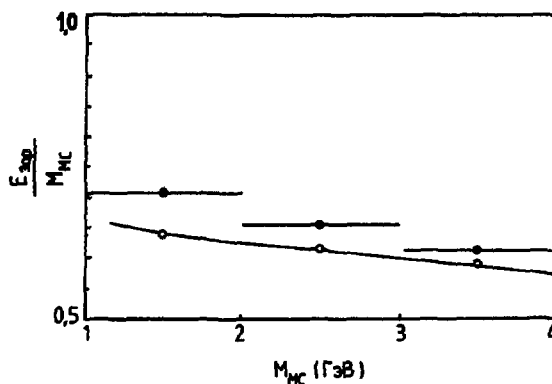


Рис. 3. Отношение $\gamma = E_{зар} / M_{МС}$ как функция $M_{МС}$; кривой показаны результаты расчета по ЛМ.

На рис.3 показано отношение γ энергии ЗК, $E_{ЗК}$ (т.е. реально измеряемой энергии) в системе покоя МС к полной энергии, $E_T = M_{МС}$, в зависимости от $M_{МС}$. Видно, что в целом ЗК переносит $\sim 2/3$ всей энергии МС. При минимальных массах отношение γ максимально и достигает 0,71, так как по условиям выборки в эту область масс попадает значительная часть событий, имеющих только заряженные частицы. С ростом $M_{МС}$ вклад $E_{ЗК}$ падает; эта тенденция хорошо воспроизводится ЛМ и носит в основном кинематический характер. Систематически более низкие значения γ , полученные в ЛМ, объясняются завышенным выходом нейтральных мезонов в этой модели.

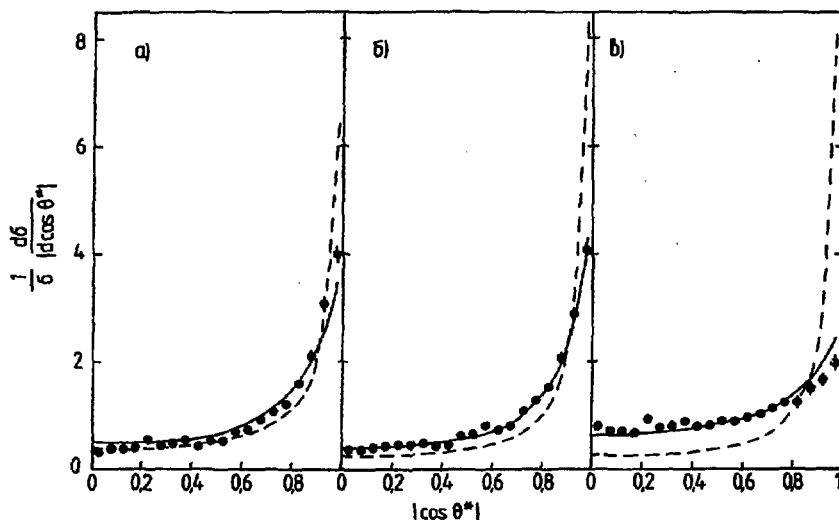


Рис. 4. Нормированные распределения по $|\cos \theta^*| M_{MC}$ для трех интервалов ее инвариантной массы; сплошными кружками обозначены экспериментальные данные для реакции (1); сплошной линией показаны результаты расчета по ЛМ для реакции (1); штриховой линией - результаты расчета по ЛМ для реакции (2).

На рис.4а,б,в показаны распределения по $|\cos \theta_{MC}^*|$, где θ_{MC}^* - угол в с.ц.м. между вектором-импульсом MC и направлением антипротона, полученные для интервалов M_{MC} : а) 1,0+2,0 ГэВ; б) 2,0+3,0 ГэВ; в) 3,0+4,0 ГэВ. Поскольку экспериментальные распределения оказались достаточно симметричны относительно $\cos \theta_{MC}^* = 0$, на рис.4 приводятся лишь распределения, "свернутые" относительно $\cos \theta_{MC}^* = 0$. Характерной особенностью этих распределений для $M_{MC} < 3$ ГэВ является коллимация направления испускания MC относительно направления одного из первичных адронов, что указывает на преимущественно одновершинную эмиссию пионов. При $M_{MC} > 3$ ГэВ распределение по $\cos \theta_{MC}^*$ становится более изотропным. Это можно интерпретировать как указание на возросший вклад двухвершинной фрагментации. Приведенные на рис.4 распределения для ЛМ-событий от реакции (1), в среднем согласуются с экспериментальными. Однако аналогичные распределения, полученные для ЛМ-событий от реакции (2), наоборот, демонстрируют усиление выстро-

енности \vec{p}_{MC}^* относительно направления одного из первичных адронов с возрастанием M_{MC} до 4 ГэВ. На рис.5 приведены распределения по продольному импульсу p_L^* MC в с.ц.м. для трех интервалов M_{MC} вместе с результатами расчетов по ЛМ. Видно, что в последнем интервале M_{MC} p_L^* -распределение существенно сужается, что может быть объяснено только компенсацией суммарного p_L^* за счет увеличения числа частиц, вылетающих в с.ц.м. в разные стороны. Результаты расчета по ЛМ для реакции (1) хорошо совпадают с экспериментальными данными только при $M_{MC} > 2$ ГэВ.

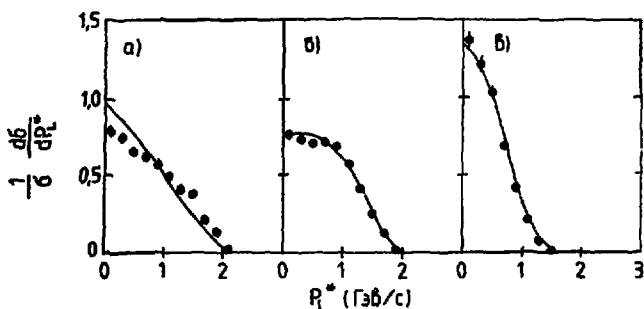


Рис. 5. Нормированные распределения по продольному импульсу MC в с.ц.м., p_L^* , для трех интервалов массы M_{MC} .

С другой стороны, экспериментальные распределения по $|\cos \theta^*|$ и p_T^* , построенные отдельно для ЗК и НК полной MC (которые в работе не приводятся) с ростом M_{MC} каких-либо существенных изменений не претерпевают. Что касается поперечного импульса MC, то он не изменяется с ростом M_{MC} и в среднем равен около 0,500 ГэВ/с. Поперечные импульсы ЗК и НК близки и увеличиваются с ростом M_{MC} от 0,440 до 0,470 ГэВ/с.

Эти данные характеризуют особенности выборки событий от реакции (1): отбор событий с двумя быстрыми ($|x_F|_{B,P} > 0,3$) лидирующими адронами приводит к кинематическим ограничениям на число пионов, образовавшихся в процессе одновершинной фрагментации, и на их эффективную массу, поэтому MC с $M_{MC} > 3$ ГэВ в основном образуется в процессе двухвершинной фрагментации. С другой стороны, в ЛМ-выборке от реакции (2) одновершинная многочастичная фрагментация, соответствующая событиям с протонами или антипротонами, имеющими $|x_F| < 0,3$, преобладает и в области $M_{MC} > 3$ ГэВ, что

проявляется в усилении коллимации вектора-импульса МС относительно направления того из первичных адронов, который в результате взаимодействия потерял большую часть начального импульса.

Таким образом, процессы образования МС в событиях с двумя лидирующими адронами при энергии этого эксперимента существенно отличаются от картины ее центрального рождения, предположенной для обоснования аналогии с e^+e^- -аннигиляции в работе^{4/}.

При анализе конфигурации событий из e^+e^- -аннигиляции часто используются "коллективные" переменные, такие, как сферисити, траст и др., позволяющие достаточно наглядно представить особенности структуры этой системы. В настоящей работе для анализа структуры МС использовалась система "главных осей", переход в которую проводился путем диагонализации тензора, составленного из импульсов вторичных адронов^{10/} МС:

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N P_i^\alpha P_i^\beta \quad (\alpha, \beta = x, y, z).$$

При этом "главной осью" считался собственный вектор \vec{m}_1 этого тензора, соответствующий наибольшей из собственных величин, упорядоченных в виде $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, направление которого совпадает с осью сферисити.

Таблица I

M_{MC} (ГэВ)	$\langle \cos \theta_{SB}^* \rangle$	$\langle \lambda_1 \rangle$	$\langle \lambda_2 \rangle$	$\langle \lambda_3 \rangle$	$\langle 2/1 \rangle$	$\langle 3/2 \rangle$	$\langle s \rangle$	$\langle s \rangle_{rel}$	
1,5+2	Эксп.	0,63 $\pm 0,01$	0,51 $\pm 0,01$	0,124 $\pm 0,003$	0,0210 $\pm 0,0008$	0,303 $\pm 0,006$	0,191 $\pm 0,006$	0,364 $\pm 0,006$	
	ММ	0,615	0,374	0,098	0,015	0,308	0,188	0,368	
2+3	Эксп.	0,730 $\pm 0,006$	0,92 $\pm 0,01$	0,189 $\pm 0,003$	0,0342 $\pm 0,0007$	0,272 $\pm 0,004$	0,214 $\pm 0,004$	0,336 $\pm 0,004$	0,353 $\pm 0,06$
	ММ	0,717	0,825	0,167	0,025	0,257	0,189	0,316	(3 ГэВ)
3+4	Эксп.	0,808 $\pm 0,005$	1,44 $\pm 0,02$	0,251 $\pm 0,004$	0,051 $\pm 0,004$	0,247 $\pm 0,004$	0,230 $\pm 0,005$	0,316 $\pm 0,004$	0,344 $\pm 0,002$
	ММ	7,91	1,43	0,237	0,04	0,242	0,204	0,304	(4 ГэВ)

В табл. I приведены для трех интервалов M_{MC} средние значения косинуса угла между направлением первичного антипротона и главной осью, $\langle \cos \theta_{SB}^* \rangle$, а также $\langle \lambda_1 \rangle$, их отношения $\langle \lambda_{1+1} \rangle / \langle \lambda_1 \rangle$

и $\langle S \rangle$ вместе с аналогичными данными для ЛМ-выборки. Видно, что с ростом массы МС удлиняется и направление главной оси приближается к направлению пучка.

Для сравнения в табл. I приведены величины $\langle S \rangle$ для близких интервалов энергии в e^+e^- -взаимодействиях. Из этих данных следует, что МС из реакции (I) обладает меньшей "сферичностью", чем МС из e^+e^- -аннигиляции. Однако из одного этого факта нельзя сделать каких-либо выводов о различии фрагментационных функций кварков в hh - и e^+e^- -взаимодействиях, поскольку, как это показано выше, выборка от реакции (I) при энергии нашего эксперимента содержит события только с малочастичной фрагментацией валентных кварков. Однако, как следует из работы /II/, с увеличением энергии hh -взаимодействий общая конфигурация МС становится подобной конфигурации МС из e^+e^- -аннигиляции при близкой энергии.

2.2. Импульсные распределения заряженных частиц из МС

Основной особенностью импульсных распределений отдельных заряженных частиц из МС, установленной в экспериментах^{4/} на накопительных кольцах ЦЕРНа, является быстрый рост количества "мягких" пионов с ростом M_{MC} .

На рис. 6а-в изображены нормированные распределения заряженных пионов $\frac{1}{\sigma_{\text{свб}}} \frac{d\sigma_{\text{част}}}{dx_R}$, где $x_R = 2p/M_{MC}$ и импульс p взят в системе покоя МС, построенные для трех интервалов M_{MC} . Видно, что с ростом M_{MC} максимум этих распределений сдвигается в сторону малых x_R . и в диапазоне $3 < M_{MC} < 4$ ГэВ данные из нашего эксперимента в целом хорошо согласуются с приведенными на рис. 6в данными из рр-эксперимента при $\sqrt{s} = 30$ ГэВ для диапазона $3 < 2E_{\text{св}} < 4$ ГэВ^{12/}, где $E_{\text{св}} = (\frac{\sqrt{s}}{2} - E_{\text{лид}}^p)$ - "свободная" энергия, израсходованная на образование мезонов. Результаты расчета по ЛМ, приведенные на рис. 6 кривыми, свидетельствуют, что расчетные x_R -распределения также сдвигаются с ростом M_{MC} в область малых x_R и по форме похожи на экспериментальные, однако они проходят ниже экспериментальных данных как в области малых x_R , так и в области $x_R > 0,7$ *).

*) Дип в x_R -распределении при $x_R = 0,9$ вызван вкладом 4-лучевых событий, не имеющих вторичных нейтральных частиц.

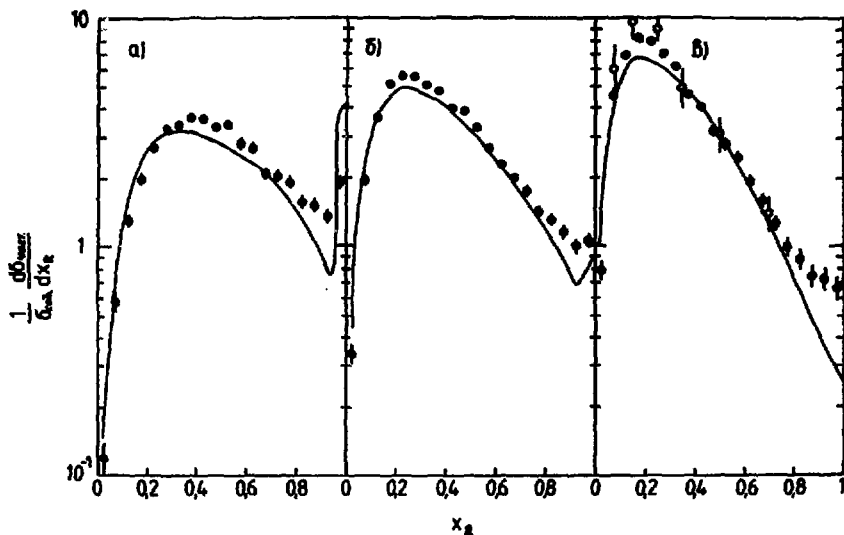


Рис. 6. Нормированные распределения $\frac{1}{\sigma_{\text{соб}}} \frac{d\sigma_{\text{част}}}{dx_R}$ заряженных пионов из МС для трех интервалов $M_{\text{МС}}$ (сплошные кружки); открытыми кружками обозначено удвоенное распределение по x_R заряженных пионов, сопровождающих лидирующий протон в pp -взаимодействиях для интервала $3 < 2E_{\text{св}} < 4$ ГэВ.

На рис.7 приведено нормированное x_R -распределение заряженных пионов для интервала $2,75 < M_{\text{МС}} < 3,25$ ГэВ МС из реакции (1) в сравнении с аналогичным распределением для e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 3$ ГэВ, полученным в эксперименте /13/ на SPEAR. Видно, что максимум x_R -распределений заряженных адронов из e^+e^- -аннигиляции сдвинут в сторону меньших x_R по сравнению с распределением для реакции (2).

Одной из важных характеристик конечного состояния, связанной с механизмом его образования, является распределение в фазовом пространстве электрического заряда продуктов взаимодействия.

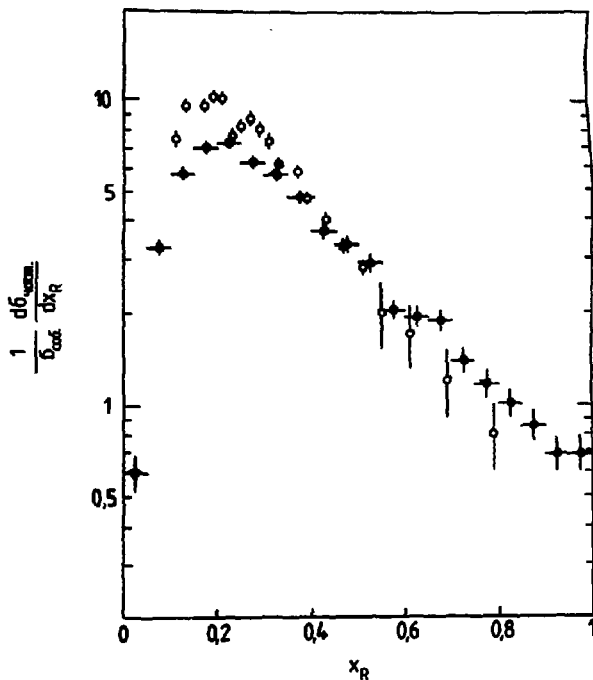


Рис. 7. Нормированное распределение $\frac{1}{\sigma_{\text{сод}}} \frac{d\sigma_{\text{част}}}{dx_R}$ для заряженных пионов из MC от реакции (I) с инвариантной массой $2,75 < M_{\text{MC}} < 3,25$ ГэВ (сплошные кружки) и аналогичное распределение для e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 3$ ГэВ.

На рис.8 приведено распределение $\Delta Q(x_F) = \frac{1}{\sigma_{\text{сод}}} \left(\frac{d\sigma_{\pi^+}}{dx_F} - \frac{d\sigma_{\pi^-}}{dx_F} \right)$

разности x_F -распределений положительно и отрицательно заряженных пионов в задней с.ц.м. полусфере и отрицательных - в передней, что говорит о сильном переносе заряда между передней и задней полусферами в с.ц.м. Средняя величина переноса заряда в интервале $1,0 < M_{\text{MC}} < 4,0$ ГэВ/с равна $\langle \Delta Q \rangle = 0,29 \pm 0,01$; дополнительные исследования показали, что величина $\langle \Delta Q \rangle$ практически не зависит от M_{MC} , и во всем исследованном интервале M_{MC} не имеет существенной зависимости от $n_{\text{зар}}$.

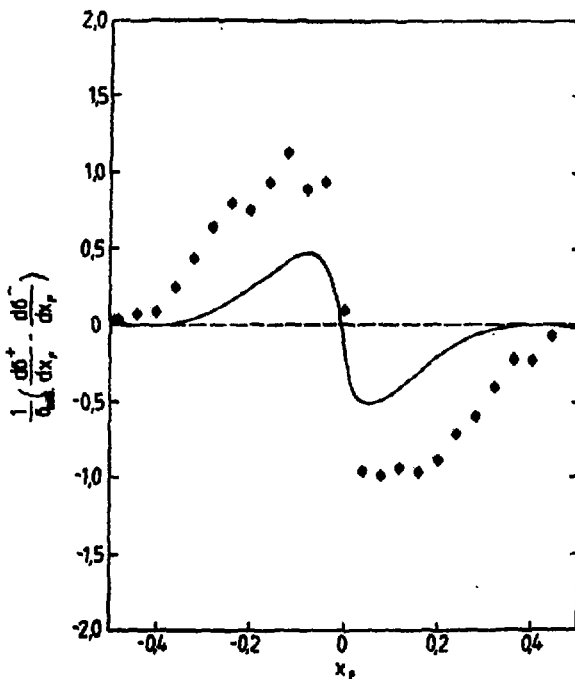


Рис. 8. Нормированная разность x_p -распределений π^+ - и π^- -мезонов из MC от реакции (I); сплошной линией показаны результаты расчета по ЛМ.

Соответствующее распределение для ЛМ-событий из реакции (I) свидетельствует о значительно меньшем переносе заряда в этой модели. Указания на существование переноса заряда между передней и задней полусферами в событиях с двумя лидирующими частицами были получены ранее на неполной статистике этого же $\bar{p}p$ -эксперимента в работе/14/.

Учитывая установленную выше роль одновершинной фрагментации в событиях с малой M_{MC} можно предположить, что наблюдаемый перенос заряда обусловлен в основном распадом изобар Δ^{++} и $\bar{\Delta}^{++}$, образовавшихся в одной из вершин.

Действительно, анализ распределений $m(\pi\pi^+)$ и $m(\bar{\pi}\pi^-)$ показал, что Δ^{++} (или $\bar{\Delta}^{++}$) образуются в $\sim 45\%$ всех событий из реакции (I). Из двумерного распределения $m(\pi\pi^+)$ vs $m(\bar{\pi}\pi^-)$ найдено, что

совместное образование Δ^{++} и $\bar{\Delta}^{--}$ происходит в $\sim 10\%$ всех событий. Таким образом, выборка событий из реакции (I) сильно обогащена событиями с Δ^{++} ($\bar{\Delta}^{--}$). События с Δ^0 и $\bar{\Delta}^0$ дают существенно меньший вклад.

Исключение из анализа тех событий, у которых хотя бы одна комбинация $p\pi^+$ ($\bar{p}\pi^-$) или $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) имеет эффективную массу в области масс $1,77 < M_{p\pi^+ (p\pi^-)} < 1,287$ ГэВ привело к полному исчезновению эффекта переноса заряда: $\langle \Delta Q \rangle$ стало равно $0,04 \pm 0,02$. С другой стороны, исключение только событий с совместным образованием Δ^{++} и $\bar{\Delta}^{--}$ лишь слегка уменьшает величину $\langle \Delta Q \rangle$.

2.3. Зависимость средних множественностей частиц MC от ее эффективной массы

При изучении средних множественностей заряженных мезонов $n_{зар}^*$ испущенных в с.ц.м. в сторону лидирующего протона, в экспериментах на накопительных кольцах ЦЕРН^{4/} была обнаружена аналогия между найденной в этих экспериментах зависимостью $2 \langle n_{зар}^* \rangle$ от $2E_{св}$ и зависимостью $\langle n_{зар} \rangle$ от \sqrt{s} , установленной в e^+e^- -аннигиляции в соответствующей области энергий. Однако этот вывод не нашел подтверждения в экспериментах, где, как и в настоящей работе, отбирались события с двумя лидирующими адронами^{5,6/}.

На рис.9 приведена зависимость $\langle n_{зар} \rangle$ от M_{MC} . Сплошной кривой на этом рисунке обозначены результаты аппроксимации суммарных результатов по энергетической зависимости $\langle n_{зар} \rangle$ от \sqrt{s} в e^+e^- -аннигиляции^{9/}, а штриховой кривой - результат аппроксимации выражением $(a + b(\ln s)^2)$ энергетической зависимости $\langle n_{зар} \rangle$ MC из адрон-адронных взаимодействий^{6/}. Видно, что наши данные хорошо согласуются с энергетической зависимостью из работы^{6/}, но лежат существенно ниже данных из e^+e^- -аннигиляции. Для сравнения на этом же рисунке нанесена полученная в данном эксперименте зависимость $2 \langle n_{зар}^* \rangle$ от $2E_{св}$, которая существенно отличается от энергетической зависимости $\langle n_{зар} \rangle$ для полной адронной системы. Пониженные значения $\langle n_{зар}^* \rangle$ в области $2E_{св} < 3$ ГэВ можно объяснить за счет отрицательных кинематических корреляций между лидирующим нуклоном и вторичными пионами, так как при отборе событий с фиксированным $n_{зар}$ и одним лидирующим нуклоном вторичные мезоны должны образовываться преимущественно в противоположной с.ц.м. полусфере, где лидирующего адрона может и

не быть. С другой стороны, большие значения $2 \langle n_{зар}^* \rangle$ в области $2E_{св} > 3$ ГэВ вызваны выборкой событий с повышенным числом заряженных частиц, испущенных в сторону лидирующего нуклона. Эти эффекты противоречат утверждению работы [15], выполненной при более высоких энергиях, что $2 \langle n_{зар}^* \rangle$, оцененная по данным из одной с.п.м. полусферы, содержащей лидирующий протон, в широком интервале $M_{МС}$ совпадает с $\langle n_{зар} \rangle$ для полных событий с двумя лидирующими протонами.

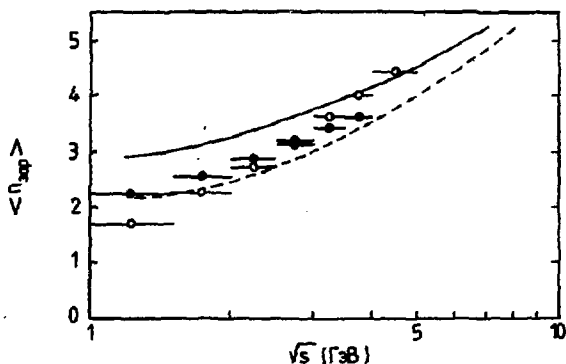


Рис. 9. Распределение по $\langle n_{зар} \rangle$ для заряженных пионов из МС от реакции (I) в зависимости от $\sqrt{s} = M_{МС}$ (сплошные кружки); открытыми кружками показано распределение $2 \langle n_{зар}^* \rangle$ заряженных частиц от $\sqrt{s} = 2E_{св}$; сплошной линией обозначены результаты аппроксимации $\langle n_{зар} \rangle$ от \sqrt{s} в e^+e^- -столкновениях; штриховой кривой - аналогичные данные из pp -взаимодействий при 147 ГэВ/с.

В табл.2 приведены величины $\langle n_{зар} \rangle$, D и $D/\langle n_{зар} \rangle$ для разных интервалов $M_{МС}$. Видно, что D возрастает с увеличением $M_{МС}$, что ранее наблюдалось в pp -взаимодействиих при 147 ГэВ/с/6/.

В этой же таблице приведены величины $\langle n_{\pi^0} \rangle$ для тех же интервалов $M_{МС}$, оцененные экспериментально с помощью e^+e^- -пар, ассоциированных с первичными вершинами в простом предположении

$\langle n_{\pi^0} \rangle = \frac{1}{2} \langle n_{\gamma} \rangle$. Видно, что для МС в пределах достаточно больших ошибок выполняется соотношение $\langle n_{зар} \rangle \approx 2 \langle n_{\pi^0} \rangle$.

Таблица 2

M_{MC} (ГэВ)	$\langle n_{зар} \rangle$	D	D/ $\langle n_{зар} \rangle$	$\langle \pi^0 \rangle$
1,0±1,5	2,24±0,01	0,66	0,29±0,02	0,65±0,18
1,5±2,0	2,56±0,01	0,94	0,37±0,03	1,09±0,12
2,0±2,5	2,87±0,02	1,14	0,40±0,03	1,28±0,13
2,5±3,0	3,14±0,03	1,30	0,42±0,04	1,57±0,15
3,0±3,5	3,40±0,03	1,42	0,42±0,04	1,50±0,13
3,5±4,0	3,58±0,05	1,51	0,42±0,06	1,75±0,22

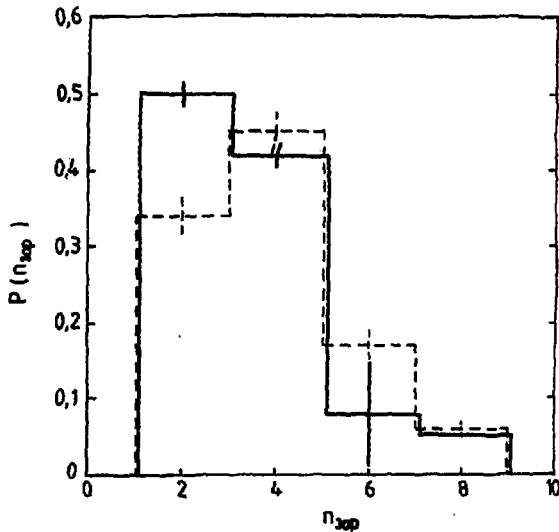


Рис. 10. Распределения по множественности заряженных частиц из MC от реакции (I) для $2,75 < M_{MC} < 3$ ГэВ (гистограмма, обозначенная сплошной линией) и из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 3$ ГэВ (пунктирная гистограмма).

На рис.10 приведены распределения по множественности заряженных частиц в MC из реакции (I) для интервала $2,75 < M_{MC} < 3,25$ ГэВ (гистограмма, обозначенная сплошной линией) и аналогичное распределение для e^+e^- при $\sqrt{s} = 3,0$ ГэВ (штриховая гистограмма). Первое распределение на этом рисунке существенно смещено

относительно второго в область малых множественностей, что еще раз подтверждает существование различий в характеристиках МС из реакции (I) и e^+e^- -аннигиляции даже при близких значениях масс этих систем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ характеристик МС событий с лидирующими протоном и антипротоном дал следующие результаты:

- в системе "главных осей" структура МС с ростом M_{MC} вытягивается и главная ось приближается к направлению пучка;
- спектр по x_R вторичных заряженных пионов из событий с лидирующими протоном и антипротоном является более жестким, а их средняя множественность - меньшей, чем у заряженных частиц из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = M_{MC}$;
- различие между характеристиками МС из реакции (I) и e^+e^- -аннигиляции при $M_{MC} = \sqrt{s}$ объясняется, в первую очередь, тем, что в событиях из реакции (I) из-за кинематических ограничений возможна только малочастичная фрагментация валентных кварков и дикуарков;
- наблюдаемый перенос заряда между передней и задней с.ц.м. полусферами целиком объясним влиянием распада изобар Δ^{++} ($\overline{\Delta}^{++}$), которыми обогащена выборка событий из реакции (I);
- энергетическая зависимость удвоенной средней множественности заряженных частиц МС, сопровождающей один лидирующий нуклон, отличается от энергетической зависимости $\langle n_{зар} \rangle$ МС из событий с двумя лидирующими частицами, последнее свидетельствует о том, что выборки с одной и двумя лидирующими частицами неадекватны при энергии нашего эксперимента.

Список литературы

1. Brandelik R. et al. // Phys. Lett. 1979. V. 86B. P. 243.
2. Arneodo M. // Phys. Lett. 1985. V. 150B. P. 485.
3. Arnison G. et al. // Phys. Lett. 1983. V. 123B. P. 115.
4. Basile M. et al. // Nuovo Cimento. 1984. V. 74A. P.1.
5. Breakstone A. et al. // Nuovo Cimento 1984. V. 74A. P. 1.
6. Brick D.H. et al. // Phys. Lett. 1981. V. 103B. P. 241.
7. Poiret C. et al. // Z.Phys.C. Particles and Fields, 1981. V.11. P. 1.

8. Vlasov E.V. et al. // Z. Phys. C, Particles and Fields. 1982. V. 5. P. 13.
9. Andersson B. et al. // Phys. Rep. 1983. V. 97. P. 31.
Sjostrand T. - Lund preprint LU-TP 82-3, 1982.
10. Counihan M.J. // Phys. Lett. 1977. V. 59B. P. 367.
11. Brick D.H. et al. // Z.Phys. Particles and Fields. 1982. V. 15. P. 1.
12. Basile M. et al. // Nuovo Cimento. 1982. V. 67A. P. 53.
13. Siegrist J.L. et al. // Phys. Rev. 1982. V. D26. P. 969.
14. Боголюбовский М.Ю. и др. ЯФ. 1987. т. 46, с. 218.
15. Basile M. et al - CERN-EP/81-146.

Рукопись поступила 28 декабря 1987 года.

С.В.Чекулаев и др.

Изучение структуры мезонной системы в событиях
с двумя лидирующими частицами в $p\bar{p}$ -взаимодействиях
при 32 ГэВ/с.

Редактор М.Л.Фоломешкина. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Л.Ф.Васильева.

Подписано к печати 03.02.88. Т-09010. Формат 60x90/16.
Объемная печать. Печ.л. I,12. Уч.-изд. л. I,22. Тираж 270.
Заказ 208. Индекс 3622. Цена 18 коп.

Институт физики высоких энергий, I42284, Серпухов Московской
обл.

18 коп.

Индекс 3622

ПРЕПРИНТ 87-31, ИФВЭ, 1988