



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-45
ОММС

В.Г.Карташева

**Предварительные результаты обработки
данных эксперимента по поиску дибарионов
с разделённым цветом в π^- Be-взаимодействиях
при импульсе 43 ГэВ/с на установке СИГМА-АЯКС**

Сотрудничество СИГМА-АЯКС

Протвино 1996

Аннотация

Карташева В.Г. Предварительные результаты обработки данных эксперимента по поиску дибарионов с разделённым цветом в π^-Be -взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с на установке СИГМА-АЯКС: Препринт ИФВЭ 96-45. – Протвино, 1996. – 18 с., 10 рис., 3 табл., библиогр.: 21.

В работе изложена процедура идентификации вторичных заряженных частиц с импульсами $0,3 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$. Представлены и обсуждаются экспериментальные спектры пионов, каонов, протонов и дейтонов. Оценены вклады дифракционно-подобных событий в сечения одиночного и парного рождения идентифицированных адронов. Доля дифракционно-подобных событий образования дибарионов относительно общего числа pp - и dp -пар составила $(8,3 \pm 2,1)\%$ для протонов с импульсами $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ и дейтонов с импульсами $p \geq 0,8 \text{ ГэВ}/c$. Приведены экспериментальные массовые спектры дибарионов.

Abstract

Kartasheva V.G. Preliminary Results of Data Handling at SIGMA-AYAKS Experiment on Search of Dibaryons with Separated Color in πBe -Interactions at Momentum 43 GeV/c: IHEP Preprint 96-45. – Protvino, 1996. – p. 18, figs. 10, tables 3, refs.: 21.

The paper describes an identification procedure for secondary charged particles with momentum $0,3 \leq p \leq 1,5 \text{ GeV}/c$. The experimental spectra of pions, kaons, protons and deuterons are presented and discussed. The ratios of diffractively like events are estimated for single and pair identified hadron productions. The portion of such dibaryons is $(8,3 \pm 2,1)\%$ respecting a total number of pp - and dp -pairs with proton momentum $p \geq 0,55 \text{ GeV}/c$ and deuteron momentum $p \geq 0,8 \text{ GeV}/c$. The experimental dibaryon effective mass spectra are given.

Введение

В настоящей работе изложена процедура и представлены результаты идентификации вторичных заряженных частиц, зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром (ДМС) последней модификации установки СИГМА-АЯКС в эксперименте по поиску дибарионов с разделённым цветом в π^- Ве-взаимодействиях при импульсе $43 \text{ ГэВ}/c$. Результаты анализа информации от трековых детекторов установки в этом эксперименте даны в работе [1]. Подробное описание предыдущих модификаций установки в эксперименте по поиску дибарионов с разделённым цветом, а также изложение процедур обработки экспериментальной информации, полученной на этих модификациях установки, даны в диссертации О.В. Ерошина [2].

Возможность дифракционного возбуждения цветового диполя в процессе двойной цветовой перезарядки высокоэнергичного адрона на различных нуклонах ядра дейтона с последующим обесцвечиванием этого адрона была рассмотрена Б.З.Копелиовичем и Ф.Нидермайером в рамках модели цветной трубки [3-5]. Распад цветового диполя на бесцветные адроны приводит к образованию кумулятивного нуклона, максимальный импульс которого достигается при распаде диполя на два нуклона. Авторы высказали предположение, что вклад этого процесса в сечение образования кумулятивных протонов с импульсами $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ при взаимодействии адронов с ядрами дейтона относительно велик. Ими рассмотрено квантово-механическое описание предложенного механизма образования кумулятивных нуклонов и показано, что при определённых условиях цветовой диполь может быть долгоживущим состоянием, т.е. дибарионным резонансом (ДР). Оценки массы и ширины низшего дибарионного состояния составляют $M = 2,6 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\Gamma = 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$ [5]. Наименее надёжной является оценка ширины распада ДР в два нуклона, которая для первого ДР равна $\Gamma^{el} \approx 10 \text{ МэВ}$ [4].

Авторы отмечают, что легкие ядра также могут быть использованы в качестве мишени в экспериментах по поиску процессов кратной цветовой перезарядки. В этом случае, изучая распределение по эффективной массе пар протонов,

один из которых вылетел в заднюю полусферу, для подавления фона следует выделять дифракционный вклад.

При обработке данных эксперимента предполагалось, что протоны от распада цветного диполя могут быть зарегистрированы двухплечевым спектрометром установки, а рассеянный в процессе цветовой перезарядки π^- -мезон — передним магнитным спектрометром установки (ПМС).

Установка СИГМА-АЯКС была расположена на канале 2Б ускорителя ИФВЭ. Состав используемой в изучаемой экспозиции аппаратуры установки приведен на рис.1.

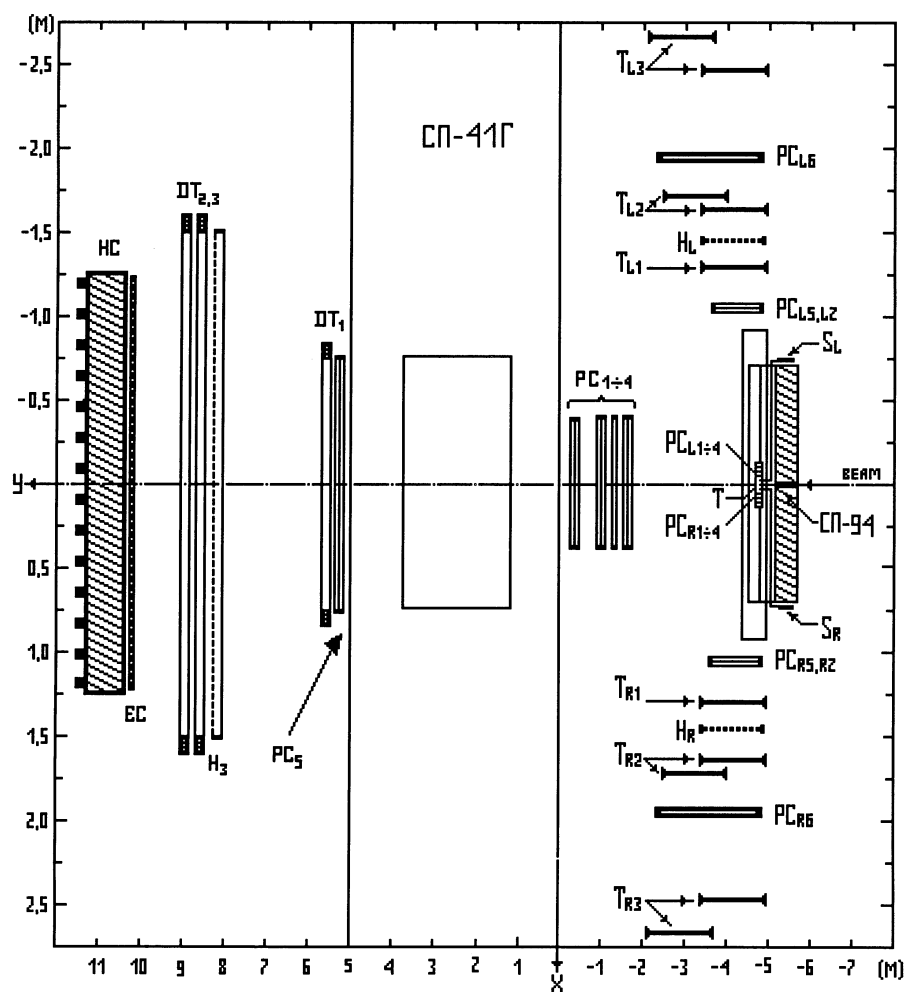


Рис. 1. Схема установки СИГМА-АЯКС: Т — ядерная мишень; ДМС: СП-94 — спектрометрический магнит; $S_{L,R}$ — сцинтилляционные счетчики; $PC_{L1 \div L6}$, $PC_{R1 \div R6}$, PC_{LZ} и PC_{RZ} — пропорциональные камеры; H_L и H_R — сцинтилляционные годоскопы; $T_{L1 \div L3}$ и $T_{R1 \div R3}$ — времяпролетные годоскопы; ПМС: СП-41Г — спектрометрический магнит; $PC_{1 \div 5}$ — пропорциональные камеры; H_3 — сцинтилляционный годоскоп; $DT_{1 \div 3}$ — дрейфовые трубки; ЕС и НС — электромагнитный и адронный калориметры.

Падающий на мишень пучок отрицательно заряженных частиц с импульсом $p_{bm}=43 \text{ ГэВ}/c$ состоял из π^- -мезонов ($\approx 97,9\%$), K^- -мезонов ($\approx 1,9\%$) и антипротонов ($\approx 0,2\%$). Мишенью служил бериллиевый цилиндр толщиной 70 мм и диаметром 40 мм. Для $\approx 60\%$ статистики триггерная логика отбирала события с вылетом вторичных частиц в оба плеча ДМС (триггер LR). По $\approx 20\%$ статистики соответствовали триггерному условию на срабатывание аппаратуры только в одном плече ДМС (триггер L,R). Статистика на бериллиевой мишени составила $\approx 25\%$ общей статистики изучаемой экспозиции, так как в ходе сеанса с одинаковой частотой использовались мишени из ВЕ, Al, Cu и Pb.

Ниже приведены результаты изучения тех событий π^- -Ве-взаимодействий при импульсе налетающего пиона $p_{bm}=43 \text{ ГэВ}/c$, в каждом из которых однозначно восстановлен трек пучковой частицы и зарегистрирована только одна вторичная заряженная частица в одном или в обоих плечах ДМС. Выборка событий, в которых была зарегистрирована одна частица в левом (или правом) плече ДМС при триггерном условии на срабатывание аппаратуры только в этом плече, названа выборкой L (или R). Распределения частиц из выборок L и R близки к инклюзивным, хотя, строго говоря, не являются инклюзивными. Корреляционная выборка, в событиях которой зарегистрировано одновременно по одной частице в каждом плече ДМС при триггерном условии на срабатывание аппаратуры в обоих плечах ДМС, названа выборкой LR. Во всех выборках (L,R и LR) рассматривались частицы, траектории которых были подтверждены на обеих плоскостях больших пропорциональных камер $PC_{L5,L6}$ или $PC_{R5,R6}$, расположенных за магнитом в каждом плече двухплечевого спектрометра, и не менее чем на любых трёх плоскостях (из четырёх) пропорциональных камер $PC_{L1\div L4}$ или $PC_{R1\div R4}$ мишенной коробки. Это обеспечило выравнивание эффективностей регистрации треков частиц в левом и правом плечах спектрометра при достаточно высокой надёжности восстановленных траекторий [1].

1. Процедура идентификации вторичных заряженных частиц, зарегистрированных ДМС

Для идентификации вторичных заряженных частиц, зарегистрированных в эксперименте трековыми детекторами ДМС, предназначались времяпролётные годоскопы $T_{L1\div L3}$ и $T_{R1\div R3}$ (см. рис.1), составленные из сцинтилляционных счетчиков с собственным временным разрешением около 0,3нс. Подробное описание конструкции, регистрирующей электроники и характеристик этих счетчиков дано в работе [6].

Определение сорта частиц, зарегистрированных ДМС, было основано на сравнении измеренного каждым из трёх времяпролётных годоскопов соответствующего плеча времени пролёта данной частицы с рассчитанными для её траектории временами пролёта пиона, каона, бариона и в случае положительно заряженной частицы дейтона. А именно, для частицы сорта i с учетом ионизационных потерь вычислялось время пролёта t^i_2 по реконструированной траектории до соответствующего

счётчика каждого времяпролётного годоскопа от ближайшей к мишени пропорциональной камеры мишенной коробки, на плоскости которой подтверждён трек частицы [1], а также время пролёта t^i_1 до этой мишенной камеры от мишени. Значение времени t^i_1 найдено при повторной реконструкции околومیшенного участка траектории частицы в магнитном поле с учетом ионизационных потерь, в результате чего были определены импульс частицы сорта i , точка её рождения в мишени и углы вылета из этой точки. Следует отметить, что использование при повторной реконструкции в качестве стартовой точки реального кластера на мишенной камере увеличило точность реконструкции точки взаимодействия в мишени¹. Об этом свидетельствует уменьшение дисперсии распределения величины $\Delta y_{tg} = y_{tg}^L - y_{tg}^R$ для событий выборки LR, где $y_{tg}^{L,R}$ — реконструированные y -координаты точки взаимодействия в левом и правом плечах спектрометра.

Зависимости от импульса времён пролёта частиц разных сортов $t^i_{cal} = t^i_1 + t^i_2$, рассчитанные для времяпролётных годоскопов T_{L3} левого плеча спектрометра, приведены на рис.2. Поведение распределений $\Delta t^i = t_{exp} - t^i_{cal}$ изучалось на событиях выборок L и R (где значительно выше статистика зарегистрированных ДМС частиц), и были найдены дисперсии σ^i этих распределений, с помощью которых построены нормированные временные отклонения $\Delta t^i_n = \Delta t^i / \sigma^i$. На рис.3 показаны распределения Δt^i_n для годоскопов T_{L3} и T_{R3} , свидетельствующие о том, что зарегистрированные в эксперименте отрицательно заряженные частицы в основном являются пионами, а среди положительно заряженных частиц велик вклад протонов.

При идентификации частицы с импульсом $p \geq 0,3 \text{ ГэВ}/c$ определялся её сорт i_k в соответствии с наименьшим значением Δt^i_n по каждому из времяпролётных годоскопов k соответствующего плеча ($k = 1 \div 3$). Если значения i_1, i_2, i_3 не совпадали, частица считалась неидентифицированной. При совпадении значений i хотя бы для двух годоскопов, выполнялось дальнейшее изучение временных характеристик частицы, измеренных наиболее удалённым от мишени годоскопом. Если для выбранного значения i и ближайшего к нему по массе значения j , определённого в соответствии со знаком Δt^i_n , выполнялись условия

$$|\Delta t^i_n| \leq \Delta t^i_{max}; \quad |\Delta t^j_n| > \Delta t^j_{max} \quad \text{и} \quad |\Delta t^j_n| - |\Delta t^i_n| > \Delta t^{ij}_{max},$$

то частице приписывался сорт i . В противном случае она считалась неидентифицированной. Для i =пион, каон, барион $\Delta t^i_{max}=3,0$; $\Delta t^j_{max}=2,5$; $\Delta t^{ij}_{max}=1,7$; для i =дейтон $\Delta t^i_{max}=4,5$; $\Delta t^j_{max}=3,0$; $\Delta t^{ij}_{max}=1$. Выполнение указанных условий должно было надёжно выделить среди конкурирующих гипотез наиболее вероятную [7].

¹Автор благодарит за это замечание О.В.Ерошина.

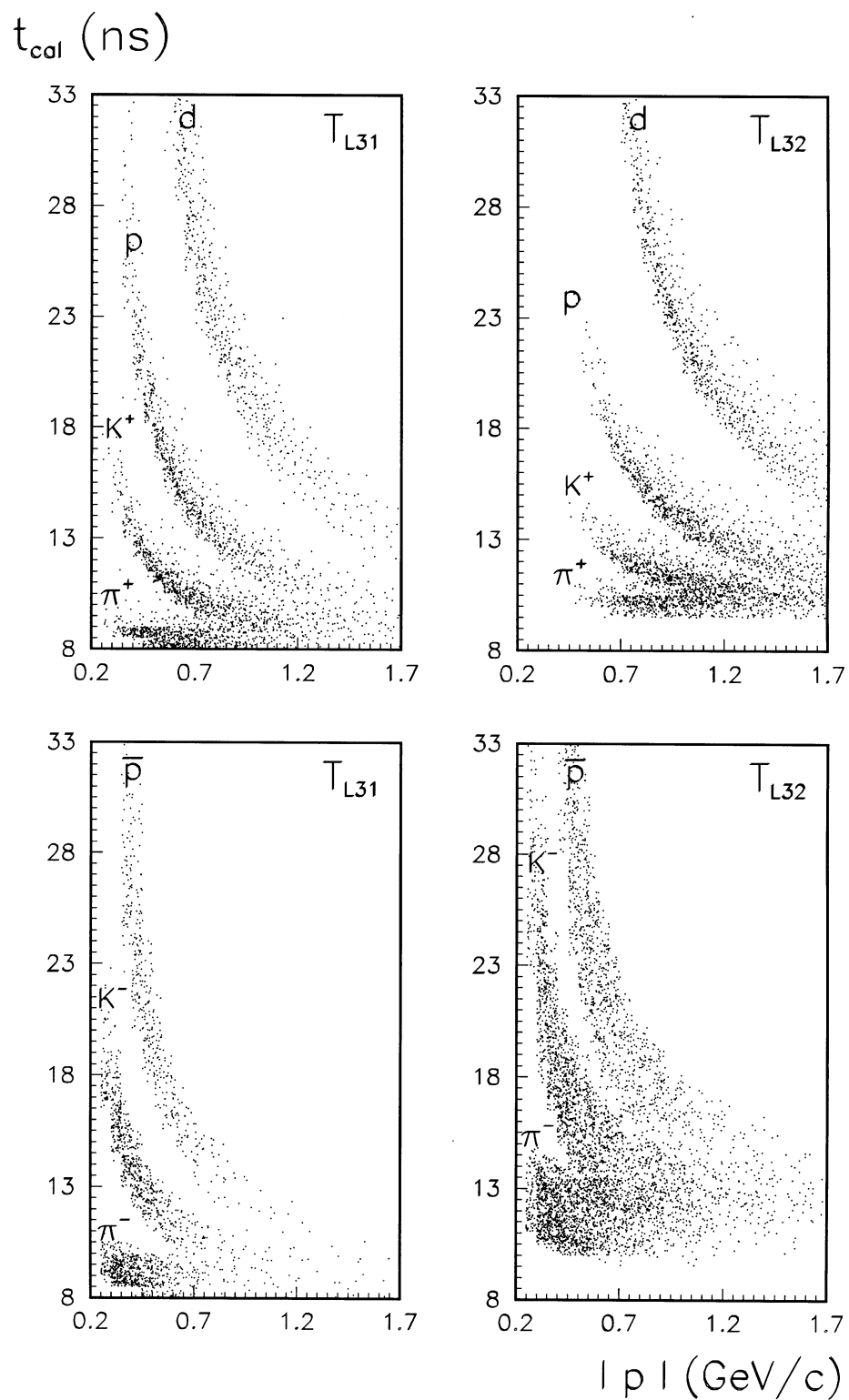


Рис. 2. Зависимости от импульса времён пролёта пионов, каонов, барионов и дейтонов, рассчитанные для годоскопа T_{L3} .

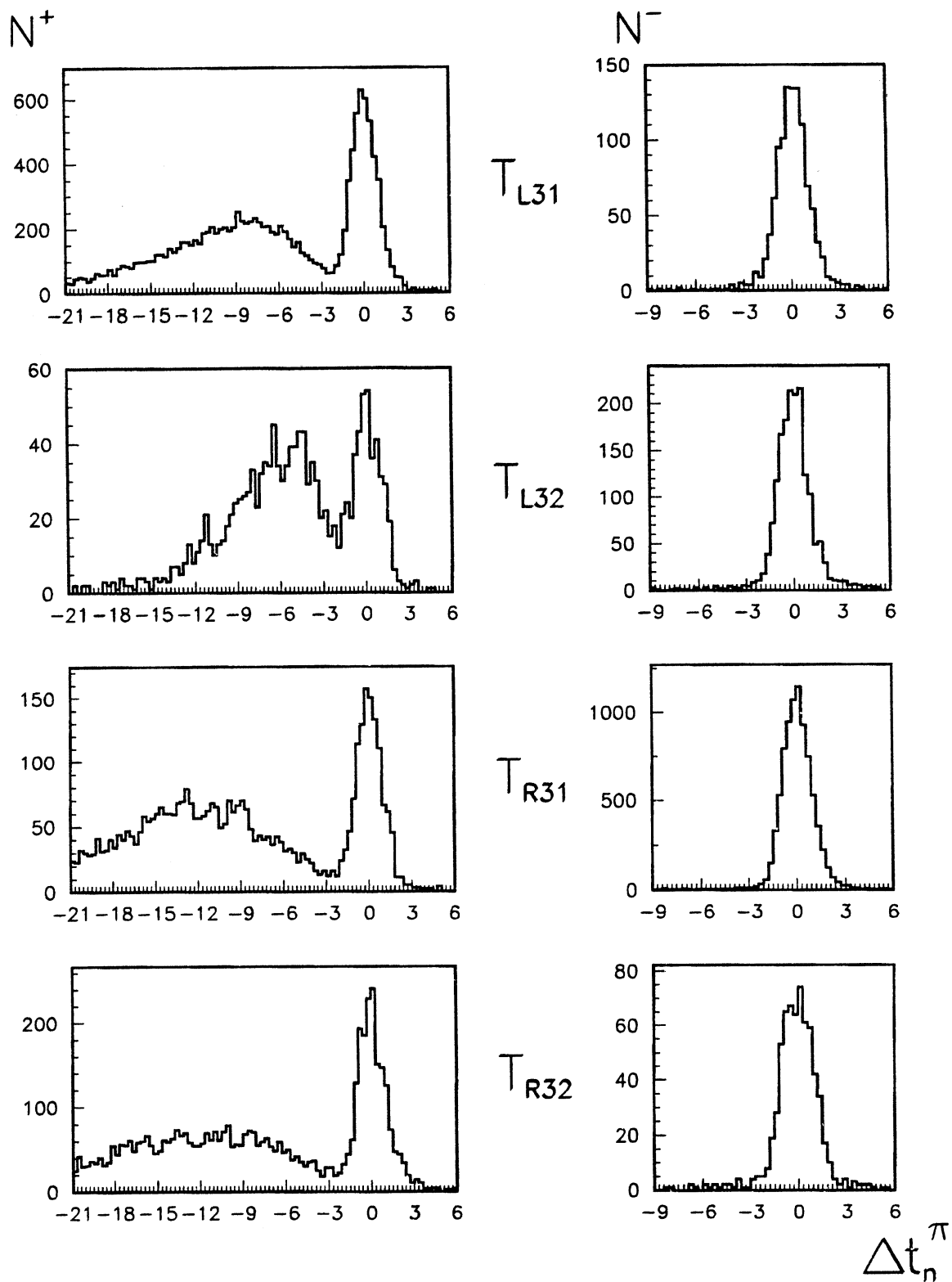


Рис. 3. Распределение нормированных временных отклонений Δt_n^π для годоскопов T_{L3} и T_{R3} .

2. Результаты идентификации вторичных заряженных частиц выборок L и R

Импульсные и угловые распределения инклюзивно зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром пионов, K^+ -мезонов, протонов и дейтонов приведены на рис.4 (θ —угол между импульсами пучковой и вторичной частиц).

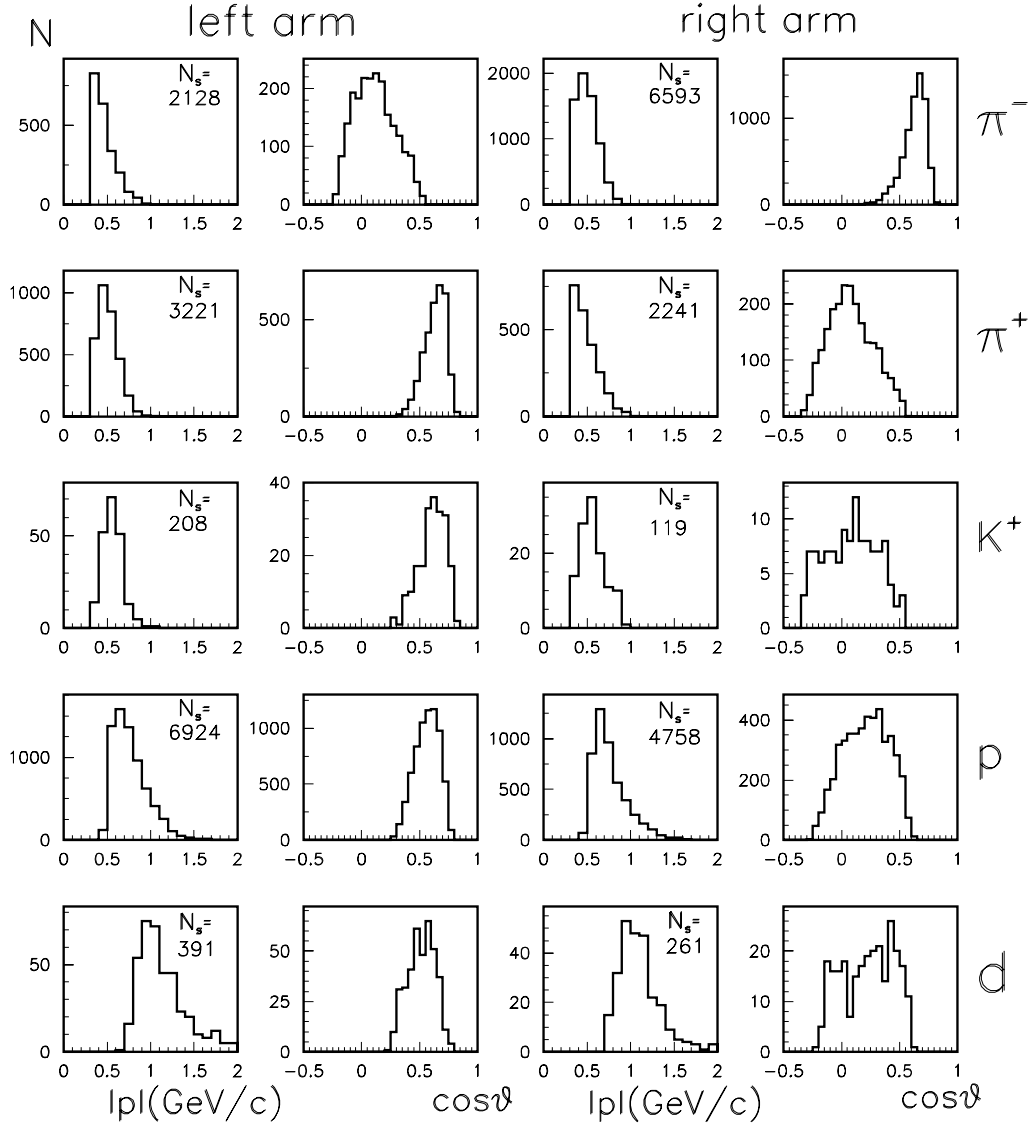


Рис. 4. Экспериментальные импульсные и угловые распределения пионов, K^+ -мезонов, протонов и дейтонов из выборок L (left arm) и R (right arm).

Анализ импульсных спектров показывает, что пороговые импульсы регистрации ДМС каонов, протонов и дейтонов составляли приблизительно 0,3; 0,4 и 0,7 $ГэВ/с$ соответственно, а пионы с импульсами 0,3 $ГэВ/с$ регистрировались достаточно надежно. Это согласуется с результатами простейшего моделирования

процесса прохождения через ДМС в xy -плоскости частиц разного сорта с учетом ионизационных потерь и многократного кулоновского рассеяния. В согласии с характером зависимости от импульса временных распределений для частиц разного сорта (см. рис.2) пионы и каоны с импульсами $p > 1 \text{ ГэВ}/c$ не прошли через процедуру идентификации. Идентификация протонов и дейтонов проводилась до импульсов $p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$. Часть протонов с импульсами $p > 1 \text{ ГэВ}/c$ при идентификации была потеряна.

Величины отношения $D^i_{L,R}$ числа частиц сорта i (i =пион, протон, дейтон) выборок L и R, идентифицированных по показаниям двух времяпролётных годоскопов из трёх, к общему числу идентифицированных частиц сорта i данной выборки, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения $D^i_{L,R}$ для пионов, протонов и дейтонов.

$i \rightarrow$	π^-	π^+	p	d
D^i_L	0,14	0,07	0,10	0,10
D^i_R	0,13	0,09	0,08	0,11

Значения $D^i_{L,R}$ приведены для пионов с импульсами $0,3 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$, протонов с импульсами $0,55 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$, дейтонов с импульсами $0,8 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ и определяют верхнюю границу ошибки идентификации частицы сорта i с указанными импульсами в соответствующей выборке.

Области углов θ для зарегистрированных ДМС частиц также согласуются с вычисленными в процессе простейшего моделирования. Правым плечом зарегистрированы положительно заряженные частицы при бóльших значениях углов θ (область 1 углов θ) и, следовательно, бóльших значениях кумулятивного числа n_k , чем отрицательно заряженные частицы, регистрируемые в области 2 углов θ , и наоборот, по знаку заряда частиц для левого плеча. Значения $\cos \theta$ для области 1 углов θ удовлетворяют условию $-0,30 < \cos \theta < 0,55$. Для области 2 углов θ значения $\cos \theta$ лежат между $0,20 < \cos \theta < 0,80$. В дальнейшем области 1 и 2 углов θ называются областями 1 и 2 соответственно. Величина кумулятивного числа для 98% протонов в области 1 превышает 0,9, около 80% протонов в этой области имеют $n_k > 1$ ($n_k = (E - p \cdot \cos \theta) M_p$, где E — энергия частицы с импульсом p ; M_p — масса протона).

Изучение взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами показало, что данные об инклюзивных спектрах вторичных адронов с импульсами $p \geq 0,3 \text{ ГэВ}/c$ в широкой кинематической области “можно интерпретировать в рамках представлений о двух параллельно идущих процессах: квазисвободном взаимодействии налетающей частицы с её последующей фрагментацией и ... процессе фрагментации ядра” [8] — процессе глубоконеупругого ядерного взаимодействия. Протоны с $n_k > 1$ образуются в основном при глубоконеупругом ядерном взаимодействии. Этот процесс вносит значительный вклад и в сечение образования p и π^+ с $n_k < 1$ и импульсами, меньшими $1 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$, в π^- А-взаимодействиях [9].

В процессах ядерной фрагментации выходы протонов существенно превышают выходы π^+ -мезонов [10,11], так как протоны входят в состав ядер в готовом виде. А отношение выходов π^+ к π^- близко к 1 (сверху) [11-14]. Выходы всех частиц увеличиваются с ростом $\cos \theta$ [13,15,16]. Выходы дейтонов при глубоконеупругих ядерных взаимодействиях достаточно велики [17,18]. Например, величина отношения выходов дейтонов с кинетической энергией 90 МэВ к выходам протонов с кинетической энергией 170 МэВ (оба значения энергии соответствуют импульсу $0,59 \text{ ГэВ}/c$), измеренных под углами $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 88^\circ$ в $\pi^- \text{ Ве}$ -взаимодействиях при $p_{bm} = 5 \text{ ГэВ}/c$ [18], изменяется от $(18,6 \pm 1,7)$ до $(20,0 \pm 3,0)\%$.

Изучение выходов π^- -мезонов и протонов в $\pi^- \text{ А}$ -взаимодействиях при импульсе налетающего π^- -мезона $p_{bm} = 7 \text{ ГэВ}/c$ [9] показало, что на бериллиевой мишени в кинематической области $p \geq 0,3 \text{ ГэВ}/c$ и $\theta \geq 120^\circ$ выходы протонов назад почти вчетверо превышают выходы π^- -мезонов назад. А для вылетающих вперед вторичных частиц с импульсами $0,3 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ при $40 \text{ мрад} < \theta \leq 60^\circ$ выходы π^- -мезонов почти втрое превышают выходы протонов.

Для сравнения в изучаемом эксперименте выходов пионов разного знака в области 1 были оценены отношения эффективностей ε_c^i используемых критериев отбора при восстановлении траекторий и идентификации частиц сорта i в обоих плечах ДМС. Вычисленные значения ε_c^i различались меньше чем на 6% для частиц разного сорта с одинаковым знаком заряда, зарегистрированных в одной кинематической области. Величина отношения $R_n^{i_L j_R} = (\varepsilon_c^{i_L} / \varepsilon_c^{j_R}) \cdot (N_{mon}^L / N_{mon}^R)$, где $N_{mon}^{L,R}$ — значения мониторов выборок L,R, для $i_L = \pi^-$ и $j_R = \pi^+$ составила 0,98 при импульсе пионов $0,3 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ и 0,96 при импульсе пионов $0,55 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$. Близкие значения к приведенным имеют величины $R_n^{i_L j_R}$ для $i_L = K^-$ и $j_R = K^+$.

Таким образом, в качественном согласии с результатами других измерений зарегистрированы близкие значения выходов π^+ и π^- в области 1, причем отношение выходов π^+/π^- несколько увеличивается с ростом импульсов пионов. Выходы протонов значительно превышают выходы π^+ -мезонов. В эксперименте зарегистрировано существенное превышение выходов π^- -мезонов в области 2 по сравнению с выходами π^+ -мезонов. Выходы всех частиц в области 2 больше чем в области 1.

Отношения измеренных выходов дейтонов к выходам протонов для импульсов $0,9 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$, при которых дейтоны регистрируются достаточно надёжно, составили

$$R_{d/p} = (20,1 \pm 2,1)\% \quad \text{в области 1} \quad \text{и} \quad R_{d/p} = (18,9 \pm 1,6)\% \quad \text{в области 2.}$$

Количество зарегистрированных антипротонов равнялось $(0,9 \pm 0,1)\%$ от общего числа частиц выборки L и $(0,3 \pm 0,05)\%$ от общего числа частиц выборки R.

По сравнению с идентификацией пионов и барионов идентификация каонов наименее надежна, особенно для K^+ , сечения рождения которых значительно меньше сечений образования пионов и протонов. Для импульсов $0,55 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$, при которых каоны регистрируются достаточно надёжно, измерены следующие отношения выходов каонов к пионам такого же заряда для положительно R_{K^+/π^+} и отрицательно R_{K^-/π^-} заряженных частиц:

$$R_{K^+/\pi^+} = (10, 2 \pm 1, 7)\% \quad R_{K^-/\pi^-} = (1, 9 \pm 0, 7)\% \quad \text{в области 1;}$$

$$R_{K^+/\pi^+} = (10, 3 \pm 1, 6)\% \quad R_{K^-/\pi^-} = (1, 6 \pm 0, 4)\% \quad \text{в области 2.}$$

Из приведенных соотношений следует, что в области 1 измеренные выходы K^+ -мезонов в $5 \div 6$ раз превышают выходы K^- -мезонов [19,20]. Так как количества зарегистрированных K -мезонов и антипротонов невелики, в дальнейшем анализе они не рассматривались.

На рис.5 для инклюзивных выборок пионов, протонов и дейтонов в каждом плече ДМС показаны импульсные распределения ($|p_{ldn}|$) лидирующих отрицательно заряженных адронов с $|t_{ldn}| < 0,6(\Gamma \Delta B/c)^2$ в тех событиях, где сумма зарядов частиц, зарегистрированных ПМС, равна $Q^f = -1$. Лидирующий адрон в таких событиях при больших значениях $|p_{ldn}|$ практически всегда является единственной частицей, зарегистрированной ПМС. Назовём дифракционно-подобными события с небольшой множественностью зарегистрированных частиц, в которых $Q^f = -1$, $|p_{ldn}| \geq 28\Gamma \Delta B/c$ и $|t_{ldn}| < 0,6(\Gamma \Delta B/c)^2$.

При расчёте значений квадратов передач импульсов $|t_{ldn}| = |(p_{ldn} - p_{bm})^2|$ предполагалось, что лидирующая частица является пионом.

Таблица 2. Значения N^i_{ldn} и R^i_{ldn} для пионов, протонов и дейтонов выборок L и R.

Тип выборки	$i \rightarrow$	π^-	π^+	p	d
L	N^i_{ldn}	81	89	273	15
	$R^i_{ldn}(\%)$	$5,7 \pm 0,8$	$4,1 \pm 0,5$	$5,9 \pm 0,4$	$5,7 \pm 1,8$
R	N^i_{ldn}	220	75	230	16
	$R^i_{ldn}(\%)$	$5,0 \pm 0,4$	$5,0 \pm 0,7$	$7,3 \pm 0,6$	$9,2 \pm 2,9$

В табл.2 приведены количества дифракционно-подобных событий N^i_{ldn} ($i = \pi^-, \pi^+, p, d$) и поправленные на эффективность ПМС величины отношения $R^i_{ldn} = W \cdot (N^i_{ldn}/N^i)$ числа таких событий к общему числу N^i частиц сорта i , зарегистрированных инклюзивно каждым плечом ДМС. Величина весового множителя $W = 1,5$ была определена по эффективности восстановления трека пучковой частицы в специальной экспозиции MGTEST, выполненной в начале сеанса². Значение R^p_{ldn} для протонов в области 1 (выборка R) можно сравнить с величиной $R_0 = (7,1 \pm 1,2)\%$ вклада дифракционно-подобных событий в сечение рождения кумулятивных протонов с кинетической энергией $100 < T < 300 \text{ МэВ}$, зарегистрированных под углами $\theta = 150 \div 165^\circ$ в реакции $\pi^- + \text{Be} \rightarrow p_B + X$ при $40 \Gamma \Delta B/c$, измеренного на одной из предыдущих модификаций установки СИГМА-АЯКС [21].

²Используемое значение W меньше среднего $\overline{W} = 2,0$, определённого по двум экспозициям MGTEST, выполненным в начале и конце сеанса [1].

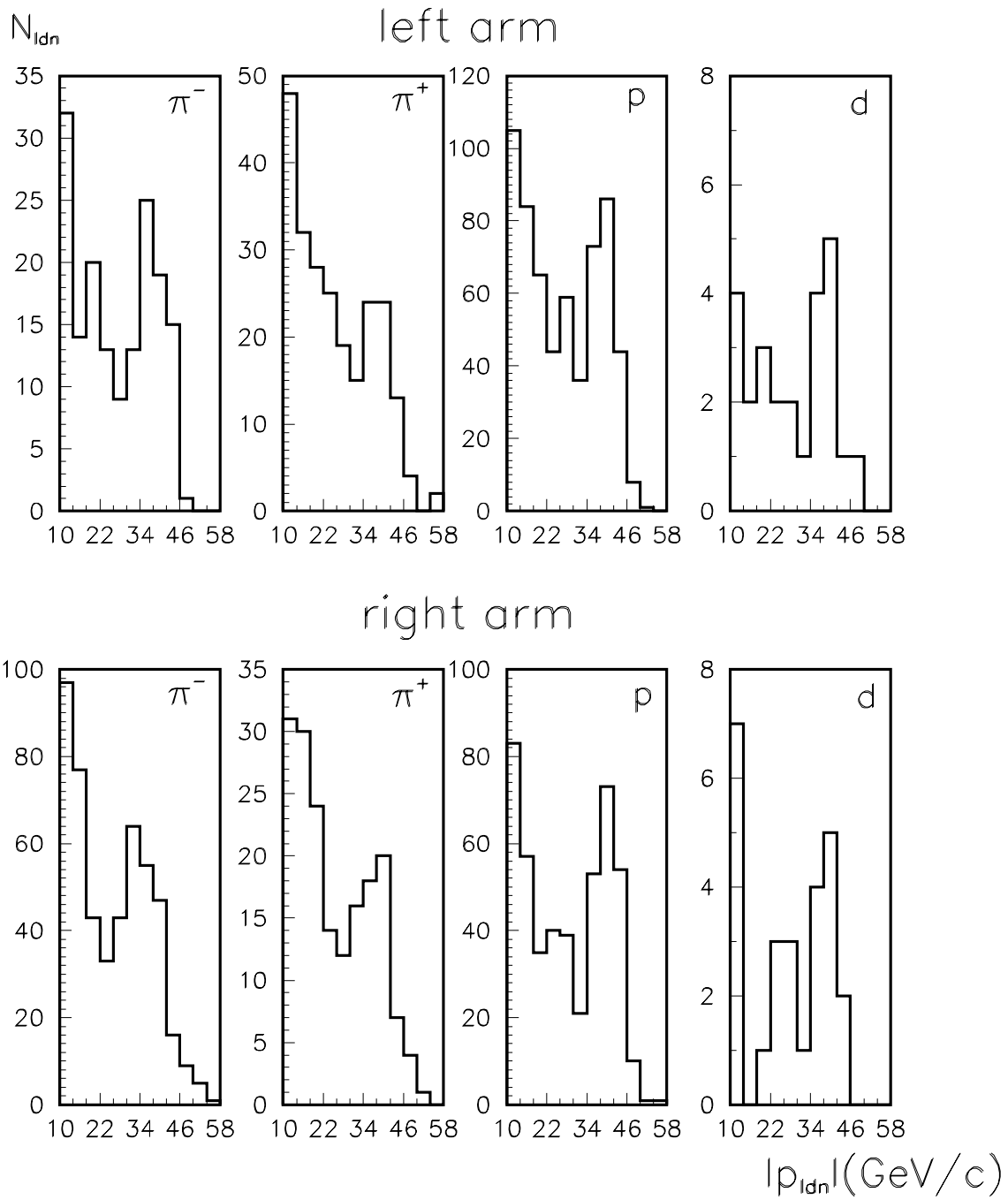


Рис. 5. Экспериментальные импульсные спектры отрицательно заряженных лидирующих адронов с $|t_{idn}| < 0,6(\Gamma\v{э}В/c)^2$ для пионов, протонов и дейтонов из выборок L (left arm) и R (right arm) в событиях с $Q^f = -1$.

3. Результаты идентификации пар вторичных адронов

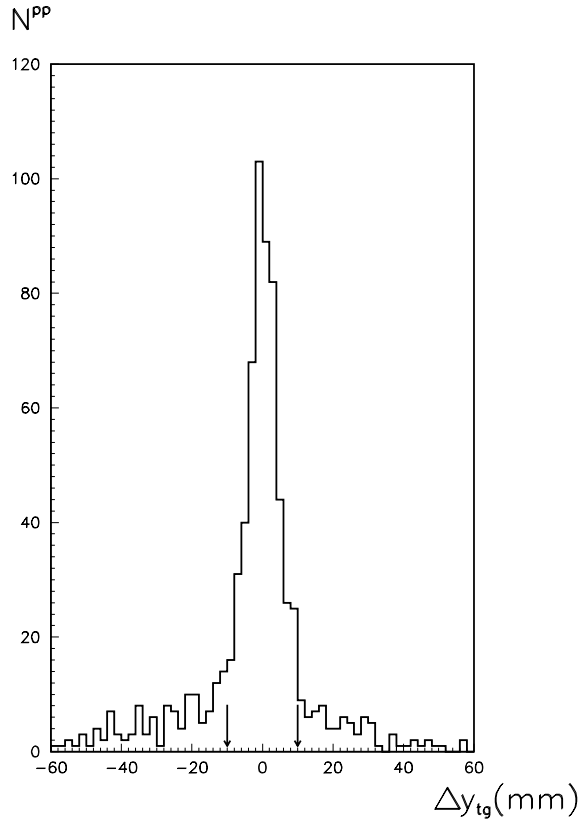


Рис. 6. Распределение Δy_{tg} для дипротонов.

Реконструкция треков заряженных адронов в двухплечевом магнитном спектрометре выполнена для частиц, исходящих из мишени [1]. Поэтому вкладом от фоновых взаимодействий вне мишени можно пренебречь. Как события образования адронных пар отбирались те события корреляционной выборки LR, для которых продольное расстояние Δy_{tg} между точками взаимодействия, восстановленными в обоих плечах ДМС, удовлетворяло условию $|\Delta y_{tg}| < 10 \text{ м.м.}$ На рис.6 область значений Δy_{tg} для протонных пар обозначена стрелками. Из анализа распределения Δy_{tg} следует, что фон от многократных взаимодействий в мишени для дипротонов не превышает 14%.

Общее число зарегистрированных в эксперименте адронных пар составило $N_{tot} = 2624$. Импульсные и угловые распределения адронов из пар похожи на соответствующие распределения адронов того же сорта в выборках L и R. Это свидетельствует о том, что значительная доля адронов из пар образуется независимо друг от друга.

Таблица 3. Состав адронных пар корреляционной выборки LR по сорту и разряду частиц.

	π^-_L	π^+_L	p_L	d_L
π^-_R	129(4,9±0,5)%	342(12,9±1,0)%	725(27,5±1,6)%	36(1,4±0,3)%
π^+_R	75(2,8±0,4)%	61(2,3±0,3)%	218(8,3±0,7)%	14(0,5±0,2)%
p_R	187(7,1±0,7)%	155(5,9±0,6)%	521(19,7±1,3)%	30(1,1±0,2)%
d_R	14(0,5±0,2)%	4(0,2±0,1)%	31(1,2±0,2)%	2(0,1±0,1)%

В табл. 3 приведен состав корреляционной выборки LR по сорту и заряду адронов (пионов, протонов и дейтонов), а также указан вклад пар каждого вида в общее число адронных пар. Вклад пар с хотя бы одним K -мезоном составил $\approx 2,4\%$, вклад пар с хотя бы одним антипротоном — меньше $1,1\%$.

В дальнейшем при обозначении вида пары индексом первым помещён индекс адрона, зарегистрированного левым плечом ДМС, следующим — индекс адрона, зарегистрированного правым плечом ДМС. Например, индекс π^-p соответствует паре с π^- -мезоном в левом плече (область 1) и протоном в правом плече ДМС (область 1), а индекс $p\pi^-$ соответствует паре с протоном в левом плече (область 2) и π^- -мезоном в правом плече ДМС (область 2).

Главной задачей эксперимента являлось выделение вклада дифракционно-подобных событий рождения дипротонов с импульсами кумулятивных протонов $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$. Измеренные импульсные спектры показывают, что протоны с такими импульсами достаточно надёжно регистрировались ДМС. На рис.7 приведены импульсные спектры $|p_{ldn}|$ лидирующей отрицательно заряженной частицы с $|t_{ldn}| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ для событий образования $pp(a)$ - и $dp(b)$ -пар с импульсами протонов $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ и импульсами дейтонов $p \geq 0,8 \text{ ГэВ}/c$. На рис.7с показаны импульсные спектры $|p_{ldn}|$ при $|t_{ldn}| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ для событий образования дипротонов, когда хотя бы один из протонов имеет импульс $p < 0,55 \text{ ГэВ}/c$. Распределение по $|p_{ldn}|$ для дипротонов с $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ характеризуется пиком в области больших значений $|p_{ldn}|$, распределение по $|p_{ldn}|$ для dp -пар содержит только большие импульсы: $|p_{ldn}| > 30 \text{ ГэВ}/c$. В распределении по $|p_{ldn}|$ для пар с импульсом хотя бы одного протона $p < 0,55 \text{ ГэВ}/c$ отсутствует пик при больших значениях $|p_{ldn}|$. Не зарегистрированы также дипротоны, сопровождающие отрицательно заряженную частицу с импульсом $|p_{ldn}| \geq 28 \text{ ГэВ}/c$ при $|t_{ldn}| \geq 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$. Среди дифракционно-подобных событий образования пар адронов с $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ и протоном в области 1 кроме pp - и dp -пар зарегистрировано одно событие образования π^-p -пары.

На рис.8а показано распределение по $|t_{ldn}|$ лидирующих отрицательно заряженных частиц с $|p_{ldn}| \geq 28 \text{ ГэВ}/c$, сопровождаемых pp -парами с импульсами протонов в них $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$. На рис.9 приведены экспериментальные спектры эффективных масс M_{pp} для pp -пар (b) и M_{dp} для dp -пар (d) в дифракционно-подобных событиях образования соответствующих пар. Экспериментальное распределение M_{pp} для выделенных событий имеет среднюю массу $\overline{M}_{pp} \approx 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ и ширину $\Gamma_{pp} \approx 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$. Поправленные на эффективность ПМС умножением на весовой множитель $W = 1,5$ оценки вклада дифракционно-подобных событий образования барионных пар по отношению к их общему числу составили $R^{pp\&dp}_{ldn} = (8,3 \pm 2,1)\%$ и $R^{pp}_{ldn} = (7,4 \pm 2,0)\%$ для протонов с импульсами $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ и дейтонов с импульсами $p \geq 0,8 \text{ ГэВ}/c$. Для протонов с импульсами $p \geq 0,6 \text{ ГэВ}/c$ $R^{pp}_{ldn} = (9,0 \pm 2,6)\%$. Напомним, что использование в одном сеансе только бериллиевой мишени позволило бы увеличить статистику корреляционной выборки LR в 5 раз при удвоении статистик выборок L и R.

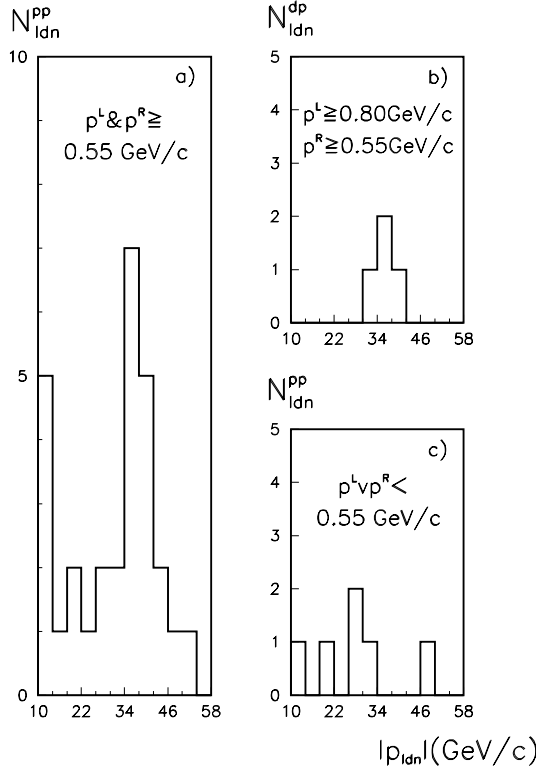


Рис. 7. Экспериментальные импульсные спектры отрицательно заряженных лидирующих адронов с $|t_{l_{dn}}| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ для pp - (а) и dp (b)-пар с импульсами протонов $0,55 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ и дейтронов $0,8 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$, а также pp -пар (с) с импульсом хотя бы одного из протонов $p < 0,55 \text{ ГэВ}/c$ в событиях с $Q^f = -1$.

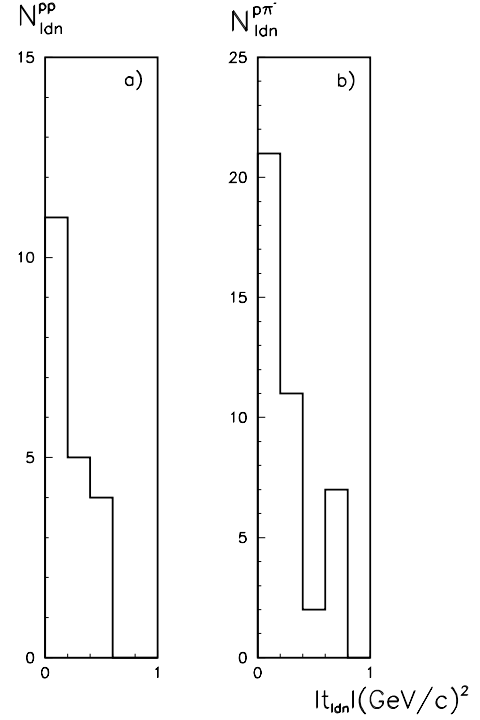


Рис. 8. Экспериментальное распределение по $t_{l_{dn}}$ лидирующих отрицательно заряженных частиц с $|p_{l_{dn}}| \geq 28 \text{ ГэВ}/c$ в событиях образования pp -пар при импульсах протонов $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ (а) и лидирующих отрицательно заряженных частиц с $|p_{l_{dn}}| \geq 26 \text{ ГэВ}/c$ в событиях образования $p\pi^-$ -пар (b).

Импульсные распределения лидирующих отрицательно заряженных частиц с $|t_{l_{dn}}| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ характеризуются пиком в области больших значений $p_{l_{dn}}$ для событий с $Q^f = -1$, где такая частица сопровождается пионной парой (рис.10а), в основном это $\pi^+\pi^-$ -пары; π^-p парой (рис.10b) или $p\pi^-$ -парой (рис.10с) при импульсах пионов $0,3 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ и всех зарегистрированных импульсах протонов. Наибольшее число (абсолютно и в процентном отношении) адронных пар, сопровождающих лидирующую отрицательно заряженную частицу с $|p_{l_{dn}}| \geq 26 \text{ ГэВ}/c$ и $|t_{l_{dn}}| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$, зарегистрировано среди событий образования $p\pi^-$ -пар. Для обоих адронов $p\pi^-$ пары в таких событиях $\cos \theta > 0,30$. Их доля по отношению к общему числу зарегистрированных $p\pi^-$ пар составила $R^{p\pi^-}_{l_{dn}} = (8,6 \pm 1,6)\%$. На рис.8б показано распределение по $|t_{l_{dn}}|$ лидирующих отрицательно заряженных частиц с $|p_{l_{dn}}| \geq 26 \text{ ГэВ}/c$ в событиях образования $p\pi^-$ -пар.

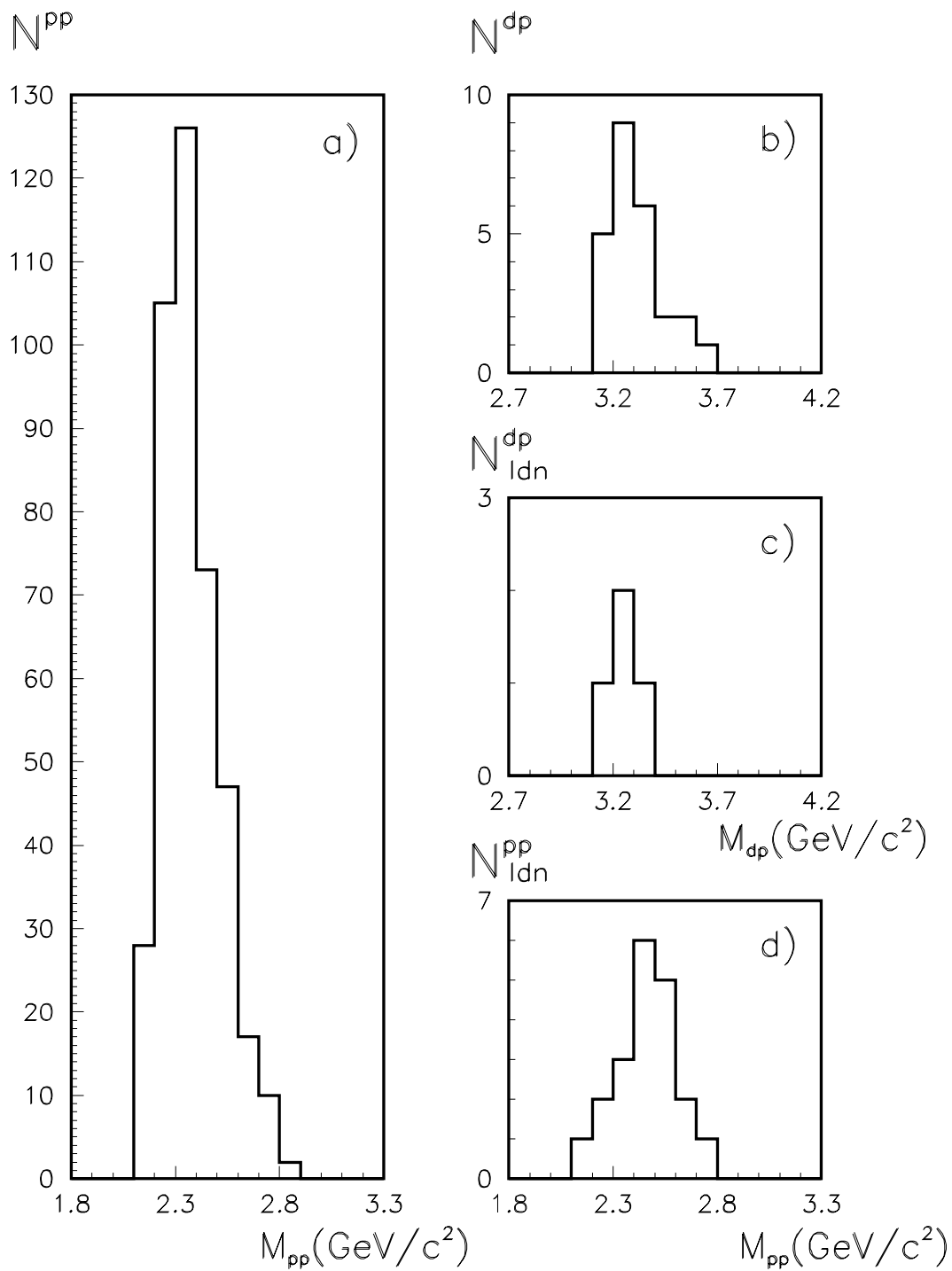


Рис. 9. Экспериментальные спектры эффективных масс pp -пар (а) и dp -пар (б); массовые спектры M_{pp} (с) и M_{dp} (д) в дифракционно-подобных событиях образования этих пар с импульсами протонов $0,55 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ и дейтронов $0,8 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$.

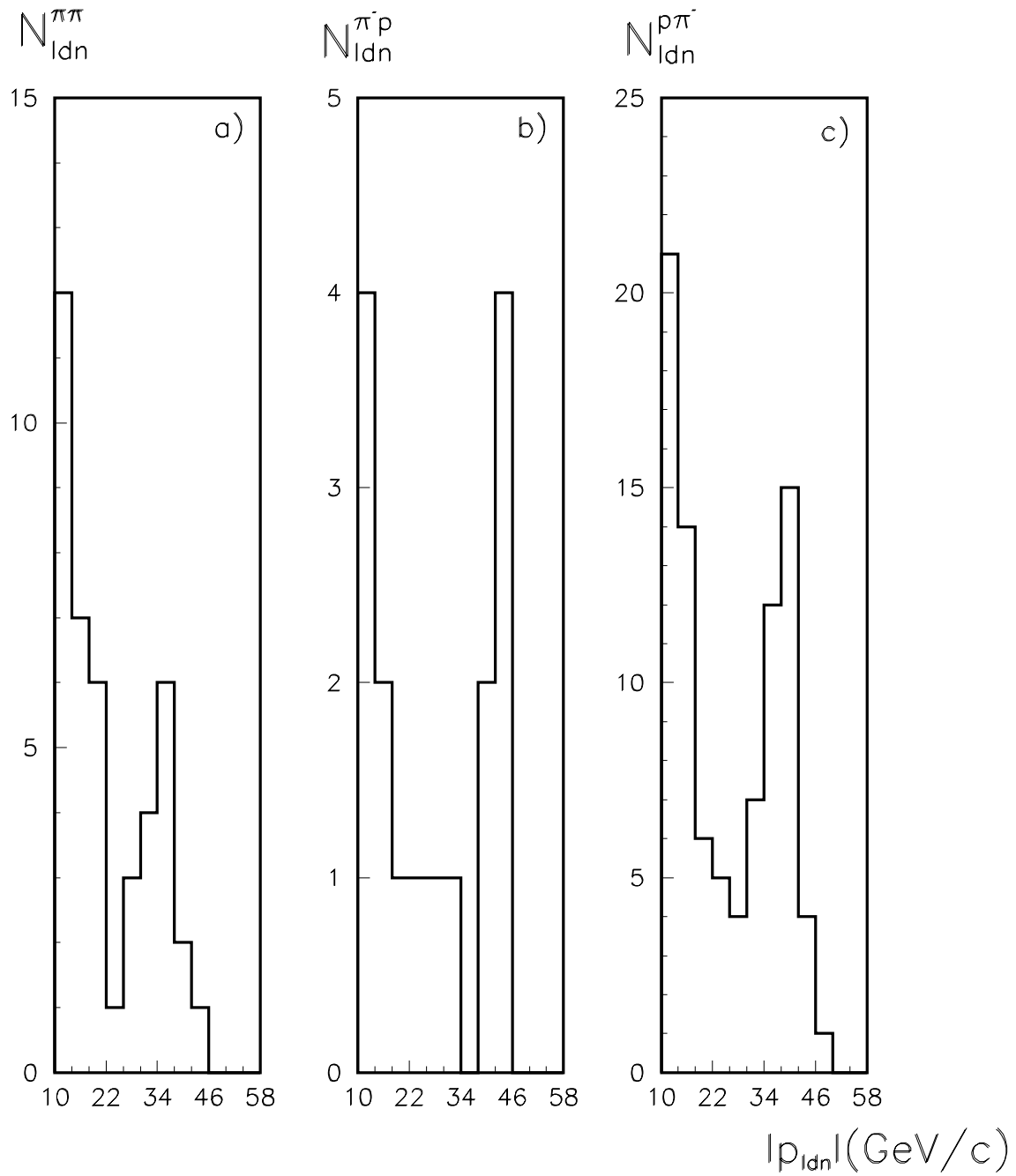


Рис. 10. Экспериментальные импульсные спектры отрицательно заряженных лидирующих адронов с $|t_{ldn}| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ для $\pi^+\pi^-$ -пар (а), π^-p -пар (б) и $p\pi^-$ -пар (с) при импульсах пионов $0,3 \leq p \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ и всех зарегистрированных импульсах протонов в событиях с $Q^f = -1$.

Следует отметить, что в эксперименте не зарегистрированы события с $Q^f = -1$, в которых лидирующая отрицательно заряженная частица при $|p_{ldn}| \geq 26 \text{ ГэВ}/c$ и $|t_{ldn}| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ сопровождалась бы адронной парой с K -мезоном, антипротоном или дейтоном в правом плече, а также K -мезоном или антипротоном в левом плече ДМС (кроме одного случая $K^+\pi^-$ -пары).

Заключение

В работе изложена процедура и представлены результаты идентификации вторичных заряженных частиц, зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром установки СИГМА – АЯКС в эксперименте по поиску дибарионов с разделённым цветом в π^-Be -взаимодействиях при импульсе $43 \text{ ГэВ}/c$. Обсуждаются экспериментальные импульсные и угловые распределения пионов, каонов, протонов и дейтонов, измеренных инклюзивно каждым плечом спектрометра. Оценены вклады дифракционно-подобных событий в общее число зарегистрированных адронов и адронных пар.

Показано, что среди пар адронов с $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ и протоном в области 1 зарегистрированы дифракционно-подобные события образования pp - и dp -пар. Вклад таких событий составил $R^{pp\&dp}_{ldn} = (8,3 \pm 2,1)\%$. Приведены экспериментальные спектры эффективных масс M_{pp} и M_{dp} . Для дифракционно-подобных событий средняя масса соответствующего распределения \overline{M}_{pp} равна $\approx 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$, а его ширина — $\Gamma_{pp} \approx 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$. Рассмотрены экспериментальные импульсные спектры для отрицательно заряженных лидирующих частиц, сопровождаемых адронными парами другого сорта.

Автор выражает глубокую благодарность Ю.М.Антипову, О.В.Ерошину и И.В.Мандриченко за предоставление магнитных лент с упакованной экспериментальной информацией, доступа к библиотекам программ обработки на VAX и консультаций по их использованию. Автор благодарит Ю.М.Антипова за обсуждение работы и всех участников эксперимента за консультации по конструкции отдельных детекторов установки.

Список литературы

- [1] Карташева В.Г. – Препринт ИФВЭ 95-122. Протвино, 1995.
- [2] Ерошин О.В. Поиск дибарионных резонансов в π^-Be -взаимодействиях на установке СИГМА–АЯКС. Диссерт. на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Протвино, 1990.
- [3] Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. – Препринт ОИЯИ Е2-82-420. Дубна, 1982.
- [4] Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. // ЖЭТФ. 1984. т.87. с.1121.
- [5] Копелиович Б.З. // ЭЧАЯ. 1990. т.21. с.115.

- [6] Антипов Ю.М. и др. – Препринт ИФВЭ 88-52. Серпухов, 1988.
- [7] Кендалл М., Стьюарт А. Статистические выводы и связи / Пер. с англ. — М.: Наука, 1973, с.351.
- [8] Лексин Г.А. // V Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. – Дубна, 1978. Д1-2-12036. с.274.
- [9] Arefyev A.V. et al. – Preprint IТЕР-18. Moscow, 1978.
- [10] Буклей А.Е. и др. – Препринт ИТЭФ-1. Москва, 1982.
Буклей А.Е. и др. – Препринт ИТЭФ-108. Москва, 1982.
- [11] Ангелов Н. и др. // ЯФ. 1979, т.29, вып.5, с.1227.
- [12] Азимов С.А. и др. // ЯФ.1978, т.28, вып.1, с.112.
- [13] Ставинский В.С. // ЭЧАЯ. 1979, т.10, вып.5, с.949.
- [14] Ставинский В.С. // VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. – Дубна, 1981. Д1,2-81-728. с.205.
- [15] Баюков Ю.Д. и др. – Препринт ИТЭФ-148. Москва, 1983.
- [16] Гаврилов В.Б. и Лексин Г.А. – Препринт ИТЭФ-124. Москва, 1983.
- [17] Баюков Ю.Д. и др. – Препринт ИТЭФ-5. Москва, 1985.
- [18] Лексин Г.А. VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий.– Дубна, 1984. Д1,2-84-599. с.202.
- [19] Nikiforov N.A. et al. // Phys.Rev. 1980. C22. p.700.
- [20] Балдин А.М. и др. – Препринт ОИЯИ,1-80-488, Дубна, 1980.
- [21] Антипов Ю.М. и др. // ЯФ. 1993, т.56, вып.9, с.157.

Рукопись поступила 10 июня 1996 г.

В.Г.Карташева.

Предварительные результаты обработки данных эксперимента по поиску дибарионов с разделённым цветом в π^- Be-взаимодействиях при импульсе 43 ГэВ/с на установке СИГМА–АЯКС.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 13.06.96. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 2,3. Уч.-изд.л. 1,8. Тираж 240. Заказ 702. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

