



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-47

ОММС

В.Г. Карташева

**ПОИСК ПРОЦЕССА  
ДВОЙНОЙ ЦВЕТОВОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПИОНА  
С ИМПУЛЬСОМ 43 ГэВ/с НА ПРОТОНАХ ЯДРА Ве**

(Сотрудничество СИГМА-АЯКС)

Направлено в ЯФ

Протвино 1997

### Аннотация

Карташева В.Г. Поиск процесса двойной цветовой перезарядки пиона с импульсом  $43 \text{ ГэВ}/c$  на протонах ядра Be: Препринт ИФВЭ 97-47. – Протвино, 1997. – 15 с., 8 рис., библиогр.: 16.

В работе изложены результаты изучения данных последней экспозиции выполненного на установке СИГМА-АЯКС эксперимента по поиску дибарионов с разделённым цветом в  $\pi^-$ -Be-взаимодействиях при импульсе  $43 \text{ ГэВ}/c$ . Представлены дифференциальные сечения образования протонов с импульсами  $0,6 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  и дейтонов с импульсами  $0,9 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  в широкой области углов их вылета  $-0,15 \leq \cos \theta \leq 0,65$ . Оценены вклады в эти сечения событий, в каждом из которых, кроме бариона, зарегистрирован  $\pi^-$ -мезон с импульсом  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  при  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ . Среди событий образования pp-пар выделена выборка событий с топологией зарегистрированных частиц, характерной для процесса двойной цветовой перезарядки  $\pi^-$ -мезона на протонах ядра Be. Величина вклада выделенных событий в общее число зарегистрированных pp-пар с соответствующими импульсами составила  $R_s = (10,5 \pm 2,6)\%$ , а величина сечения —  $\sigma_s^{\pi pp} = (54 \pm 17) \text{ мкб}$ . Средняя масса спектра эффективных масс дипротонов из этой выборки равна  $\overline{M}_{pp} \approx 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ , а его ширина —  $\Gamma_{pp} \approx 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

### Abstract

Kartasheva V.G. Search for Process of Pion Double Color Charge Exchange on Be-Nucleus Protons: IHEP Preprint 97-47. – Protvino, 1997. – p. 15, figs. 8, refs.: 16.

The paper describes data investigation results of the recent exposition of SIGMA-AYAKS experiment on the search dibaryons with separated color in  $\pi^-$ -Be interactions at momentum  $43 \text{ GeV}/c$ . The differential cross sections of proton production at momenta  $0.6 \div 1.5 \text{ GeV}/c$  and deuteron production at momenta  $0.9 \div 1.5 \text{ GeV}/c$  are presented in the wide angle region  $-0.15 < \cos \theta < 0.65$ . The contribution of the processes where the baryon accompanied  $\pi^-$ -meson at momentum  $p_l > 28 \text{ GeV}/c$  and  $|t_l| < 1(\text{GeV}/c)^2$  to these cross sections are estimated. A sample of the events with a topology as for pion double colour charge exchange on Be-nucleus protons has been selected among the events of pp-pair production. The contribution of this sample to the total number of pp-pairs at the same momenta is  $R_s = (10.5 \pm 2.6)\%$  and a value of the sample cross section is  $\sigma_s^{\pi pp} = (54 \pm 17) \mu\text{b}$ . An average value of diproton effective mass spectrum of the selected events is  $\approx 2.5 \text{ GeV}/c^2$  and the width of these mass spectrum is  $\approx 0.2 \text{ GeV}/c^2$ .

## Введение

В настоящей работе представлены результаты изучения данных последней экспозиции эксперимента по поиску дибарионов с разделённым цветом в  $\pi^-Be$ -взаимодействиях при импульсе  $43 \text{ ГэВ}/c$  на установке СИГМА–АЯКС. Эта экспозиция являлась наиболее информативной в серии экспозиций эксперимента [1] с точки зрения поиска процесса образования дибарионов с разделённым цветом — процесса двойной цветовой перезарядки пиона с импульсом  $43 \text{ ГэВ}/c$  на протонах ядра Be. В ней двухплечевым магнитным спектрометром (ДМС) установки регистрировались разлетающиеся под большими углами вторичные протоны с импульсами  $0,55 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , а передним магнитным спектрометром (ПМС) установки достаточно надёжно регистрировались вылетающие вперед заряженные частицы с большими импульсами. Анализ информации от трековых детекторов, изложение процедуры и результатов идентификации вторичных заряженных частиц для изучаемой экспозиции эксперимента представлены в работах [2,3]. Подробное описание предыдущих модификаций установки в эксперименте по поиску дибарионов с разделённым цветом, а также изложение процедур обработки экспериментальной информации для них даны в диссертации О.В. Ерошина [4].

Процесс дифракционного возбуждения цветового диполя при двойной цветовой перезарядке (ДЦП) высокоэнергичного адрона на различных нуклонах ядра дейтона с последующим обесцвечиванием этого адрона был предложен Б.З.Копелиовичем и Ф.Нидермайером в качестве одного из механизмов образования кумулятивных нуклонов и рассмотрен ими в рамках модели цветной трубки [5-7]. Сама возможность такого процесса определяется представлением о помероне как о двухглюонном обмене [8]. При распаде возникающего в процессе ДЦП цветового диполя (или дибариона с разделённым цветом), на бесцветные адроны образуется кумулятивный нуклон, 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 рассмотре-

но квантово-механическое описание предложенного механизма 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  $\Gamma = 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$  [7]. Распад дибарионного резонанса с разделённым цветом преимущественно многочастичный [6]. Оценка ширины его распада на два нуклона наименее надёжна и для первого ДР равна  $\Gamma^{el} \approx 10 \text{ МэВ}$  [6]. Авторы отмечают, что легкие ядра также могут быть использованы в качестве мишени в экспериментах по поиску процессов кратной цветовой перезарядки. В этом случае, изучая распределения по эффективной массе пар нуклонов, один из которых является кумулятивным, для подавления фона следует выделять дифракционный вклад.

Установка СИГМА-АЯКС была расположена на канале 2Б ускорителя ИФВЭ. Состав используемой в изучаемой экспозиции аппаратуры установки приведен в работах [2,3]. Падающий на мишень пучок отрицательно заряженных частиц с импульсом  $p_{bm} = 43 \text{ ГэВ}/c$  состоял из  $\pi^-$ -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, соответствующий корреляционной выборке LR). По  $\approx 20\%$  статистики соответствовали триггерному условию на срабатывание аппаратуры только в одном плече ДМС (триггеры L и R, соответствующие почти инклюзивным выборкам L и R). Статистика на бериллиевой мишени составила  $\approx 25\%$  общей статистики изучаемой экспозиции, так как в ходе сеанса использовались и более тяжёлые мишени.

Экспериментальные импульсные и угловые распределения зарегистрированных ДМС пионов, каонов, протонов и дейтонов, а также оценки вкладов дифракционно-подобных событий в сечения одиночного и парного рождений адронов приведены в работе [3]. Для представленных ниже данных расчёт эффективностей событий был выполнен с помощью пакета GEANT (version 3.21) [9]. Вычисленные с помощью этого пакета зависимости геометрических эффективностей регистрации адронов  $\varepsilon^s$  (ДМС) и  $\varepsilon^f$  (ПМС) от импульсов, углов вылета или поперечных импульсов вторичных частиц в основном повторяют результаты расчетов этих зависимостей по упрощённой программе, которые приведены в работе [2]. Из-за малого аксептанса ДМС по азимутальному углу максимальная величина геометрической эффективности регистрации протона двухплечевым магнитным спектрометром не превышала 2,7%.

## **1. Анализ инклюзивных спектров вторичных протонов и дейтонов**

Возможности установки демонстрируют приведенные ниже результаты изучения инклюзивных спектров протонов и дейтонов, зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром. Эти результаты определяют нормировочные константы

при исследовании корреляций, но имеют также самостоятельное значение, являясь новыми измерениями.

На рис.1 представлены инвариантные дифференциальные сечения  $f$  инклюзивного образования протонов с кинетическими энергиями  $0,16 \leq T \leq 0,5 \text{ ГэВ}$ , измеренные в эксперименте правым плечом ДМС под углом  $\theta = 90^\circ$  ( $\langle \cos \theta \rangle = 0$ ) и левым плечом ДМС под углом  $\theta = 60^\circ$  ( $\langle \cos \theta \rangle = 0,5$ ) в  $\pi^-$ -Ве-взаимодействиях при  $p_{bm} = 43 \text{ ГэВ}/c$ :

$$f = E \cdot (d\sigma/d^3p) = (1/p) \cdot (d\sigma/dTd\Omega) ,$$

где  $E$ ,  $p$ ,  $T$  — энергия, импульс, кинетическая энергия вторичной частицы,  $\Omega$  — телесный угол;  $\sigma$  — сечение её образования. Размерность величины  $f$  равна

$$[f] = \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot c^3 \cdot \text{ср}^{-1} .$$

Результаты аналогичных измерений при  $p_{bm} = 5 \text{ ГэВ}/c$  [10] также показаны на рис.1.

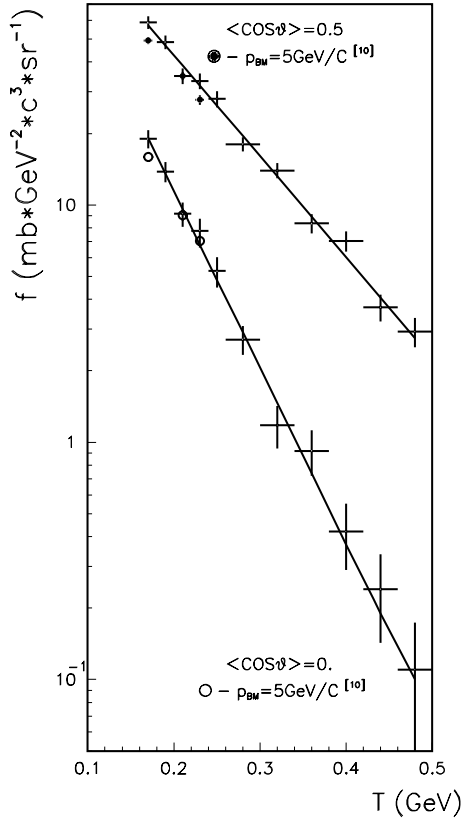


Рис. 1. Зависимости от кинетической энергии инвариантных сечений образования протонов под углами  $\theta = 90^\circ$  ( $\langle \cos \theta \rangle = 0$ ) и  $\theta = 60^\circ$  ( $\langle \cos \theta \rangle = 0,5$ ) в  $\pi^-$ -Ве-взаимодействиях при импульсе  $43 \text{ ГэВ}/c$ .

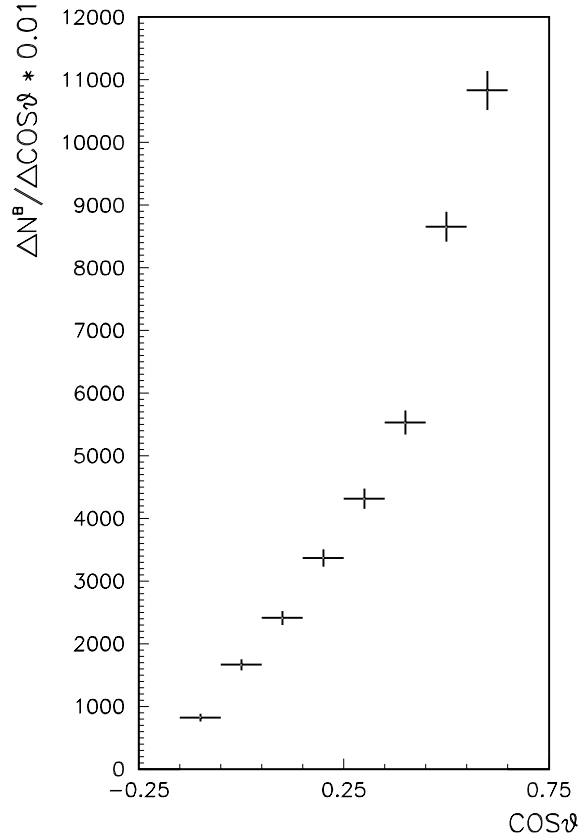


Рис. 2. Измеренная в эксперименте угловая зависимость выходов  $N^B$  протонов с импульсами  $0,6 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ .

Прямые линии на этом рисунке — результат аппроксимации данных зависимостью  $f = f_0 \cdot \exp(-T/T_0)$ . Значения параметра  $T_0$ , вычисленные по всей изучаемой области  $T$ , составляют

$$T_0(\theta = 90^\circ) = (58, 1 \pm 2, 5) \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad T_0(\theta = 60^\circ) = (101, 1 \pm 3, 1) \text{ МэВ} .$$

Измеренные значения в пределах ошибок согласуются с приведенными в работе [10] значениями  $T_0$ , определенными для  $T = 0,9 \div 0,23 \text{ ГэВ}$  под углами  $\theta = 88^\circ$  и  $\theta = 60^\circ$  в  $\pi^- \text{ Ве}$ -взаимодействиях при  $p_{bm} = 5 \text{ ГэВ}/c$ .

На рис.2 показана угловая зависимость выходов  $N^B$  протонов с импульсами  $0,6 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , измеренная в эксперименте правым плечом ДМС для значений  $-0,15 \leq \cos \theta < 0,35$  (область 1) и левым плечом ДМС для значений  $0,35 \leq \cos \theta \leq 0,65$  (область 2).  $N^B$  — количество зарегистрированных в эксперименте протонов в соответствующих кинематических областях, поправленные в соответствии с  $\varepsilon^s$ .

На рис.3 и 4 представлены импульсные зависимости инвариантных сечений  $F^B$  рождения протонов для импульсов  $0,6 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$  и инвариантных сечений рождения дейтонов  $F^D$  для импульсов  $0,9 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , проинтегрированных по телесному углу в обеих областях значений  $\cos \theta$ . В согласии с результатами других измерений [11–14] выходы протонов и дейтонов растут с ростом  $\cos \theta$  для указанных значений импульса. Отношения выходов дейтонов к выходам протонов при импульсах  $0,9 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$  составляют

$$R_1(d/p) = (24, 1 \pm 4, 1)\% \text{ в области 1 и } R_2(d/p) = (21, 0 \pm 2, 2)\% \text{ в области 2}$$

и согласуются в пределах ошибок с величинами такого отношения, определёнными по измерениям [10] инвариантных сечений  $f$  рождения протонов и дейтонов с импульсом  $p \simeq 0,59 \text{ ГэВ}/c$  под углами  $\theta = 88^\circ$  и  $\theta = 60^\circ$  в  $\pi^- \text{ Ве}$ -взаимодействиях при  $p_{bm} = 5 \text{ ГэВ}/c$ . Кинематические области определения сечений выбраны так, чтобы величины  $\varepsilon^s$  для всех значений  $p$  и  $\cos \theta$  в этих областях практически не менялись от точки к точке и слабо зависели от положения точки взаимодействия в мишени.

При определении значений инвариантных сечений наиболее важен учет акцептанса ДМС. Учёт неэффективности детекторов и реконструкции событий для правого плеча ДМС определил поправочный коэффициент к  $\varepsilon^s$ , равный  $\kappa^R = 0,53$ . Так как физическая эффективность регистрации левым плечом ДМС положительно заряженных частиц в изучаемой экспозиции была понижена по сравнению с эффективностью их регистрации правым плечом [2], поправка  $\kappa^L$  определялась из условия равенства измеренных каждым плечом ДМС сечений рождения протонов с импульсами  $p \geq 0,8 \text{ ГэВ}/c$  при  $0,35 \leq \cos \theta \leq 0,45$ . Это увеличило ошибку для левого плеча.

Для оценки вклада в измеренные сечения от каскадных процессов были выполнены расчёты соответствующих сечений для различных длин мишени  $L_{tg}$  с помощью генератора адронных ливней FLUKA [15] пакета GEANT [9]. Вычисленные таким образом сечения для используемой в эксперименте мишени превышали их значения, экстраполированные к нулевой длине мишени, на 22% при  $\theta = 90^\circ$  и

на 21% при  $\theta = 60^\circ$ . Неучтённые поправки на многократные взаимодействия в мишени, уменьшающие сечения, частично компенсировались систематикой, связанной с неполным учётом физической эффективности детекторов при реконструкции событий. Результирующая систематическая ошибка оценена для правого плеча ДМС в 13% и для левого плеча ДМС — в 16%.

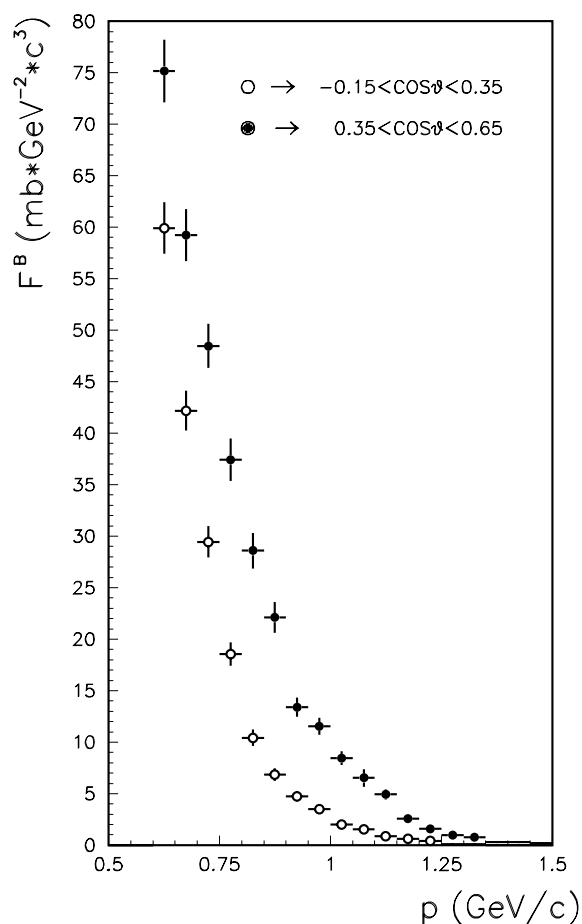


Рис. 3. Импульсная зависимость измеренного в эксперименте инвариантного сечения  $F^B$  рождения протонов, проинтегрированного по телесному углу для  $-0,15 \leq \cos \theta < 0,35$  (○) и  $0,35 \leq \cos \theta \leq 0,65$  (●).

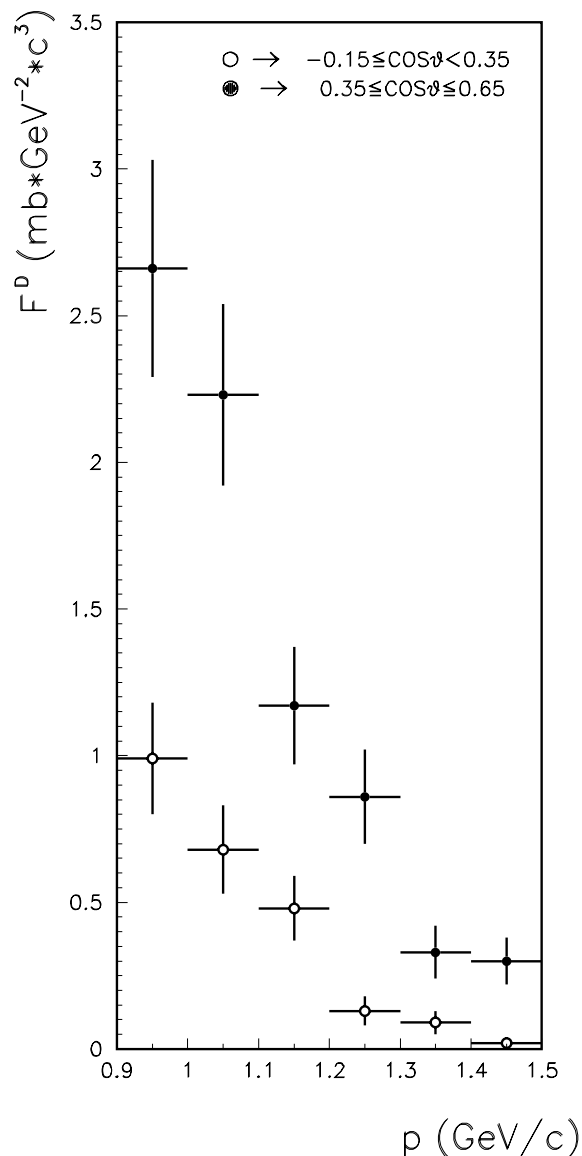


Рис. 4. Импульсная зависимость измеренного в эксперименте инвариантного сечения  $F^D$  рождения дейтронов, проинтегрированного по телесному углу для  $-0,15 \leq \cos \theta < 0,35$  (○) и  $0,35 \leq \cos \theta \leq 0,65$  (●).

Таким образом, представленные результаты измерений инвариантных сечений образования барионов правым и левым плечами ДМС взаимосогласованы и находятся в разумном соответствии с результатами других измерений.

Величина кумулятивного числа  $n_k$  для 96% протонов с импульсами  $p \geq 0.6 \text{ ГэВ}/c$  в области 1 превышает 1, т.е. протоны в этой области являются преимущественно кумулятивными. Значения  $n_k$  рассчитывались по формуле  $n_k = (E - p \cdot \cos \theta) / M_p$ , где  $E$  — энергия частицы с импульсом  $p$ ;  $M_p$  — масса протона.

Изучение импульсных распределений лидирующих отрицательно заряженных адронов, зарегистрированных передним магнитным спектрометром установки, для инклюзивных выборок протонов и дейтонов, зарегистрированных двухплечевым магнитным спектрометром, показало, что эти распределения характеризуются пиком при импульсах лидирующего адрона  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  и значениях квадратов передач импульса  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$  ( $|t_l| = |(p_l - p_{bm})^2|$ ) в тех событиях, где сумма зарядов частиц, зарегистрированных ПМС, равна  $Q^f = -1$ . Лидирующий адрон в таких событиях при больших значениях  $p_l$  практически всегда является единственной частицей, зарегистрированной ПМС. Поэтому в дальнейшем рассматривались события с  $Q^f = -1$ , в которых была зарегистрирована только одна отрицательно заряженная частица с большим импульсом, и предполагалось, что эта частица при  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$  является пионом.

При построении импульсных спектров лидирующих частиц геометрическая эффективность события определялась произведением геометрических эффективностей  $\varepsilon^s \cdot \varepsilon^f$  для зарегистрированных в событии частиц. Количества событий в пиках импульсных спектров лидирующих  $\pi^-$ -мезонов для значений  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$  в событиях, где такой пион сопровождался протоном или дейтоном, при больших значениях импульсов лидирующих частиц были оценены в результате аппроксимации этих распределений функцией, являющейся суммой гауссовского и фонового распределений. Для фонового распределения предполагалась зависимость от импульса  $N_F = p^{-\alpha}$ .

Доля событий в пиках импульсных распределений лидирующих  $\pi^-$ -мезонов при больших импульсах и  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$  составила

$$\begin{aligned} R_l^{B_1} &= (6,1 \pm 0,9)\% & \text{для } 0,6 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c & \text{ и } -0,15 \leq \cos \theta < 0,35; \\ R_l^{B_2} &= (4,7 \pm 0,8)\% & \text{для } 0,6 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c & \text{ и } 0,35 \leq \cos \theta < 0,70; \\ R_l^D &= (6,6 \pm 2,6)\% & \text{для } 0,9 \leq p \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c & \text{ и } -0,15 \leq \cos \theta < 0,70 \end{aligned}$$

относительно полного числа протонов или дейтонов, зарегистрированных в соответствующих областях.

Систематическая ошибка измерений для переднего магнитного спектрометра оценена в 15%. Изучение зависимости величины  $R_l^B$  от длины мишени, выполненное с помощью расчёта соответствующих сечений для различных  $L_{tg}$  генератором адронных ливней FLUKA [15] пакета GEANT [9], показало увеличение значений  $R_l^B$  при экстраполяции сечений к нулевой длине мишени на  $20 \div 25\%$ . Это согласуется с результатом экспериментального определения зависимости от  $L_{tg}$  величины  $R_0$



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  $\pi^- + \text{Ве} \rightarrow p_B + X$  при  $40 \text{ ГэВ}/c$ , измеренного на одной из предыдущих модификаций установки СИГМА–АЯКС [1].

## 2. Изучение распределений корреляционной выборки

При реконструкции треков заряженных адронов в двухплечевом магнитном спектрометре установки, выполненной для исходящих из мишени треков частиц [2], в качестве событий образования адронных пар отбирались те события корреляционной выборки LR, для которых расстояние между точками взаимодействия, восстановленными в каждом из плеч ДМС, было меньше 10 мм [3]. Состав корреляционной выборки по сорту и заряду адронов, а также вклад пар различных адронов в общее число зарегистрированных адронных пар приведены в работе [3]. В дальнейшем адроны, зарегистрированные правым плечом ДМС в области углов  $\theta$ , для которых выполнялось условие  $-0,20 < \cos \theta < 0,60$ , называются для краткости правыми. Адроны, зарегистрированные левым плечом ДМС в области углов  $\theta$ , для которых  $0,35 < \cos \theta < 0,75$ , называются левыми.

Величина отношения восстановленного по корреляционной выборке LR сечения образования правых протонов с импульсами  $0,65 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , к сечению образования таких протонов, восстановленному по выборке R, составила  $(14,6 \pm 1,2)\%$ . При расчёте этого отношения предполагалось, что левые и правые протоны LR-выборки образуются независимо друг от друга.

При построении приведённых ниже распределений и вычислении сечений для выделенных событий их геометрическая эффективность определялась в предположении равномерного распределения в системе Готфрида-Джексона как по азимутальному углу разлёта протонов, так и по косинусу угла вылета одного из протонов относительно направления пучка в системе покоя дипротона с эффективной массой  $M_{pp}$ .

Величины эффективностей событий и разрешения двухплечевого спектрометра установки по эффективной массе протонов пары, их импульсам, углам вылета и положению вершины взаимодействия в мишени были рассчитаны с помощью пакета GEANT [9]. Сечения измерялись в микробарнах и вычислялись по формуле

$$\Delta\sigma = \Delta N^w / (N_{bm} \cdot N_{tg} \cdot \kappa^L \cdot \kappa^R) \cdot 10^{30} \text{ мкб},$$

где  $\Delta N^w$  — поправленное на геометрическую эффективность установки число событий, для которых определялось сечение  $\Delta\sigma$ ;  $N_{bm}$  — число пучковых  $\pi^-$ -мезонов, пропущенных через установку;  $N_{tg}$  — количество ядер мишени на единицу площади, равное  $N_{tg} = \rho_{tg} \cdot L_{tg} \cdot (N_A/A)$ ,  $\rho_{tg}$  и  $A$  — плотность и атомный вес материала мишени, соответственно,  $L_{tg}$  — длина мишени,  $N_A$  — число Авогадро;  $\kappa^L$  и  $\kappa^R$  — поправочные коэффициенты к геометрической эффективности для левого и правого плеч ДМС, определённые при изучении выборок L и R.

Для выделения среди адронных пар искомой выборки S кандидатов в дипротоны с разделённым цветом были изучены события образования пар с импульсами адронов, не меньшими  $0,50 \text{ ГэВ}/c$ , в которых сумма зарядов частиц, зарегистрированных передним магнитным спектрометром установки, равнялась  $Q^f = -1$ . Лидирующий отрицательно заряженный адрон в таких событиях при больших значениях его импульса  $p_l$  практически всегда являлся единственной частицей, зарегистрированной ПМС. Предполагалось, что этот лидирующий адрон является пионом при больших значениях  $p_l$  и  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Исследование импульсных распределений по  $p_l$  показало, что эти распределения характеризуются пиком при  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  и  $|t_l| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$  для дипротонов с  $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$  и др-пар с импульсами левого дейтона, большими  $0,8 \text{ ГэВ}/c$  [3]. В  $p_l$ -спектрах отсутствует пик при больших значениях  $p_l$  для событий, в которых импульс левого протона пары меньше  $0,55 \text{ ГэВ}/c$  или импульс правого протона меньше  $0,65 \text{ ГэВ}/c$ , а также для событий образования дипротонов, сопровождающих отрицательно заряженную частицу с  $|t_l| \geq 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$  [3]. На рис.5а представлена для  $|t_l| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$  зависимость от  $p_l$   $\Delta\sigma^{\pi pp}/\Delta p_l$  сечения образования дипротонов с импульсами  $p \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$ . На рис.5б показана для  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  зависимость от  $t_l$   $\Delta\sigma^{\pi pp}/\Delta|t_l|$  сечения образования pp-пар с указанными импульсами. Проведенная через экспериментальные измерения при  $|t_l| < 0,4(\text{ГэВ}/c)^2$  линия соответствует наклону  $B_l = 9,5 \text{ ГэВ}/c^{-2}$  при параметризации спектра в виде  $d\sigma/d|t_l| \sim \exp^{-B_l|t_l|}$ .

События, вошедшие в распределение рис.5б, составили выборку S кандидатов в дипротоны с разделённым цветом. Для событий этой выборки импульсы правого протона пары равны  $0,65 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , а импульсы левого протона пары равны  $0,55 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ . Величина отношения поправленного на эффективность переднего магнитного спектрометра количества событий выделенной экспериментальной выборки S к общему числу pp-пар с такими же импульсами протонов составила  $R_s = (10,5 \pm 2,6)\%$ . В дальнейшем сечение выборки S событий с топологией зарегистрированных частиц, характерной для процесса двойной цветовой перезарядки  $\pi^-$ -мезона на протонах ядра Be, обозначается через  $\sigma_s^{\pi pp}$ .

На рис.6а и 7а представлены зависимости  $\sigma_s^{\pi pp}$  от эффективной массы  $M_{pp}$  дипротона и импульса правого протона  $p_R$ , соответственно. Рядом показаны зависимости разрешения двухплечевого магнитного спектрометра от  $M_{pp}$  (рис.6б) и импульса правого протона  $p_R$  (рис.7б). Величина сечения выделенных событий составила  $\sigma_s^{\pi pp} = (54 \pm 17) \text{ мкб}$ . Заштрихованные области на рис.5–6 соответствуют подвыборке S при значениях импульса правого протона  $p_R \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ . Величина отношения поправленного на эффективность ПМС количества событий выборки S, для которых  $p_R \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ , к общему числу pp-пар с такими же импульсами в  $\approx 2,5$  раза больше приведенного выше значения  $R_s$ . Массовый спектр дипротонов при таком обрезании более симметричен и по интегралу распределения лучше всего фитируется при  $M_{pp} = 2,48 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $\Gamma_{pp} = 0,165 \text{ ГэВ}/c^2$ . Малая величина акцептанса двухплечевого магнитного спектрометра по азимутальному углу не позволяет восстановить полностью топологию событий выборки S. Если предполагать, что

pp-пары в этих событиях образуются в результате многочастичных распадов цветных диполей, то оцениваемая по эффективной массе дипротона масса цветкового диполя должна быть меньше его реальной массы, а ширина  $\Gamma_{pp}$  распределения по  $M_{pp}$  должна соответствовать полной ширине распада цветкового диполя.

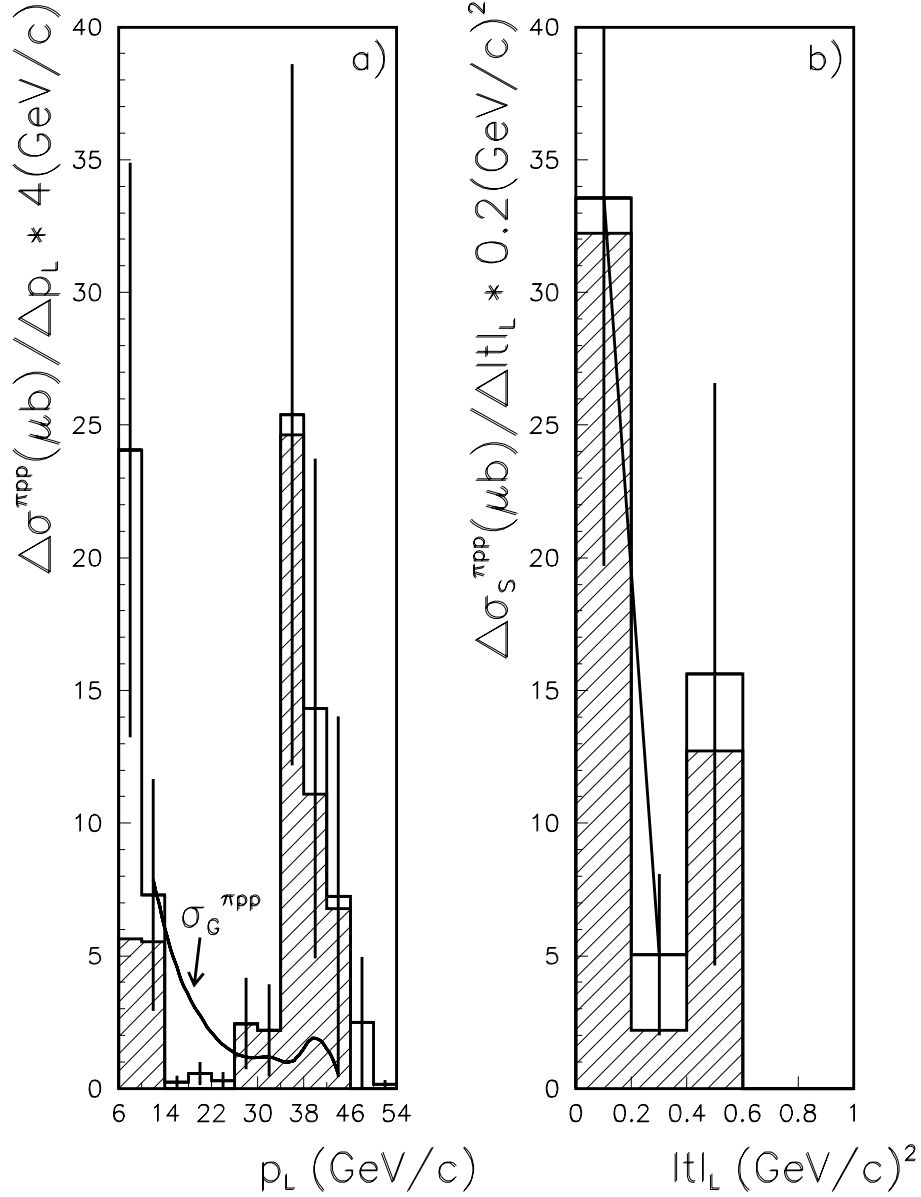


Рис. 5. (а) Зависимость от  $p_L$  сечения  $\sigma^{\pi pp}$  образования событий, в каждом из которых зарегистрирована pp-пара с импульсом правого протона  $0,65 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  и импульсом левого протона  $0,55 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , сопровождающая отрицательно заряженный адрон с  $|t_L| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$  (заштрихованная область соответствует условию  $p_R \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ , непрерывной линией показаны результаты моделирования соответствующего процесса); (б) зависимость от  $|t_L|$  сечения  $\sigma_s^{\pi pp}$  образования событий выборки S (заштрихованная область соответствует условию  $p_R \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ ).

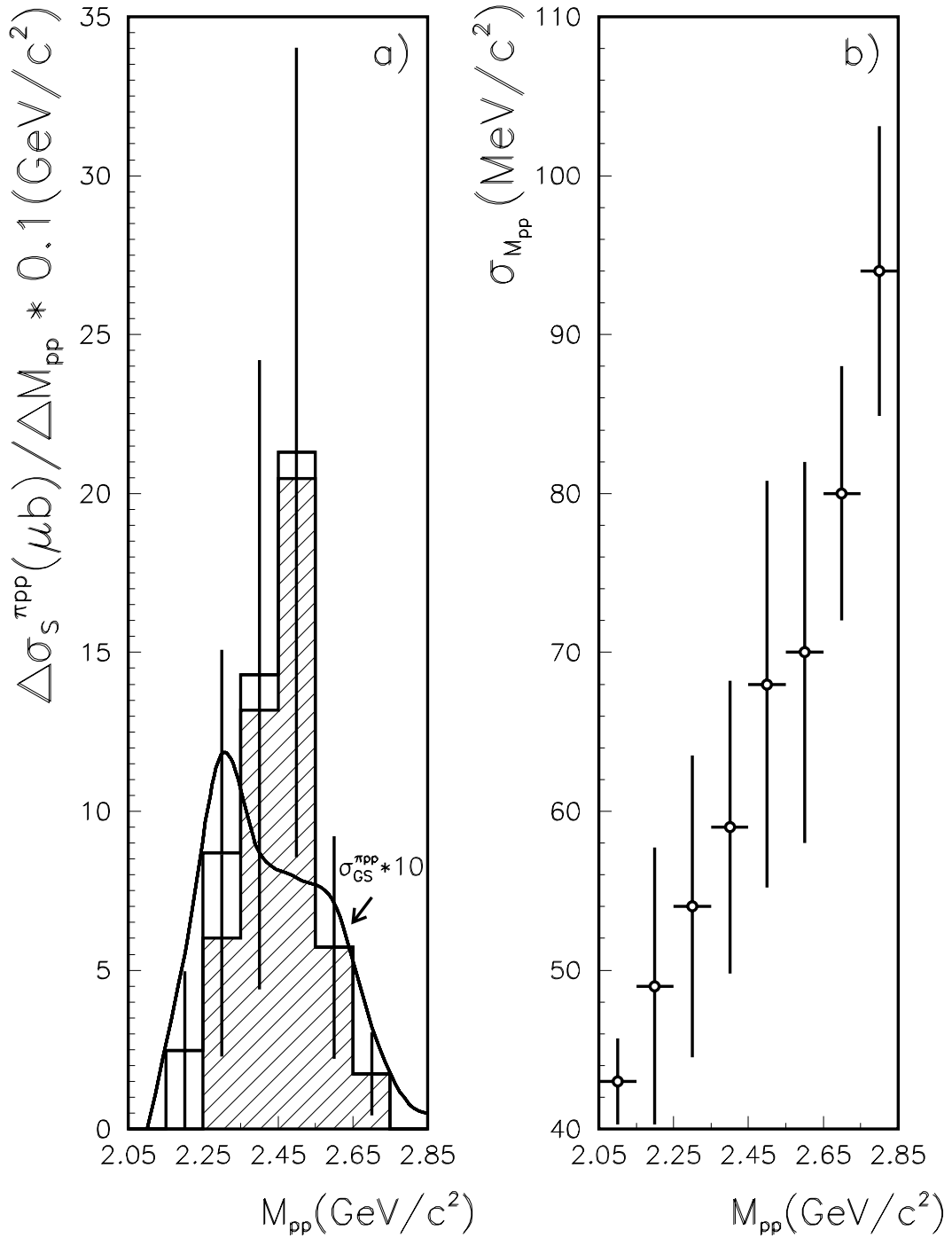


Рис. 6. (а) Зависимость от эффективной массы дипротона  $M_{pp}$  сечения  $\sigma_s^{\pi PP}$  образования событий выборки S (заштрихованная область соответствует условию  $p_R \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ , непрерывной линией показана полученная при моделировании зависимость от эффективной массы дипротона увеличенного в 10 раз сечения  $\sigma_{gs}^{\pi PP} \cdot 10$  искомого процесса); (б) разрешение двухплечевого магнитного спектрометра установки по эффективной массе дипротона  $M_{pp}$ , вычисленное с помощью пакета GEANT [9].

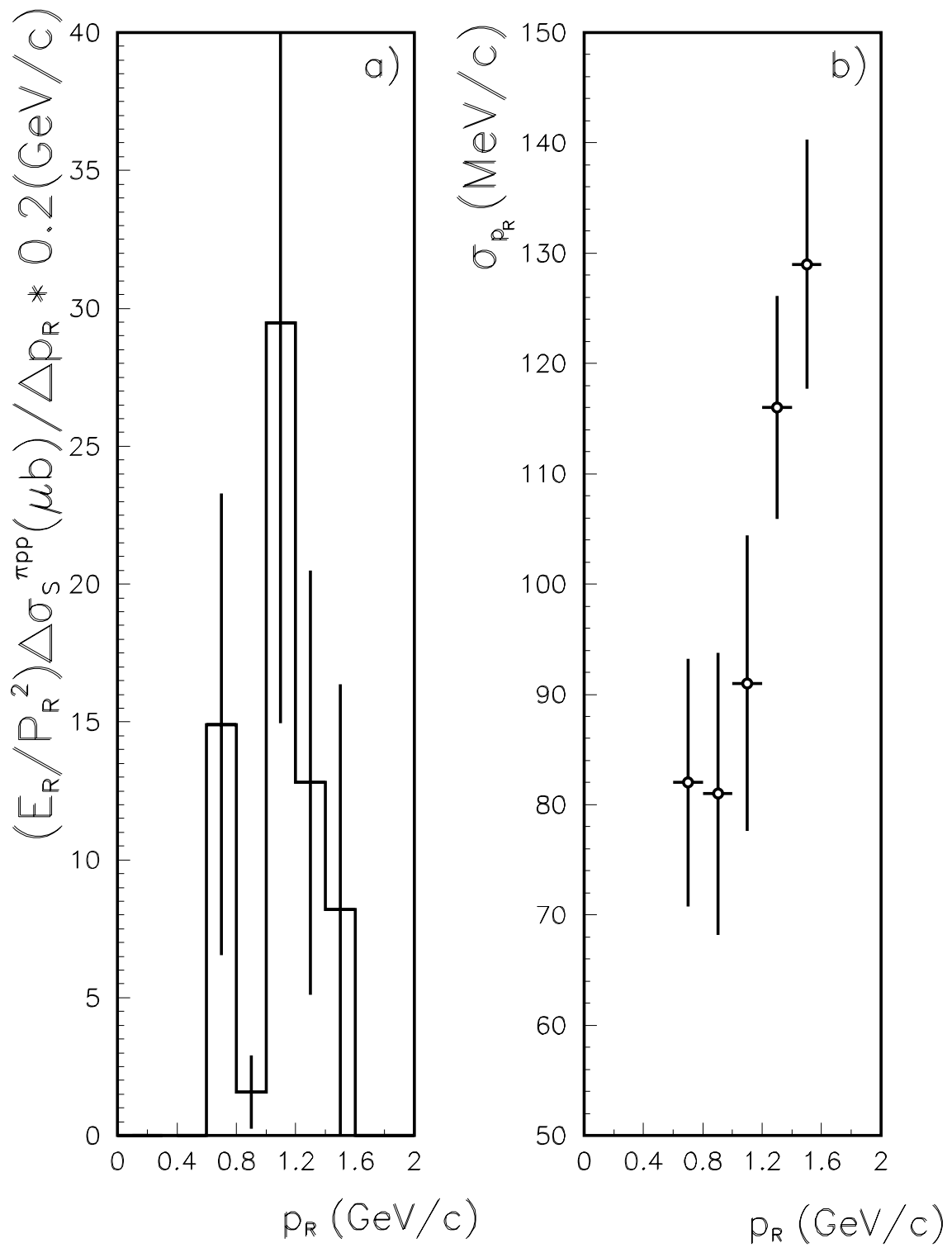


Рис. 7. (а) Зависимость от импульса правого протона  $p_R$  инвариантного сечения образования событий выборки S; (б) разрешение двухплечевого магнитного спектрометра установки по импульсу правого протона  $p_R$ , вычисленное с помощью пакета GEANT [9].

Изучение зависимостей сечения  $\sigma_s^{\pi pp}$  от углов вылета протонов пары относительно направления пучковой частицы показало, что величины косинусов углов вылета для правых протонов с импульсами, большими  $1 \text{ ГэВ}/c$ , лежат в основном между значениями  $0,4 \div 0,6$ , а для соответствующих им левых протонов с импульсами, большими  $0,6 \text{ ГэВ}/c$ , — между значениями  $0,5 \div 0,7$ . Это не согласуется с предположением об образовании таких дипротонов при двухчастичном распаде почти покоящегося объекта. Углы между протонами каждой пары превышали  $110^\circ$ . В событиях выборки S для протонов пары в системе центра масс дипротона выполнялись соотношения:  $\cos \theta^*_R < 0$  и  $\cos \theta^*_L > 0$ , где  $\theta^*_{R,L}$  — угол между импульсами налетающего  $\pi^-$ -мезона и соответственно правого или левого протона пары в этой системе, т.е. в системе центра масс дипротона левые протоны вылетали по направлению движения пучковой частицы, а правые протоны — против направления её движения.

Моделирование с помощью генератора адронных ливней FLUKA [15] процессов образования  $pp$ -пар и  $\pi pp$ -состояний при прохождении  $\pi^-$ -мезонов с импульсами  $43 \text{ ГэВ}/c$  через используемую в эксперименте бериллиевую мишень не воспроизвело всех характеристик этих процессов. Полученный при моделировании вклад процесса образования дипротонов с импульсами  $0,55 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$ , сопровождающих  $\pi^-$ -мезон с импульсом  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  при  $|t_l| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ , в сечение процесса рождения  $pp$ -пар с такими же импульсами составил  $\approx 0,1\%$ . Величина его сечения на порядок меньше экспериментально наблюдаемого при условии  $|\Delta s_{tg}| < 10 \text{ мм}$ , где  $\Delta s_{tg}$  — расстояние между точками образования двух протонов пары в мишени.

Малые величины аксептанса ДМС и полученного при моделировании сечения  $\sigma_{gs}^{\pi pp}$  искомого процесса не позволили восстановить спектр эффективных масс дипротонов после проведения через установку частиц в отобранных при моделировании событиях, так как это потребовало бы многомесячного счёта на доступных для вычислений ЭВМ. Однако достаточно хорошее воспроизведение при моделировании образования  $pp$ -пар характера зависимости от  $M_{pp}$  экспериментального спектра эффективных масс дипротонов при  $M_{pp} < 2,3 \text{ ГэВ}/c^2$  позволило сделать вывод о том, что форма этого спектра определяется в основном импульсными обрезаниями для протонов пары, а не аксептансом установки. На рис.5а показана полученная при моделировании образования  $\pi pp$ -состояний в кинематической области, повторяющей изучаемую экспериментально зависимость сечения  $\sigma_g^{\pi pp}$  от импульса  $p_l$   $\pi^-$ -мезона при  $|t_l| < 0,6(\text{ГэВ}/c)^2$ . На рис.6а показана полученная при моделировании зависимость от эффективной массы дипротона увеличенного в 10 раз сечения  $\sigma_{gs}^{\pi pp} \cdot 10$  искомого процесса. Форма этой зависимости при  $M_{pp} < 2,3 \text{ ГэВ}/c^2$  в основном повторяет форму спектра эффективных масс дипротонов в процессе их образования. Плечо в области масс  $M_{pp} = 2,4 \div 2,6 \text{ ГэВ}/c^2$  возможно, соответствует процессам перерассеяния налетающего  $\pi^-$ -мезона при учёте многократных взаимодействий промежуточных бесцветных объектов [16] в то время, как в процессе двойной цветовой перезарядки пиона на протонах ядра рассматриваются цветные объекты в промежуточных состояниях [5-7].

Сравнение экспериментально измеренных зависимостей от эффективной массы  $M_{pp}$  дипротона сечений инклюзивного образования  $pp$ -пар и сечений выделенных событий образования дипроTONов, сопровождающих отрицательно заряженный адрон с  $p_t > 28 \text{ ГэВ}/c$  при  $|t_t| < 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$ , для различных значений импульсов протонов пары (рис.8) показало, что нижние значения импульсов протонов пары в выделенных событиях определяются главным образом значениями кинематических переменных зарегистрированного в них отрицательно заряженного адрона, а не акцептансом установки. Для того, чтобы изучить механизм образования дипроTONов в выделенных экспериментальных событиях, нужна бóльшая статистика таких событий. В связи с этим следует иметь в виду, что использование в экспозиции только бериллиевой мишени позволило бы увеличить статистику корреляционной выборки в 5 раз при удвоении статистик выборок L и R.

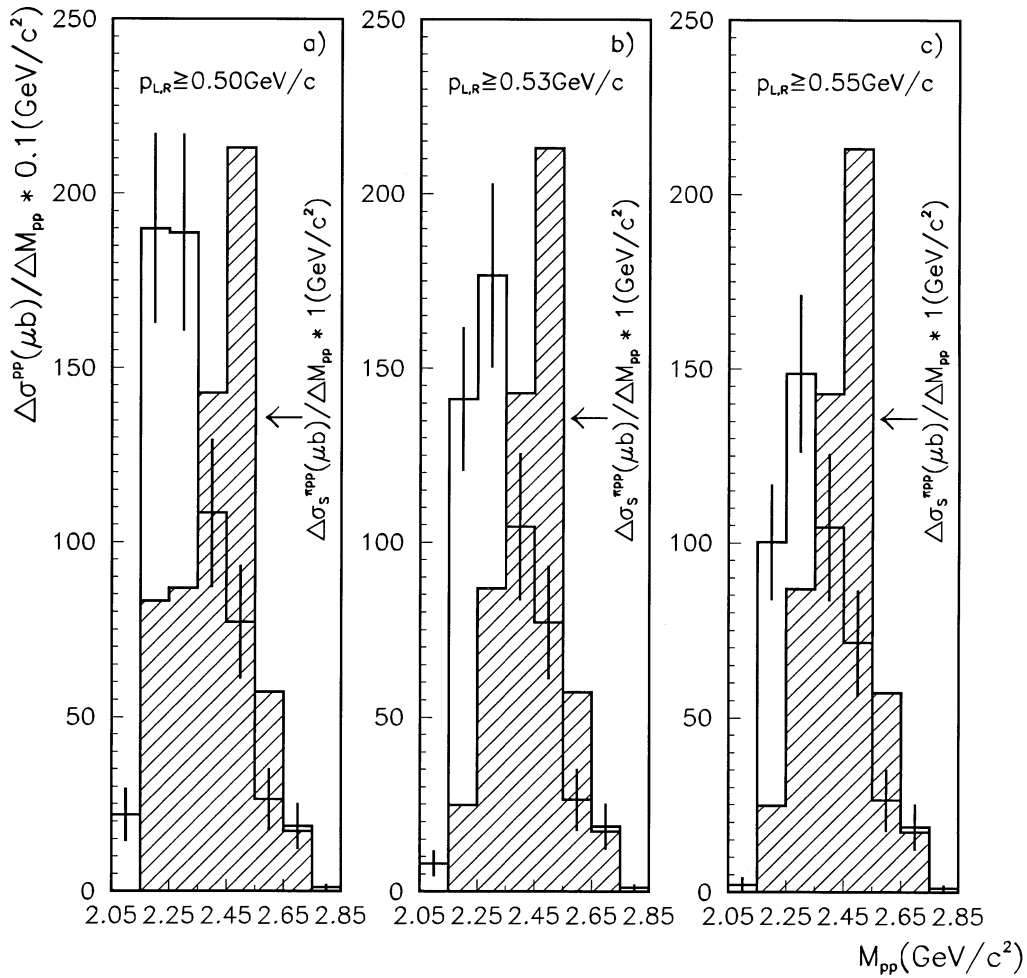


Рис. 8. Экспериментально измеренные зависимости от эффективной массы  $M_{pp}$  дипротона сечения инклюзивного образования  $pp$ -пар и увеличенного в 10 раз сечения событий образования дипроTONов, сопровождающих отрицательно заряженный адрон с  $p_t > 28 \text{ ГэВ}/c$ , при  $|t_t| < 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$  (заштрихованные области) для значений импульсов протонов пары  $p_{L,R} \geq 0,50 \text{ ГэВ}/c$  — (а);  $p_{L,R} \geq 0,53 \text{ ГэВ}/c$  — (б);  $p_{L,R} \geq 0,55 \text{ ГэВ}/c$  — (в).

## Заклучение

В работе изложены результаты изучения данных последней экспозиции выполненного на установке СИГМА–АЯКС эксперимента по поиску дибарионов с разделённым цветом в  $\pi^-$ Ве-взаимодействиях при импульсе  $43 \text{ ГэВ}/c$ . Анализ данных был предпринят для выделения экспериментальной информации о процессе двойной цветовой перезарядки пиона с импульсом  $43 \text{ ГэВ}/c$  на протонах ядра Ве, который является процессом образования дибарионов с разделённым цветом.

Представлены инвариантные дифференциальные сечения инклюзивного образования протонов с кинетическими энергиями  $0,16 \leq T \leq 0,5 \text{ ГэВ}$ , при углах вылета протонов  $\theta = 90^\circ$  и  $\theta = 60^\circ$ , а также инвариантные сечения образования протонов с импульсами  $0,6 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  и дейтонов с импульсами  $0,9 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  в широкой области углов их вылета  $-0,15 \leq \cos\theta \leq 0,65$ . Оценены вклады в эти сечения событий, в каждом из которых кроме бариона зарегистрирован  $\pi^-$ -мезон с импульсом  $p_l > 28 \text{ ГэВ}/c$  при  $|t_l| < 1(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Среди событий образования рр-пар с импульсами протонов  $0,55 \div 1,5 \text{ ГэВ}/c$  выделена выборка событий S с топологией зарегистрированных частиц, характерной для процесса двойной цветовой перезарядки  $\pi^-$ -мезона на протонах ядра Ве. Величина вклада событий выборки S в общее число зарегистрированных рр-пар с соответствующими импульсами составила  $R_s = (10,5 \pm 2,6)\%$ , а величина сечения —  $\sigma_s^{\pi pp} = (54 \pm 17) \text{ мкб}$ . Средняя масса спектра эффективных масс дипротонов из этой выборки равна  $\overline{M}_{pp} \approx 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ , а его ширина —  $\Gamma_{pp} \approx 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

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 и В.Н.Ройнишвили за обсуждение работы и всех участников эксперимента за консультации по конструкции отдельных детекторов установки.

Автор выражает глубокую признательность А.А.Иванову за помощь при освоении пакета GEANT, обсуждение результатов работы и ценные советы.



## Список литературы

- [1] Антипов Ю.М. и др. // ЯФ. 1993, т.56. вып.9. с.157.
- [2] Карташева В.Г. – Препринт ИФВЭ 95-122. Протвино, 1995.
- [3] Карташева В.Г. – Препринт ИФВЭ 96-45. Протвино, 1996.
- [4] Ерошин О.В. Поиск дибарионных резонансов в  $\pi^-Be$ -взаимодействиях на установке СИГМА–АЯКС. / Дис. на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Протвино.1990.
- [5] Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. – Препринт ОИЯИ Е2-82-420, Дубна, 1982.
- [6] Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. // ЖЭТФ. 1984, т.87, с.1121.
- [7] Копелиович Б.З. // ЭЧАЯ. 1990, т.21, с.115.
- [8] Копелиович Б.З., Лалидус Л.И. VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. - Дубна, 1986. Д1,2-86-668, с.148.
- [9] GEANT - Detector Description and simulation Tool — CERNLIB.CERN Program Library Long Writeup W5013.– Geneva, CERN, 1994.
- [10] Баюков Ю.Д. и др. – Препринт ИТЭФ-5, Москва, 1985.
- [11] Гаврилов В.Б. и Лексин Г.А. – Препринт ИТЭФ-124, Москва, 1983.
- [12] Баюков Ю.Д. и др. – Препринт ИТЭФ-148, Москва, 1983.
- [13] Лексин Г.А. VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. – Дубна, 1984. Д1,2-84-599, с.202.
- [14] Лексин Г.А. VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. – Дубна, 1986. Д1,2-86-668, с.256.
- [15] Fasso A. et al. "FLUKA 92". In: Proc. of the Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environment, Santa Fe, 11-15 January (1993).
- [16] Копелиович В.Б., Радомапов В.Б. – Препринт ОИЯИ 1-83-381, Дубна, 1983.

*Рукопись поступила 2 июля 1997 г.*

В.Г. Карташева.

Поиск процесса двойной цветовой перезарядки пиона с импульсом  $43 \text{ ГэВ}/c$  на протонах ядра Ве.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 3.07.97. Формат  $60 \times 84/8$ .      Офсетная печать.

Печ.л. 1,87.    Уч.-изд.л. 1,44.    Тираж 150.    Заказ 1108.    Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

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

