

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P1-86-498**

**ИССЛЕДОВАНИЕ КИРАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ  $\gamma \rightarrow 3\pi$   
В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
ПИОННЫХ ПАР ПИОНАМИ  
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР**

**1986**

Ю.М. Антипов<sup>1</sup>, В.А. Батарин<sup>1</sup>, В.А. Беззубов<sup>1</sup>, Н.П. Буданов<sup>1</sup>,  
 Ю.П. Горин<sup>1</sup>, Ю.А. Горнушкин, С.П. Денисов<sup>1</sup>, С.В. Клименко<sup>1</sup>,  
 И.В. Котов<sup>1</sup>, П.А. Кулинич, А.А. Лебедев<sup>1</sup>, Г.В. Мицельмахер,  
 А.Г. Ольшевский, Ф. Паломбо<sup>2</sup>, А.И. Петрухин<sup>1</sup>, Р.В. Пирцхалава<sup>3</sup>,  
 С.А. Половников<sup>1</sup>, В.Н. Ройнишвили<sup>3</sup>, Я. Седлак, Д.А. Стоянова<sup>1</sup>,  
 В.И. Травкин

Идея киральных аномалий была предложена <sup>1/1/</sup> для устранения противоречия между расчетом амплитуды процесса  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  с помощью алгебры токов и теоремы о частичном сохранении аксиально-векторного тока, с одной стороны, и экспериментальным значением времени жизни нейтрального пиона - с другой. Эта идея оказалась плодотворной, и в настоящее время аномалии играют важную роль в современных калибровочных теориях <sup>1/2/</sup>. В частности, в последнее время интенсивно развивается <sup>1/3/</sup> подход к описанию низкоэнергетического предела КХД с помощью эффективного кирального лагранжиана Весса - Zumino - Виттена, вывод которого <sup>1/4,5/</sup> опирается на гипотезу об аномалиях. Это делает актуальной задачу экспериментальной проверки гипотезы киральных аномалий.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию аномальной вершины  $\gamma \rightarrow 3\pi$  в реакции образования пионных пар пионами в кулоновском поле ядер в области малых инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$ -системы. Кратко результаты исследования были опубликованы ранее в работах <sup>1/6,7/</sup>.

## 1. КИРАЛЬНАЯ АНОМАЛИЯ В ВЕРШИНЕ $\gamma \rightarrow 3\pi$

1.1 В теории киральных аномалий процессы  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\gamma \rightarrow 3\pi$  и ряд других в низкоэнергетическом пределе полностью описываются петлевыми диаграммами (рис.1). При этом константы связи, входящие в амплитуды процессов  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $\gamma \rightarrow 3\pi$ , связаны соотношением

$$F^{3\pi}(0) = \frac{F^{\pi^0}(0)}{ef^2}, \quad (1)$$

где  $e = (4\pi\alpha)^{1/2}$ , а  $f$  — константа распада заряженного пиона.

Как неоднократно отмечалось <sup>1/10-14/</sup>, экспериментальная проверка теоремы (1) представляет специальный интерес как способ проверки гипотезы киральных аномалий. Амплитуда аномальных процессов,

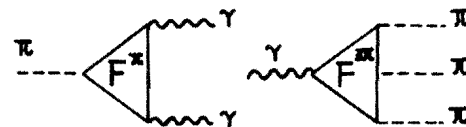


Рис.1. Диаграммы, описывающие в низкоэнергетическом пределе аномальные процессы:

- а)  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ;
- б)  $\gamma \rightarrow 3\pi$ .

<sup>1</sup>Институт физики высоких энергий, Серпухов

<sup>2</sup>ИНФН, Милан, Италия

<sup>3</sup>Институт физики АН ГрузССР

рассчитанная из петлевой диаграммы в кварковой модели, пропорциональна числу цветов кварков. Согласие расчета времени жизни  $\pi^0$ -мезона из диаграммы (рис.1) при числе цветов  $N_c = 3$  с экспериментальным значением рассматривается как подтверждение теории цветных кварков /15, 16/. Однако такой расчет опирается на гипотезу киральных аномалий. Поэтому подтверждение теории аномалий в других процессах, в частности  $\gamma \rightarrow 3\pi$ , существенно также и для проверки цветной SU(3)-теории /16/.

Низкоэнергетическая теорема (1) и киральный лагранжиан Весса - Зумино - Виттена дают для  $F^{3\pi}$  выражение /5, 8, 9/

$$F^{3\pi}(0) = \frac{e}{12\pi^2} \cdot \frac{N_c}{f^3}, \quad (2)$$

откуда при  $N_c = 3$  следует значение \*

$$F^{3\pi}(0) = 10,5 \pm 1,5 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (3)$$

### 1.2. Расчет $F^{3\pi}$ в других моделях.

Константа  $F^{3\pi}$  рассчитывалась в разное время и другими способами. Ранние расчеты рассмотрены в обзоре /11/. Полученные разными авторами значения колеблются в интервале  $1 \div 30 \text{ ГэВ}^{-3}$ . Так как многие используемые в этих расчетах модели в настоящее время не столь актуальны, мы не будем останавливаться на них. Рассмотрим лишь более поздние результаты теоретических работ. В работе /12/ выражение для  $F^{3\pi}$  в физической области получено в модели векторной доминантности, в работе /17/ — в модели составных мезонов, в работе /18/ — в кварк-виргонной модели. В нулевом пределе расчеты этих авторов дают значения  $F^{3\pi}(0)$ , близкие к (3):  $11,8$  /12/;  $11,5$  /17/;  $7,7$  /18/ (в  $\text{ГэВ}^{-3}$ ).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРШИНЫ $\gamma \rightarrow 3\pi$

2.1. Удобным способом исследования вершины  $\gamma \rightarrow 3\pi$  является реакция образования пионных пар пионами в кулоновском поле ядра /19-21/:

$$\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z). \quad (4)$$

Сечение реакции (4) может быть достаточно большим, так как пропорционально квадрату заряда ядра  $Z$  и связано с сечением процесса  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$  методом эквивалентных фотонов /22/:

\* Теоретическое значение  $F^{3\pi}$ , как это видно из (2), сильно зависит от  $f$ . Разные авторы используют для  $f$  значения от  $83 \text{ МэВ}$  /10/ до  $95 \text{ МэВ}$  /4/. Мы используем  $f = 90 \text{ МэВ}$ . С неопределенностью в значении  $f$  ( $\pm 5 \text{ МэВ}$ ) связана ошибка в (3), которая соответствует  $\sim 15\%$  точности низкоэнергетических расчетов.

$$\frac{d\sigma}{ds dt dq^2} = \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{(q^2 - q_{\min}^2)}{q^4} \frac{1}{(s - m_\pi^2)} \frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt}, \quad (5)$$

где (рис.2)  $s = (p_- + p_0)^2$ ,  $t = (p_- + p')^2$ ,  $p_-$ ,  $p'_-$  и  $p_0$  — 4-импульсы начального и конечных  $\pi$ -мезонов,  $q^2$  — квадрат переданного ядру импульса,  $q_{\min}^2 = \left(\frac{s - m_\pi^2}{2E}\right)^2$ ,  $E$  — энергия начального  $\pi^-$ -мезона. Для сечения реакции  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$  имеем /19, 21/

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt} = \frac{(F^{3\pi})^2}{128\pi} \cdot \frac{1}{4} (s - 4m_\pi^2) \sin^2 \theta; \quad (6)$$

$\theta$  — угол рассеяния  $\pi^-$ -мезона в с.ц.и.

Величина  $F^{3\pi}$  в физической области зависит от  $s$ ,  $t$  и  $q^2$ . Обычно полагается, что вблизи 0 эта зависимость слабая и при  $s, t, q^2 \ll m_\rho^2$

$$F^{3\pi}(s, t; q^2) \approx F^{3\pi}(0). \quad (7)$$

В реакции (4) фотон почти реален ( $q^2 \approx 0$ ), поэтому исследование процесса в области малых значений  $s$  и  $t$  переменных, где выполняется условие (7) и модельно зависимые поправки при переходе в физическую область малы, дает хорошую возможность измерения  $F^{3\pi}(0)$  и проверки теоремы (1)\*. Точность приближения (7) рассматривается в дальнейшем при обсуждении экспериментальных результатов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования реакции (4), которое проводилось параллельно с исследованием реакции радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядер (комpton-эффект на  $\pi$ -мезоне) /23-24/.

\* Переменная  $t$  связана с  $\theta$  соотношением

$$t = \frac{1}{2} \left[ 3m_\pi^2 - s + (s - m_\pi^2) \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{s}} \cos \theta \right].$$

В исследуемой области переменных ( $s < 10m_\pi^2$ ) имеем  $|t| \leq 3,5m_\pi^2 < s$ . Поэтому в дальнейшем основное внимание обращается на величину переменной 8.

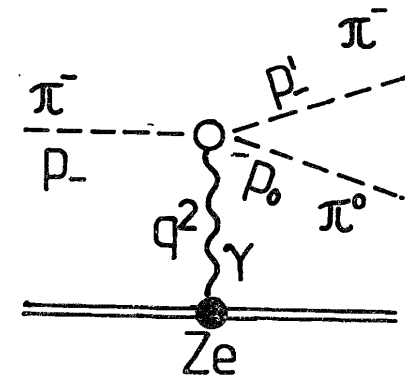


Рис.2. Диаграмма реакции  $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$  в кулоновском поле ядра.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился на спектрометре "Сигма" /25/, расположенном на пучке 40 ГэВ  $\pi^-$ -мезонов ускорителя ИФВЭ (Серпухов). Экспериментальная установка (рис.3) включала пучковую часть, ядерную мишень, магнитный спектрометр для регистрации заряженных частиц, детектор гамма-квантов. Подробное описание установки приводится в /25/, здесь описаны лишь существенные для изложения ее характеристики.

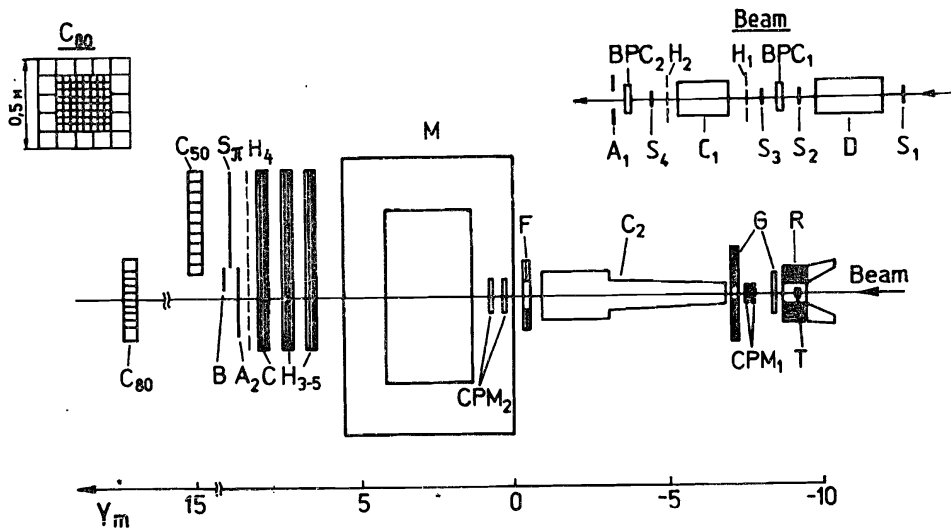


Рис.3. Схема экспериментальной установки.

#### 3.1. Пучковая часть

Пучок отрицательных частиц с импульсом 40 ГэВ/с, состав которого приведен в табл.1, фокусировался на мишень Т. Поток частиц, попадающих в мишень, определялся сцинтилляционными счетчиками  $S_1 - S_4$ ,  $A_1$ .  $\pi^-$ -мезоны выделялись при помощи газовых черенковских счетчиков: дифференциального D и порогового  $C_1$ . Интенсивность мониторингового сигнала "beam" =  $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot D \cdot C_1 \cdot A_1$  составляла  $10^6 \text{ с}^{-1}$ , разброс частиц по импульсам в пучке составлял  $\Delta p/p = \pm 2,5\%$ . Координаты и углы частиц в пучке измерялись при помощи сцинтилляционных годоскопов  $H_1$  и  $H_2$  и двух блоков пропорциональных камер  $BPC_1$  и  $BPC_2$  с разрешением:  $\sigma(x, z) = 0,6 \text{ мм}$ ,  $\sigma(\theta) = 0,12 \text{ мрад}$ .

Таблица 1

Сорт частиц	Состав пучка				
	$e^-$	$\mu^-$	$\pi^-$	$K^-$	$P^-$
Содержание, %	0,1	2,5	95,0	2,1	0,3

#### 3.2. Мишень. Охранная система

Основная статистика событий реакции (4) была набрана на мишенях C, Al и Fe. Мишени имели форму цилиндров  $\phi 70 \text{ мм}$  и толщину соответственно 0,29, 0,19 и 0,26 рад. ед. Мишень окружалась счетчиками антисовпадений R, G и F типа "сэндвич" (слой сцинтиллятор — вольфрам, сцинтиллятор — свинец), которые использовались для подавления фоновых событий с вылетом из мишени заряженных частиц и гамма-квантов под углом  $\theta \geq 12,5 \text{ мрад}$  относительно оси пучка.

Пороговый черенковский счетчик  $C_2$  работал в режиме антисовпадений с порогом для пионов 18 ГэВ и использовался в триггере для выделения взаимодействий в мишени.

Геометрия эксперимента была выбрана так, что после магнитного спектрометра области регистрации  $\pi^-$ -мезонов и фотонов от  $\pi^0$ -мезона не перекрывались. Для исключения событий с попаданием заряженных частиц в гамма-детектор использовался сцинтилляционный счетчик  $A_2$ , расположенный перед гамма-детектором. Сигнал со сцинтилляционного счетчика B, расположенного за магнитным спектрометром на пути пучка, запрещал формирование триггера при наличии непрореагировавших пионов. Импульсы от указанных счетчиков антисовпадений использовались для выработки логического сигнала "anti" =  $R + G + F + C_2 + A_2 + B$ .

#### 3.3 Магнитный спектрометр

Импульс рассеянного  $\pi^-$ -мезона измерялся при помощи магнитного спектрометра, состоящего из магнита М, системы пропорциональных камер  $CPM_{1,2}$  и системы искровых камер  $CH_{3-5}$ . Система пропорциональных камер  $CPM_{1,2}$  обеспечивала точности при измерении координат и углов рассеянных частиц:  $\sigma(x, z) = 0,6 \text{ мм}$ ,  $\sigma(\theta) = 0,12 \text{ мрад}$ . Проволочные искровые камеры с магнитоэлектрическим съемом информации обеспечивали восстановление углов траектории частицы с точностью  $\sigma(\theta) = 0,38 \text{ мрад}$ . Импульс заряженных частиц измерялся в приближении однородного магнитного поля с точностью  $\Delta p/p \leq 1\%$ .

Для временной привязки треков в искровых камерах использовались сцинтилляционные годоскопы  $S_\pi$  и  $H_4$ . Сигнал " $S_\pi$ " использовался также при формировании триггера.

### 3.4. Гамма-детектор

Для регистрации фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в реакции (4), использовался годоскопический черенковский спектрометр  $S_{80}$  (рис.3), имеющий апертуру  $50 \times 50 \text{ см}^2$ . Гамма-спектрометр был собран из 80 черенковских счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла, счетчики внешнего слоя (16 штук) имели размер  $10 \times 10 \times 42 \text{ см}^3$  ( $\sim 14$  рад. длин). Внутренние 64 счетчика имели геометрический размер радиаторов  $3,8 \times 3,8 \times 45 \text{ см}^3$  ( $\sim 15$  рад. длин).

Амплитуды анодных сигналов ФЭУ всех счетчиков измерялись при помощи преобразователей заряд — код. Импульсы с последних диодов внутренних 64 счетчиков пассивно суммировались, образуя сигнал " $E_\gamma$ ". Сигнал " $E_\gamma$ " дискриминировался на уровне, соответствующем энергии фотонов  $\geq 5$  ГэВ, и использовался при формировании триггера, тем самым требовалось попадание хотя бы одного фотона во внутренние 64 счетчика.

Координата  $\gamma$ -кванта во внутренних счетчиках вычислялась по центру тяжести ливня, с последующей коррекцией нелинейности. Ошибка в определении координаты  $\gamma$ -кванта во внутренних счетчиках составляла  $\sigma(x, z) = 0,3 \text{ см}$ . За координату фотона при регистрации его во внешнем счетчике принимался центр счетчика. Таким образом, ошибка в определении координаты во внешнем счетчике была  $\sigma(x, z) \sim 3 \text{ см}$ .

Энергетическое разрешение 64 внутренних счетчиков при калибровке их в электронном пучке с импульсом 26,6 ГэВ составляло  $\sigma(E)/E = 3,5\%$ . Энергетическое разрешение внешних 16 счетчиков при калибровке было того же порядка, однако оно сильно зависело от места попадания фотона в счетчик: чем ближе к краю счетчика, тем хуже разрешение  $\sim 25\%$ . Такой эффект был вызван главным образом "вытеканием" энергии из счетчика при попадании фотона в его край.

### 3.5. Триггер

Сигнал от пучковых сцинтилляционных и черенковских счетчиков " $beam$ ", от системы антисовпадательных счетчиков " $anti$ ", от сцинтилляционного годоскопа " $S_\pi$ ", а также сигнал " $E_\gamma$ ", требовавший существенного энерговыделения в  $\gamma$ -детекторе, использовались для формирования триггера:

"Триггер" = " $beam$ " · " $anti$ " · " $S_\pi$ " · " $E_\gamma$ ".  
Уровень триггера составлял  $\sim 10^{-5}$ .

## 4. АКСПТАНС УСТАНОВКИ

Акцептанс установки для регистрации процесса (4) определялся с помощью моделирования методом Монте-Карло. При расчете акцептанса учитывались геометрия установки, условия отбора событий, используемые в триггере, разрешение детекторов, а также многократное рассеяние  $\pi^-$  мезонов в мишени. Кинематические переменные разыгрывались в соответствии с дифференциальным сечением (5) — (6). Полученная зависимость акцептанса от  $s$  и  $q^2$  представлена на рис.4. Из рисунка видно, что акцептанс плавно меняется в интервале  $q^2 < 25 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ}/c)^2$ . Падение акцептанса в области больших  $s$  ограничивало интервал регистрируемых значений этой переменной интересующей областью малых инвариантных масс  $\pi^- - \pi^0$  системы. При моделировании параметры, характеризующие геометрию установки, варьировались, чтобы определить погрешность акцептанса, связанную с ошибками в их измерении. Ошибка в определении акцептанса не превышала  $\Delta\epsilon_a/\epsilon_a < 4\%$ .

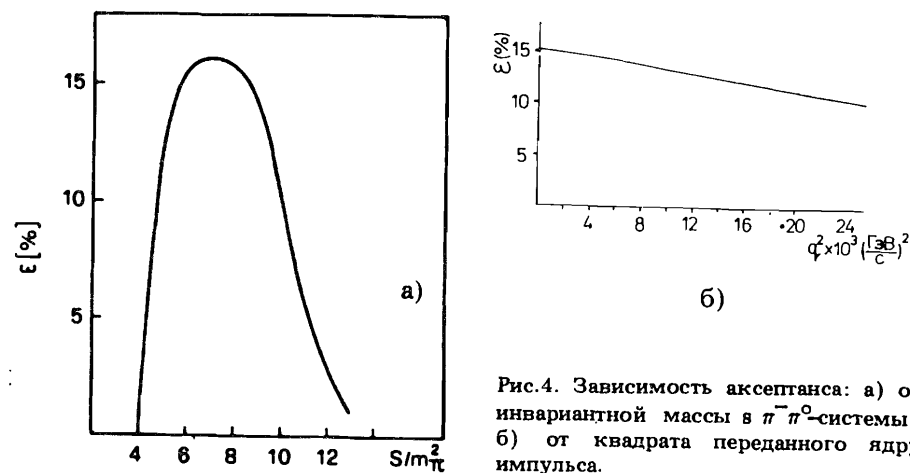


Рис.4. Зависимость акцептанса: а) от инвариантной массы в  $\pi^- \pi^0$ -системе; б) от квадрата переданного ядру импульса.

## 5. РАЗРЕШЕНИЕ УСТАНОВКИ

С помощью программы моделирования было также определено разрешение установки при измерении поперечной передачи импульса ядру. При расчете учитывались реальные погрешности в определении импульса первичных  $\pi^-$ -мезонов, координат и углов в трековых детекторах, точность определения координат и энергии фотонов в гамма-детекторе, многократное рассеяние  $\pi^-$ -мезона в мишени. Вклад различных характеристик установки в разрешение по переданному импульсу представлен в табл.2. Для определения  $\sigma(q_T)$  полу-

ченное при моделировании разности истинной передачи и искаженной разрешением фитировалось распределением Гаусса.

Таблица 2

Основные источники погрешности при измерении поперечного переданного импульса и их вклад в разрешение

Источник погрешности	Вклад в разрешение (МэВ/с)
Пространственное разрешение внешних счетчиков гамма-детектора	11
Энергетическое разрешение внешних счетчиков гамма-детектора	7
Множественное рассеяние в мишени	7
Погрешность измерения параметров треков в координатных детекторах	5
Пространственное разрешение внутренних счетчиков гамма-детектора	5
Энергетическое разрешение внутренних счетчиков гамма-детектора	3

В результате было получено значение  $\sigma(q_T) = (17 \pm 2)$  МэВ/с. Ошибка в  $\sigma(q_T)$  является систематической и определяется неточностью значений параметров установки, используемых при моделировании.

## 6. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Данная работа основана на статистике  $\sim 8 \cdot 10^{10}$   $\pi^-$ -мезонов, пропущенных через C, Al и Fe мишени, а также через "пустую" мишень. Записанная информация ( $\sim 1,1 \cdot 10^6$  триггеров) была обработана с помощью программы геометрической реконструкции [26]. В результате были восстановлены параметры треков заряженных частиц — первичного и рассеянного  $\pi^-$ -мезонов, а также энергии и координаты фотонов в гамма-детекторе. Отбор событий реакции (4) производился с помощью следующих критериев:

- только одна отрицательно заряженная частица с импульсом  $< 18$  ГэВ/с зарегистрирована в магнитном спектрометре;
- угол рассеяния  $\pi^-$ -мезона  $\theta_{\text{лаб}} > 3,5$  мрад (этот критерий использовался для более точного определения координат точки взаимодействия);

— треки первичного и рассеянного пионов хорошо "сшиваются" в мишени;

— в гамма-спектрометре зарегистрировано два фотона с энергией больше 2 ГэВ каждый.

Для отбора событий в распределении по эффективной массе 2 фотонов (рис.5) имеется пик, соответствующий  $\pi^0$ -мезону. Для событий из интервала

$$0,09 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0,17 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (9)$$

было построено распределение по полной энергии продуктов реакции  $E_{\text{tot}} = E_{\pi} + E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$  (рис.6), в котором наблюдается пик при 40 ГэВ с шириной, соответствующей энергетическому разрешению установки для реакции (4)  $\Delta E/E \sim 15\%$ . Для дальнейшей обработки были отобраны события из интервала:

$$35 \text{ ГэВ} < E_{\text{tot}} < 45 \text{ ГэВ}. \quad (10)$$

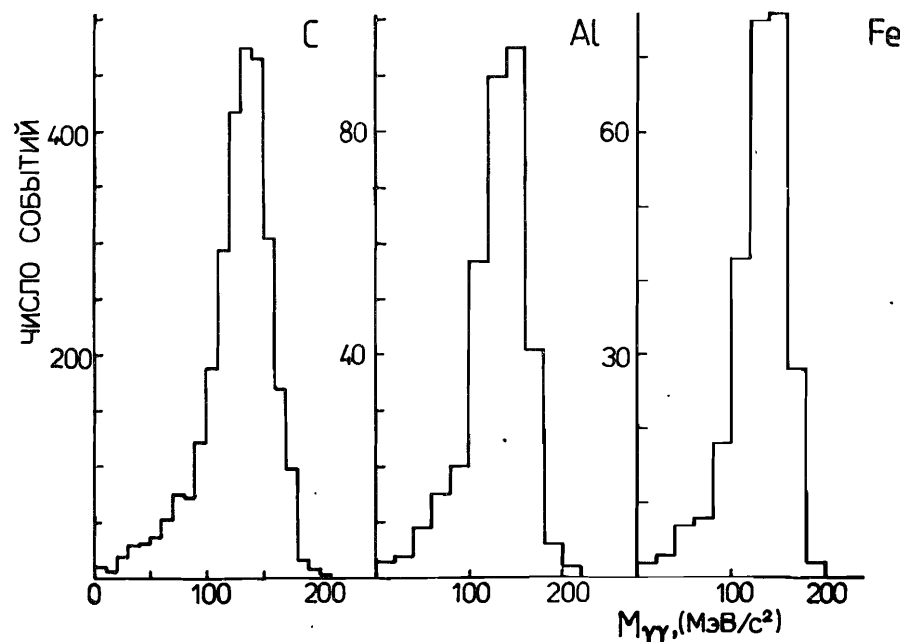


Рис.5. Распределение зарегистрированных событий по эффективной массе двух фотонов для разных ядер.

Эффективность отбора событий на каждом этапе обработки оценивалась с помощью программы моделирования. Путем введения

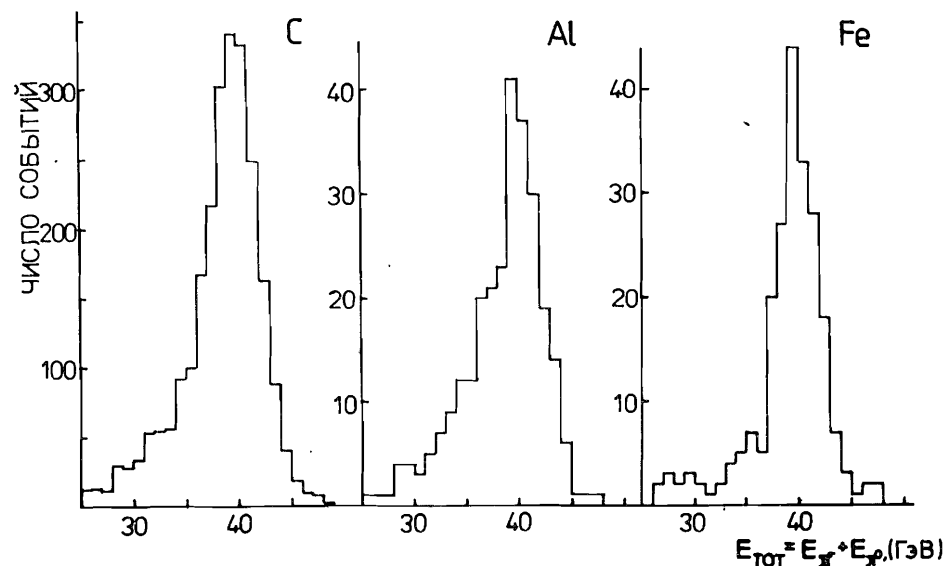


Рис.6. Распределение событий с  $\pi^0$  мезонами в конечном состоянии по полной энергии  $E_{tot} = E_{\pi^-} + E_{\pi^0}$ .

в программу экспериментальных погрешностей в определении кинематических переменных определялась возможная погрешность в определении эффективностей (табл.3).

Таблица 3

Эффективность отбора событий в программе обработки реакции (4).

Критерий отбора	Эффективность
$\theta_{\text{лаб}} > 3,5$ мрад	$0,98 \pm 0,01$
$E_{\gamma} > 2$ ГэВ	$0,99 \pm 0,01$
Отбор по координате точки взаимодействия в мишени	$0,96 \pm 0,02$
$35 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 45 \text{ ГэВ}$	$0,93 \pm 0,02$
$0,09 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0,17 \text{ ГэВ}/c^2$	$0,96 \pm 0,02$

События, принадлежащие одновременно интервалам (9) и (10), идентифицировались как события реакции (4). Из них были отобраны события с малой инвариантной массой  $\pi^-\pi^0$ -системы ( $s < 10m_{\pi}^2$ ).

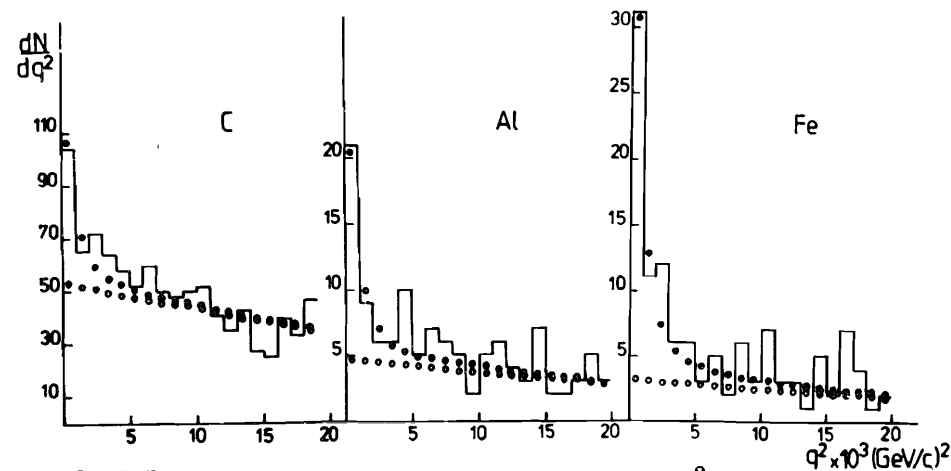


Рис.7. Экспериментальное распределение событий по  $q^2$ , для разных мишеней  $\bullet$  — фитирующая экспериментальное распределение сумма кулоновских событий и фона;  $\circ$  — вклад фона.

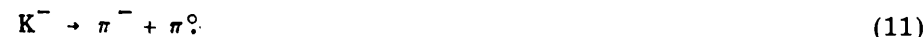
Для этих событий в распределении по  $q^2$ -квадрату переданного ядру импульса (рис.7) на всех ядрах хорошо виден характерный для кулоновских процессов пик в области малых передач. Ширина пика определялась разрешением установки. События, не принадлежащие интервалам (9) и (10), не дают и пика при малых передачах.

Изменение границ обрезания при отборе по  $M_{\gamma\gamma}$  и  $E_{tot}$  мало меняет распределение по  $q^2$ .

## 7. АНАЛИЗ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Малая величина сечения изучаемого процесса требовала специального внимания к фоновым процессам, сопровождающим кулоновское рождение пионных пар.

7.1. Фоновым процессом, который может имитировать пик при малых передачах импульса, характерный для исследуемого процесса, является распад  $K^-$ -мезонов, содержащихся в пучке (см. табл.1):



Для подавления этого фона в триггер были включены сигналы порогового и дифференциального черенковских счетчиков, что подавляло регистрацию процесса (11) более чем в  $10^5$  раз<sup>25/</sup>. Кроме того, акцептанс для пионных пар от распада  $K^-$ -мезона значительно меньше, чем для изучаемых значений  $s$  (рис.4). Обработка данных экспозиции без мишени показала, что фон от распада  $K^-$ -мезонов полностью

подавлен. Вывод о том, что отобранные события из пика малых передач не принадлежат (11), подтверждается и тем, что отобранные события образуют пик в распределении по координате точки взаимодействия, соответствующей положению мишени.

7.2. Сильные взаимодействия также могут давать вклад в когерентное образование пионных пар на ядрах. Пользуясь стандартной оптической моделью ядра, амплитуду этого процесса можно представить в виде /27/:

$$T_s = C_s \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{iq_L z} \int_R db b^2 J_1(q_T b) \vec{h} \cdot \vec{\nabla} \rho(\vec{r}), \quad (12)$$

где  $q_L$  и  $q_T$  — продольная и поперечная составляющие переданного импульса,  $b$  — прицельный параметр,  $\vec{h}$  — единичный вектор в направлении поперечной составляющей переданного импульса,  $\vec{\nabla} \rho(\vec{r})$  — градиент ядерной плотности,  $C_s$  — нормировочная константа.

Для дифференциального сечения когерентного рождения пионных пар, таким образом, имеем:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = |T_c + e^{i\phi} T_s|^2, \quad (13)$$

где  $T_c$  — кулоновская амплитуда,  $\phi$  — относительная фаза.

Сечение кулоновского процесса (4) растет с ростом энергии как  $\sim \log E$ , в то время как сечение образования пионных пар в сильном поле ядра падает как  $\sim 1/E$ . При начальной энергии 40 ГэВ кулоновский пик уже достаточно хорошо выделяется, а события рождения пионных пар в сильном поле дают вклад в подложку под пиком. Отношение сечения кулоновского процесса к уровню фона когерентного образования в сильном поле зависит также от заряда и растет как  $\geq Z^2/A^{4/3}$ . Поэтому в экспериментальном распределении  $dN/dq^2$  подложка под пиком для углерода заметно больше, чем для других, более тяжелых ядер. Возможное образование пионных пар в сильном поле ядра учитывалось при фитировании экспериментальных данных (см. раздел 8). При расчетах для ядерной плотности использовалось распределение Ферми:

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp((r - c)/a)) \quad (14)$$

с параметрами:  $c = 1,1 A^{1/3}$  фм,  $a = 0,55$  фм, а ядро полагалось полностью поглощающим с радиусом

$$R = (c^2 + \frac{7}{3} (\pi a)^2)^{1/2}.$$

В этом предположении в соответствии с (12) была рассчитана таблица значений  $T_s$  в интервале  $q^2 < 25 \cdot 10^{-3}$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, которая ис-

пользовалась для получения значений  $T_s$  в дальнейшем при обработке данных.

7.3. В экспериментальном распределении могут быть события, в которых образовалось более чем два  $\pi$ -мезона, но часть продуктов реакции не зарегистрирована в установке. Фон такого рода подавлялся охранной системой, запрещавшей регистрацию событий, в которых частицы не попадают в апертуру установки. Кроме того, такие события подавлялись при отборе по  $M_{\pi\pi}$  и  $E_{tot}$ . И наконец, такой фон не дает, вообще говоря, пика в области малых передач.

Возможный вклад подобных событий учитывался при обработке данных. Уровень этого фона в исследуемом интервале  $q^2$  полагался постоянным и равным  $C_0$ .

## 8. ФИТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

8.1. С учетом вклада обсуждаемых в предыдущем разделе фоновых процессов дифференциальное сечение рождения пионных пар на ядрах можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{ds dt dq^2} = (F^{3\pi})^2 T_c'^2 + C_s^2 T_s'^2 + 2C_s F^{3\pi} \cdot |T_c'| \cdot |T_s'| \cdot \cos \phi + C_0 \quad (16)$$

где  $T_c' = T_c / F^{3\pi}$  и  $T_s' = T_s / C_s$ .

Для определения полного сечения кулоновского рождения пионных пар и константы  $F^{3\pi}$  распределение зарегистрированных событий по  $q^2$  фитировалось расчетным распределением, полученным из (16) с учетом акцептанса и разрешения установки. Параметрами фита были входящие в (16)  $F^{3\pi}$ ,  $C_s$ ,  $\phi$  и  $C_0$ . Для связи распределения числа событий с дифференциальным сечением использовалась нормировка на одновременно изучавшийся в эксперименте процесс — радиационное рассеяние пионов в кулоновском поле ядер /23-24/ (см. п. 8.3).

8.2. С учетом акцептанса и разрешения установки соответствующее наблюдаемому распределению событий сечение рождения пионных пар можно найти как

$$\frac{d\sigma_{набл.}}{dq^2} = \int d^2 q_T R(\vec{q}_T, \vec{q}_T') \int \frac{d\sigma}{ds dt dq^2} \epsilon(s, t, q^2) dt ds, \quad (17)$$

где  $\frac{d\sigma}{ds dt dq^2}$  определяется (16),  $\epsilon(s, t, q^2)$  — акцептанс установки.



Функция разрешения установки  $R(\vec{q}_T, \vec{q}'_T)$  использовалась в виде двумерного распределения Гаусса:

$$R(\vec{q}_T, \vec{q}'_T) = \frac{1}{2\pi\sigma^2(q_T)} \exp\left[-\frac{|\vec{q}_T - \vec{q}'_T|^2}{2\sigma^2(q_T)}\right], \quad (18)$$

где  $\vec{q}'_T$  и  $\vec{q}_T$  — соответственно истинная и искаженная разрешением поперечная составляющая передачи импульса.

Сечение (17) рассчитывалось методом Монте-Карло. При расчете сечение усреднялось в соответствии с бином экспериментального распределения.

8.3. Реакция радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядра



изучалась на статистике в  $\sim 10^2$  раз большей по сравнению с числом событий реакции (4). При этом реакция (19) является чисто электродинамическим процессом и с точностью до малой поправки поляризуемости<sup>/24/</sup> рассчитывается теоретически. Измеренное сечение процесса (19) хорошо согласуется с теоретическим<sup>/23/</sup>. Поэтому нормировка на этот процесс позволяет подавить возможные систематические ошибки в мониторинговании, в оценке эффективности работы детекторов и эффективности геометрической реконструкции треков.

Нормировочный коэффициент, связывающий сечение с числом зарегистрированных событий, определялся выражением

$$C_n = \frac{N_1}{\sigma_1} \frac{\epsilon_{p2}}{\epsilon_{p1}} \frac{\epsilon_{02}}{\epsilon_{01}}, \quad (20)$$

где  $\sigma_1$  — рассчитанное<sup>/23/</sup> сечение реакции (19) с учетом геометрического акцептанса установки,  $N_1$  — соответствующее  $\sigma_1$  число зарегистрированных событий<sup>/23-24/</sup>,  $\epsilon_{02}$  и  $\epsilon_{01}$  — эффективности отбора событий реакций (4) и (19) соответственно;  $\epsilon_{p2}$  и  $\epsilon_{p1}$  — эффективности регистрации в установке продуктов реакций (4) и (19).

Поскольку реакция (4) отличается от реакции (19) только наличием второго фотона, для отношения эффективностей регистрации имеем

$$\epsilon_{p2} / \epsilon_{p1} = \epsilon_\gamma, \quad (21)$$

где  $\epsilon_\gamma$  — вероятность "непоглощения" фотона в веществе мишени

и установки. Величина  $\epsilon_\gamma$  определялась как<sup>/29/</sup>

$$\epsilon_\gamma = \exp\left(-\frac{7}{9}L\right), \quad (22)$$

где  $L$  — количество вещества в радиационных длинах на пути фотона. При расчете в  $L$  включалась половина толщины мишени,  $\sim 15$  м воздуха, вещество трековых детекторов на пути фотонов. В результате мы имели  $\epsilon_\gamma$  для разных мишеней: С —  $0,79 \pm 0,01$ , Al —  $0,82 \pm 0,01$ , Fe —  $0,80 \pm 0,01$ .

Эффективность отбора событий реакций (4) и (19) также входят в (20) в виде отношения, поэтому учитывались только эффективности критериев отбора, которые отличались для обоих процессов. Входящие в  $\epsilon_{02}$  эффективности приведены в табл.3. В  $\epsilon_{01}$  входят эффективности отбора, использованные при обработке данных реакции (19). Окончательно имеем  $\epsilon_{02} / \epsilon_{01} = 0,97 \pm 0,03$ .

Погрешность в определении  $C_n$  составила  $\sim 4\%$  и в дальнейшем вошла в систематическую ошибку результата.

8.4. В результате фита экспериментального распределения событий по  $q^2$  расчетным распределениям суммы кулоновских и фоновых событий были получены значения  $F^{3\pi}$  для разных ядер (табл.4). На рис.7 показаны фитирующее расчетное распределение и вклад фоновых процессов (включая интерференционный член). Изменение интервала  $q^2$ , в котором фитируются данные, ширины бина экспериментального распределения, а также фит без неупругого фона не приводит к заметному изменению результата для  $F^{3\pi}$ . Во всех случаях мы имели приемлемый  $\chi^2$ . Несущественные параметры  $C_s$ ,  $\phi$  и  $C_0$  определялись с большой ошибкой. Это связано с тем, что эти параметры определяются областью вне кулоновского типа, где экспериментальное распределение гладкое и менее статистически обеспечено. Попытка фита экспериментального распределения без кулоновского вклада для всех ядер имеет уровень достоверности менее  $10^{-6}$ . Фитирование проводилось также и для других значений параметра разрешения  $\sigma(q^2)$ . Было найдено, что  $\sim 10\%$  погрешность этого параметра дает вклад в систематическую ошибку результата  $0,3$  ГэВ<sup>-3</sup>.

Таблица 4

Мишень	Результаты фитирования		
	$F^{3\pi}$ , (ГэВ <sup>-3</sup> )	$\sigma^2$ , (нб)	$\sigma/Z^2$ , (нб)
С	$13,4 \pm 1,8$	$64 \pm 20$	$1,78 \pm 0,47$
Al	$12,4 \pm 1,4$	$260 \pm 57$	$1,54 \pm 0,34$
Fe	$12,9 \pm 1,5$	$1110 \pm 250$	$1,64 \pm 0,37$

Усредняя значения  $F^{3\pi}$ , полученные на разных ядрах, имеем

$$F^{3\pi} = 12,9 \pm 0,9 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (23)$$

Ошибка является статистической. Погрешность в определении аксептанса ( $\sim 4\%$ ) приводит к систематической ошибке в  $F^{3\pi}$   $0,2 \text{ ГэВ}^{-3}$ . Погрешность в значении нормировочного коэффициента  $\Delta C_H/C_H = 4\%$  дает вклад в систематическую ошибку  $F^{3\pi}$   $0,3 \text{ ГэВ}^{-3}$ . Вместе с ошибкой от неточного значения параметра разрешения суммарная систематическая ошибка в значении  $F^{3\pi}$  составила  $0,5 \text{ ГэВ}^{-3}$ .

По результатам фита было также определено полное сечение реакции (4) в области  $s < 10 m_\pi^2$ ,  $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ/с})^2$  (табл.4). Полученные значения  $\sigma$  согласуются с нашими ранними результатами/6/ исследования процесса (4), где использовалась упрощенная процедура учета фоновых процессов. Из рис.8 видно, что полученные значения  $\sigma$  хорошо согласуются с теоретической  $Z^2$  зависимостью. Усредняя значения  $\sigma/Z^2$ , полученные на разных ядрах, имеем

$$\sigma/Z^2 = 1,63 \pm 0,23_{\text{стат}} \pm 0,13_{\text{сист}} \text{ (нб)}. \quad (24)$$

Для построения распределения кулоновских событий по  $s$  фон сильных взаимодействий, в соответствии с определенным при фите поведением, был вычтен из пика малых передач дифференциально по  $s$ . Полученное распределение согласуется с теоретическим, вычисленным с учетом аксептанса (рис.9).

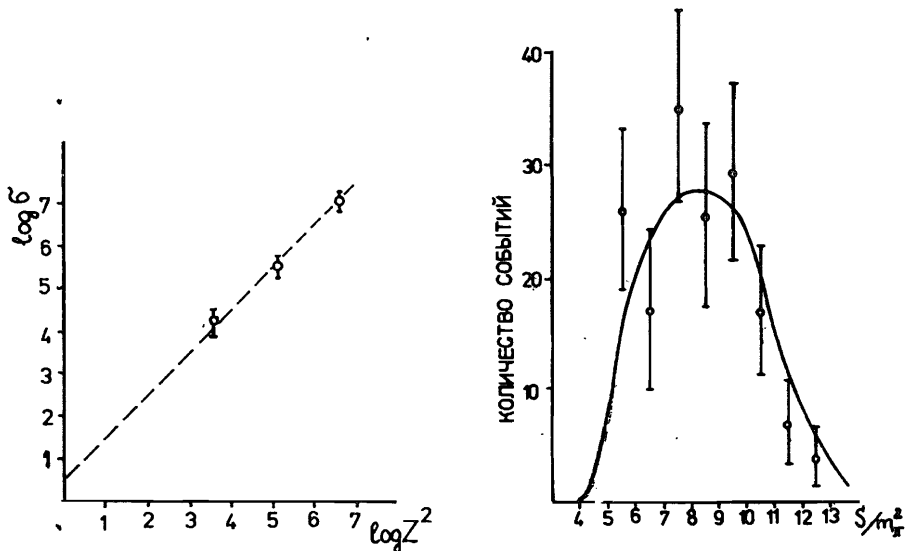


Рис.8. Зависимость измеренного сечения реакции (4) от  $Z^2$  (ошибки статистические).

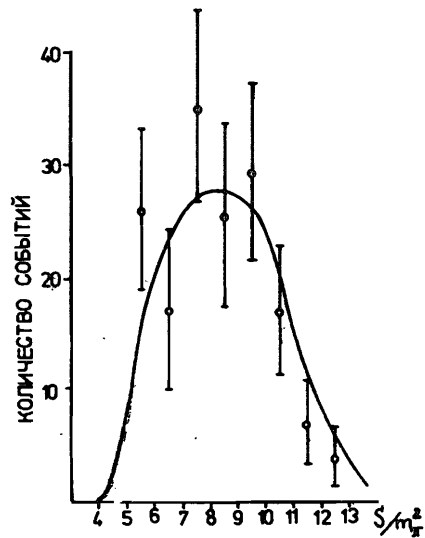


Рис.9. Распределение событий реакции (4) по  $s (q^2 < 2 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ/с})^2)$ .

## 9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как уже обсуждалось, значение  $F^{3\pi}$ , вообще говоря, зависит от  $s, t$  и  $q^2$ . В низкоэнергетических вычислениях полагается, что при переходе от физических значений переменных к нулевому пределу  $F^{3\pi}$  меняется плавно, и поэтому для измеренного нами в области  $s < 10 m_\pi^2$  значения  $F^{3\pi}$  можно считать  $F^{3\pi} \approx F^{3\pi}(0)$ . Для оценки точности этого приближения можно, например, воспользоваться экстраполяцией /8/:

$$F^{3\pi}(s, t; q^2) = F^{3\pi}(0) \cdot \left[ 1 + C_\rho \left( \frac{s}{m_\rho^2 - s} + \frac{t}{m_\rho^2 - t} + \frac{u}{m_\rho^2 - u} \right) + C_\omega \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} \right]. \quad (25)$$

Выражение (25) учитывает возможный вклад в амплитуду процесса состояний с промежуточными  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонами. Последний член в нашем случае, когда фотон почти реальный, пренебрежимо мал и составляет  $\sim 1\%$  ( $|C_\omega| \approx 3^{1/8}$ ,  $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ/с})^2$ ).

Для  $C_\rho$  имеем:

$$C_\rho = \frac{2 \cdot |g_{\rho\pi\pi}| \cdot |g_{\rho\pi\gamma}|}{m_\rho^3 F^{3\pi}(0)} e^{i\psi}, \quad (26)$$

где  $g_{\rho\pi\pi}$  и  $g_{\rho\pi\gamma}$  — константы связи, определяемые через парциальные ширины  $\rho$ -мезона:

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2 m_\rho}{48\pi} \left( 1 - 4 \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} \right)^{3/2},$$

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = \frac{g_{\rho\pi\gamma}^2 m_\rho}{96\pi} \left( 1 - \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} \right)^3, \quad (27)$$

$\psi$  — неизвестная относительная фаза констант связи, входящих в (26). Используя данные /30/, получаем:  $|g_{\rho\pi\pi}| = 6,1$ ;  $|g_{\rho\pi\gamma}| = 0,17$ . Подставляя  $F^{3\pi}$  в виде (25) в (6) и интегрируя сечение (5) в исследуемой области, можно найти теоретическое значение сечения  $\sigma/Z^2$ :

$$\sigma/Z^2 = 9,8 \cdot 10^{-3} [(F^{3\pi}(0))^2 + 1,9 F^{3\pi}(0) \cos \psi + 1,0] \text{ (нб)}. \quad (28)$$

Из сравнения (28) с экспериментальным значением сечения (24), зная фазу  $\psi$ , можно определить  $F^{3\pi}(0)$ . Считая фазу полностью неопределенной, можно оценить возможное отклонение значения (23) от  $F^{3\pi}(0)$ . Оно составляет  $\sim 1,0 \text{ ГэВ}^{-3}$ , что соответствует точности низкоэнергетических расчетов.

В работах /12, 17, 18/ дано выражение для  $F^{3\pi}$  в физической области переменных. Сечение процесса (4), рассчитанное с использо-

ванием  $F^{3\pi}$  из этих работ, также находится в хорошем согласии с полученным экспериментальным значением (24)  $\sigma/Z^2 = 1,5 \text{ нб}^{/17/}$ ;  $1,4 \text{ нб}^{/18/}$  и  $1,75 \text{ нб}^{/12/}$ .

## 10. ДРУГИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВЕРШИНЫ

$\gamma \rightarrow 3\pi$

Впервые попытка экспериментальной оценки константы  $F^{3\pi}$  была сделана<sup>/30/</sup> при изучении вклада однопионного обмена в реакцию



Полученное значение  $F^{3\pi} = 360 \pm 40 \text{ ГэВ}^{-3}$  находится в сильном противоречии как со всеми теоретическими расчетами, так и с нашим значением (23).

Реакция неупругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на атомных электронах



была предложена для изучения вершины  $\gamma \rightarrow 3\pi$  в работе<sup>/12/</sup>. Малая величина сечения и фон других процессов делают экспериментальное изучение этой реакции сложной задачей. Тем не менее в эксперименте NA-7 (ЦЕРН) эта реакция изучалась. Вскоре после нашей первой работы<sup>/6/</sup> были опубликованы результаты этого эксперимента<sup>/81/</sup>. Хотя значение константы  $F^{3\pi}$  авторы не приводят, данные по сечению реакции также подтверждают теорему (1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного экспериментального исследования аномальной вершины  $\gamma \rightarrow 3\pi$  впервые измерено сечение реакции (4) и константа  $F^{3\pi}$  в области малых значений переменных ( $s < 10 m_\pi^2$ ). Полученный результат в пределах экспериментальных ошибок и теоретических приближений согласуется с тем значением, которое следует из низкоэнергетической теоремы (1) и эффективного лагранжиана Весса - Зумино - Виттена. Таким образом, подтверждается гипотеза киральных аномалий. Согласие полученного значения  $F^{3\pi}$  с теоретическим при  $N_c=3$  подтверждает также цветную SU(3)-симметрию кварков.

Авторы выражают благодарность дирекции ИФВЭ и ЛЯП ОИЯИ за поддержку данной работы, а также А.А.Белькову, Б.В.Быковскому, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, В.Н.Первушину и Н.Паверу за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- Adler S.L. Phys. Rev., 1969, 177, p.2426.  
Bell J.S., Jackiw R. Nuovo Cim. 1969, 60A, p.47.
- Zumino B., Wu Y.-S., Zee A. Nucl. Phys. 1984, B239, p.477
- Дьяконов Д.И., Эйдес М.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.358.  
Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. Phys. Lett. 1985, 153B, p.422.  
Pak N.K., Rossi P. Phys. Lett. 1984, 148B, p.343.  
Karchev N.I., Slavnov A.A. Preprint JINR, E2-85-553, Dubna, 1985.
- Wess J., Zumino B. Phys. Lett. 1971, 37B, p.95.
- Witten E. Nucl. Phys. 1983, B223, p.422.
- Antipov Yu.M. et al. Z. Phys. C Part. and Fields, 1985, 27, p.21.
- Antipov Yu.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, p.796.
- Терентьев М.В. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, с.140.  
Terent'ev M.V. Phys. Lett., 1972, B38, p.419.
- Adler S.L., Lee B.W., Treiman S.B., Zee A. Phys. Rev., 1971, D4, p.3497.
- Терентьев М.В. ЯФ, 1972, 15, с.1199.
- Терентьев М.В. УФН, 1974, 112, с.37.
- Rudaz S. Phys. Rev. 1974, D10, p.3857.  
Rudaz S. Phys. Lett. 1984, 145B, p.281.
- Majella G. Phys. Lett., 1985, 155B, p.121.
- Freund P.G.O., Zee A. Phys. Lett., 1983, 143B, p.419.
- Говорков А.Б. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.1056.
- Chanowitz M.S. XII Rencontre de Moriond, J. Tran Thank Van, 1977, v.3, p.25.
- Быковский Б.В. ОИЯИ, P2-84-5, Дубна, 1984.
- Иванов М.А., Рапортиренко А.М., Кузьмин В.А. ЯФ, 1986, 43, с.1231.
- Pomeranchuk I.Ya. Shmushkevich I.M. Nucl. Phys. 1961, 23, p.452.
- Good M., Walker W. Phys. Rev. 1960, 120, p.1857.
- Ирошников Г.С., Никитин Ю.П. ЯФ, 1968, 7, с.616.
- Weizsacker G., Z. Phys. 1934, 88, p.612; Williams E. Phys. Rev. 1934, 45, p.729.
- Антипов Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 302.
- Antipov Yu.M. et al. Phys. Lett. 1983, 121B, p.445.  
Antipov Yu.M. et al. Z. Phys. C, Part. and Filds, 1985, 26. p.495.
- Акопджанов Г.А. и др. Препринт ИФВЭ, 82-97, Серпухов, 1982.
- Аматуни Ц.А. и др. Препринт ИФВЭ, 1982, 82-142, Серпухов, 1982.
- Faldt G. Nucl. Phys. 1972, B41, p.125; 1972, B43, p.591.
- Гальперин А.С. и др. ЯФ, 1982, 32, с.1053.
- Part. Data Group Rev. Mod. Phys. 1984, 56.
- Мещеряков В.А. и др. ЯФ, 1965, 2, с.124; ЯФ, 1968, 8, с.928.
- Amendolia S.R. et al. Phys. Lett. 1985, 155B, p.457.

Рупись поступила в издательский отдел  
17 июля 1986 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Антипов Ю.М. и др.

P1-86-498

Исследование киральной аномалии  $\gamma \rightarrow 3\pi$   
в процессе образования пионных пар пионами  
в кулоновском поле ядер

В реакции рождения пионных пар пионами в кулоновском поле ядер  $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$  в области малых инвариантных масс  $\pi^- \pi^0$  системы ( $s < 10 m_\pi^2$ ) исследована вершина  $\gamma \rightarrow 3\pi$ . Эксперимент проводился на пучке пионов с импульсом 40 ГэВ ускорителя ИФВЭ (Серпухов) на спектрометре "Сигма". Подробно описаны условия проведения эксперимента и процедура обработки данных. В результате эксперимента впервые измерено сечение реакции в области значений квадрата передачи импульса ядру  $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ}/c)^2$ :  $\sigma/Z^2 = (1,63 \pm 0,23_{\text{стат}} \pm 0,13_{\text{сист}})$  нб и определено значение константы связи  $\gamma \rightarrow 3\pi$ :  $F^{3\pi} = (12,9 \pm 0,9_{\text{стат}} \pm 0,5_{\text{сист}}) \text{ГэВ}^{-3}$ . Результат согласуется с расчетом, основанным на эффективном лагранжиане Весса - Зумино - Виттена. Подтверждается: гипотеза киральных аномалий и цветная SU(3)-симметрия кварков.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Antipov Yu.M. et al.

P1-86-498

Investigation of  $\gamma \rightarrow 3\pi$  Chiral Anomaly  
during Pion-Pair Production by Pions  
in the Nuclear Coulomb Field

Anomaly vertex  $\gamma \rightarrow 3\pi$  has been experimentally studied in the pion-pair production by pions in the nuclear Coulomb field  $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0(A, Z)$  in the region of low-invariant mass of  $\pi^- \pi^0$  system. The experiment was carried out in 40 GeV/c  $\pi^-$  meson beam of IHEP accelerator (Serpukhov) with Sigma spectrometer. The reaction cross section has been measured at ( $s < 10 m_\pi^2$ )  $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2$ :  $\sigma/Z^2 = (1,63 \pm 0,23_{\text{stat}} \pm 0,13_{\text{syst}})$  nbarn and vertex constant  $\gamma \rightarrow 3\pi$ :  $F^{3\pi} = (12,9 \pm 0,9_{\text{stat}} \pm 0,5_{\text{syst}}) \text{GeV}^{-3}$  have been measured for the first time. The results agree with the calculation based on Wess - Zumino - Witten effective Lagrangian. A chiral anomaly hypothesis and colour SU(3) quark symmetry are confirmed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986