



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

98-7
На правах рукописи

Соловьянов Владимир Леонидович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ
В ЗАРЯДОВООБМЕННЫХ ПРОЦЕССАХ
НА УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ**

01.04.23 – физика высоких энергий

**Диссертация
в виде научного доклада
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук**

Протвино 1998

УДК 539.1.07

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.Н. Болотов, доктор физико-математических наук В.Г. Вовченко, доктор физико-математических наук В.А. Петров.

Ведущая организация – Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета (г. Москва) .

Защита диссертации состоится “_____” _____ 1998 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, Протвино Московской области.

С диссертацией в виде научного доклада можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Диссертация в виде научного доклада разослана “_____” _____ 1998 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 1998

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. С начала семидесятых годов на ускорителе У-70 ИФВЭ начались систематические исследования поляризационных эффектов в упругих взаимодействиях адронов. Были выполнены эксперименты по измерению параметра поляризации в упругих $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ - и $\bar{p}p$ -рассеяниях, которые показали наличие существенных спиновых эффектов при высоких энергиях. Одним из важных направлений в физике высоких энергий является исследование поляризационных эффектов в различных эксклюзивных зарядовообменных реакциях в $\pi^- p_\uparrow$ -взаимодействиях. Неупругие бинарные реакции играют важную роль в адронных взаимодействиях, дают уникальную информацию о спиновом взаимодействии частиц, описываются малым числом параметров и являются чувствительным методом проверки современных моделей сильных взаимодействий. Измерения угловых распределений и поляризационных параметров для различных типов адронов в конечном состоянии могут помочь в установлении универсальных закономерностей.

Целью диссертационной работы является исследование угловой зависимости асимметрии $A(t)$ в бинарных реакциях перезарядки $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow (\eta, \eta', \omega, f_2, (\pi^0 \pi^0) + n$ и $\pi^- p_\uparrow \rightarrow K_s^0 \Lambda$ при импульсе 40 ГэВ/с с использованием поляризованной мишени.

Научная новизна и практическая ценность.

Модифицирована установка для эффективной регистрации многогаммовых событий с внедрением высокоскоростной системы сбора данных. Впервые измерена асимметрия $A(t)$ в реакции $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \eta n$ при самой высокой на сегодняшний день энергии 40 ГэВ и обнаружены неизвестные ранее качественные особенности в t -зависимости асимметрии.

Впервые в мире измерена асимметрия $A(t)$ в бинарных процессах в $\pi^- p_\uparrow$ -взаимодействиях с регистрацией в конечном состоянии η' , ω , f_2 , A_2 , $(\pi^0 \pi^0)$ и K_s^0 -мезонов. Наблюдены значительные эффекты (от 20 до 40%) как при малых, так и при больших $|t|$. t -зависимость асимметрии для разных реакций различна.

Наличие структуры (дип, излом) в дифференциальном сечении находит свое отражение в поведении $A(t)$. Проведенные исследования дали уникальную информацию о спиновом взаимодействии частиц, полученные данные являются чувствительным методом проверки современных моделей сильных взаимодействий.

Создание современной установки для регистрации различных нейтральных конечных состояний и приобретенный опыт позволил оперативно приступить к измерению односпиновых поляризационных эффектов в инклюзивном образовании π^0 -мезонов в $\pi^- p_{\uparrow}$ -взаимодействии при импульсе 40 ГэВ/с, где также были обнаружены значительные эффекты.

Автор защищает:

1. Разработку и создание триггерной системы установки ПРОЗА для проведения тестовых, калибровочных и рабочих измерений.

2. Внедрение на установке ПРОЗА быстродействующей системы сбора данных “серая магистраль”.

3. Разработку программного обеспечения для калибровки электромагнитных калориметров и физической обработки данных для исследуемых процессов.

4. Результаты измерения асимметрии $A(t)$ в бинарных реакциях $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow [\eta, \eta'(958), \omega(783), f_2(1270), A_2(1320), (\pi^0\pi^0)] + n$ и $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow K_s^0 + \Lambda$.

Сообщения и публикации по теме диссертации. Работы, составляющие основное содержание диссертации, опубликованы в отечественных и зарубежных изданиях и в виде препринтов ИФВЭ, в журналах “Ядерная Физика”, “Zeitschrift für Physik C”, “Приборы и техника эксперимента”, в трудах международных конференций [1] - [27]. Результаты работ докладывались на научных семинарах ИФВЭ и ОИЯИ, на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, на международных симпозиумах по спиновым явлениям в физике высоких энергий (Брукхэйвен, 1982 г., Марсель, 1984 г., Протвино, 1986 г.), на I и II рабочих совещаниях по спиновым явлениям в физике высоких энергий (Протвино, 1983 и 1984 гг.).

Структура диссертации. Диссертация в виде доклада изложена на 46 страницах, состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 33 рисунка, 2 таблицы и список литературы, включающий 27 наименований.

Введение

С начала семидесятых годов на ускорителе ИФВЭ У-70 начались систематические исследования поляризационных эффектов во взаимодействии адронов. В результате проведенных экспериментов были измерены шесть физически наблюдаемых величин в упругом пион-нуклонном рассеянии при импульсе 40 ГэВ/с. Недоставало седьмой величины для завершения полного опыта, позволяющего провести безмодельное восстановление амплитуд πN -рассеяния с точностью до общей фазы. Такой величиной являлась, например, поляризация в реакции

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + n. \quad (1)$$

Экспериментальное изучение реакции перезарядки к тому же всегда имело большее значение для проверки различных моделей в теории сильных взаимодействий.

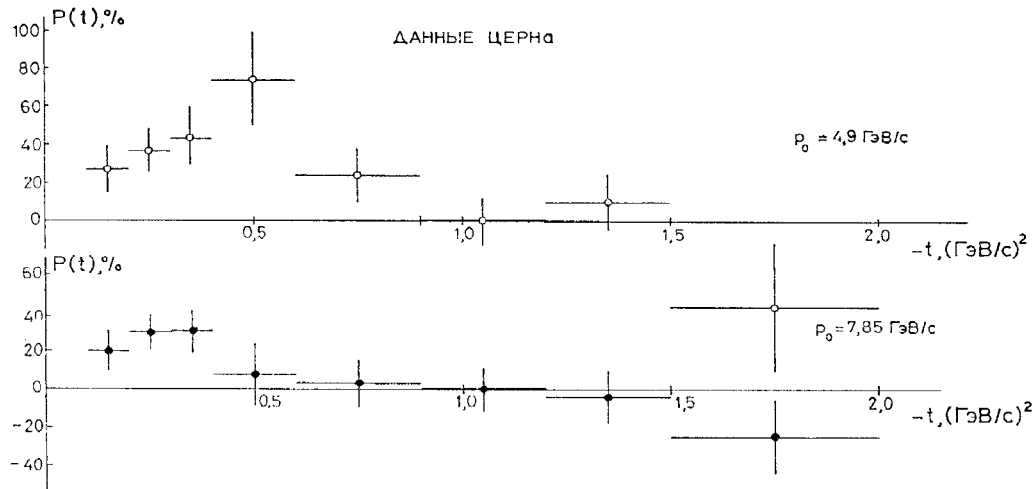


Рис. 1. Поляризация в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсах 4,9 и 7,85 ГэВ/с в области квадратов переданных 4-импульсов $0,1 < |t| < 2$ (ГэВ/с)².

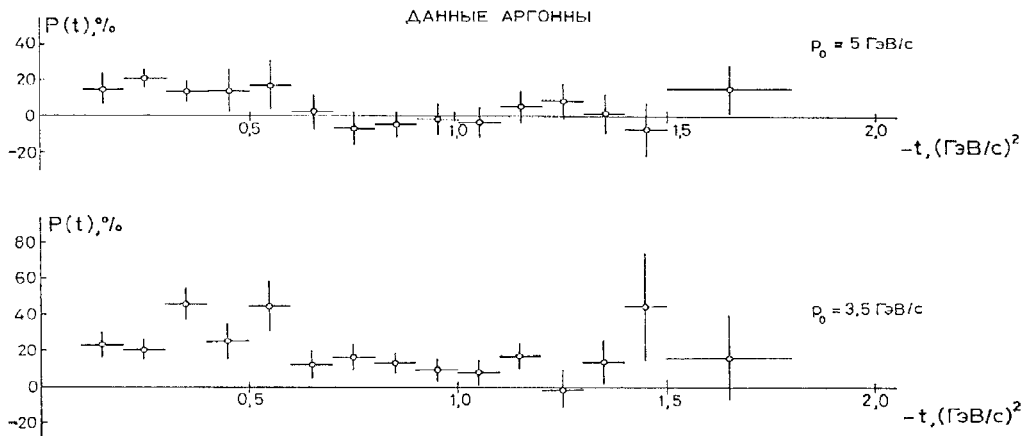


Рис. 2. Поляризация в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсах 5,0 и 3,5 ГэВ/с в области квадратов переданных 4-импульсов $0,1 < |t| < 1,8$ (ГэВ/с)².

К концу семидесятых годов имелись экспериментальные результаты измерения поляризации в реакции (1) при импульсах ниже 11 ГэВ/с, выполненных в ЦЕРНе¹ (рис. 1) и Аргоннской национальной лаборатории² (рис. 2). В этих экспериментах

¹Bonamy P. et al. - Nucl. Phys., 1973, v.B52, p.392.

²Hill D. et al. - Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, p.239.

был получен заметный эффект поляризации при малых $|t|$, поляризация в этой области положительна. С ростом $|t|$ поляризация уменьшалась по величине и при $|t| > 0,6$ (ГэВ/с)² из-за невысокой статистической обеспеченности экспериментов нельзя было утверждать о наличии отличного от нуля эффекта поляризации.

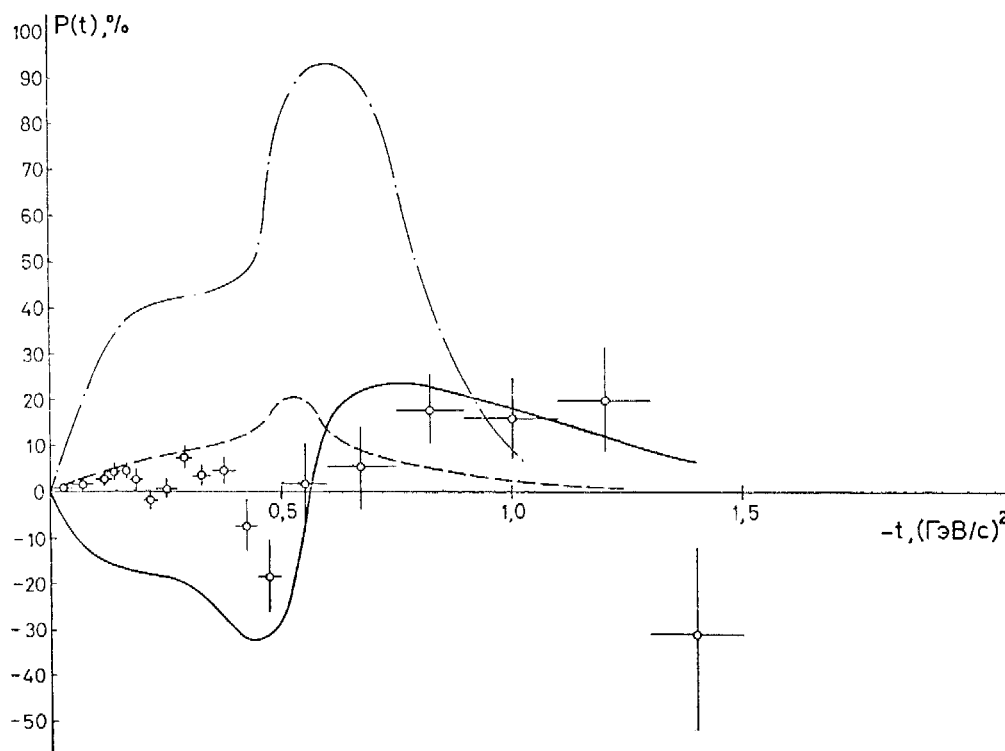


Рис. 3. Поляризация в реакции $\pi^- p_+ \rightarrow \pi^0 n$ при импульсе 40 ГэВ/с. Пунктирная линия — полюсная модель Редже; сплошная — гипер-реджевская модель; штрихпунктирная — квазипотенциальная модель.

К началу проведения эксперимента существовал ряд теоретических моделей, предсказывающих совершенно различную t -зависимость в поведении поляризации в реакции (1). Эти предсказания показаны на рис. 3. В полюсной модели Редже³ ненулевая поляризация получалась при интерференции ρ - и ρ' -траекторий (пунктирная линия на рис. 3). Гипер-реджевская модель⁴ предсказывала большую отрицательную поляризацию при малых $|t|$ (сплошная линия). Квазипотенциальная модель⁵ предсказывала огромную положительную поляризацию в широком диапазоне t (штрихпунктирная линия).

Главной целью эксперимента ПРОЗА [1] являлось завершение полного опыта при 40 ГэВ/с для безмодельного восстановления амплитуд упругого πN -рассеяния

³Sertorio L. and Toller M. - Phys. Rev. Lett., 1967, v.19, p.1146.

⁴Joynson D. - Nuovo Cimento, 1975, v.30A, p.345.

⁵Dzhgarkava M.I., Garsevanishvili V.R., Goloskokov S.V. et al. - Nucl. Phys., 1973, v. B67, p.232.

и экспериментального разрешения ситуации с противоречивыми теоретическими предсказаниями поляризации в реакции (1) при высоких энергиях.

Эксперимент выполнялся в три этапа. В 1978-1979 годах в ИФВЭ на установке ПРОЗА [2] была измерена поляризация в реакции (1) при импульсе 40 ГэВ/с в области квадратов переданных 4-импульсов $|t| < 0,4$ (ГэВ/с)² с использованием искрового спектрометра в качестве детектора γ -квантов. Оказалось, что поляризация в реакции перезарядки при таком относительно высоком начальном импульсе отлична от нуля, уменьшаясь по величине по сравнению с результатом при низких энергиях и составляет $\sim 5\%$.

В дальнейшем для измерения поляризации при бóльших передачах установка была существенно модифицирована [6]: искровой спектрометр был заменен годоскопическим черенковским спектрометром полного поглощения (ЧСПП-260) на базе счетчиков из свинцового стекла типа ГАМС⁶. Это позволило увеличить аксептанс установки в 4 раза при той же апертуре γ -детектора. В 1980-1981 годах был поставлен эксперимент по измерению поляризации в реакции (1) при импульсе 40 ГэВ/с и значениях квадратов переданных импульсов $0 \leq |t| \leq 2$ (ГэВ/с)². Кроме того, был произведен ряд изменений на установке: счетчики ЧСПП-260 были обеспечены новой электроникой амплитудного анализа, усовершенствована охранная система для выделения событий с нейтральными конечными состояниями, модернизирована пучковая аппаратура, создан годоскоп для геометрической привязки детекторов на пучке, применена дополнительная электронная аппаратура, существенно изменилась обработка информации в линию.

Первые результаты (см. рис. 3) были опубликованы ранее⁷. Полученные данные позволили провести безмодельное восстановление амплитуд пион-нуклонного рассеяния⁸ с точностью до общей фазы, а также проверить экспериментально предсказания большого числа теоретических моделей. Обнаруженные в этом эксперименте заметные эффекты поляризации в упругой пионной перезарядке стимулировали дальнейшее развитие исследований в столкновениях адронов. Была поставлена новая, поисковая задача — провести измерение асимметрии в $\pi^- p_{\uparrow}$ -зарядообменных эксклюзивных процессах:

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \eta + n, \quad \eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (2)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \eta'(958) + n, \quad \eta' \rightarrow \gamma\gamma, \quad (3)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \omega(783) + n, \quad \omega \rightarrow \pi^0\gamma, \quad (4)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow f_2(1270) + n, \quad f_2 \rightarrow \pi^0\pi^0, \quad (5)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0\pi^0 + n, \quad (6)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow A_2(1320) + n, \quad A_2 \rightarrow \eta\pi^0, \quad (7)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow K_s^0 + \Lambda, \quad K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0. \quad (8)$$

⁶Акоржанов G.A. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1977, v.140, p.441; Прокошкин Ю.Д. - Препринт ИФВЭ 79-148, Серпухов, 1979; Бинон Ф. и др. - ЯФ, 1981, т.33, с.1244; Z.Phys. C - Particles and Fields, 1981, v.2, p.109.

⁷Апокин V.D. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1982, v.15, p.293.

⁸Апокин В.Д., Васильев А.Н. и др. - ЯФ, 1983, т.38, с.956.

После получения первых обнадеживающих результатов [7] в реакции перезарядки с η -мезоном, было принято решение увеличить аксептанс установки для более эффективной регистрации нейтральных мезонов с большими массами. С этой целью детектор ЧСПП-260 был смещен с расстояния 9,2 м от центра мишени на расстояние 5,4 м. Одновременно началось производство нового γ -детектора ЧСПП-800, который был введен в строй в 1983 году вместе с новой быстродействующей системой сбора данных.

1. Постановка эксперимента

Экспериментальная установка ПРОЗА [6,27], предназначенная для изучения поляризационных явлений в реакциях перезарядки отрицательных мезонов в конечные нейтральные частицы на ускорителе протонов ИФВЭ, обладает рядом особенностей: во-первых, она способна идентифицировать исследуемые реакции пионной перезарядки при наличии большого фона (сечение реакции (1) при импульсе 40 ГэВ/с равно ~ 10 мкб, в то время как полное сечение π^-p -взаимодействия равно ~ 25 мб); во-вторых, имеет хорошее разрешение по квадрату 4-импульса t ; в третьих, имеет надежную в работе поляризованную протонную мишень с “замороженными” спинами и высокой степенью поляризации.

Схема расположения элементов установки ПРОЗА изображена на рис. 4.

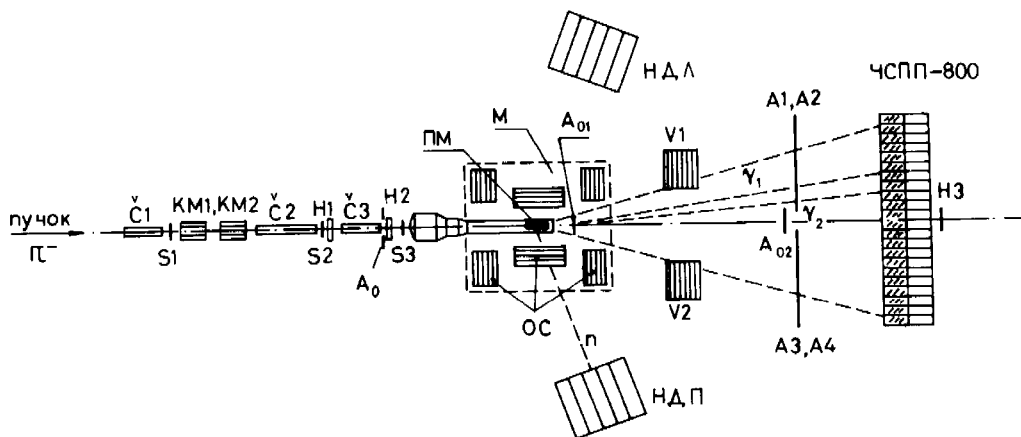


Рис. 4. Схема расположения элементов установки ПРОЗА. $S_1 \div S_3$, $\check{C}_1 \div \check{C}_3$ — сцинтилляционные и пороговые черенковские счетчики; H_1 , H_2 — пучковые годоскопы, H_3 — годоскоп для привязки детектора на пучке; A_0 — гало-счетчик; A_{01} , A_{02} , $A_1 \div A_4$ — счетчики антисовпадений; OC — охранная система; V_1 , V_2 — дополнительные вето-счетчики; ЧСПП-260(800) — γ -спектрометр; $НДЛ$, $НДП$ — левый и правый блоки нейтронного детектора; PM — поляризованная мишень; M — магнит мишени; KM_1 , KM_2 — корректирующие магниты.

1.1. Пучковое оборудование

Полученные на внутренней мишени ускорителя отрицательно заряженные частицы с импульсом 40 ГэВ/с и импульсной шириной $\Delta p/p = 2,5\%$ захватываются магнитной оптикой канала и фокусируются на поляризованной мишени ПМ. Пучок мониторируется сцинтилляционными счетчиками $S_1 \div S_3$. Для подавления гало-пучка служит счетчик A_0 . Сорт падающей на мишень частицы определяется с помощью пороговых черенковских счетчиков $\check{C}_1 \div \check{C}_3$ (\check{C}_1 и \check{C}_2 настраивались на регистрацию π -мезонов, а \check{C}_3 — на регистрацию π - и K -мезонов).

Угол входа частицы в мишень определяется двумя двухкоординатными годоскопами $H_1(X_1, Y_1)$ и $H_2(X_2, Y_2)$ с точностью $\pm 0,4$ мрад. Счетчики полного потока $S_1 \div S_3$ работают в интенсивном пучке частиц и от них требуется высокая эффективность регистрации заряженных частиц, падающих на мишень. Поэтому они были обеспечены автономными источниками питания, расположенными на делителях фотоумножителей. Источники представляют собой преобразователи напряжения и регулируются от блока ручного управления низким напряжением. Счетчики пучковых годоскопов были обеспечены аналогичными преобразователями (24 канала), управляемыми двумя блоками автоматического управления, выполненными в стандарте СУММА и связанными с ЭВМ. Отличительной особенностью счетчиков пучковой части установки является отсутствие дополнительных устройств подпитки. Это упрощает эксплуатацию счетчиков, увеличивает надежность и эффективность их работы. Проведенные исследования работоспособности пучковых счетчиков подтвердили их высокую эффективность в потоках до $5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ [6].

1.2. Поляризованная протонная мишень

Одним из основных узлов установки является поляризованная протонная мишень “замороженного” типа с горизонтальным криостатом⁹. В качестве рабочего вещества используется пропандиол ($C_3H_8O_2$), который размещается в ампуле диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Отношение числа поляризованных протонов к общему их количеству составляет 19%. Для удержания ориентации спинов протонов используется раздвижной магнит M . Магнитное поле имеет однородность 10^{-4} . Величина поля достигает 24 кГс в сомкнутом состоянии, что необходимо для накачки поляризации. В рабочем разомкнутом состоянии с зазором между полюсами 200 мм, необходимым для ввода охранной системы, величина поля достигает 4,5 кГс.

Периодически (через двое суток) измерялась величина поляризации мишени на основе ядерно-магнитного резонанса и осуществлялся реверс поляризации без изменения направления поля магнита мишени, что существенно уменьшало возможные систематические ошибки эксперимента. При этих условиях среднее значение поляризации мишени было $\sim 80\%$, время релаксации составляло около 1500 ч. Фоновые измерения проводились с углеродной мишенью (безводородный эквивалент, имею-

⁹Борисов Н.С., Бунятова Э.И. и др. - Препринт ОИЯИ-1-80-98, Дубна, 1980.

ций геометрические размеры и вес, эквивалентные основной мишени) для вычитания событий перезарядки на неполяризованных сложных ядрах мишени. Кроме того, производились измерения с ядерными мишенями и пустой ампулой для определения дифференциальных сечений на ядрах и введения более сложных поправок на реальный состав рабочего вещества поляризованной мишени.

1.3. Система вето-счетчиков

Для выделения событий с конечными нейтральными состояниями используется система вето-счетчиков. В нее входит группа охранных счетчиков (ОС), окружающая мишень, счетчики V_1 и V_2 , а также A_{01}, A_{02} и $A_1 \div A_4$, запрещающие срабатывание установки, если рождаются заряженные частицы, летящие вперед.

Охранная система состоит из боковых, верхних и нижних блоков счетчиков, блоков передней и задней полусферы. Каждый блок содержит счетчик заряженных частиц. За ним располагаются четыре сцинтилляционных счетчика, прослоенных пластинами свинца или вольфрама (3 \div 4 радиационные длины), для регистрации γ -квантов, вылетающих вне телесного угла спектрометра.

Вето-счетчики V_1 и V_2 находились на расстоянии 1,5 м от мишени по направлению пучка. Они представляют собой сэндвичи из сцинтиллятора и свинца с окном в середине. Положение этих счетчиков изменялось при изменении положения детектора ЧСПП-260 и замене последнего на ЧСПП-800. Эти счетчики служат для эффективного подавления событий с γ -квантами, не попавшими в апертуру спектрометра. Перед ЧСПП на расстоянии 2 м от детектора находятся счетчики для подавления заряженных частиц A_{02} и $A_1 \div A_4$. Выбор рабочего напряжения для всех вето-счетчиков осуществлялся на μ -мезонах ускорителя, при этом величина напряжения выбиралась такой, чтобы наиболее вероятное энерговыделение в счетчике (максимум в кривой Ландау) в три раза превышало порог срабатывания регистров, в которые поступали сигналы от счетчиков. Все охранные счетчики включены на антисовпадение с пучковым монитором и выделяют процессы, когда после взаимодействия частиц пучка с мишенью родились только нейтральные частицы.

1.4. Годоскопический черенковский спектрометр ЧСПП

Для регистрации γ -квантов от распада вторичных частиц используется годоскопический черенковский спектрометр ЧСПП-260 типа ГАМС (с 1983 года — ЧСПП-800), содержащий 260(800) счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла ТФ-1 размером $38 \times 38 \times 450$ мм³ (18 радиационных длин по пучку). Черенковский свет от электромагнитного ливня регистрируется ФЭУ-84/3 с торца каждого радиатора. Счетчики уложены в 22(32) вертикальных столбца по 13(25) в каждом. Два центральных счетчика ЧСПП-260(800) заменены пенопластовым геометрическим эквивалентом для прохождения прямого пучка. Вокруг этого центрального окна располагаются 10 счетчиков из радиационно стойкого стекла Ф-101.

Спектрометр заключен в светонепроницаемый кожух, установленный на подставке, которая может перемещаться вдоль пучка в пределах $5 \div 13$ м от центра мишени. Кроме этого, подставка перемещается поперек пучка в вертикальном и горизонтальном направлениях в пределах $\pm 0,8$ м. Точность перемещения $0,3$ мм. Имеется возможность как ручного, так и автоматического управления перемещением. Для автоматического перемещения служит специальный электронный блок [17], выполненный в стандарте СУММА, в который от ЭВМ задаются начальные координаты и шаг перемещения. Блок включает перемещение и контролирует исполнение. Автоматическое перемещение ЧСПП существенно сокращает время энергетической калибровки счетчиков спектрометра на пучке электронов, которая проводится перед каждым сеансом. Внутренний объем кожуха ЧСПП продувается газообразным азотом, что существенно улучшает теплоотвод от делителей ФЭУ, надежность, безопасность и стабильность работы спектрометра.

Высоковольтное питание ЧСПП обеспечивается одним источником с максимальным выходным напряжением 2 кВ, максимальным выходным током 1 А и нестабильностью выходного напряжения $\leq 10^{-4}$. Для управления и контроля за напряжением спектрометра служит распределительный блок на 1024 канала (матрица 32×32 элемента). Напряжение ФЭУ в каждом канале изменяется с помощью многооборотных потенциометров, которые автоматически регулируются от ЭВМ манипулятором [16]. В процессе выбора рабочего напряжения калибруемый счетчик спектрометра устанавливается на пучок электронов, и потенциометр высоковольтного напряжения вращается манипулятором в сторону увеличения или уменьшения напряжения до тех пор пока сигнал от ФЭУ в блоке амплитудного преобразования (АЦП) не достигнет заданных пределов.

Работоспособность и усиление каждого канала ЧСПП контролируется с помощью импульсных светодиодов, возбуждаемых генератором импульсов. Свет от диодов транспортируется по жгутам световодов из органических волокон $\phi 1$ мм. Каждый счетчик спектрометра обеспечен таким световодом. Перед началом каждого цикла работы ускорителя вырабатываются два калибровочных триггера: первый соответствует пьедестальным сигналам АЦП, второй — сигналам от светодиодов. Типичный спектр по амплитуде сигналов от светодиодов для одного из счетчиков спектрометра, набранный за $2,5$ часа работы, изображен на рис. 5а. На рис. 5б представлено распределение числа счетчиков по разрешению сигналов от светодиодов за это же время работы. Видно, что стабильность светодиодных сигналов в среднем составляет 1% (полная ширина на полувысоте).

Постоянный контроль за усилением каналов ЧСПП необходим, так как оказалось, что оно менялось в пределах $10 \div 15\%$ в течение месяца непрерывной работы на пучке У-70. Для этого сигналы от всех фотоумножителей регистрируются электронной системой и сравниваются с матрицей калибровочных амплитуд, которая хранится в памяти ЭВМ. При отказе работы фотоумножителей, транспортного кабеля или регистрирующей аппаратуры АЦП система слежения оповещает о неисправности с указанием номера канала. Отсутствие такого контроля привело бы к резкому ухудшению энергетического разрешения спектрометра.

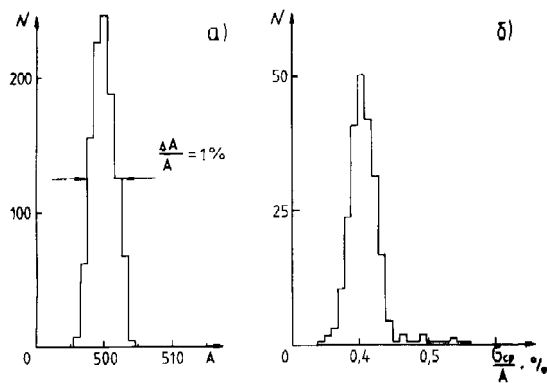


Рис. 5. Типичный амплитудный спектр одного из счетчиков ЧСПП — (а); распределение числа счетчиков по разрешению сигналов от светодиода — (б).

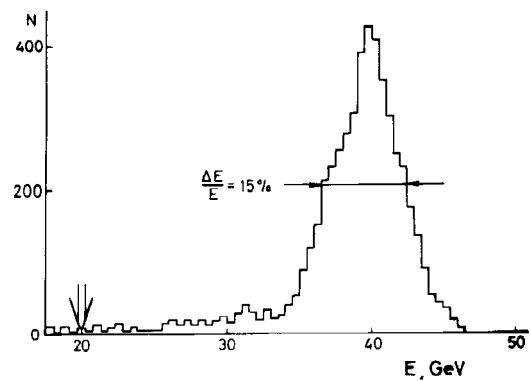


Рис. 6. Спектр суммарного сигнала анодной сборки ЧСПП. Стрелкой указан порог запуска.

Для определения энерговыведения во всем спектрометре сигналы с анодов ФЭУ-84/3 суммируются, суммарный сигнал поступает в АЦП и систему триггера. Спектр суммарного сигнала представлен на рис. 6. Из-за имеющегося различия вкладов от каждого счетчика разрешение анодной сборки составляет 15%, что несколько хуже, чем энергетическое разрешение самого спектрометра, которое равно 9%. Включение анодной сборки в триггер и требование суммарного энерговыведения в ЧСПП больше 20 ГэВ, уменьшает уровень нейтрального триггера вдвое, что способствует лучшему отбору упругих событий, соответствующих реакции перезарядки.

Для проверки работоспособности электронного тракта и оценки вклада каждого канала ЧСПП в анодную сборку имеется специальный блок [17], в который с помощью ЭВМ заносятся координаты (X, Y) каждого счетчика ЧСПП. Значения координат декодируются с помощью дешифратора в линейный код, и на анод соответствующего счетчика подается стандартный импульс. При этом можно измерить как амплитуду в данном электронном тракте, так и ее вклад в анодную сборку. Такая возможность позволяет проверять правильность включения каналов ЧСПП, оперативно составлять таблицу соответствия счетчиков ЧСПП электронным каналам АЦП, изменять порядок включения высокочастотных кабелей в регистрирующую электронную схему в случае выхода из строя одного или нескольких каналов АЦП. Таблицы соответствия счетчиков ЧСПП каналам АЦП записываются на магнитную ленту в начале каждой серии измерений, что дает возможность в дальнейшем при обработке автоматически учитывать любые изменения в порядке включения счетчиков ЧСПП. Контроль вклада каждого счетчика спектрометра в анодную сумму позволяет устранить асимметрию в нейтральном триггере за счет возможных отказов каналов анодной сборки, что необходимо учитывать в эксперименте по измерению поляризации.

Перед энергетической калибровкой ЧСПП проводился выбор рабочих напряжений для ФЭУ на узком монохроматическом пучке электронов с энергией 26 ГэВ, проходившем через центр каждого счетчика. Перед набором статистики в каждом сеансе работы на ускорителе проводилась энергетическая калибровка спектрометра широким электронным пучком, определялись калибровочные коэффициенты [3], позволяющие по амплитуде счетчика находить выделившуюся в нем энергию. На калибровку всего спектрометра тратилось в среднем 10 часов работы ускорителя. Специальные измерения на пучке электронов с энергией от 10 до 40 ГэВ показали, что энергетическая шкала спектрометра линейна в пределах 1%. Энергетическое разрешение спектрометра (полная ширина на полувысоте) аппроксимировалось зависимостью

$$\Delta E/E = 0,03 + 0,25/\sqrt{E}$$

и представлено на рис. 7. Энергетическое разрешение ЧСПП составляет 8% для электронов с энергией 26 ГэВ и 9% для нейтральных мезонов с энергией 40 ГэВ. Пространственное разрешение в определении координаты отдельного γ -кванта составляет 3 мм. Разрешение по массе для π^0 -мезона составляет 11%.

Сцинтилляционный годоскоп H_3 , имеющий рабочую область 24×24 мм², смещен с геометрическим центром ЧСПП. С его помощью осуществляется геометрическая привязка спектрометра к годоскопам H_1 и H_2 на нерассеянном пучке π^- -мезонов и проводится непрерывный контроль за дрейфом пучка в районе ЧСПП.

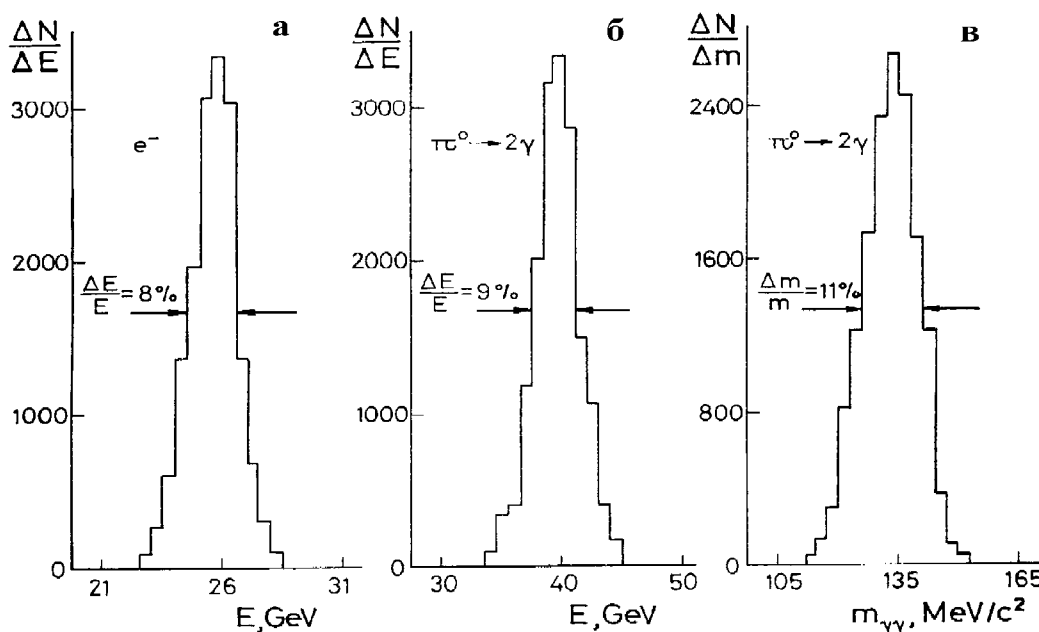


Рис. 7. Энергетические спектры в ЧСПП: (а) — электронов с энергией 26 ГэВ; (б) — π^0 -мезонов с энергией 40 ГэВ; (в) — спектр масс π^0 -мезонов.

1.5. Электроника установки, организация триггера

Электронная аппаратура установки в основном состоит из унифицированных модулей наносекундной электроники, блоков амплитудных преобразователей, пересчетных приборов ПП, регистров Р-03 и другой вспомогательной аппаратуры, выполненной в стандарте СУММА, которая располагается в 14 каркасах и в двух ветвях. Блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис. 8.

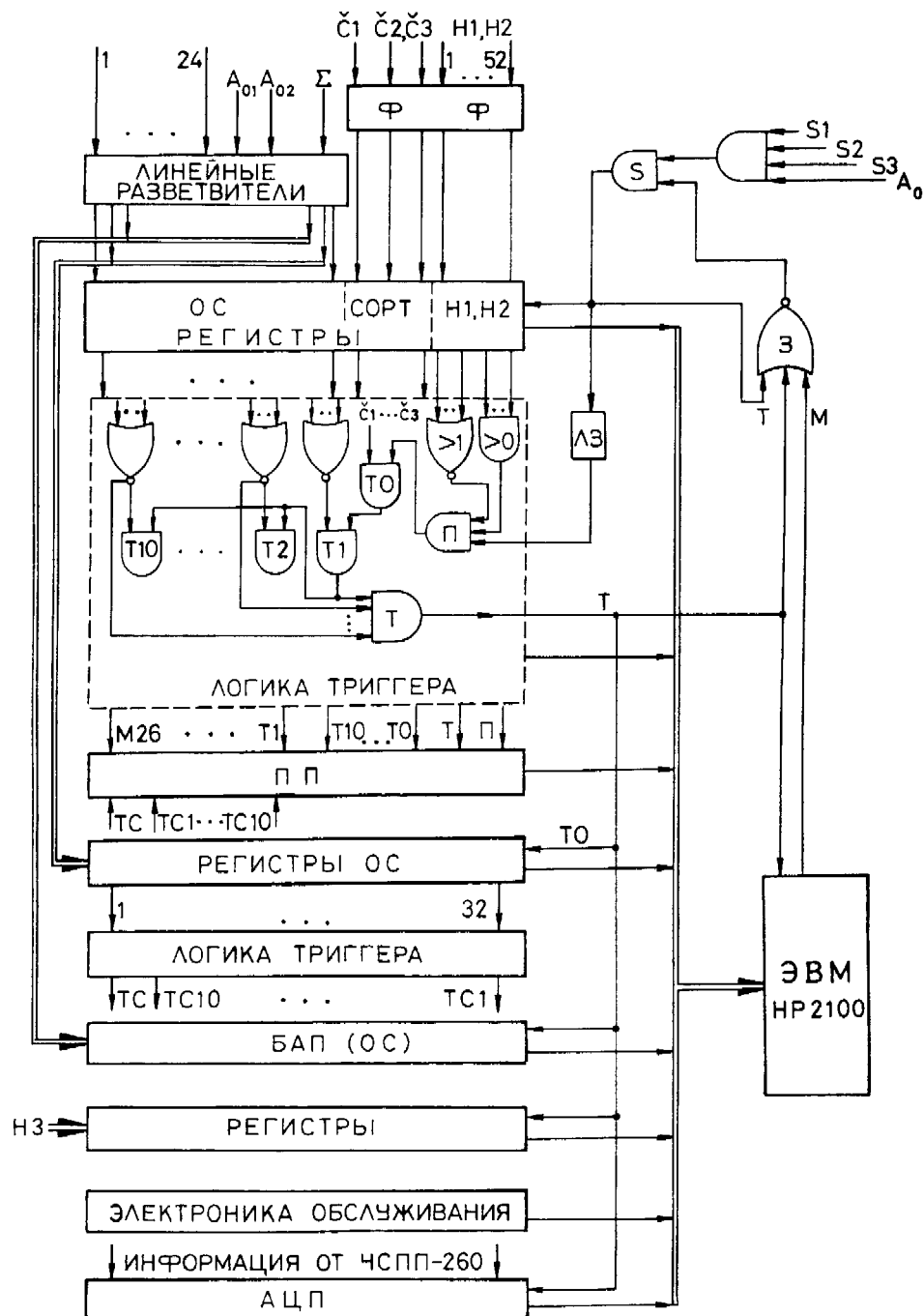


Рис. 8. Блок-схема электронной аппаратуры.

Сигналы от мониторинговых и черенковских счетчиков, пучковых годоскопов формируются и затем поступают на логические схемы или в регистры. Сначала вырабатывается предварительный триггер

$$S = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \bar{A}_o,$$

стробирующий сигналы, поступающие в регистры от пучковых годоскопов H_1, H_2 , черенковских счетчиков $\check{C}_1 \div \check{C}_3$, вето-счетчиков ОС и суммарный сигнал с анодной сборки гамма-спектрометра Σ . Информация из регистров поступает в блок логики триггера ($ЛТ$), специально изготовленный в лаборатории, и обрабатывается в течение 45 нс.

Используя информацию из регистров, $ЛТ$ вырабатывает триггер T , соответствующий нужному типу и условиям текущего набора статистики и определяемый нажатием клавиш на лицевой панели. Дополнительными сигналами $ЛТ$, определяющими составные части признака триггера, являются $T_o \div T_{10}$, которые запоминаются в пересчетных схемах $ПП$ и впоследствии считываются в ЭВМ. Сигнал T_o формируется при условии, что в каждой из четырех плоскостей годоскопов сработал только один счетчик от частицы нужного сорта (π^- , K^- , \bar{p} или любая их комбинация). Сигнал T_o служит монитором потока прошедших через мишень частиц, а сигналы $T_1 \div T_{10}$ используются для оперативного контроля за работой счетчиков охранной системы. Положительное решение $ЛТ$ определяется условием

$$T = T_o \cdot \overline{\sum_i A_i} \cdot \Sigma,$$

где A_i — сигналы от вето-счетчиков, а Σ соответствует суммарному энерговыделению в ЧСПП больше 20 ГэВ. В результате уровень физического “нейтрального” триггера составил:

- $2,0 \cdot 10^{-5}$ — для пропандиоловой мишени;
- $1,7 \cdot 10^{-5}$ — для углеродной мишени;
- $0,6 \cdot 10^{-5}$ — для фоновой (“пустой”) мишени.

Для измерения случайных совпадений в установке используется второй блок $ЛТ$, в который сигнал S подается с задержкой 165 нс (интервал между банчами ускорителя). Вся информация от пучковых годоскопов ОС и ЧСПП, записанная в регистры и АЦП, после завершения цикла цифровой обработки информации считывается ЭВМ НР-2100А и записывается на магнитные ленты. По завершению считывания ЭВМ разрешает формирование очередного триггера T . Мертвое время установки в такой моде работы составляло около 3 мс (при длине события 400 слов).

После ввода в строй в 1983 году ЧСПП-800 длина события возросла в 3 раза, что приводило к потере в скорости набора статистики. В этот период в ИФВЭ начал внедряться новый комплекс электронной аппаратуры ¹⁰(так называемая “серая магистраль”), позволяющий на порядок повысить производительность существующих систем сбора данных. Основными особенностями новой системы являются:

¹⁰Леоненко Д.А., Рыбаков В.Г., Сенько В.А. - Препринт ИФВЭ 82-175, Серпухов, 1982; Говорун В.Н., Ермолин Ю.В., Конопляников А.К. и др. - Препринт ИФВЭ 82-174, Серпухов, 1982.

- параллельное считывание информации во всех каркасах с регистрирующей электроникой;
- введение разравнивающих запоминающих устройств в каркасах на несколько событий;
- предварительная обработка информации до записи в запоминающее устройство (вычитание пьедесталов для АЦП);
- использование специального канала для передачи информации из модулей запоминающих устройств в ЭВМ параллельно со считыванием информации.

Все каркасы электронной аппаратуры, несущие информацию о событии, укомплектованы специализированными контролерами и буферной памятью, которые позволяют в процессе приема информации параллельно считывать с электронной аппаратуры в блоки памяти только значащую информацию с упаковкой и нумерацией. Эта информация через каналы связи с ЭВМ последовательно, событие за событием считывается из блоков памяти и записывается на магнитные ленты. Использование предварительной обработки позволило сократить объем передаваемой в ЭВМ информации до 150 слов (до этого было 1К слов). Введение разравнивающих запоминающих устройств емкостью $10 \div 20$ событий позволило уменьшить потери на мертвое время при передаче информации в ЭВМ до величины менее 0,5% [23].

1.6. Набор статистики

В результате 10 сеансов работы на ускорителе было зарегистрировано:

- 11 млн. событий на пропандиоловой мишени;
- 3 млн. событий на углеродной мишени.

На пропандиоловой мишени набрано 5 млн. событий с расстоянием ЧСПП-260 от центра мишени 9,2 м (I серия измерений). Разрешение по квадрату переданного 4-импульса (среднеквадратичное отклонение) составило

$$\sigma(t) = 0,002 + 2\sqrt{0,0001t^2 + 0,00054 |t|}.$$

Во II серии набрано 4 млн. событий при расстоянии 5,4 м и с разрешением по $|t|$

$$\sigma(t) = 0,002 + 2\sqrt{0,0001t^2 + 0,00081 |t|}.$$

В III серии измерений набрано 2 млн. событий при расстоянии 7,1 м с новым детектором ЧСПП-800 с разрешением по $|t|$

$$\sigma(t) = 0,002 + 2\sqrt{0,0001t^2 + 0,00068 |t|}.$$

Разрешение по $|t|$ в основном зависит от координатной точности пучковых годоскопов. В него также дают вклад многократное рассеяние на веществе в канале, энергетический разброс пучка и неопределенность, связанная с расстоянием, пройденным π^- -мезоном до точки взаимодействия в поле магнита поляризованной мишени.

2. Анализ данных

Обработка накопленной информации проходит в два этапа. На первом этапе идентифицируются ливни в гамма-спектрометре, в том числе разделяются перекрывающиеся электромагнитные ливни, определяются их энергии и координаты. Поиск ливней в гамма-спектрометре проводился с порогом по энерговыделению 100 МэВ в отдельном счетчике и по суммарной энергии ливня — 1 ГэВ.

2.1. Процедура разделения ливней

Для разделения частично перекрывающихся ливней потребовалось провести специальные измерения формы электромагнитного ливня, развиваемого в спектрометре прошедшим электроном или γ -квантом. Для нахождения формы электромагнитного ливня на электронном пучке определялись координаты точки входа электрона в ЧСПП (по двухкоординатной пропорциональной камере с шагом 2 мм) и энергии, выделяемые в счетчиках. Часть полной энергии, выделяемой в данном счетчике, является функцией координат центра x и y счетчика относительно точки попадания электрона в спектрометр. На статистике 200 тыс. было найдено усредненное значение формы ливня, а после проведения процедуры сглаживания было представлено в виде таблицы с шагом $1/25$ счетчика по координатам x и y . После этого для любого счетчика с координатами x и y от центра тяжести электромагнитного ливня можно было вычислить усредненную долю энергии ливня, выделившуюся в данном счетчике.

Далее применялась итерационная процедура, обеспечивающая надежное разделение ливней [3,14]. Для каждого события находился счетчик с максимальным энерговыделением, вокруг которого выделялся кластер размером 5×5 ячеек. Затем для данного кластера методом моментов определялись приближенно энергии и координаты ливней. Используя их и выражение для формы электромагнитного ливня, составлялось предполагаемое энергетическое распределение по счетчикам, которое вычиталось из зарегистрированного распределения для данного кластера. По остаточной картине вырабатывались приращения энергии и координат, которые улучшали χ^2 -описание отобранного кластера в событии. Задача сходилась через несколько итераций и заканчивалась нахождением энергии и координат одного или двух γ -квантов с минимальным χ^2 . Далее обработанный кластер изымался из события и продолжалась процедура поиска нового кластера с максимальным энерговыделением. Процесс обработки текущего события прекращался после нахождения кластера с суммарной энергией менее 1 ГэВ. Расчеты Монте-Карло с использованием реальных ливней показали, что такая процедура обеспечивает надежное разделение ливней.

Итогом первого этапа обработки являлись ленты суммарных результатов, на которые выписывалось число γ -квантов в событии, их энергии и координаты, а также дополнительная необходимая информация [4].

На втором этапе отбирались события необходимой множественности. Для них строились распределения по суммарной энергии, $\cos \theta^*$ и массе пар γ -квантов после

1С-фита (фиксировалась масса нейтрона отдачи). Разрешение ЧСПП по энергии (см. рис. 9а) составило 9% (полная ширина на полувысоте). На рис. 9б представлено распределение по $\cos\theta^* = (E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2})/(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})$, θ^* — угол вылета более энергичного γ -кванта в системе покоя мезона. Распределение изотропно, что подтверждает линейность энергетической шкалы спектрометра и надежность алгоритма разделения электромагнитных ливней. В области малых θ^* распределение обрезано аксептансом спектрометра. На рис. 10 приведен спектр масс пары γ -квантов в интервале $0 \div 700$ МэВ/ c^2 после 1С-фита. Разрешение по массе π^0 - и η -мезонов составляет 11 и 5% соответственно.

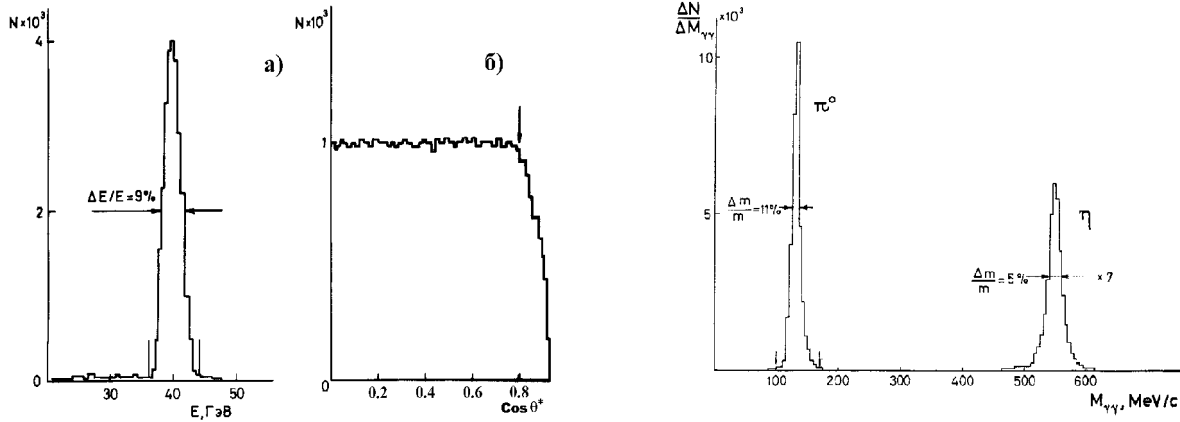


Рис. 9. Энергетический спектр 40 ГэВ π^0 -мезона в ЧСПП — (а); распределение по $\cos\theta^*$ — (б).
Рис. 10. Спектр масс для $M_{\gamma\gamma}$ после 1С-фита.

Критерии отбора событий для реакций (2)÷(8) имели общие черты по следующим параметрам:

1. Отклонения отношений $(T_1 \div T_{10})/T_0$ различных групп счетчиков вето-системы в данном событии от средних значений в течение каждой экспозиции не превышают трех стандартных отклонений. По данному критерию отброшено около 5% от полного числа зарегистрированных событий.

2. Энергия $n\gamma$ -событий находится в интервале $36 \div 44$ ГэВ — отброшено около 5% событий.

Остальные критерии отбора были индивидуальны для каждой исследуемой реакции.

2.2. Определение кинематических величин в событии, накопление матрицы

Квадрат переданного 4-импульса t и азимутальный угол ϕ в реакциях перезарядки (1)÷(8) определяются через углы вылета вторичной частицы θ_x и θ_y отно-

сительно направления первичной частицы

$$|t| = p^2 \cdot (\theta_x^2 + \theta_y^2),$$

где p — импульс налетающего π^- -мезона.

$$tg\phi = \theta_x/\theta_y.$$

Углы θ_x и θ_y находятся из измеренных значений координат частицы пучка и вторичной частицы:

$$\theta_x = \sum_{i=1}^3 a_i \cdot x_i + C_x.$$

Коэффициенты a_i определяются продольными координатами годоскопов H_1 , H_2 , H_3 и мишени. Постоянная C_x зависит от относительного поперечного расположения детекторов и может быть определена из условия $\bar{\theta}_x = 0$ для прямого нерассеянного пучка.

При измерении поляризации во всех реакциях поляризованная протонная мишень находилась в магнитном поле напряженностью $H_M = 4,5$ кГс. Поскольку реакция перезарядки в среднем происходит в центре мишени и первичная заряженная частица поворачивается полем половины магнита, постоянная C_x определялась следующим образом. В каждом сеансе проводились специальные измерения на нерассеянном пучке при нескольких значениях поля магнита мишени в диапазоне от 0 до H_M . Полученная зависимость C_x от напряженности магнитного поля хорошо фитировалась прямой, и для дальнейшей обработки бралось значение C_x при поле $H_M/2$.

Используя результаты геометрической привязки, для каждого отобранного события вычислялись передача t и угол ϕ . Для них накапливались двумерные распределения (t, ϕ) отдельно для положительной и отрицательной поляризаций мишени и для фоновой углеродной мишени.

2.3. Нормировка событий. Учет случайного подавления эффекта

Для дальнейшей обработки накопленные двумерные распределения (t, ϕ) для различных мишеней нормировались на падающий поток. В качестве монитора M бралось число налетающих π^- -мезонов (поток T_0 , учитывающий выбранные условия набора статистики на логике триггера).

Из-за больших потоков (от 10^6 до $3 \cdot 10^6$ частиц за цикл ускорителя длительностью $0,5 \div 2$ с) система вето-счетчиков давала случайные подавления реакций перезарядок, которые находились в пределах $20 \div 40\%$ в зависимости от интенсивности и временной структуры пучка.

Для нормировки использовался монитор, поправленный на случайное подавление эффекта. При выборе алгоритма поправки исследовались линейная и степенная зависимости эффекта от случайного подавления. Специальные исследования показали, что зависимость регистрируемого эффекта от случайного подавления линейная

(см. рис. 11), и при нормировке вместо измеренного монитора M мы использовали поправленный монитор $M_0 = M \cdot (1 - A/M)$, приведенный к нулевой нагрузке.

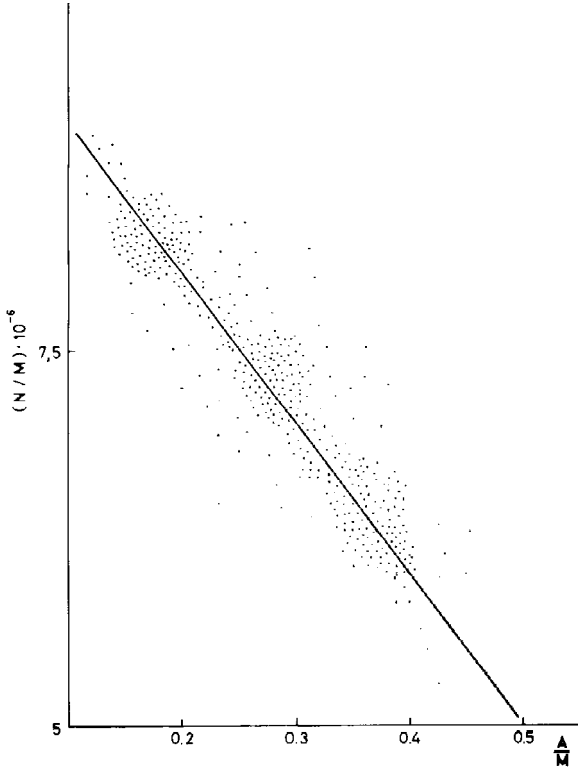


Рис. 11. Зависимость эффекта N/M от случайного подавления A/M .

2.4. Вычисление поляризации (асимметрии) в реакциях перезарядки

В сильных взаимодействиях, исходя из законов сохранения момента количества движения и четности, вектор поляризации направлен по нормали n к плоскости рассеяния, а из инвариантности относительно обращения времени T для бинарных процессов, следует тождественное равенство поляризации P нейтрона отдачи и асимметрии A регистрируемого мезона. Поэтому в дальнейшем они будут рассматриваться как эквивалентные величины.

Для нормированных на M_0 событий можно записать следующее выражение:

$$n^{\pm}(t, \phi) = a(t) \cdot [1 + \varepsilon(t) \vec{k} \cdot \vec{p}_T] \cdot \omega(t, \phi), \quad (9)$$

где $a(t)$ — эффект перезарядки на неполяризованной пропандиоловой мишени; $\vec{k} = \vec{k}_i \times \vec{k}_f / |\vec{k}_i \times \vec{k}_f|$ — нормаль к плоскости реакции, где \vec{k}_i и \vec{k}_f — начальный и конечный импульсы частиц; \vec{p}_T — единичный вектор поляризации мишени; $\omega(t, \phi)$ — геометрическая эффективность установки; $\varepsilon(t)$ — искомая асимметрия на пропандиоле; n^{\pm} — эффект на пропандиоле для положительной и отрицательной

величины $\vec{k} \cdot \vec{p}_T$ соответственно. Для вычисления асимметрии $\varepsilon(t)$ использовалось выражение

$$\frac{n^+(t, \phi) - n^-(t, \phi)}{n^+(t, \phi) + n^-(t, \phi)} = \varepsilon(t) \cdot \cos \phi, \quad (10)$$

где ϕ — угол между векторами \vec{k} и \vec{p}_T (азимутальный угол зарегистрированного мезона). В этом выражении исключается $a(t)$ и геометрическая эффективность $\omega(t, \phi)$ вместе с аппаратурной асимметрией. Неэквивалентная нормировка эффектов $n^+(t, \phi)$ и $n^-(t, \phi)$ при фитировании левой части выражения (10) в виде

$$\varepsilon(t) \cdot \cos \phi + b$$

приводит к ненулевому значению свободного параметра b , но не искажает значение искомой асимметрии $\varepsilon(t)$. В нашем эксперименте значения b были равны нулю в пределах ошибок для всех передач t .

После того как определена “сырая” асимметрия $\varepsilon(t)$ на пропандиоле, поляризация $P(t)$ (асимметрия $A(t)$) для исследуемых реакций находится из соотношения

$$P(t) = A(t) = \frac{\varepsilon(t) \cdot D(t)}{\langle p_T \rangle}, \quad (11)$$

где p_T — средняя величина поляризации мишени. В этом выражении $D(t)$ — фактор разбавления

$$D(t) = \frac{n^+(t) + n^-(t)}{n^+(t) + n^-(t) - 2k \cdot n_c(t)}, \quad (12)$$

где $n^+(t), n^-(t), n_c(t)$ — проинтегрированные по ϕ эффекты на пропандиоловой мишени с поляризацией “+” и “—” соответственно и эффект на фоновой углеродной мишени; k — коэффициент, учитывающий неэквивалентность углерода в углеродной мишени и фоновых ядер в пропандиоловой мишени, различия ядерного поглощения π^- -мезонов и радиационного поглощения γ -квантов в двух мишенях.

3. Реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta n$ и $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta' n$

Измерение поляризации в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta n, \eta \rightarrow 2\gamma$ (2), с одной стороны, дополняет информацию о дифференциальных сечениях и, с другой, позволяет проверить предсказания ряда теоретических моделей, претендующих на количественное описание указанной реакции.

Экспериментальные данные по поляризации в реакции (2) очень скудны. Так, в работе ¹¹ приводятся данные по одной точке при начальных импульсах 3,2; 3,47 и 5,0 ГэВ/с. Эти результаты показывают, что при импульсе 3,2 ГэВ/с получено

¹¹Dobbins D.D. et al. - Phys. Rev. Lett., 1968, v.20, p.274.

указание на отличие от нуля поляризации, в то время как при 5 ГэВ/с эффект совместим с нулем. Дальнейшее исследование поляризации в реакции (2) при импульсах 4,9; 5,9; 7,85 и 11,2 ГэВ/с привело авторов к заключению ¹², что в пределах экспериментальных ошибок полученные значения поляризации совместимы с нулем. Таким образом, в литературе отсутствуют доказательства существования поляризационного эффекта при начальных импульсах ≥ 5 ГэВ/с.

Нами были выполнены первые измерения поляризации в реакции (2) при начальном импульсе 40 ГэВ/с [7,8]. Предварительные результаты показывают, что в интервале $0,5 \leq |t| \leq 1$ (ГэВ/с)² наблюдается заметный эффект. Известные теоретические модели, хорошо описывающие дифференциальные сечения, не дают количественного описания полученных результатов. Результаты представлены на рис. 12.

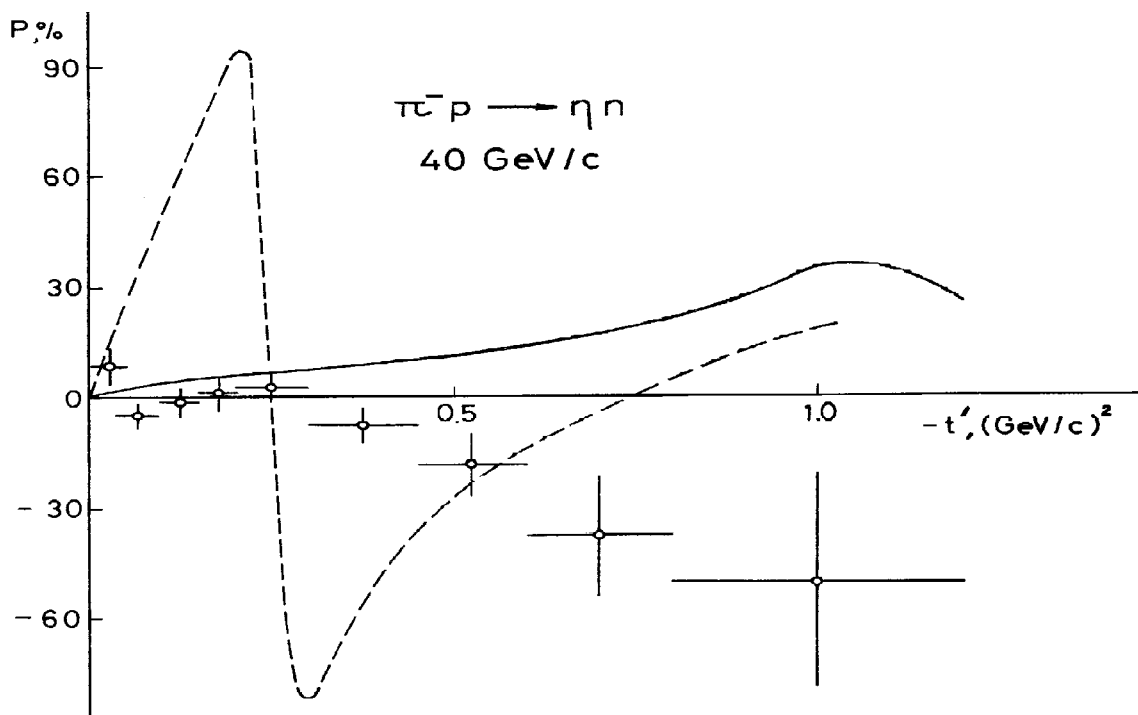


Рис. 12. Первые результаты измерения поляризации $P(t)$ в реакции (2) при импульсе 40 ГэВ/с.

Теоретические модели, развитые в работе ¹³(пунктирная линия на рис. 12) и работе ¹⁴(сплошная линия), учитывающие полюса и разрезы, а также перерасcеяния, дают количественное описание дифференциальных сечений реакции (2) как при малых, так и при больших энергиях, включая 40 ГэВ. Однако сравнение вычислений

¹²P.Bonamy et al. - Nucl. Phys., 1973, v.B52, p.392

¹³Kane G.L., Seidle A. - Rev. Mod. Phys., 1976, v.48, p.309.

¹⁴M.Saleem, F.Aleem. - Preprint Punjab-TH 80-11, 1980.

по этим моделям с нашими результатами показывает, что никакого количественного согласия нет. Данные обстоятельства стимулировали нас продолжить измерения в области больших масс, в том числе провести первые исследования с η' -мезоном, для чего ЧСПП был установлен на более близком расстоянии от мишени (5,4 м вместо 9,2 м).

В результате проведенных исследований [11] в реакциях (2) и (3) с наблюдением η - и η' -мезонов в конечном состоянии было зарегистрировано 600 тыс. и 15 тыс. событий соответственно (обе реакции изучались в режиме распада $M^0 \rightarrow 2\gamma$). На рис. 13 и 14 представлены энергетические и массовые спектры для η - и η' -мезонов.

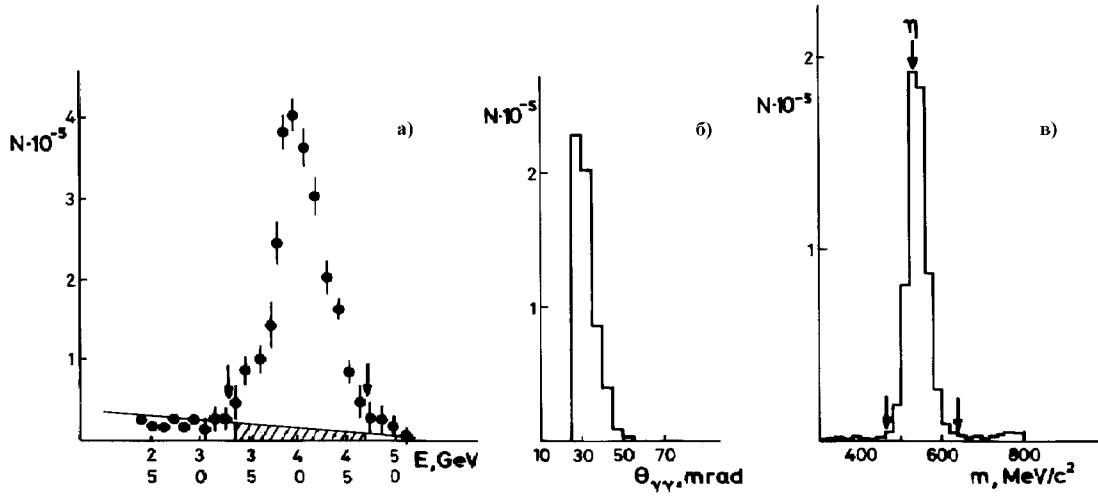


Рис. 13. Энергетический спектр η -мезонов в реакции (2), стрелки указывают на границы обрезания — (а); распределение по углу между 2γ от распада η — (б); распределение по эффективной массе в области η -мезона, стрелками обозначены границы обрезания — (в).

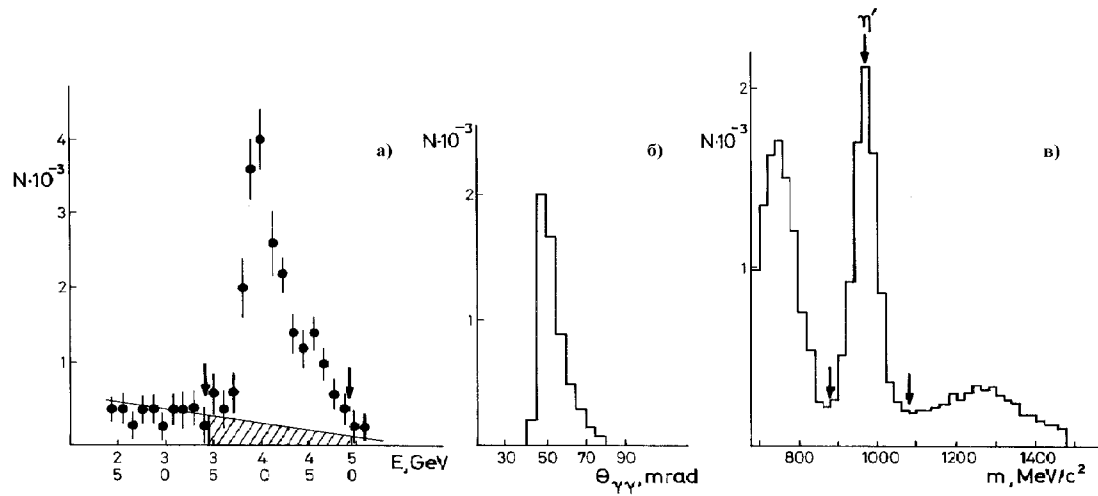


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, только для η' -мезона.

На рис. 13 и 14 четко виден упругий пик в области 40 ГэВ для событий на водороде. Неупругий фон составил 5% для η и 7% для η' . Распределение по эффективной массе в интервале 300÷1500 МэВ/c² представлено на рис. 13в и 14в. Границы обрезания по массе 460÷660 МэВ/c² для η и 880÷1080 МэВ/c² для η' указаны стрелками. В этих областях средние значения масс составляют (546 ± 6) МэВ/c² и (964 ± 9) МэВ/c² соответственно. Разрешение по массе составляет 7 и 6%, а фон под массовым пиком равен 3 и 18% соответственно. Резкое увеличение фона, наблюдаемое с левой и правой сторон в массовом распределении для η' -мезона (рис. 14в), соответствует области масс резонансов $\omega(783)$ и $f_2(1270)$. Фон появляется, когда один из γ -квантов от распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$ или 2γ -кванта от распада $f_2 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ оказываются ниже порога регистрации или пропущены охранной системой.

На рис. 15 представлены $\cos\theta^*$ распределения для областей масс η' — сплошная линия; ω — штриховая линия и $f_2(1270)$ — штрихпунктирная линия. Специфическая форма распределения для η' -мезона связана с геометрическим аксептансом спектрометра и хорошо совпадает с Монте-Карло расчетами (пунктирная линия).

Дифференциальные сечения $d\sigma/dt$, полученные нами [5,20] для реакций (2) и (3), представлены на рис. 16. Там же сплошными линиями показаны результаты из работ¹⁵, где дифференциальные сечения измерялись на водородной мишени при 40 ГэВ/с. Хорошее согласие с данными других работ служит важным критерием правильности полученных результатов.

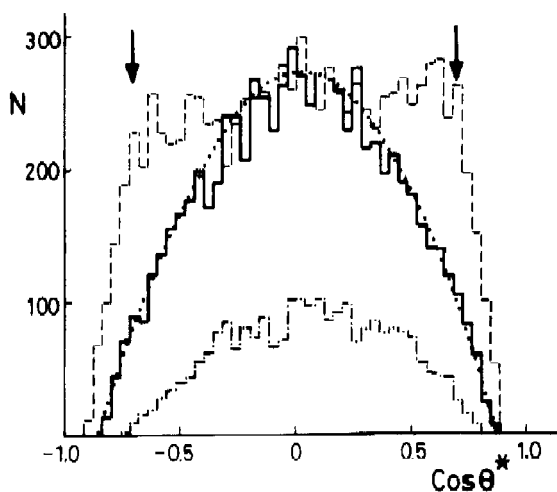


Рис. 15. Распределения по $\cos\theta^*$: η' — сплошная линия; ω — штриховая линия; $f_2(1270)$ — штрихпунктирная линия; Монте-Карло для η' — пунктирная линия.

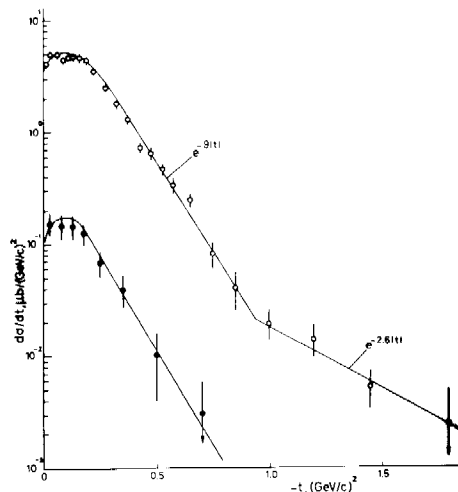


Рис. 16. Дифференциальные сечения для реакций $\pi^-p \rightarrow \eta n(\circ)$ и $\pi^-p \rightarrow \eta' n(\bullet)$ при импульсе 40 ГэВ/с. Сплошной линией показаны результаты других работ.

¹⁵W.D.Apel et al. - Nucl. Phys., 1979, v.B152, p.1; W.D.Apel et al. - Phys. Lett., 1979, v.83B, p.131.

Таблица 1. Сырая асимметрия (ε), фактор разбавления (D) и поляризационный параметр (P) в реакциях $\pi^- p \rightarrow \eta n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta' n$.

$t, (\text{ГэВ}/c)^2$	$\bar{t}, (\text{ГэВ}/c)^2$	$\varepsilon(t), \%$		$D(t)$	$P(t), \%$	
Реакция $\pi^- p \rightarrow \eta n$						
0,00 - 0,05	0,025	0,4±	0,6	3,1±0,1	1,6±	2,3
0,05 - 0,10	0,075	-1,2±	0,5	4,1±0,1	-6,2±	2,6
0,10 - 0,15	0,125	-0,1±	0,5	4,3±0,1	-0,7±	3,2
0,15 - 0,20	0,175	-1,3±	0,6	4,2±0,1	-6,8±	3,2
0,20 - 0,30	0,25	-0,9±	0,5	4,4±0,1	-5,0±	2,8
0,30 - 0,40	0,35	-0,8±	0,6	4,4±0,1	-4,4±	3,3
0,40 - 0,60	0,50	-1,8±	0,6	4,8±0,2	-10,8±	3,6
0,60 - 0,80	0,70	-5,1±	1,2	4,1±0,3	-26,0±	6,0
0,80 - 1,00	0,90	-4,2±	2,2	6,6±1,2	-35,0±	18,0
1,00 - 1,30	1,15	-11,0±	3,3	4,0±0,6	-55,0±	18,0
1,30 - 1,60	1,45	-8,3±	5,5	3,8±1,0	-39,0±	28,0
1,60 - 2,00	1,80	3,3±	7,4	3,6±1,1	15,0±	33,0
2,00 - 2,60	2,30	10,9±	10,2	4,0±1,1	55,0±	53,0
Реакция $\pi^- p \rightarrow \eta' n$						
0,00 - 0,05	0,025	-1,5±	3,2	3,9±0,5	-7±	16
0,05 - 0,10	0,075	-4,8±	3,2	4,1±0,6	-25±	17
0,10 - 0,20	0,15	-2,1±	2,5	4,3±0,5	-11±	13
0,20 - 0,30	0,25	-4,3±	3,2	4,6±0,7	-25±	19
0,30 - 0,50	0,40	-1,0±	3,4	5,1±1,1	-6±	22
0,50 - 1,00	0,75	-8,6±	5,6	4,6±1,4	49±	36

Поляризационные параметры $P_\eta(t)$ и $P_{\eta'}(t)$ представлены в табл. 1 и на рис. 17. Полученные результаты подтверждают отрицательную величину $P_\eta(t)$ в широком t -интервале: от $-(5 \div 10)\%$ при $|t| < 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$ до $-(20 \div 60)\%$ в области $0,6 < |t| < 1,6 (\text{ГэВ}/c)^2$. Наблюдается изменение знака поляризации $P_\eta(t)$ в области $|t| = 1,8 (\text{ГэВ}/c)^2$. Экспериментальные результаты при энергиях ниже 11 ГэВ, которые обсуждались в начале главы, приведены на рис. 17а.

Ввиду малой статистики из результатов измерения параметра $P_{\eta'}(t)$ в реакции (3) можно лишь сделать вывод, что мы получили указание на отрицательную величину поляризации в области $0 < |t| < 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$. Среднее значение поляризации в этом интервале составляет $-(17 \pm 8)\%$.

Приведенные ошибки являются статистическими. Относительные систематические ошибки из-за неточности измерения поляризации мишени p_T и фактора разбавления $D(t)$ оцениваются менее 10%. Аппаратурная асимметрия для более интенсивной реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (1) была равна нулю в пределах статистических ошибок.

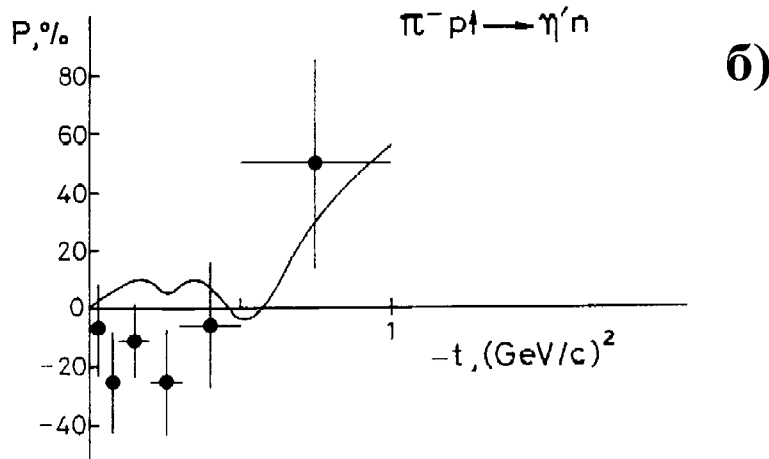
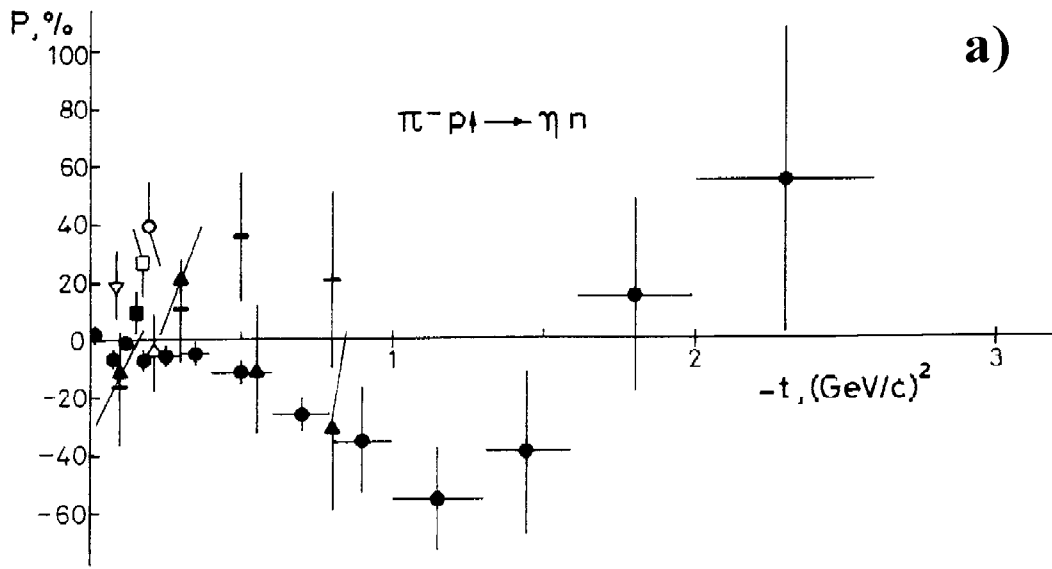


Рис. 17. Поляризационный параметр $P(t)$ для реакции $\pi^- p \rightarrow \eta n$ при импульсе 40 ГэВ/с (•) — данный эксперимент, данные при более низких энергиях — (а); $P(t)$ для реакции $\pi^- p \rightarrow \eta' n$ при импульсе 40 ГэВ/с (данный эксперимент). Сплошная линия — предсказания модели — (б).

Проведенные исследования параметра $P_\eta(t)$ основаны на статистике, превышающей мировую примерно в 15 раз. Впервые обнаружена значительная поляризация в широком интервале t . Ниже мы кратко обсудим полученные результаты.

Из представленных данных следует слабая t -зависимость параметра $P_\eta(t)$ в области $|t| < 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$. Это означает и слабую зависимость отношения

$$P_\eta(t) \sim \text{Im}(f_0 f_1^*) \cdot (d\sigma/dt)^{-1}, \quad (13)$$

где t -зависимые величины f_o и f_1 являются амплитудами без переверота и с переверотом спина. Это можно качественно объяснить доминированием A_2 -обмена с перерассеянием при большой амплитуде с переверотом спина: $f_o/f_1 \sim 0,1$ ¹⁶.

В моделях Редже поляризация может возникать из-за интерференции полюса A_2 и разрезов. t -зависимость поляризации следует из отношения

$$P_\eta(t) \sim f_o^{cut} / f_1^{pole}, \quad (14)$$

если разности фаз амплитуд f_o^{cut} и f_1^{pole} , а также редже-вычетов не равны нулю в исследуемой области t . В этом выражении $f_1^{pole} \sim \sqrt{-t} \exp(\lambda_{A_2} t)$ и $f_o^{cut} \sim \exp(\lambda_c t)$, где $\lambda_c = \lambda_{A_2} \lambda_P / (\lambda_{A_2} + \lambda_P)$, λ_P — экспоненциальный наклон для померонного обмена. При 40 ГэВ/с мы имеем $\lambda_{A_2} \simeq 3,8$ (ГэВ/с)² и $\lambda_P \simeq 3,4$ (ГэВ/с)², и из выражения (14) в результате получается, что $P_\eta(t) \sim \exp(-2t) / \sqrt{-t}$, которая изменяется примерно на 10% в широком интервале $|t|$ от 0,1 до 0,6 (ГэВ/с)².

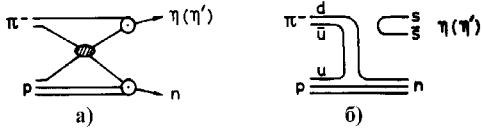


Рис. 18. Кварковые диаграммы для реакции $\pi^- p \rightarrow \eta(\eta') n$: (а) — подпроцессы с мезонным кварковым спектатором; (б) — адронизация $s\bar{s}$ -пары.

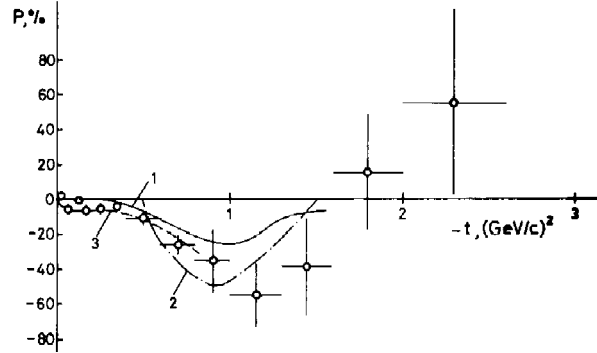


Рис. 19. Экспериментальные данные и предсказания моделей для поляризации $P(t)$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta n$ при импульсе 40 ГэВ/с (см. текст).

Принимая во внимание поведение формфактора редже-вычетов, представляется, что η -мезон в реакции (2), вероятно, рождается через адронизацию пары легких кварков $q\bar{q} \rightarrow \eta$, как показано на диаграмме (рис. 18а). Переход пары странных кварков $s\bar{s} \rightarrow \eta$ (рис. 18б) подавлен правилом OZI. В принципе, несмотря на подавление, можно получить поляризацию $\sim 10\%$ ¹⁷, возникающую из-за интерференции обеих диаграмм. Но диаграмма рис. 18б, где импульс передается обоим кваркам мезона, характерна еще и неформфакторным поведением в верхней вершине¹⁸. Данное обстоятельство приведет к сильной t -зависимости поляризации в рассматриваемом

¹⁶W.D.Apel et al. - Nucl. Phys., 1979, v.B152, p.131.

¹⁷Enkovsky L.L. and Struminsky B.V. - Preprint ITP-83-121E, Kiev, 1983.

¹⁸B.Z.Kopeliovich: - QCD effects in hadron-hadron interactions. XX winter school, LINP, Leningrad, 1985.

диапазоне t . Следовательно, новые данные по поляризации в реакции (2) свидетельствуют в пользу механизма образования η -мезона через адронизацию легких кварков.

Существует ряд теоретических попыток вычислить поляризацию нейтрона в бинарной зарядообменной реакции с образованием η -мезона. Некоторые из них представлены совместно с нашими данными на рис. 19. Сплошная линия (1) на рис. 19 — предсказания модели Редже (полус + разрез) с экспоненциальным редже-вычетом¹⁹; штрихпунктирная кривая (2) — предсказания кварковой модели U-матрицы²⁰, которая основывается на специальном представлении амплитуд рассеяния в квантовой теории поля. Пунктирная кривая (3) — предсказания модели коррелированных реджеонов с перерассеянием²¹. Предсказания получены без дополнительного фитирования и извлечены из предсказаний $P_{\pi^0}(t)$ путем масштабирования нормализационных констант и замены траектории Редже $\rho \rightarrow A_2$. В итоге поляризации $P_\eta(t)$ и $P_{\pi^0}(t)$ получились с противоположными знаками.

В работе¹⁷ в рамках $SU(3)$ для факторизованных диаграмм (рис. 18а и 18б) получено соотношение

$$P_\eta(t) + 2P_{\eta'}(t) = 3P_{\pi^0}(t).$$

Это соотношение противоречит нашим данным, так как поляризация в реакции (1) сугубо положительна при небольших $|t|$.

Экспериментальное изучение поляризации в реакциях (2) и (3) при 40 ГэВ/с приводит к следующим выводам [15]:

- Впервые обнаружена существенная поляризация в реакции перезарядки с образованием η -мезона в широком интервале t ($0,05 < |t| < 1,6$ (ГэВ/с)²).
- В области малых $|t|$ ($|t| < 0,4$ (ГэВ/с)²) поляризация отрицательна и равна $\sim 5\%$.
- С ростом $|t|$ до значений ~ 1 (ГэВ/с)² абсолютная величина поляризации имеет тенденцию к росту. Ее усредненное значение в интервале $0,8 < |t| < 1,6$ (ГэВ/с)² равно $-(44 \pm 11)\%$.
- Область изменения режима поляризации (убывание абсолютной величины после возрастания) совпадает с областью изменения экспоненциального наклона $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 1$ (ГэВ/с)².
- Данные указывают на изменение знака поляризации в области $|t|$ около $1,8$ (ГэВ/с)².
- Впервые измерена поляризация в зарядообменной реакции с образованием η' -мезона. Получено указание на совпадение знаков поляризаций P_η и $P_{\eta'}$ в реакциях (2) и (3) в области малых $|t|$. Среднее значение поляризации в интервале $0,05 < |t| < 0,5$ (ГэВ/с)² составляет $-(17 \pm 8)\%$.

¹⁹M.Saleem, F.Aleem. - Preprint CHER-PU-112-83, Lahore, 1983.

²⁰S.M.Troshin, N.E.Tyurin.- Contributed paper to the 6th Int. Symp. on Polariz. Phenomena in Nuclear Physics, Osaka, 1985.

²¹Ю.И.Арестов, С.Б.Нурушев. - ЯФ, 1984, т.40, с.204.

4. Реакция $\pi^- p \rightarrow \omega n$

Измерения асимметрии в реакции (4) в моде распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ проведены впервые, зарегистрировано 85 тыс. событий [10,12,18]. В процессе обработки отбирались только 3γ -события. Количество таких событий составляло 10% от полного числа событий для расстояния между мишенью и ЧСПП 9,2 м и 20% — для 5,4 м.

С использованием энергий (E_i) и координат γ -квантов (x_i, y_i), зарегистрированных в ЧСПП, определялась масса $m_{3\gamma}$ данного события из следующего выражения:

$$m_{3\gamma} = \frac{1}{z} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^2 \sum_{j=i+1}^3 E_i E_j [(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]},$$

где z — расстояние от мишени до ЧСПП. Массовый пик представлен на рис. 20а. Величина фона, определенная линейной экстраполяцией вне области пика, в интервале масс $660 \div 900$ МэВ/ c^2 составляет $\sim 50\%$. Заметим, что спектр получен при 1С-фите, когда отбирались события с энергией в диапазоне $34 \div 46$ ГэВ.

На рис. 20б изображен массовый спектр $m_{3\gamma}$ по той же статистике с дополнительным условием — масса пары γ -квантов (одной из трех возможных комбинаций) заключена в пределах $105 < m_{2\gamma} < 165$ МэВ/ c^2 , что соответствует массе π^0 -мезона с учетом разрешения установки. При этом величина фона уменьшается и составляет $\sim 40\%$.

На рис. 20в представлен массовый спектр $m_{\pi^0\gamma}$, являющийся результатом 2С-фита (дополнительно фиксирована масса π^0 -мезона в событии). Масса вычислялась по формуле

$$m_{\pi^0\gamma} = \sqrt{E_1 E_2 \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{z^2} + m_{\pi^0}^2 \left(1 + \frac{E_2}{E_1}\right)},$$

где $E_1, x_1, y_1, E_2, x_2, y_2$ — энергия и координаты π^0 -мезона и γ -кванта соответственно. Величина фона в этом случае уменьшается до 25%.

Для дальнейшего анализа отбирались 3γ -события, попавшие после 2С-фита в массовый интервал $660 \div 900$ МэВ/ c^2 с энергией, заключенной в интервале $34 \div 46$ ГэВ. Эти события рассматривались как ω -мезоны, зарегистрированные в распадной моде $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$.

Массовые спектры отобранных ω -мезонов в разных интервалах по $t' = t - t_{min}$ представлены на рис. 21. Видно, что положение максимума спектра не зависит от t' . Ширина массового спектра ω -мезона, обусловленная разрешением установки, составляла 60 МэВ/ c^2 и не зависела от t' .

Величина фона для $|t'| < 0,1$ (ГэВ/ c)² составляла 30%. Эта область была исключена из дальнейшего анализа. С ростом $|t'|$ величина фона монотонно уменьшалась и при $|t'| > 0,2$ (ГэВ/ c)² составляла $13 \div 15\%$.

По известным формулам (9)÷(12) с использованием накопленных матриц (t', ϕ) определялись асимметрия $\varepsilon(t')$ рождения ω -мезонов на пропандиоле, фактор разбавления $D(t')$ и асимметрия $A(t')$ образования ω -мезонов на водороде. Численные результаты приведены в табл. 2. Кроме этого, в качестве контроля определялись дифференциальные сечения $d\sigma/dt$.

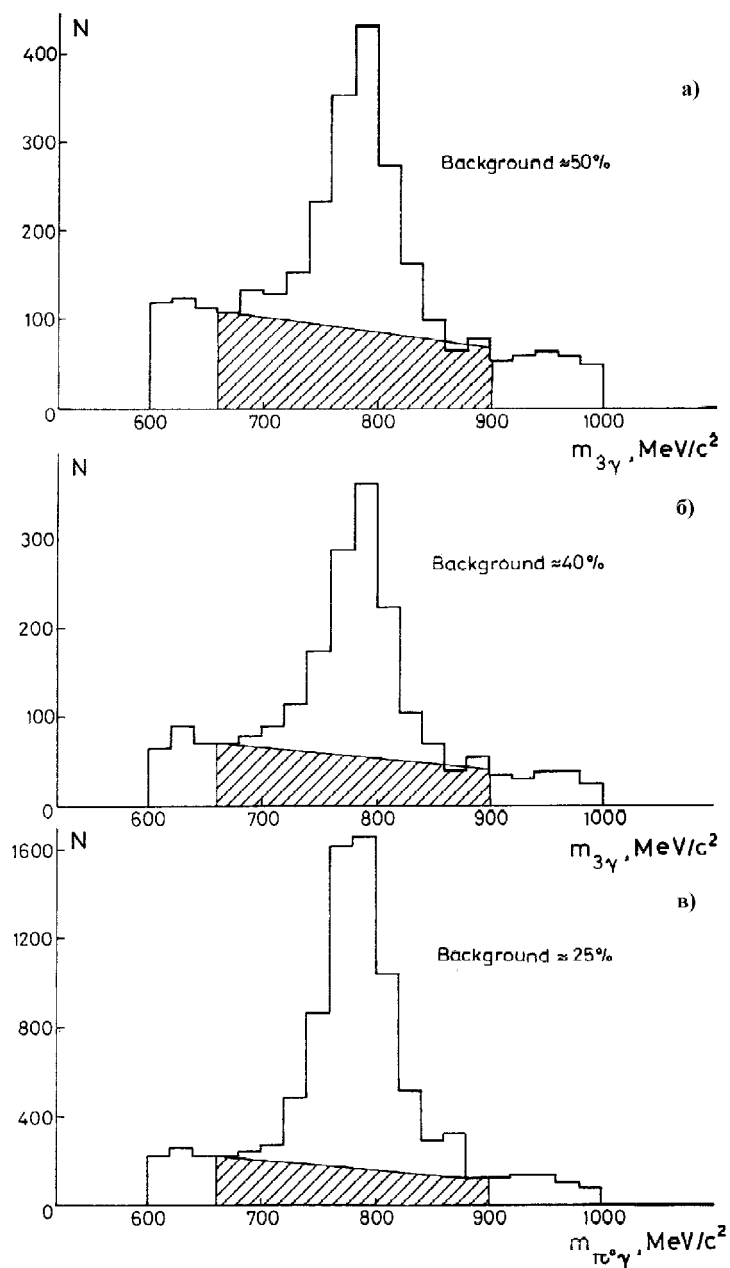


Рис. 20. Массовый спектр 3γ -событий — (а); тот же спектр при отборе лучшей комбинации пары γ -квантов в диапазоне масс π^0 -мезона — (б); дополнительно фиксирована масса π^0 -мезона — (в).

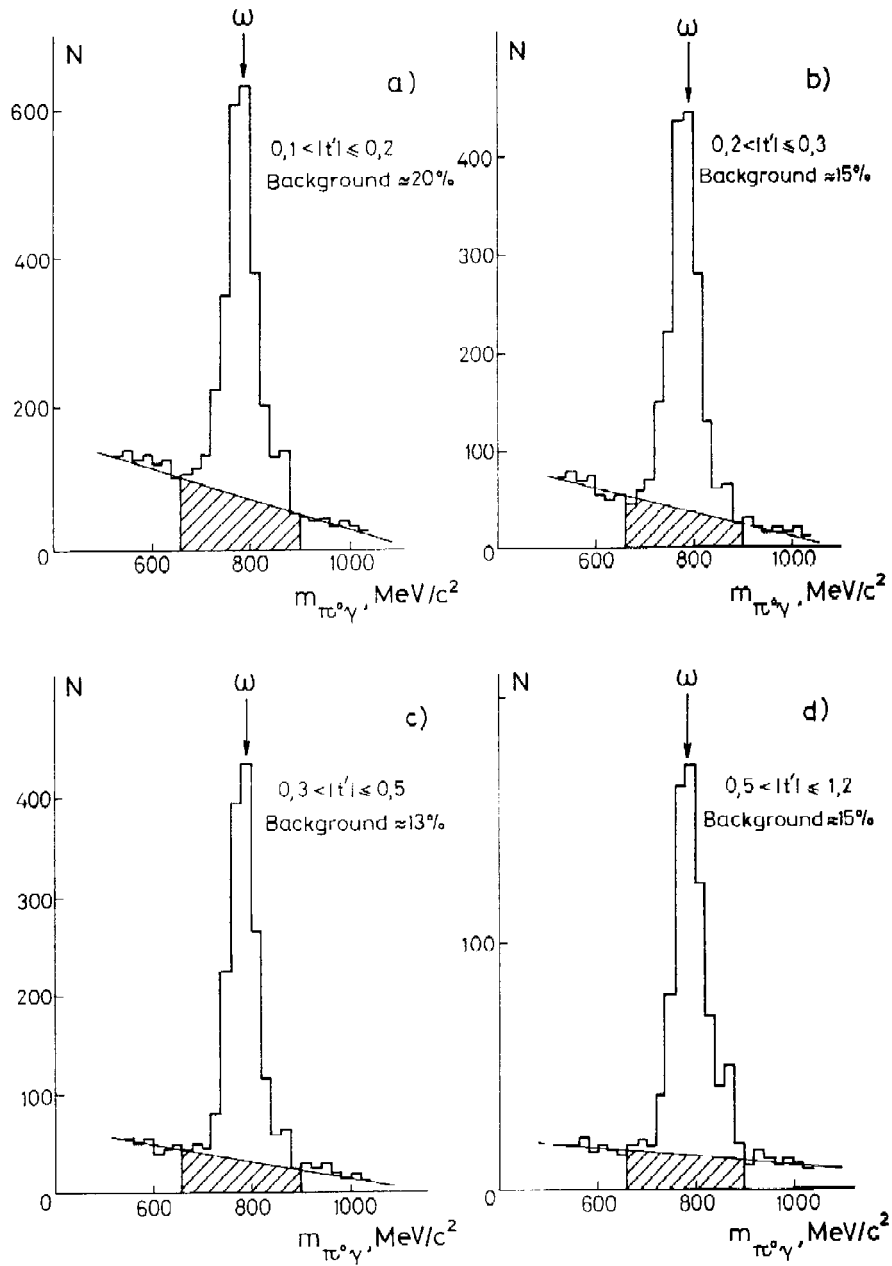


Рис. 21. Массовые спектры отобранных ω -мезонов в разных интервалах по t' .

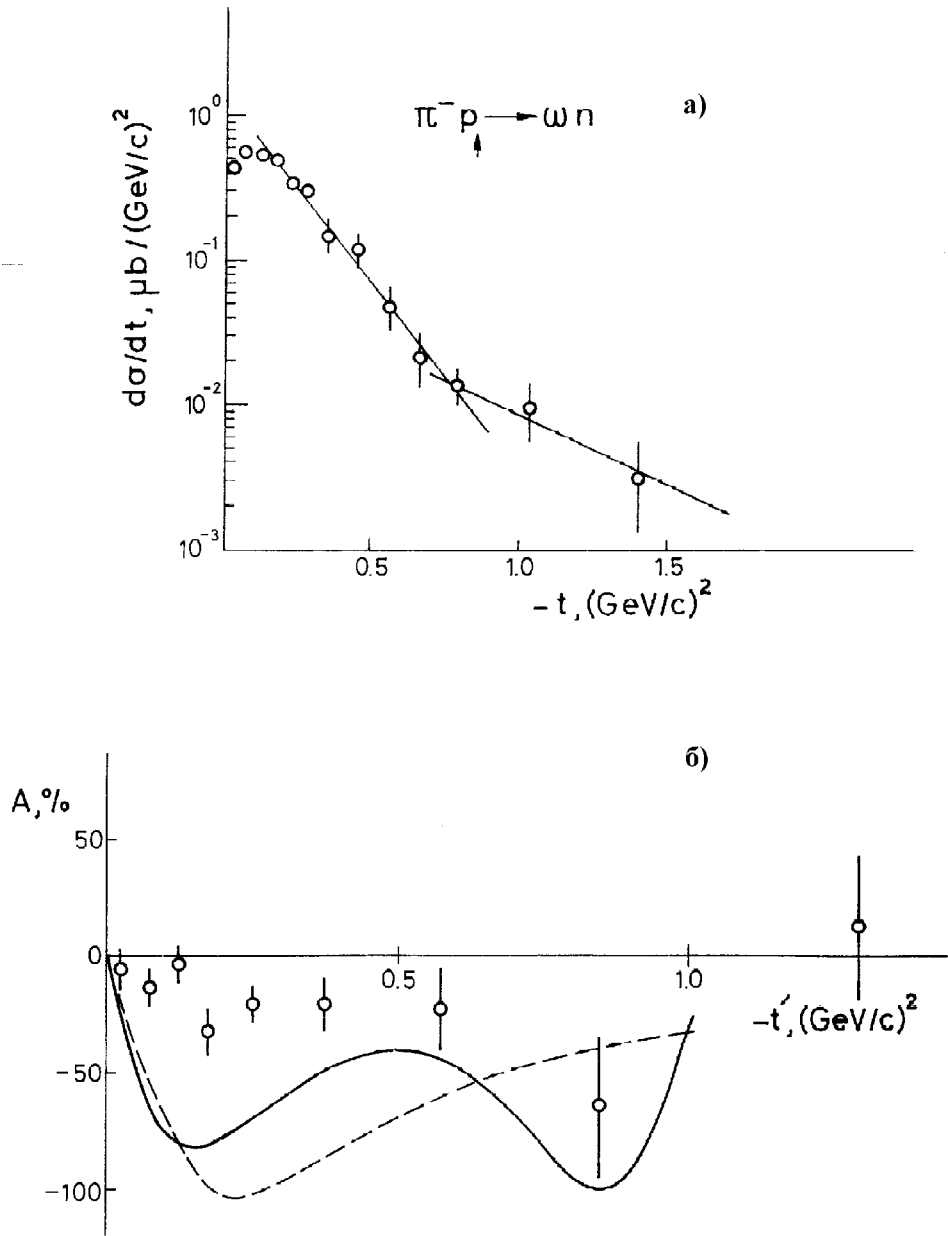


Рис. 22. Дифференциальные сечения в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при 40 ГэВ/с — (а). Асимметрия в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при 40 ГэВ/с с предсказаниями моделей (см. текст) — (б).

Таблица 2. Сырая асимметрия (ε), фактор разбавления (D) и параметр асимметрии (A) в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \omega n$.

t' , (ГэВ/с) ²	\bar{t}' , (ГэВ/с) ²	$\varepsilon(t')$, %	$D(t')$	$A(t')$, %
0,10 - 0,15	0,125	-0,7± 1,6	4,7±0,5	-4± 9
0,15 - 0,20	0,175	-4,7± 1,8	4,6±0,5	-27± 11
0,20 - 0,30	0,25	-3,5± 1,5	4,7±0,5	-20± 9
0,30 - 0,45	0,375	-2,0± 1,8	4,6±0,5	-12± 10
0,45 - 0,60	0,525	-5,6± 3,0	4,5±0,8	-32± 18
0,60 - 0,80	0,70	-7,6± 4,2	5,7±1,2	-54± 32
0,80 - 1,20	1,00	-7,2± 5,3	7,5±1,8	-67± 52

На рис. 22 представлены результаты измерения дифференциального сечения [20] и асимметрии в реакции (4) в зависимости от $|t'|$. Асимметрия отрицательна. Среднее значение асимметрии в интервале $0,15 < |t'| < 0,75$ (ГэВ/с)² составляет $-(22 \pm 4)\%$, а в интервале $0,45 < |t'| < 1$ (ГэВ/с)² асимметрия равна $-(40 \pm 15)\%$. С ростом $|t'|$ абсолютное значение асимметрии возрастает, и при $|t'| > 1$ (ГэВ/с)² наблюдается тенденция к изменению знака асимметрии.

Реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow (\rho^0, \omega)n$ на поляризованных протонах дают возможность изучить поведение амплитуд без переворота спиральности нуклона в с.ц.м. s -канала $M_{0,1/2,1/2}^V$ ($V = \rho^0, \omega$). До статистически хорошо обеспеченных экспериментов, проведенных в Аргонне по реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при импульсе 6 ГэВ/с и ЦЕРНе по реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \rho^0 n$ при 17 ГэВ/с, амплитуды $M_{0,1/2,1/2}^V$ считались малыми. Однако эти эксперименты вопреки теоретическим предсказаниям показали существенную роль амплитуд без переворота спиральности нуклона.

Попытка объяснения наблюдавшихся поляризационных эффектов в простой полюсной модели Редже встречает ряд трудностей²². С одной стороны, нежелательно введение новых траекторий Редже Z и A_1 (амплитуды $M_{0,1/2,1/2}^V$ имеют квантовые числа Z - и A_1 -мезонов), так как Z -мезон вообще нигде не появлялся, а вопрос существования A_1 -мезона в настоящее время не ясен. С другой стороны, даже их введение не позволяет удовлетворительно описать опытные данные.

В работе Ачасова²² была предложена интерпретация новых данных посредством разрезов $A_2 A_2$, ρA_2 , $\rho \rho$, $A_2 \rho$. В рамках этой модели была вычислена асимметрия в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \omega n$ ²³ для импульса 40 ГэВ/с. На рис. 22 сплошной линией представлены результаты вычислений асимметрии в рамках этой модели, а пунктирной линией — результаты вычислений в рамках модели с обменом Z -траекторией²⁴. При $|t'| < 0,45$ (ГэВ/с)² наблюдается отклонение предсказаний обеих моделей от экспериментальных данных. В области больших $|t'|$ для выбора моделей нужны более точные измерения асимметрии.

²²Ачасов Н.Н. и др. - ЯФ, 1978, т.27, с.1058.

²³Achasov N.N. et al. - Preprint TF-53, Novosibirsk, 1984.

²⁴Kimel J.D. et al. - Preprint FSU-HEP 76-10-21, Tallahassee, 1976.

5. Реакции $\pi^- p \rightarrow 4\gamma n$

Из записанных на ленте суммарных результатов данных отбирались события с четырьмя γ -квантами. Задача заключалась в поиске системы из двух π^0 -мезонов. Для этого в каждом 4γ -событии рассматривались три возможные комбинации двух пар γ -квантов. Для каждой комбинации вычислялся функционал

$$F_i = [m_{1_i} - m_0]^2 + [m_{2_i} - m_0]^2. \quad (15)$$

В этом выражении m_{1_i} и m_{2_i} — массы систем, распавшихся на пару γ -квантов; m_0 — табличное значение массы π^0 -мезона. Затем из трех комбинаций выбиралась одна с наименьшим значением F_i . Требовалось, чтобы величина F_{min} была меньше $1800 \text{ (МэВ/}c^2)^2$. В противном случае событие исключалось из дальнейшего анализа. Требовалось также, чтобы энергия 4γ -события была заключена в пределах $34 \div 44 \text{ ГэВ}$.

Используя энергии E_1 , E_2 и координаты x_1 , y_1 , x_2 , y_2 восстановленных π^0 -мезонов, а также значение z — расстояние от ЧСПП до мишени, определялась масса $m_{\pi^0\pi^0}$ распавшейся частицы с использованием ЗС-фита (фиксировались массы обоих π^0 -мезонов и импульс налетающего π^- -мезона)

$$m_{\pi^0\pi^0} = \left\{ m_{\pi^0}^2 \frac{(E_1 + E_2)^2}{E_1 E_2} + \frac{E_1 E_2}{z^2} [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

В результате кинематического анализа было отобрано 300 тыс. таких событий. Массовый спектр по всей измеренной области $|t'| = 0 \div 1,5 \text{ (ГэВ/}c)^2$ представлен на рис. 23. Аппаратурное разрешение по эффективной массе двух π^0 -мезонов составляет $90 \text{ МэВ/}c^2$.

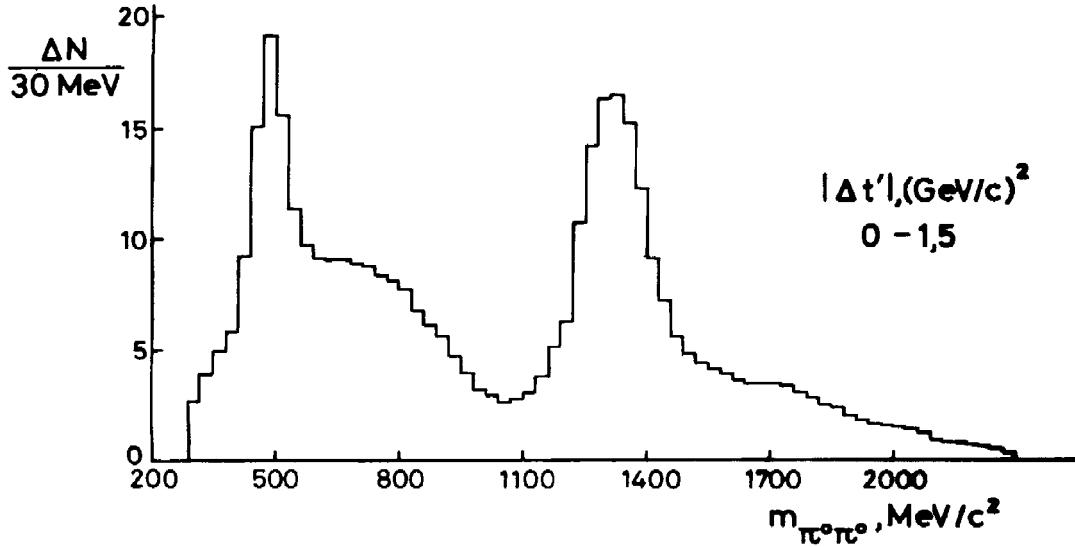


Рис. 23. Спектр эффективной массы m двух π^0 -мезонов в интервале $|t'| = 0 \div 1,5 \text{ (ГэВ/}c)^2$.

В полученном массовом спектре можно выделить четыре характерные области.

1. Область масс $400 \div 600 \text{ МэВ}/c^2$, где наблюдаемый пик обусловлен в основном событиями от K_s^0 -мезонов из реакции $\pi^- p \uparrow \rightarrow K_s^0 \Lambda, K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$ (эту реакцию мы рассмотрим в конце данного раздела).
2. Область масс $600 \div 1100 \text{ МэВ}/c^2$, в которой находится резонанс $f_0(975)$.
3. Область масс $1100 \div 1500 \text{ МэВ}/c^2$, где наблюдается большой пик от $f_2(1270)$ -мезона.
4. Область масс $> 1500 \text{ МэВ}/c^2$, где находится f_4 -мезон с массой $2030 \text{ МэВ}/c^2$.

5.1. Реакция $\pi^- p \uparrow \rightarrow f_2(1270)n$

Для анализа использовались 4γ -события (f_2 -мезон регистрировался в режиме распада $f_2 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$). На рис. 24 представлены энергетический и массовый спектры событий с отобранной парой π^0 -мезонов и распределение по $\cos\theta^*$. Полная ширина массового пика $m_{\pi^0\pi^0}$ в области f_2 -мезона составила $180 \text{ МэВ}/c^2$. Границы массового интервала для выделения f_2 -мезона составляли $1040 \div 1540 \text{ МэВ}/c^2$. Фон под массовым пиком слабо зависел от квадрата переданного импульса t' и составлял $20 \div 25\%$. Всего было зарегистрировано 100 тыс. событий с f_2 -мезоном [19,21,24].

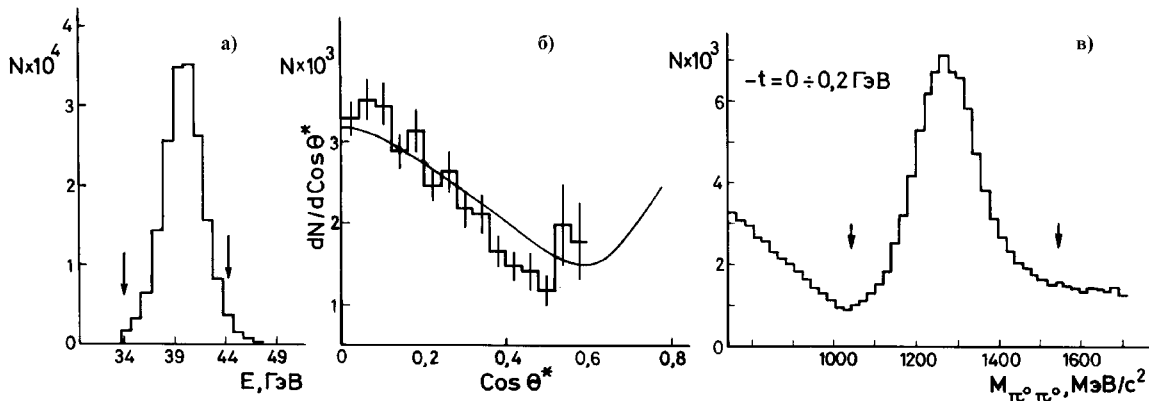


Рис. 24. Энергетический спектр событий с 4γ -квантами. Стрелками указаны границы отбора — (а); Распределение по $\cos\theta^*$ — (б); Распределение событий по эффективной массе $M_{\pi^0\pi^0}$. Стрелками указаны границы отбора f_2 -мезона — (в).

При определении эффективности регистрации f_2 -мезона учитывалась зависимость от $\cos\theta^*$. Эта зависимость имеет вид

$$W(\theta^*) = \rho_{22} \sin^4 \theta^* + \rho_{11} \sin^2 2\theta^* + 3\rho_{00} (\cos^2 \theta^* - 1/3)^2, \quad (17)$$

где элементы спиновой матрицы плотности ρ_{ij} брались из работы ²⁵, выполненной на пузырьковой камере при импульсах 12 и 15 $\text{ГэВ}/c$. Формула (17) использовалась

²⁵Alexander G. et al. - Nucl. Phys., 1977, v.B131, p.365.

при розыгрыше геометрической эффективности методом Монте-Карло с учетом аксептанса установки и процедуры восстановления электромагнитных ливней в детекторе. На рис. 24б показаны экспериментальные распределения по $\cos\theta^*$ в интервале $|t'| = 0,1 \div 0,2$ (ГэВ/с)², с которыми сравниваются результаты моделирования (сплошная линия). Аксептанс детектора обрезает распределение при $\cos\theta^* = 0,6$. Погрешность $\sim 25\%$, возникающая при экстраполяции в ненаблюдаемую область с помощью (17), дает основной вклад в ошибку сечения.

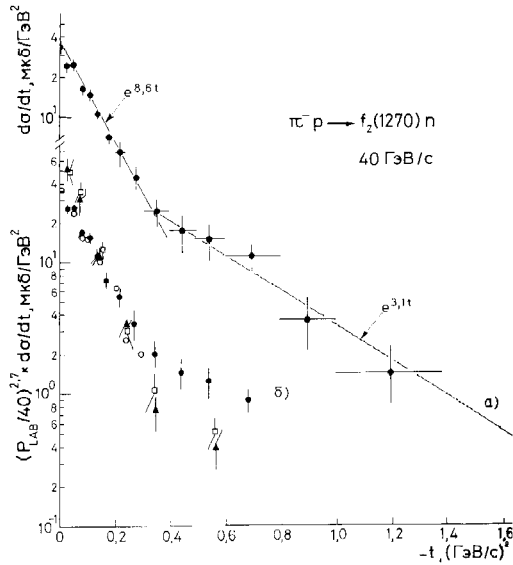


Рис. 25. Дифференциальное сечение реакции (5) при 40 ГэВ/с — (а); то же сечение вместе с нормированными по энергии распределениями при 8; 12 и 15 ГэВ/с — (б).

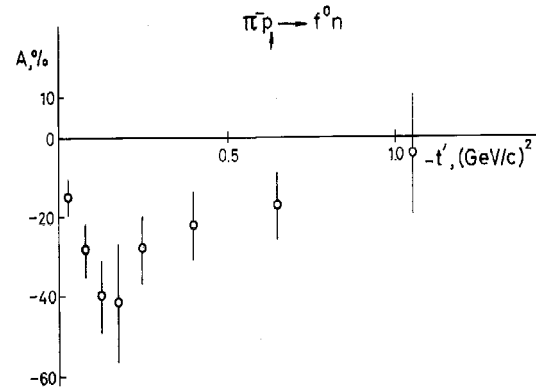


Рис. 26. Асимметрия в реакции (5) с f_2 -мезоном при импульсе 40 ГэВ/с.

На рис. 25а представлено дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ в реакции (5) при импульсе 40 ГэВ/с, а на рис. 25б — то же сечение вместе с нормированными по энергии распределениями при 8; 12 и 15 ГэВ/с. Характерной особенностью дифференциального сечения является изменение экспоненциального наклона в области $|t'| = 0,2 \div 0,4$ (ГэВ/с)², что впервые наблюдается в реакции (5). Универсальность излома $d\sigma/dt$ для зарядовообменных реакций, обнаруженных в ИФВЭ, рассматривалась в теоретических работах ²⁶. Полное сечение образования f_2 -мезона, поправленное на все моды распада равно $(4,2 \pm 0,2 \pm 1,1)$ мкбн.

На рис. 26 представлены результаты измерения асимметрии в реакции (5) при импульсе 40 ГэВ/с. Данные получены впервые. Здесь наблюдается значительная отрицательная величина асимметрии $\sim -40\%$ уже в области малых $|t'|$. Усредненное значение асимметрии по интервалу $0,05 \div 0,6$ (ГэВ/с)² равно $-(32 \pm 5)\%$.

²⁶Соловьев Л.Д., Шелкачев А.В. - ЯФ, 1982, т.32, с.732; Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - ЯФ, 1984, т.40, с.1008.

К сожалению, теоретические предсказания параметра асимметрии $A_{f_2}(t)$ для этой реакции отсутствуют.

5.2. Реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$

Для анализа использовались 4 γ -события, удовлетворяющие гипотезе $2\pi^0$ в соответствии с процедурой, описанной в начале главы. Всего было зарегистрировано 300 тыс. событий в интервале масс $300 \div 2100$ МэВ/ c^2 . Массовый спектр $m_{\pi^0\pi^0}$ отобранных событий представлен на рис. 22.

На рис. 27 представлены экспериментальные результаты по асимметрии в зависимости от массы $m_{\pi^0\pi^0}$ для различных интервалов t' [22,25].

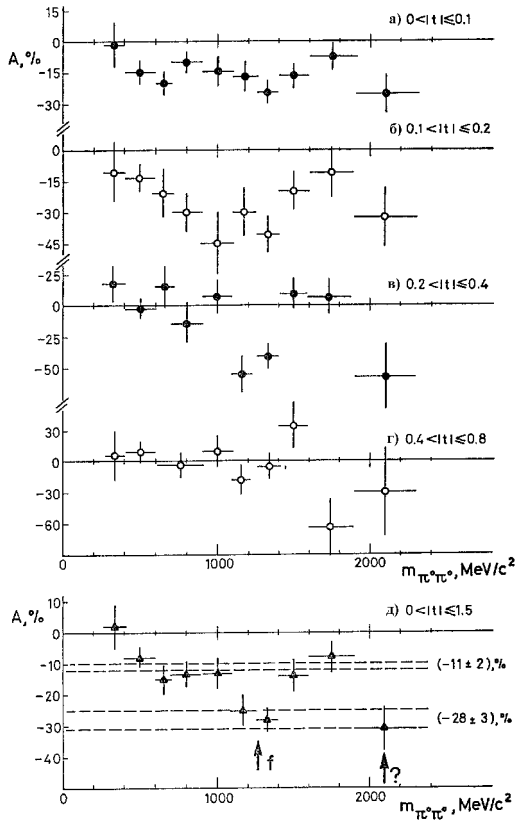


Рис. 27. Асимметрия $A(M_{\pi^0\pi^0}, t')$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ для различных интервалов t' .

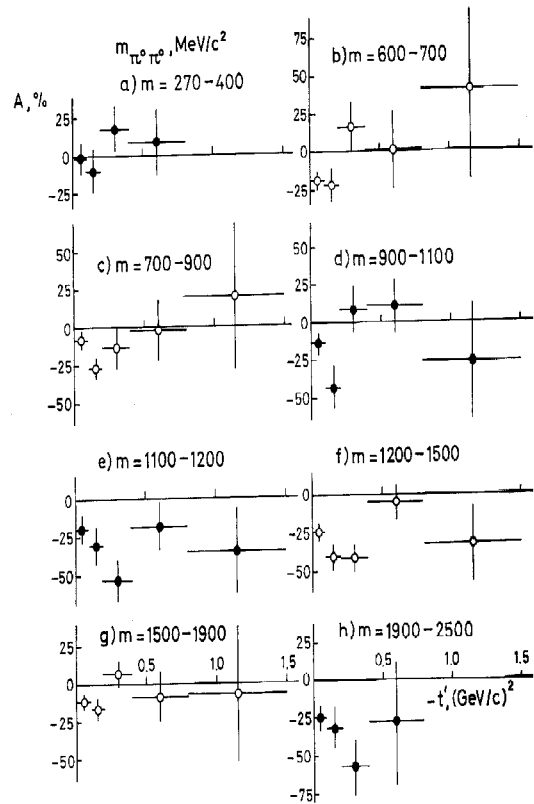


Рис. 28. Асимметрия $A(t', M_{\pi^0\pi^0})$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ для различных интервалов масс.

Целью данного исследования является измерение зависимости асимметрии в реакции (6) от массы нейтральной С-четной системы $\pi^0\pi^0$ в заданном интервале t' . В изучаемую область вносят вклад следующие состояния $\pi^0\pi^0$ -системы:

Состояние	J^P	Масса	Ширина
$f_0(975)$	0^+	975	33
$f_2(1270)$	2^+	1270	179
$f_4(2040)$	4^+	2040	150
$\pi^0\pi^0$ -фон	$(21)^+$	—	—

В области малых импульсов $|t'| < 0,2$ (ГэВ/с)² (рис. 27а, б) измерения наиболее статистически обеспечены. Они позволяют заключить, что асимметрия системы $\pi^0\pi^0$ в реакции (6) при 40 ГэВ/с является отрицательной независимо от массы $m_{\pi^0\pi^0}$ и изменяется в пределах от 0 до $-(30\div 40)\%$. При переданных импульсах $|t'| = 0,2\div 0,4$ (ГэВ/с)² (рис. 27в) величина и знак асимметрии сохраняются в области f_2 -мезона и f_4 -мезона. При $|t'| > 0,4$ (ГэВ/с)² (рис. 27г) асимметрия в пределах статистических ошибок равна нулю. На рис. 27д представлены усредненные значения асимметрии по всему интервалу $|t'|$. Среднее значение асимметрии составляет $-(13\pm 5)\%$ в области масс $600\div 1100$ МэВ/с², $-(26\pm 6)\%$ и $-(30\pm 7)\%$ в областях масс $f_2(1270)$ - и $f_4(2030)$ -мезонов.

Та же асимметрия представлена на рис. 28 в зависимости от t' для различных массовых диапазонов. Заметная отрицательная асимметрия наблюдается в области масс $600\div 1100$ МэВ/с² при $|t'| = 0,1\div 0,2$ (ГэВ/с)², а в области масс f_2 - и f_4 -мезонов — при значениях $|t'|$ до $0,5$ (ГэВ/с)².

На рис. 29 изображены планарные кварковые диаграммы с образованием зарядово-нейтральных систем $q\bar{q}$ и $qq\bar{q}\bar{q}$, соответствующие реакциям (2)÷(5) и (6). Экспериментальные данные указывают на то, что поляризационные асимметрии, соответствующие обоим диаграммам имеют тот же знак при малых $|t'|$. Это позволяет думать, что образование пары неполяризованных морских кварков $d\bar{d}$ не меняет механизма возникновения асимметрии, заключенного в обменном процессе между валентными кварками на больших расстояниях $\bar{u}u \uparrow \rightarrow \bar{d}d$. Тем не менее образование пары морских кварков $d\bar{d}$ нарушает компланарность плоскостей образования в кварковом подпроцессе и на адронном уровне. Это приводит к уменьшению спиновых эффектов в фоновом нерезонансном канале образования $\pi^0\pi^0$ -системы.

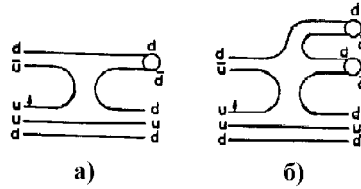


Рис. 29. Кварковая диаграмма образования $q\bar{q}$ - и $qq\bar{q}\bar{q}$ -систем в процессах (2)÷(6).

5.3. Реакция $\pi^- p \uparrow \rightarrow A_2 n$

Измерение асимметрии с образованием $A_2(1320)$ -мезона в процессах перезарядки проводится впервые. Мы могли исследовать только $A_2 \rightarrow \pi^0 + \eta$ моду распада,

используя 4γ -события. Для поиска нужной комбинации (из шести возможных) пар γ -квантов сначала проверялась гипотеза $\pi^0\pi^0$ согласно процедуре (15), так как доля таких событий превышала искомые в 15 раз. Если массы обеих частиц имели значение ниже $190 \text{ МэВ}/c^2$, такие события дальше не рассматривались.

И только если значение одной из масс превышало $190 \text{ МэВ}/c^2$, проводился тест на $\pi^0\eta$ -состояние, выбиралась лучшая комбинация функционала F . После предварительного отбора масс — π^0 -мезонов в интервале $80 \div 190 \text{ МэВ}/c^2$, η -мезонов в интервале $450 \div 650 \text{ МэВ}/c^2$, для этих событий строился спектр эффективных масс $m_{\pi^0\eta}$ (см. рис. 30). События, попавшие в массовый интервал $1180 \div 1460 \text{ МэВ}/c^2$, рассматривались как A_2 -мезоны, зарегистрированные в моде распада $A_2 \rightarrow \pi^0\eta$.

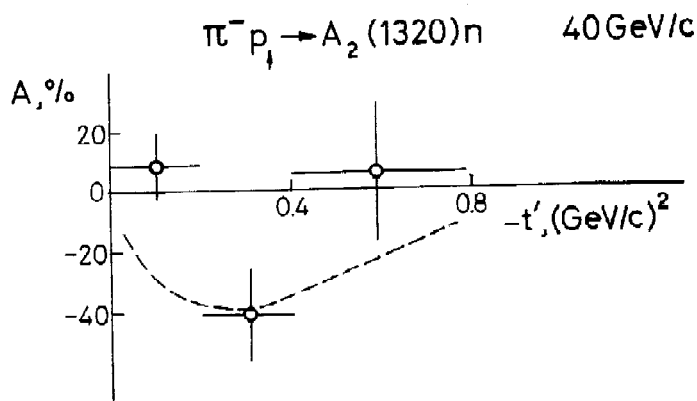
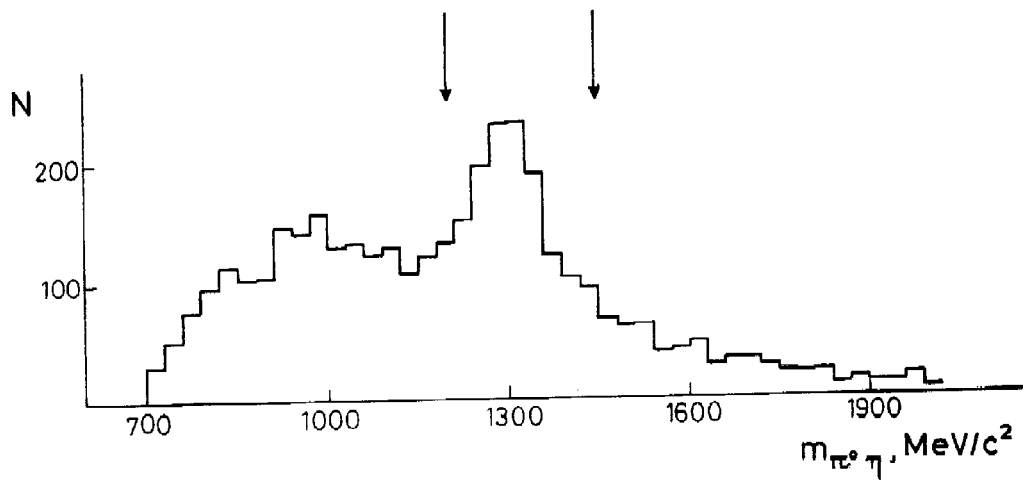


Рис. 30. Спектр эффективных масс $m_{\pi^0\eta}$ (верхний график); Асимметрия $A(t')$ в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow A_2 n$ при импульсе $40 \text{ ГэВ}/c$. Пунктирная линия проведена от руки по данным в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow f_2 n$.

Для отобранных событий проводилась стандартная процедура вычисления асимметрии. Усредненное значение фактора разбавления D (12) составляет $3,6 \pm 0,7$. На рис. 30 представлены результаты измерения асимметрии $A(t')$ в реакции (7). На

этом же рисунке приведены результаты асимметрии в реакции с образованием f_2 -мезона в виде пунктирной линии. Как видно из этих данных, качественного различия в поведении асимметрии в реакциях (5) и (7) не наблюдается.

В интервале $|t'| = 0,2 \div 0,4$ (ГэВ/с)² впервые наблюдается отличное от нуля значение асимметрии: $-(41 \pm 15)\%$ [26].

5.4. Реакция $\pi^- p \uparrow \rightarrow K_s^0 \Lambda$

В данном разделе представлены результаты измерения азимутальной асимметрии K_s^0 -мезонов в реакции (8) $\pi^- p \uparrow \rightarrow K_s^0 \Lambda$, $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ при импульсе 40 ГэВ/с в области квадратов переданных 4-импульсов $0 < |t'| < 1,5$ (ГэВ/с)². Асимметрия K -мезонов в реакции (1) равна поляризации Λ -гиперонов для этой же реакции ²⁷.

Ранее поляризация Λ -гиперонов в исследуемой реакции была измерена на водородной мишени при импульсах ниже 6 ГэВ/с. При этом поляризация гиперонов определялась из анализа асимметрии продуктов распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Асимметрия K_s^0 -мезонов в реакции (8) на поляризованной мишени измерена впервые. Полученные в данной работе результаты сравниваются с поляризацией гиперонов, измеренной при низких энергиях, и с существующими предсказаниями теоретических моделей.

Процесс выделения нейтральных каонов во многом похож на выделение пары $\pi^0\pi^0$ -мезонов, описанный в начале главы. Задача заключалась в поиске K_s^0 -мезонов, распадавшихся на лету на два π^0 -мезона. Для этого в каждом 4γ -событии рассматривались три возможные комбинации двух пар γ -квантов. Для каждой комбинации находилась продольная координата z (отсчитываемая от ЧСПП) вершины распада на два π^0 -мезона, при которой функция

$$F = [m_1(z) - m_o]^2 + [m_2(z) - m_o]^2 \quad (18)$$

принимала минимальное значение. В этом выражении $m_1(z)$ и $m_2(z)$ — массы систем, распавшихся на пару γ -квантов; m_o — табличное значение массы π^0 -мезона. Затем из трех комбинаций выбиралась одна с наименьшим значением F . Требовалось, чтобы величины F_{min} была меньше 1800 МэВ/с². В противном случае событие исключалось из дальнейшего анализа. Требовалось также, чтобы энергия 4γ -события была заключена в пределах $36 \div 44$ ГэВ.

Используя найденное значение z , мы определяем массу $m_{\pi^0\pi^0}$ распавшейся частицы с использованием ЗС-фита (фиксировались массы обоих π^0 -мезонов и импульс налетающего π^- -мезона), в соответствии с выражением (16).

Распределения числа событий по продольной координате z — точки распада системы на два π^0 -мезона и массе $m_{\pi^0\pi^0}$ представлены на рис. 31а и б. Максимум распределения по z соответствует координате мишени (9,2 м). Распределение несимметрично. Ясно видна область распада системы из $2\pi^0$ -мезонов между мишенью и ЧСПП. В массовом спектре виден четкий пик при 500 МэВ/с². Выделив события вне этого массового пика (заштрихованная область на рис. 31б), получаем

²⁷Биленький С.М. и др. - УФН, 1964, т.84, с.248.

симметричное распределение по z (заштрихованная область на рис. 31а) с максимумом в центре мишени и разрешением $\sigma \sim 0,45$ м. Это доказывает, что фоновые события (процесс $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$) имеют вершину распада в мишени. В то же время K_s^0 -мезоны распадаются не только в мишени, но и за ее пределами. Для выделения событий реакции (8) с малым уровнем фона вводилось обрезание по z (изображено стрелкой на рис. 31а). Вклад фона от распадов в мишени мал ($\sim 5\%$).

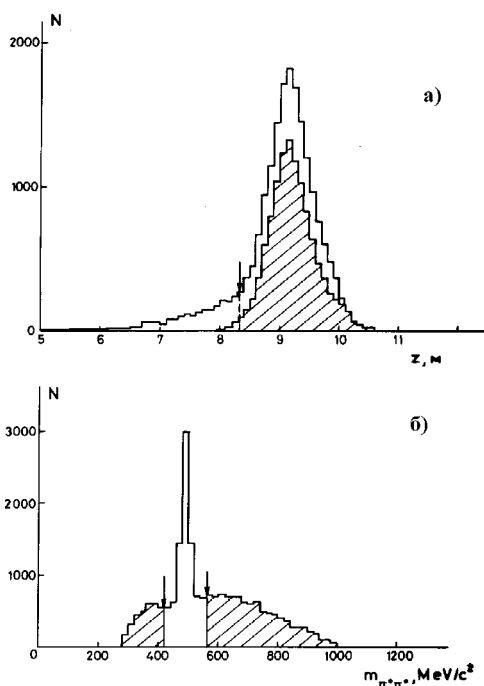


Рис. 31. Распределение числа событий N по продольной координате z вершины распада частицы на $2\pi^0$ -мезона — (а); Массовый спектр $\pi^0\pi^0$ -системы в области $200 \div 1000$ МэВ/ c^2 — (б).

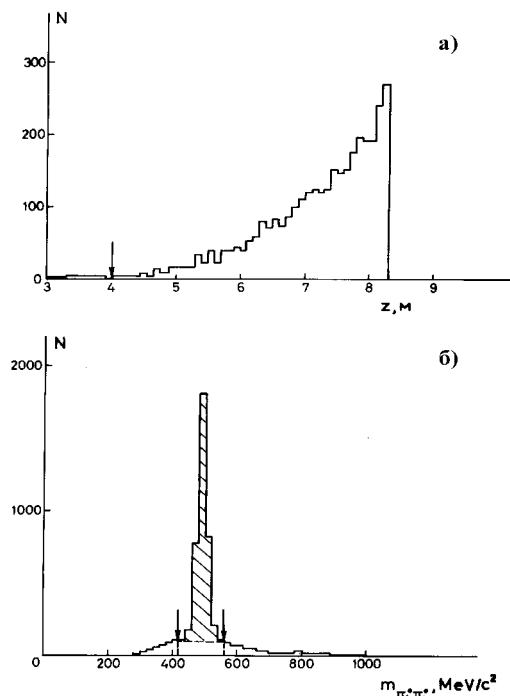


Рис. 32. Распределение числа событий N по продольной координате z вершины распада частицы на $2\pi^0$ -мезона ниже порога обрезания, показанного стрелкой на рис. 31а — (а); Массовый спектр $\pi^0\pi^0$ -системы — (б).

На рис. 32а показано распределение числа событий по координате вершины распада частицы на два π^0 -мезона ниже порога обрезания. Распределение экспоненциальное. Показатель экспоненты соответствует времени жизни K_s^0 -мезона. В массовом спектре этих же событий (см.рис. 32б) отношение сигнала к фону резко возросло по сравнению с этим же отношением на рис. 31б. Разрешение по массе $\sigma_m \sim 15$ МэВ/ c^2 . События внутри массового интервала, отмеченного стрелками на рис. 32б, рассматривались как распады K_s^0 -мезонов [9].

Для отобранных K_s^0 -мезонов определялся квадрат переданного 4-импульса t' , азимутальный угол вылета ϕ и накапливались матрицы (t', ϕ) отдельно для поло-

жительной и отрицательной поляризации мишени, а также для фоновой углеродной мишени. Затем по известным формулам (9)÷(11) определялась асимметрия $A(t')$.

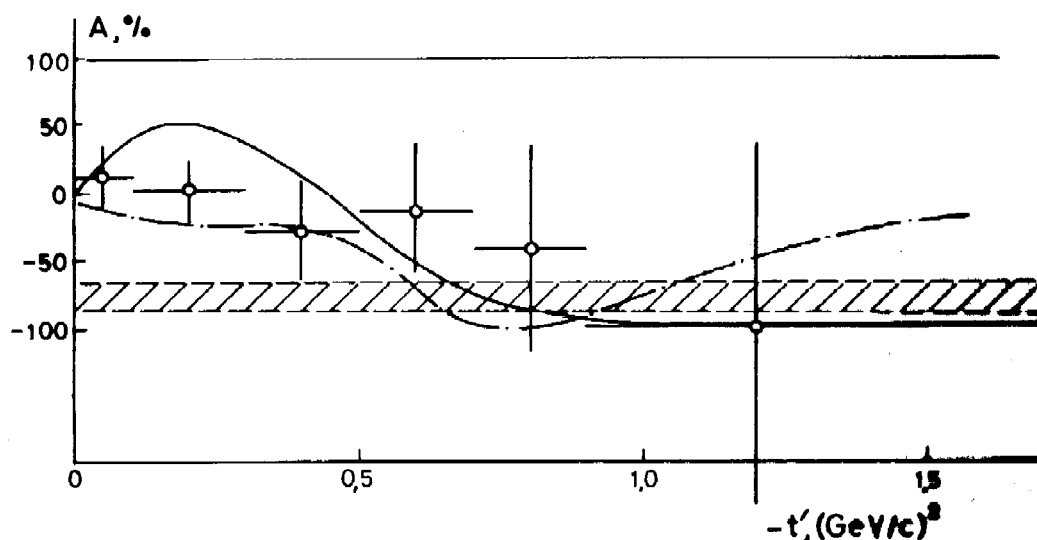


Рис. 33. Асимметрия $A(t')$ рождения K_s^0 -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow K_s^0 \Lambda$ при импульсе 40 ГэВ/с с предсказаниями различных моделей (см. текст).

На рис. 33 представлены результаты измеренной асимметрии в реакции (8) в зависимости от $|t'|$. Получено указание на отрицательную асимметрию в области от $0,3 < |t'| < 1,5$ (ГэВ/с)². Среднее значение асимметрии в этой области $A(t') = -(26 \pm 26)\%$.

Результаты измерений поляризации Λ -гиперонов при низких энергиях показали, что поляризация положительна при малых $|t'|$, меняет свой знак при $|t'| \sim 0,3$ (ГэВ/с)² и с ростом $|t'|$ принимает заметные отрицательные значения. Так, при импульсе 3 ГэВ/с²⁸ средняя величина поляризации равна $-(79 \pm 17)\%$ в области $0,5 < |t'| \leq 3,5$ (ГэВ/с)², а при импульсе 3,9 ГэВ/с²⁹ равна $-(46 \pm 23)\%$ в области $0,25 < |t'| \leq 1,5$ (ГэВ/с)². Новые результаты, полученные нами, указывают на то, что, по-видимому, поляризация Λ -гиперонов реакции (8) качественно не меняет своего поведения при импульсе 40 ГэВ/с [13].

На рис. 33 нанесены результаты предсказаний трех моделей. Сплошной линией представлены предсказания модели со слабым обменным вырождением K^* - и K^{**} -реджевских траекторий³⁰, штрихпунктирной линией — предсказания эйкональной модели³¹, полученные для импульса 6 ГэВ/с. В работе предполагается слабая энергетическая зависимость поляризации в диапазоне энергий 6÷40 ГэВ, поэтому результаты, полученные при 6 ГэВ, использованы для сравнения с нашими

²⁸Schwarz R. et al. - AIP Conf. Proc., 1983, N95, p.114.

²⁹Abramovich M. et al. - Nucl. Phys., 1971, v.B27, p.477.

³⁰Arestov Yu.I. et al. - Preprint ИЯЭ 83-124, Serpukhov, 1983.

³¹Аракелян Г.Г. и др. - ЯФ, 1983, т.38, с.1525.

экспериментальными данными. Заштрихованная область — предсказания модели цветных трубок ³², в которой постулируется возникновение пары странных кварков из вакуума.

Видно, что наблюдается заметное отклонение экспериментальных результатов от предсказаний модели цветных трубок при малых $|t'|$. При $|t'| > 0,3$ (ГэВ/с)² представленные данные не противоречат предсказаниям всех трех моделей. Однако достигнутая в данной работе статистическая точность не позволяет пока сделать однозначный выбор между моделями.

Заключение

Сформулируем основные результаты диссертации:

1. Разработана и создана триггерная система установки ПРОЗА, которая обеспечила необходимые условия проведения различных поляризационных и тестовых исследований в течение 20 лет.

2. Введена в строй быстродействующая система сбора данных, сократив мертвое время установки в 10 раз, обеспечив надежную работу установки с большими потоками данных при переходе на поляризационные исследования в инклюзивных реакциях. Разработанная автором система контроля позволила оперативно находить вышедшие из строя узлы установки, контролировать качество работы всех систем.

3. Разработана методика и программное обеспечение для проведения калибровки электромагнитного калориметра и получения необходимых параметров для дальнейшей обработки. Создан комплекс программ для первичной обработки данных и для получения физических результатов, с помощью которых получены результаты по всем изложенным физическим процессам.

4. Проведены исследования в следующих зарядовообменных процессах:

$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta n$	600	тыс. событий
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta' n$	15	тыс. — измерены впервые
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \omega n$	85	тыс. — измерены впервые
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow f_2 n$	100	тыс. — измерены впервые
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$	300	тыс. — измерены впервые
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow A_2 n$	4	тыс. — измерены впервые
$\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow K_s^0 \Lambda$	4	тыс. — измерены впервые

5. Основные результаты исследований:

- Впервые обнаружена существенная поляризация в реакции перезарядки с образованием η -мезона в широком интервале t ($0,05 < |t| < 1,6$ (ГэВ/с)²).

³²Andersson B. et al. - Preprint Lund Univ. LUTP 82-6.

- В области малых $|t|$ ($|t| < 0,4$ (ГэВ/с)²) поляризация отрицательна и равна $\sim 5\%$.
- С ростом $|t|$ до значений ~ 1 (ГэВ/с)² абсолютная величина поляризации имеет тенденцию к росту. Ее усредненное значение в интервале $0,8 < |t| < 1,6$ (ГэВ/с)² равно $-(44 \pm 11)\%$.
- Область изменения режима поляризации (убывание абсолютной величины после возрастания) совпадает с областью изменения экспоненциального наклона $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 1$ (ГэВ/с)².
- Данные указывают на изменение знака поляризации в области $|t|$ около $1,8$ (ГэВ/с)².
- Впервые измерена поляризация в зарядовообменной реакции с образованием η' -мезона. Получено указание на совпадение знаков поляризаций P_η и $P_{\eta'}$ в реакциях (2) и (3) в области малых $|t|$.
- Впервые измерена асимметрия в реакции перезарядки с образованием $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ — асимметрия отрицательна и составляет $-(22 \pm 4)\%$ в диапазоне $0,15 < |t'| < 0,75$ (ГэВ/с)².
- С ростом $|t'|$ абсолютное значение асимметрии возрастает и при $|t'| > 1$ (ГэВ/с)² наблюдается тенденция к изменению знака.
- Впервые измерена асимметрия в реакции перезарядки с образованием f_2 -мезона, наблюдается значительная отрицательная величина асимметрии около -40% уже в области малых $|t'|$. Максимальное значение поляризации совпадает с точкой излома в дифференциальном сечении.
- Впервые измерена асимметрия в реакции перезарядки с образованием пар π^0 -мезонов в широком диапазоне масс $300 \div 2500$ МэВ/с².
- Асимметрия $\pi^0\pi^0$ -системы отрицательна во всей исследуемой области масс. Среднее значение асимметрии составляет $-(11 \pm 2)\%$ во всем диапазоне масс, кроме областей f_2 и f_4 -мезона.
- Впервые измерена асимметрия в реакции перезарядки с образованием $A_2 \rightarrow \eta\pi^0$. Полученные данные указывают на наличие отрицательной асимметрии $-(41 \pm 15)\%$.
- Впервые измерена асимметрия в реакции перезарядки с образованием K_s^0 , которая совпадает с поляризацией Λ -гиперона. Получено указание на отрицательную асимметрию в области $0,3 < |t'| < 1,5$ (ГэВ/с)².

6. Наблюдаются значительные эффекты $20 \div 40\%$ как при малых, так и при больших $|t'|$.

7. t' -зависимость асимметрии для разных реакций различна.

8. В области малых $|t'|$ во всех реакциях асимметрия отрицательна, а для π^0 -мезона — положительна.

9. Наличие структуры (дип, излом) в дифференциальном сечении находит отражение в поведении $A(t')$.

10. Поляризация асимметрия не вымирает с ростом S .

11. Полученные данные по асимметрии дают уникальную информацию о спиновом взаимодействии частиц и являются чувствительным методом проверки современных моделей сильных взаимодействий.

12. Пока нет единой теоретической схемы, в рамках которой описывается вся совокупность наблюдаемых явлений, хотя есть определенные успехи в описании отдельных реакций, либо их особенностей.

Список литературы

- [1] В.Д.Апокин, А.Н.Васильев, Н.И.Вишневецкий, А.А.Деревщиков, В.В.Исаков, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Казаринов, Д.Б.Какауридзе, В.С.Киселев, В.А.Кренделев, М.А.Маслов, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, Ж.П.Мерло, А.И. Мысник, Е.Н.Монич, С.Б.Нурушев, Л.Б.Панферов, Д.Б.Приходько, В.Е.Постоев, И.К.Поташникова, А.Н.Прохоров, С.А.Садовский, А.И.Сарайкин, В.К.Семенов, В.В.Сиксин, Е.В.Смирнов, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, А.В.Старцев, И.Страхота, В.Г.Рыжов, В.И.Рыкалин, В.Н.Рыченков, В.Я.Углеков, Г.В.Хаустов, Б.А.Хачатуров, В.Н.Шелехов. Измерение поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсе 40 ГэВ/с (Предложение эксперимента ПРОЗА): Препринт ИФВЭ, Серпухов, 1976.
- [2] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, А.Н.Васильев, Н.К.Вишневецкий, К.И.Губриенко, А.А.Деревщиков, А.В.Екимов, С.А.Зелепукин, В.А.Кренделев, В.Г.Лапшин, В.А.Маишеев, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, С.Б.Нурушев, В.С.Петров, А.И.Ронжин, В.И.Рыкалин, В.Н.Рыченков, А.И.Сарайкин, В.С.Селезнев, В.К.Семенов, В.А.Сергеев, В.В.Сиксин, Ю.Н.Симонов, М.А.Слепцов, Е.В.Смирнов, М.М.Солдатов, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, А.М.Фролов, Ю.С.Ходырев, Б.В.Чуйко (ИФВЭ), Ю.Ш.Багатурия, Н.С.Борисов, Э.И.Бунятова, А.Г.Володин, Л.Н.Глонги, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Казаринов, В.С.Киселев, Ю.Ф.Киселев, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Г.Г.Мачарашвили, Б.С.Неганов, И.К.Поташникова, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров (ОИЯИ). Установка ПРОЗА для исследования поляризационных эффектов в зарядовообменных процессах: Препринт ИФВЭ 81-15, Серпухов, 1981.
- [3] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов. Реконструкция γ -квантов на установке ПРОЗА: Препринт ИФВЭ 82-29, Серпухов, 1982.
- [4] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов. Система физической обработки информации с установки ПРОЗА: Препринт ИФВЭ 82-30, Серпухов, 1982.
- [5] В.Д.Апокин, А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, С.Б.Нурушев, А.И.Сарайкин, Е.В.Смирнов, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Б.В.Чуйко. Измерение дифференциальных сечений перезарядки π^- – мезонов на углероде при импульсе 40 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 82-48, Серпухов, 1982; // ЯФ, 1982, 36, p.1191-1196.
- [6] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, Н.И.Беликов, А.В.Василевский, А.Н.Васильев, Ю.М.Гончаренко, А.А.Деревщиков, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, С.Б.Нурушев, А.И.Сарайкин, В.В.Сиксин, Е.В.Смирнов, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Б.В.Чуйко. Аппаратура для измерения поляризации в зарядовообменных реакциях: Препринт ИФВЭ 82-49, Серпухов, 1982.
- [7] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, А.Н.Васильев, Ю.М.Гончаренко, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, С.Б.Нурушев, Л.Б.Парфенов, А.Ф.Прудкогляд, А.И.Сарайкин, Е.В.Смирнов, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Б.В.Чуйко (ИФВЭ), Н.С.Борисов, Ю.М.Казаринов,

- В.Н.Матафонов, А.Б.Неганов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров (ОИЯИ), Г.Г.Мачарашвили (ИВФЭ ТГУ). Наблюдение поляризации в реакции $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ при импульсе 40 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 82-98, Серпухов, 1982; In: Proceeding of the International Symposium on High Energy Spin Physics, Brookhaven, USA, 1982, AIP Conference Proc., 1982, № 95, p.118-121.
- [8] A.N.Vasiliev, V.L.Solovianov. Polarization Effects in Charge Exchange Reactions at 40 GeV/c. – In: Proceeding of the International Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, 14-17 September, 1983, p.60-73.
- [9] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, С.Б.Нурушев, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов. Измерение асимметрии в реакции $\pi^- p \rightarrow K_0 \Lambda$ при импульсе 40 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 84-188, Серпухов, 1984; В кн.: Труды второго международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Протвино, 8-10 октября 1984г., Серпухов, 1985, с.52-59.
- [10] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, С.Б.Нурушев, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов. Наблюдение асимметрии в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при импульсе 40 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 84-189, Серпухов, 1984; В кн.: Труды второго международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Протвино, 8-10 октября 1984г., Серпухов, 1985, с.44-51.
- [11] V.D.Apokin, I.A. Avvakumov, N.I.Belikov, A.A.Derevshchikov, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, A.A.Morozov, A.I.Mysnik, S.B.Nurushev, A.F.Prudkoglyad, V.L.Rykov, V.V.Siksin, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov, A.N.Vasiliev, N.S.Borisov, Yu.M.Kazarinov, B.A.Khachaturov, M.Yu.Liburg, V.N.Matafonov, A.B.Neganov, B.S.Neganov, Yu.A.Usov, Yu.Sh.Bagaturia, L.N.Glonty, G.G.Macharashvili. Polarization Effects in Charge-Exchange Reaction at 40 GeV/c. - Journal De Physique, Colloque C2, supplement au № 2, 1985, v.46, p.C2-175-181.
- [12] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, Ю.Ш.Багатурия, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, А.Н.Васильев, Л.Н.Глонти, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, Г.Г.Мачарашвили, А.П.Мещанин, А.А.Морозов, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, Б.С.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.Л.Рыков, В.В.Сиксин, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Наблюдение асимметрии в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при импульсе 40 ГэВ/с. // ЯФ, 1985, т.42, с.1146-1151.
- [13] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, Ю.Ш.Багатурия, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, А.Н.Васильев, Л.Н.Глонти, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, Г.Г.Мачарашвили, А.П.Мещанин, А.А.Морозов, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, Б.С.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.В.Сиксин, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Измерение асимметрии в реакции $\pi^- p \rightarrow K_0 \Lambda$ при импульсе 40 ГэВ/с. // ЯФ, 1985, т.42, с.1152-1156.
- [14] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов. Обработка информации на границах электромагнитного калориметра типа ГАМС: Препринт ИФВЭ 85-91, Серпухов, 1982.
- [15] V.D.Apokin, Yu.I.Arestov, I.A.Avvakumov, Yu.Sh.Bagaturia, N.I.Belikov, N.S.Borisov, A.A.Derevshchikov, L.N.Glonty, O.A.Grachev, Yu.M.Kazarinov, B.A.Khachaturov, M.Yu.Liburg, G.G.Macharashvili, V.N.Matafonov, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, A.A.Morozov, A.I.Mysnik, A.B.Neganov, S.B.Nurushev, A.F.Prudkoglyad, V.L.Rykov, T.M.Sakhelashvili, V.V.Siksin, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov, A.N.Vasiliev, Yu.A.Usov, A.N.Vasiliev. Polarization Parameters in the Reactions $\pi^- p \rightarrow \eta n$ and $\pi^- p \rightarrow \eta' n$ at 40 GeV/c: Preprint IHEP 86-2, Serpuhkov, 1986; Z.Phys. C - Particles and Fields, 1987, v.35, p.173-179.
- [16] Н.И.Беликов, В.И.Иньшаков, Л.И.Куликова, А.П.Мещанин, С.Б.Нурушев, В.П.Романов, В.В.Скворцов, В.Л.Соловьянов, Е.А.Устинов, Н.Н.Чернявский. Манипулятор с программным

управлением для регулировки высоковольтного напряжения счетчиков многоканального детектора: Препринт ИФВЭ 86-65, Серпухов, 1986; // ПТЭ, 1987, №4, с.62-64.

- [17] И.А.Аввакумов, Н.И.Беликов, Ю.М.Гончаренко, А.П.Мещанин, С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов. Автоматизированная система калибровки и контроля параметров многоканального γ -детектора ЧСПП-800: Препринт ИФВЭ 86-66, Серпухов, 1986; // ПТЭ, 1987, №4, с.59-61.
- [18] V.D.Apokin, A.N.Vasiliev, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, S.B.Nurushev, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov. Polarization Effects in Charge-Exchange Reactions and Quark Models. - Preprint № 10200 submitted to the XXIII NER Conference, Berkeley, USA, July 1986.
- [19] В.Д.Апокин, Ю.И.Арестов, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, А.Н.Васильев, О.А.Грачев, А.А.Деревщиков, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.Л.Рыков, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Реакция $\pi^- + p \rightarrow f_2(1270) + n$ в области $-t < 2,0$ (ГэВ/с)² при импульсе 40 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 86-239, Серпухов, 1986; // ЯФ, 1988, т.47, с.1644-1648.
- [20] В.Д.Апокин, Ю.И.Арестов, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, А.Н.Васильев, О.А.Грачев, А.А.Деревщиков, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.Л.Рыков, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Квазипругая перезарядка отрицательных пионов на углероде в $\pi^-, \eta-, \eta'(958)-, \omega(783)-$ и $f_2(1270)-$ мезоны при импульсе 39,1 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 86-240, Серпухов, 1986; // ЯФ, 1987, т.46, с.1108-1116.
- [21] В.Д.Апокин, Ю.И.Арестов, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, А.Н.Васильев, О.А.Грачев, А.А.Деревщиков, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.Л.Рыков, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Z- зависимости дифференциальных и полных сечений в квазибинарных реакциях перезарядки на ядрах $\pi^- A_Z \rightarrow (\pi^0, \eta, \omega, f_2) + A_{Z-1}^*$ при импульсе 39,1 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 86-241, Серпухов, 1986; // ЯФ, 1987, т.46, с.1482-1491.
- [22] V.D.Apokin, N.I.Belikov, A.A.Derevshchikov, O.A.Grachev, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, A.I.Mysnik, S.B.Nurushev, A.F.Prudkogliad, V.L.Rykov, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov, A.N.Vasiliev, N.S.Borisov, Yu.M.Kazarinov, B.A.Khachaturov, M.Yu.Liburg, V.N.Matafonov, A.B.Neganov, Yu.A.Usov. Observation of the Assymetry in the Reaction $\pi^- p \rightarrow (\pi^0 \pi^0) n$: Preprint ИФВЭ 87-44, Serpukhov, 1987; // ЯФ. 1988, т.47, с.727-730.
- [23] Н.И.Беликов, А.Н.Васильев, Ю.М.Гончаренко, Ю.В.Ермолин, М.Ю.Матвеев, В.А.Сенько, В.Л.Соловьянов, А.Н.Сытин. Развитие системы съема информации установки ПРОЗА: Препринт ИФВЭ 87-58, Серпухов, 1987.
- [24] V.L.Solovianov. Study of Polarization Effects in Charge-Exchange Processes at IHEP Accelerator. - In: Proceeding of the 7-th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino (USSR), September 22-27, 1986, Serpukhov, 1987, Vol. I, p.26-40.
- [25] V.D.Apokin, Yu.I.Arestov, N.I.Belikov, A.A.Derevshchikov, O.A.Grachev, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, A.I.Mysnik, S.B.Nurushev, A.F.Prudkogliad, V.L.Rykov, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov, A.N.Vasiliev, N.S.Borisov, Yu.M.Kazarinov, B.A.Khachaturov, M.Yu.Liburg, V.N.Matafonov, A.B.Neganov, Yu.A.Usov. Assymetry in Pair Pion Production in Reaction $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 \pi^0 + n$ on Polarized Target at 40 GeV/c. - In: Proceeding of the 7-th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino (USSR), September 22-27, 1986, Serpukhov, 1987, Vol. II, p.65-67.

- [26] V.D.Apokin, Yu.I.Arestov, N.I.Belikov, A.A.Derevshchikov, O.A.Grachev, Yu.A.Matulenko, A.P.Meshchanin, A.I.Mysnik, S.B.Nurushev, A.F.Prudkoglyad, V.L.Rykov, L.F.Soloviev, V.L.Solovianov, A.N.Vasiliev, N.S.Borisov, E.I.Bunyatova, Yu.M.Kazarinov, B.A.Khachaturov, M.Yu.Liburg, V.N.Matafonov, A.B.Neganov, Yu.A.Usov, Yu.Sh.Bagaturia, G.G.Macharashvili. Asymmetry Measurements in Reaction $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow a_2(1320)n$ at 40 GeV/c. – In: Proceeding of the 7-th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino (USSR), September 22-27, 1986, Serpukhov, 1987, Vol. II, p.68-70.
- [27] И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, Н.И.Беликов, Н.С.Борисов, Э.И.Бунятова, А.Н.Васильев, Ю.М.Гончаренко, О.А.Грачев, А.А.Деревщиков, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.А.Морозов, А.И.Мысник, А.Б.Неганов, Б.С.Неганов, С.Б.Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, В.Л.Рыков, В.В.Сиксин, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров. Экспериментальная установка для изучения поляризационных эффектов в реакциях перезарядки заряженных мезонов в нейтральные конечные состояния. // ПТЭ, 1987, №5, с.46-50.

Рукопись поступила 11 февраля 1998 г.

В.Л. Соловьянов

Исследование поляризационных эффектов в зарядовообменных процессах на ускорителе ИФВЭ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 11.02.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 5,75. Уч.-изд.л. 4,4. Тираж 100. Заказ 56. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

