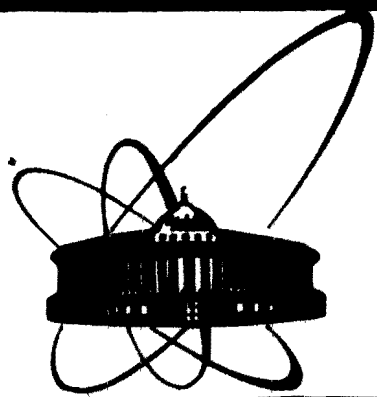


26-710



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-710

**ИССЛЕДОВАНИЕ
КОМПТОН-ЭФФЕКТА НА π -МЕЗОНЕ
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЗАРЯЖЕННОГО ПИОНА**

Сотрудничество СИГМА - АЯКС:

Дубна - Серпухов - Тбилиси

1986

Ю.М.Антипов¹, В.А.Батарин¹, В.А.Беззубов¹, М.С.Биленький,
 Н.П.Буданов¹, Ю.П.Горин¹, С.П.Денисов¹, И.В.Котов¹,
 П.А.Кулинич, А.А.Лебедев¹, Г.В.Мицельмахер,
 А.Г.Ольшевский, А.И.Петрухин¹, С.А.Половников¹,
 В.Н.Ройнишвили², Д.А.Стойнова¹, В.И.Травкин

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Комптон-эффект и поляризуемость

Экспериментальное исследование процессов взаимодействия адронов с фотонами представляет значительный интерес в связи с возможностью получения информации об электромагнитной структуре адронов. Комптон-эффект на π -мезоне

$$\pi + \gamma \rightarrow \pi + \gamma \quad (1.1.1)$$

является одним из таких процессов.

Рассмотрим комптон-эффект на π -мезоне, его связь с поляризуемостью пиона и с процессом радиационного рассеяния π -мезонов в кулоновском поле ядер.

Диаграммы, описывающие комптон-эффект на π -мезоне, приведены на рис. 1. Если длина волны налетающего фотона много больше "размеров" пиона, то фотон рассеивается на пионе как на точечном объекте (первые три диаграммы рис.1). Этот случай реализуется, если инварианты комптон-эффекта $(p_1 k_1)$ и $(k_1 k_2) < m_\pi^2$. Теория комптон-эффекта на точечных объектах подробно изложена в монографиях^{1/}. В случае $(p_1 k_1)$ и $(k_1 k_2) \geq m_\pi^2$ необходимо учитывать поправки, связанные со структурой пиона. Эти поправки условно обозначены на рис. 1 четвертой диаграммой. Вклад этой диаграммы в амплитуду процесса (1.1.1) имеет вид^{2,3/}

$$T = M_{\mu\nu}(p_1, k_1, k_2) \cdot \vec{\epsilon}^\mu(k_1) \cdot \vec{\epsilon}^\nu(k_2), \quad (1.1.2)$$

где $\vec{\epsilon}(k_1), \vec{\epsilon}(k_2)$ — векторы поляризации фотонов. Тензор $M_{\mu\nu}$ с учетом условий калибровочной инвариантности

$$M_{\mu\nu} k_1^\mu = M^{\mu\nu} k_2^\nu = 0$$

и кроссинг-симметрии $M_{\mu\nu}(p_1, k_1, k_2) = M_{\mu\nu}(p_1, -k_2, -k_1)$

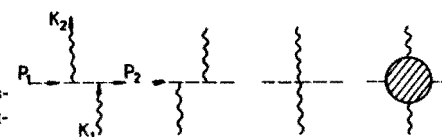


Рис. 1. Диаграммы, описывающие в низшем порядке по $\alpha = 1/137$ комптон-эффект на π -мезоне.

¹ Институт физики высоких энергий, Серпухов
² Институт физики АН ГрузССР, Тбилиси

может быть записан в виде

$$M_{\mu\nu} = -F_1((p_1 k_1), (k_1 k_2)) \cdot T_{1\mu\nu} - F_2((p_1 k_1), (k_1 k_2)) \cdot T_{2\mu\nu},$$

где

$$T_{1\mu\nu} = g_{\mu\nu}(k_1 k_2 - k_{1\nu} k_{2\mu}), \quad T_{2\mu\nu} = \frac{1}{m_\pi^2} (g_{\mu\nu} (p_1 k_1)(p_1 k_2) + \\ + p_{1\mu} p_{1\nu} (k_1 k_2) - p_{1\mu} k_{1\nu} (p_1 k_2) - p_{1\nu} k_{2\mu} (p_1 k_1)).$$

Здесь F_1 и F_2 — неизвестные функции. При $(p_1 k_1)$ и $(k_1 k_2) \leq m_\pi^2$ справедливо низкоэнергетическое приближение, тогда:

$$M_{\mu\nu} = - (T_{1\mu\nu} \cdot F_1(0) + T_{2\mu\nu} \cdot F_2(0)). \quad (1.1.3)$$

Отметим, что статическое приближение заведомо теряет смысл при $(p_1 k_1), (k_1 k_2) \geq m_\rho^2$, где m_ρ — масса ρ -мезона, так как процесс (1.1.1) может идти путем образования резонансов.

Выясним физический смысл констант $F_1(0)$ и $F_2(0)$ в (1.1.3). Эффективный гамильтониан, приводящий в низшем порядке теории возмущений к амплитуде (1.1.3), имеет вид^{/4/}:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2, \quad (1.1.4) \\ \mathcal{H}_1 = \frac{1}{4} F_1(0) \Phi^+ \Phi F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \\ \mathcal{H}_2 = \frac{1}{2m_\pi^2} F_2(0) (2 \{ \partial_\alpha^- \Phi^+ \partial_\beta \Phi + \partial_\beta \Phi^+ \partial_\alpha \Phi \} F^{\alpha\mu} F^{\beta\nu} - \Phi^+ \Phi \partial_\alpha \partial_\beta F^{\alpha\mu} F^{\beta\nu}) g_{\mu\nu}.$$

Здесь Φ — пионное поле, $F^{\mu\nu}$ — тензор напряженности электромагнитного поля. Можно показать^{/4/}, что в нерелятивистском пределе для пиона во внешнем поле (1.1.4) принимает вид гамильтониана взаимодействия поляризованной среды с внешним полем

$$\mathcal{H} = - \frac{1}{2} (a_\pi E^2 + \beta_\pi H^2),$$

где введено обозначение

$$a_\pi = - \frac{(4 F_2(0) + F_1(0))}{2m_\pi}, \quad (1.1.5) \\ \beta_\pi = \frac{F_1(0)}{2m_\pi}.$$

Таким образом, в статическом пределе вклад в амплитуду комптон-эффекта (1.1.1), связанный со структурой пиона, может быть выражен через электрическую a_π и магнитную β_π поляризуемости пиона. По смыслу поляризуемости определяют наведенные в π -мезоне во внешнем поле электрический и магнитный дипольные моменты, за счет которых меняется вероятность рассеяния фотона в комптон-эффекте. Понятие поляризуемости было применено к адронам в работах^{/5-9/}.

В литературе имеется много расчетов поляризуемостей адронов, выполненных в разных теоретических моделях (см., например, обзор^{/10/}). В частности, расчеты пионных поляризуемостей были выполнены в дисперсионном подходе, в рамках алгебры токов и гипотезы PCAC, в кварковых моделях и моделях киральной теории поля (см. табл. 1). Экспериментальное определение фундаментальной характеристики пиона, его поляризуемости представляет несомненный интерес.

До эксперимента, описываемого в настоящей работе, адронный комптон-эффект и поляризуемость были экспериментально изучены лишь для одной частицы — протона.

Поляризуемости протона были измерены в реакции рассеяния фотонов с энергией 100 МэВ на протонах^{/11-12/}. В работе^{/12/} было получено: $a_p = (10,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\beta_p = (-0,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Из данных по рассеянию нейтронов с энергией до 26 кэВ на ядрах Pb была получена верхняя граница для поляризуемости нейтрона^{/13a/} (см. также оценку в^{/13б/}) $|a_n| < 60 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Для исследования поляризуемостей мезонов в работе^{/14/} было предложено изучать сдвиги уровней в мезоатомах. Измерение сдвига уровней в Au и Ba К-мезоатомах позволило получить верхнюю границу для поляризуемости К-мезона^{/15/} $a_k < 200 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Было предложено несколько методов измерения пионного комптон-эффекта.

В работах^{/16/} предлагалось изучать пионный комптон-эффект в реакции радиационного фоторождения пионов:



при энергиях начального фотона $\sim m_\pi$. Информация о комптон-эффекте и поляризуемости пиона может быть получена при изучении этого процесса путем экстраполяции измеренного сечения по квадрату передаваемого ядру четырехимпульса в пионный полюс.

Одним из возможных способов изучения комптон-эффекта и поляризуемости пиона является исследование реакции $\gamma + \gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ на встречных e^+e^- пучках,



Эта возможность рассматривалась в^{/17/}.

Таблица 1

Расчеты электрической поляризуемости a_π заряженного π -мезона
(в системе Гаусса $e^2 = 1/137$, в единицах 10^{-43} см^3)

Литература		Модели
Терентьев /35/	3,4 или -18	Методы алгебры токов
Волков, Первушин /37/	5,1	Нелинейная σ -модель
Cannata, Mazzanti /38/		
Гальперин, Калиновский /39/	4 ÷ 5	Линейная σ -модель
Cannata, Mazzanti /40/		
Львов, Петрунькин /41/	4,6 ± 2	Метод дисперсионных соотношений
Ефимов, Охлопкова /42/	0,24	Кварковая модель
Петрунькин /43/	20	
Ericson, Hufner /44/	10	Кварковая модель
Cannata /45/	1	Кварковая модель
Дегтев, Петрунькин /46/	14	
Дегтев, Львов, Петрунькин /57/	15	Нерелятивистская кварковая модель
	4,6	Дисперсионная теория
Shroder /48/	10	Кварковая модель
Волков, Креопалов /49/	3,2 или 5,6	Модель мезонов с кварковыми петлями
Динейхан и др. /50/	6,8	Нелокальная модель кварков
Волков, Эберт /51/	6,0	Нелинейная киральная модель с кварковыми петлями
Львов /52/	4,3	σ -модель
Волков, Осипов /59/	5,1	Кварковая модель сверхпроводящего типа
Тгуонг /54/	4	Методы алгебры токов
Петрунькин /9/	4,2; 6,1; 11,2	Дисперсионная теория

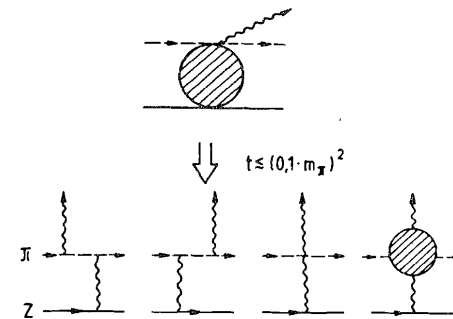
Расчеты поляризуемости были выполнены также в работах /47,48,53,55,56,61/.

В работе /18/ было указано, что комптон-эффект на π -мезоне можно изучать в реакции радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядер (то есть при малых переданных ядру четырехимпульсах)

$$\pi + Z \rightarrow \pi + \gamma + Z. \quad (1.1.8)$$

Диаграммы, описывающие этот процесс, приведены на рис. 2.

Рис. 2. Диаграммы, описывающие в низшем порядке по α радиационное рассеяние π -мезонов в кулоновском поле ядер.



Постановка эксперимента, целью которого является изучение комптон-эффекта и поляризуемости π -мезона в реакции (1.1.8), была предложена в работе /19/. Авторами /19/ было предложено изучать жесткую часть спектра тормозных фотонов в реакции (1.1.8). Проведенные расчеты /19/ показали, что это позволит выделить вклад в сечение эффектов, связанных со структурой пиона, и определить константу поляризуемости пиона. Расчеты процесса (1.1.8) были проведены также в работе /20/.

В настоящей работе излагаются результаты эксперимента, в котором впервые был исследован комптон-эффект на π -мезоне /21, 22/ и измерена поляризуемость заряженного пиона /23, 24/ в реакции (1.1.8).

В следующем разделе будет кратко рассмотрена теория процесса (1.1.8), его связь с комптон-эффектом и поляризуемостью и приведены необходимые для обработки экспериментальных данных формулы. Во 2-м, 3-м и 4-м разделах описаны установка, набор данных, обработка результатов и определение поляризуемости заряженного пиона, обсуждаются также фоновые процессы. В разделе 5 приводится сравнение результатов с теоретическими предсказаниями и имеющимися экспериментальными данными.

1.2. Радиационное рассеяние π -мезонов на ядрах при малых передачах

В области малых переданных ядру четырехимпульсов $t \leq 2 \cdot 10^{-4} (\text{ГэВ}/c)^2$ процесс (1.1.8), в основном, обусловлен рассеянием пионов в кулоновском поле ядра. Диаграммы на рис. 2, которыми этот процесс описывается, отличаются от диаграмм комптон-эффекта (рис. 1) тем, что рассеяние происходит на виртуальном фотоне. Это отличие несущественно, так как "масса" фотона мала (значения "массы" фотона $\sim 1 \text{ МэВ}$ надо сравнивать с существенно большими инвариантами и массами в этой реакции, которые $\sim m_\pi$). Известно, что сечения процессов с участием виртуальных и реальных фотонов можно связать друг с другом, используя метод эквивалентных фотонов /1/*:

* Используются обозначения: $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ — 4-импульс налетающего пиона в лабораторной системе (л.с.); $p_2 = (E_2, \vec{p}_2)$ — 4-импульс рассеянного пиона в л.с.; $k_1 = (\omega_1, \vec{k}_1)$ — 4-импульс виртуального фотона; $k_2 = (\omega_2, \vec{k}_2)$ — 4-импульс излученного фотона в л.с. Переменные со штрихом отвечают антилабораторной системе, т.е. системе покоя начального пиона $p_1 = (m_\pi, \vec{0})$.

$$d\sigma = \int d\sigma_{\gamma\pi} \cdot n(\omega'_1, k'_{1\perp}) d\omega'_1 dk'_{1\perp}, \quad (1.2.1)$$

где $d\sigma$ — сечение радиационного рассеяния, $d\sigma_{\gamma\pi}$ — сечение комптон-эффекта, $n(\omega'_1, k'_{1\perp})$ — плотность эквивалентных фотонов. При этом дифференциальные сечения имеют вид [2,3,20]:

$$\frac{d^3\sigma}{dt d\omega'_1 d\cos\theta'} = \frac{aZ^2}{\pi\omega'_1} \cdot \frac{t-t_{\min}}{t^2} \cdot \frac{d\sigma_{\gamma\pi}(\omega'_1)}{d\cos\theta'}, \quad (1.2.2)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega'_1 d\cos\theta'} = \frac{aZ^2}{\pi\omega'_1} \left[\ln \frac{t_{\max}}{t_{\min}} - 1 + \frac{t_{\min}}{t_{\max}} \right] \frac{d\sigma_{\gamma\pi}(\omega'_1)}{d\cos\theta'}, \quad (1.2.3)$$

где

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi}(\omega'_1)}{d\cos\theta'} = \frac{\pi a^2}{m_\pi^2} \cdot \frac{|T|^2}{\left[1 + \frac{\omega'_1}{m_\pi}(1 - \cos\theta')\right]^2}. \quad (1.2.4)$$

Здесь $|T|^2$ — квадрат матричного элемента комптон-эффекта с учетом поляризуемости пиона:

$$|T|^2 = (1 + \cos^2\theta') \left[1 - \frac{2(\alpha_\pi + \beta_\pi)m_\pi}{a} \omega'_1 \omega'_2 \right] + \frac{2\beta_\pi m_\pi}{a} (1 - \cos\theta')^2 \omega'_1 \omega'_2. \quad (1.2.5)$$

Переменные $\omega'_1, \omega'_2, \theta'$ — энергии налетающего и рассеянного фотона и угол рассеяния в антилабораторной системе (а.л.с.) связаны формулой

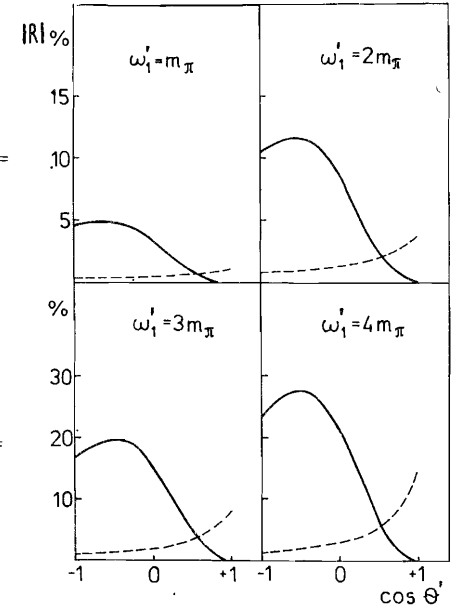
$$\frac{1}{\omega'_2} - \frac{1}{\omega'_1} = \frac{1 - \cos\theta'}{m_\pi}. \quad (1.2.6)$$

Значение t_{\max} выбирается при обработке таким, чтобы кулоновское рассеяние доминировало над ядерным (в нашем случае $t_{\max} = 6 \cdot 10^{-4}$ (ГэВ/с)²). Значение t_{\min} определяется порогом регистрации фотонов

$$t_{\min} = \left(\frac{\omega_{2\min} \cdot m_\pi^2}{2E_1(E_1 - \omega_{2\min})} \right)^2, \quad (1.2.7)$$

что для энергии $E_1 = 40$ ГэВ и пороге регистрации $\omega_{2\min} = 20$ ГэВ составляет $t_{\min} \approx 6 \cdot 10^{-8}$ (ГэВ/с)².

Рис. 3. Отношение вкладов R в сечение членов β_π (сплошная линия) и $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ (штриховая линия) к сечению радиационного рассеяния для точечного пиона (θ' — угол рассеяния фотона, ω'_1 — энергия налетающего фотона в системе покоя пиона. Значения параметров положены $\alpha_\pi + \beta_\pi = 1,0 \cdot 10^{-43}$ см³, $\beta_\pi = -7,0 \cdot 10^{-43}$ см³).



Обсудим полученные формулы. На рис. 3 приведены отношения вкладов в сечение членов β_π и $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ к сечению в борновском приближении от переменной $\cos\theta'$ при различных значениях ω'_1 . Значения параметров в (1.2.3) положены $\alpha_\pi + \beta_\pi = 1,0$, $\beta_\pi = -7,0$ в единицах 10^{-43} см³. Видно, что оба относительных вклада растут с увеличением ω'_1 и что областью, чувствительной к β_π , является область $\cos\theta' = -1$, а к $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ — область $\cos\theta' = +1$. В лабораторной системе это отвечает малым и большим углам разлета (π)-системы соответственно.

Из довольно общих теоретических предположений (см., например, [4]) следует, что $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$. Конкретно теоретические предсказания для $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ приведены в табл. 2. Описываемый эксперимент был оптимизирован для измерения поляризуемости пиона в предположении справедливости $(\alpha_\pi + \beta_\pi) \approx 0$. Согласованность этого предположения и экспериментальных данных была в дальнейшем проверена (см. раздел 5).

В лабораторной системе дифференциальное по энергии излученного фотона сечение процесса (1.1.8) с учетом $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ может быть записано [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_2} = \frac{4Z^2 a^3}{m_\pi^2} \cdot \frac{E_2}{E_1 \omega_2} \cdot \left\{ \frac{2}{3} \ln \frac{t_{\max}}{t_{\min}} - \frac{19}{9} + 4\sqrt{\frac{t_{\min}}{t_{\max}}} \right\} + \frac{4Z^2 a^3}{m_\pi^2} \cdot \frac{\omega_2}{E_1^2} \cdot \frac{\beta_\pi m_\pi^3}{a} \left\{ \ln \frac{t_{\max}}{t_{\min}} - 3 + 4\sqrt{\frac{t_{\min}}{t_{\max}}} \right\}. \quad (1.2.8)$$

Удобную для анализа формулу можно получить, если пренебречь в (1.2.8) членом $\sim \sqrt{\frac{t_{\min}}{t_{\max}}}$ по сравнению с $\ln \frac{t_{\max}}{t_{\min}}$ и заменить $19/6$ на 3 . В этом случае отношение сечения с поляризуемостью $\beta_\pi \neq 0$ к сечению с $\beta_\pi = 0$ принимает вид

Таблица 2

Расчеты суммы электрической и магнитной поляризуемостей заряженного π -мезона ($e^2 = 1/137$, в единицах 10^{-43} см^3)

Литература		Модели
Терентьев /35/	0	Алгебра токов
Волков, Первушин /37/	0	Киральная теория
Ефимов, Охлопкова /42/	0	Нелокальная кварковая модель
Львов, Петрунькин /43/	$(0,35 \pm 0,05)$	Метод дисперсионных соотношений
Filkov, Guiasu, Radesku /56/	0,2	Метод дисперсионных соотношений
Волков, Осипов /59/	0,2	Кварковая модель сверхпроводящего типа
Валл, Калошин, Серебряков /58/	0,35	*

* В работе /58/ сумма поляризуемостей π -мезона оценена из экспериментальных данных со встречных e^+e^- -пучков.

$$R = \frac{d\sigma(\beta_\pi \neq 0)}{d\sigma(\beta_\pi = 0)} = 1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{\omega^2}{1-\omega} \cdot \frac{m_\pi^3}{\alpha} \cdot \beta_\pi, \quad (1.2.9)$$

где $\omega = \frac{\omega_2}{E_1}$ — безразмерная энергия излученного фотона. Расчет, выполненный по формуле (1.2.8) для $\beta_\pi = -7,0 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, приведен на рис. 4.

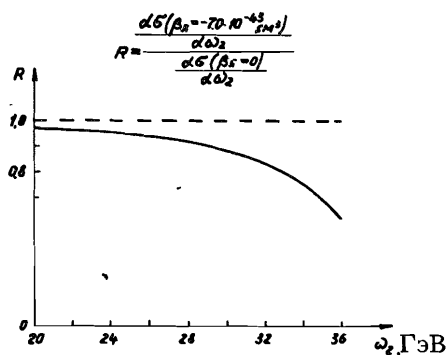


Рис. 4. Отношение вклада R в сечение члена с $\beta_\pi = -a_\pi = -7,0 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ к сечению радиационного рассеяния для точечного пиона при $E_1 = 40 \text{ ГэВ}$; ω_2 — энергия излученного фотона в лабораторной системе.

2. АППАРАТУРА

2.1. Пучок

Эксперимент проводился на спектрометре СИГМА^{25/}, расположенном на канале 2Б ускорителя ИФВЭ. Пучок отрицательных частиц с импульсом 40 ГэВ/с фокусировался магнитной оптической системой канала на мишень. Диаметр пучка в районе мишени составлял 50 мм. Разброс по импульсу частиц в пучке равнялся $\Delta p/p \approx \pm 2,5\%$, средняя интенсивность $\sim 10^6$ частиц/с, состав пучка: π^- — 95%, μ^- — 2,5%, K^- — 2,1%, p — 0,3%, e^- — 0,1%. Для уменьшения примеси электронов в пучке перед двумя последними магнитами устанавливался свинцовый конвертор толщиной 15 мм.

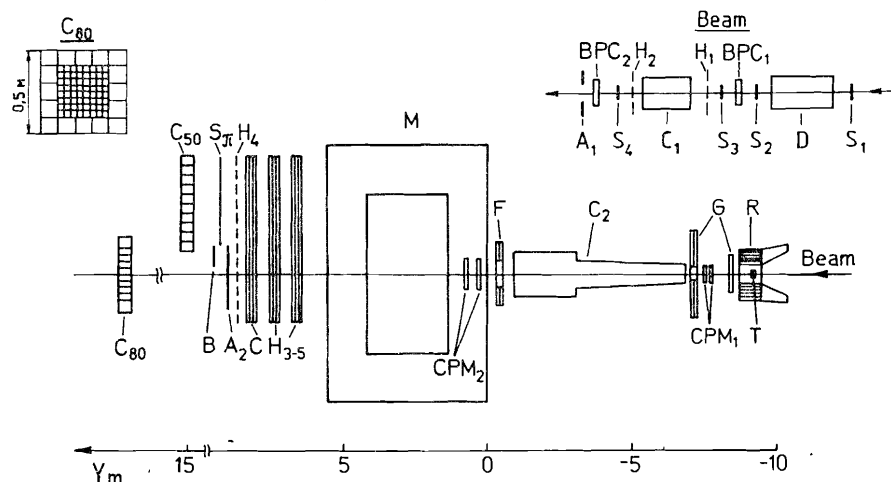


Рис. 5. Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5. Поток частиц, попадающих в мишень Т, определялся сцинтилляционными счетчиками S_1, S_2, S_3, S_4, A_1 . Траектории пучковых частиц измерялись с помощью сцинтилляционных годоскопов H_1, H_2 и восьми плоскостей пучковых пропорциональных камер. Годоскоп H_1 имел 11×11 логических элементов размером $8 \times 8 \text{ мм}^2$, годоскоп H_2 — 15×15 размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Плоскости пучковых камер размером $\varnothing 128 \text{ мм}$ были собраны в два блока, содержащих по четыре плоскости. Структура каждого блока $xzxz$ (у направлено вдоль пучка). Плоскости с одинаковой ориентацией сигнальных проволочек в блоке были сдвинуты друг относительно друга на половину шага намотки, шаг намотки 2 мм. Измерение трека налетающей частицы и годоскопами, и камерами позволяло получать хорошую временную привязку треков и контролировать эффективность каждой системы.

Были получены следующие точности в измерении координат и углов налетающих частиц:

$$\sigma_{x,z} \approx 0,6 \text{ мм},$$

$$\sigma_{\theta} \approx 0,12 \text{ мрад}.$$

Для идентификации π -мезонов в пучке использовались газовые дифференциальный D^{26} и пороговый C_1^{27} черенковские счетчики. Уровень фона в дифференциальном счетчике составлял $< 10^{-3}$ при эффективности 90% и разрешении по скорости $\Delta\beta \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$. Эффективность порогового счетчика к π -мезонам составляла 95%, а к К-мезонам и антипротонам — $< 1\%$. Таким образом, с учетом первоначального состава пучка и подавления черенковскими счетчиками примесь K^- в идентифицированном пучке пионов была меньше $2 \cdot 10^{-7}$. Подавление электронов подробно рассматривается при обсуждении фоновых процессов.

2.2. Мишень. Охранная система

Для изучения А- и Z-зависимостей процесса радиационного рассеяния пионов на ядрах использовались мишени из Be, C, Al, Fe, Cu, Pb (см. табл.3). Мишени имели форму цилиндров ϕ 70 мм. Толщины мишеней ($\sim 0,25$ радиационных единиц) были выбраны из условий малости влияния многократного рассеяния в мишени на разрешение по поперечному импульсу. (Вклад многократного рассеяния пионов составлял ~ 8 МэВ/с).

Таблица 3

Характеристики мишеней

Мишень	Z	A	Толщина		
			мм ²	г/см	рад.ед. яд.ед.
Be	4	9,01	$73,9 \pm 0,1$	13,5	0,21 0,20
C	6	12,01	$70,03 \pm 0,02$	12,2	0,29 0,14
Al	13	26,98	$17,18 \pm 0,01$	4,64	0,19 0,046
Fe	26	55,85	$4,72 \pm 0,01$	3,64	0,26 0,028
Cu	29	63,54	$4,01 \pm 0,01$	3,54	0,28 0,027
Pb	82	207,19	$1,33 \pm 0,02$	1,49	0,23 0,027

Мишень окружалась счетчиками антисовпадений R, G, F типа сэндвич, слди: скнтиллятор — вольфрам или скнтиллятор — свинец. Эти счетчики, включенные в триггер в антисовпадения, использовались для подавления событий с вылетом из мишени заряженных частиц и γ -кван-

тов под углами $\theta \geq 12,5$ мрад к оси пучка. Полная толщина R -"сэндвича" составляла ~ 10 рад.ед., G и F -"сэндвичей" ~ 4 рад.ед.

За мишенью был установлен газовый пороговый черенковский счетчик C_2 с порогом 18 ГэВ/с для пионов. Включенный в антисовпадения, он исключал регистрацию событий, в которых начальный пион теряет меньше половины своей энергии. Использование этого счетчика подавляло также фоновый процесс тормозного излучения электронов примерно в 30 раз.

2.3. Магнитный спектрометр заряженных частиц

Импульс заряженных частиц измерялся в магнитном спектрометре, состоящем из магнита СП-41Г, системы пропорциональных камер $CPM_{1,2}$, расположенной перед магнитом, и системы искровых камер CH_{3-5} за магнитом. Апертура магнита 75×150 см², интеграл поля $2,76$ Тл \times м.

Система пропорциональных камер $CPM_{1,2}$, аналогичная по структуре пучковым, служила для определения траектории рассеянных частиц. Размеры плоскостей: CPM_1 128 мм, CPM_2 256 мм, шаг намотки сигнальных проволочек 2 мм.

Проволочные искровые камеры CH_{3-5} с магнитострикционным съемом информации имели шаг намотки 1 мм и чувствительную площадь $1,5 \times 1,5$ м². Они обеспечивали восстановление углов траектории частиц с точностью $\sigma_{\theta} \approx 0,38$ мрад. Временная привязка треков в искровых камерах осуществлялась при помощи скнтилляционных годоскопов H_4 и S_{π} .

Точности в измерении координат и углов рассеянных частиц составляли $\sigma_{x,z} = 0,6$ мм, $\sigma_{\theta} = 0,12$ мрад. Импульс рассеянных частиц вычислялся в приближении однородного поля с точностью $\Delta p/p \leq 1\%$.

Для разделения электронов и адронов в спектрометре заряженных частиц использовался детектор C_{50} площадью 50×100 см², состоящий из 50 черенковских счетчиков полного поглощения (в C_{50} использовались счетчики, полностью аналогичные счетчикам внешнего слоя в γ -детекторе). Разделение электронов и адронов проводилось при обработке по отношению энергии частицы, измеренной в C_{50} , к ее импульсу, измеренному в магнитном спектрометре.

Перед детектором C_{50} был установлен скнтилляционный годоскоп S_{π} общим размером $50 \times 100 \times 1$ см³. Суммарный сигнал с годоскопа использовался при формировании триггера.

Для исключения событий с непроизводивавшейся частицей пучка за магнитным спектрометром, на пути пучка частицы, был расположен скнтилляционный счетчик В размером ϕ 140 мм \times 10 мм.

2.4. Гамма-детектор

Для регистрации γ -квантов в реакции (1.1.8) использовался годоскопический черенковский спектрометр полного поглощения C_{80} , состоящий из 80 черенковских счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла. Структура γ -детектора показана на рис. 5. Счетчики

внешнего слоя (16 шт.) имели размеры радиатора 10 x 10 x 42 см³. Радиатор "просматривался" фотоумножителем ФЭУ-110, приклеенным к торцу. Размер радиаторов 64-х внутренних счетчиков составлял 3,8 x 3,8 x 45 см³, эти радиаторы "просматривались" фотоумножителями ФЭУ-84.

Амплитуды анодных сигналов ФЭУ всех счетчиков измерялись при помощи преобразователей заряд — код^{/28/}. Импульсы с последних динодов ФЭУ 64-х внутренних счетчиков пассивно суммировались, образуя сигнал "E_γ". Этот сигнал дискриминировался на уровне, соответствующем энергии фотона ~ 5 ГэВ, и использовался при выработке триггера. Относительная калибровка счетчиков производилась при помощи полупроводниковых светодиодов.

При определении координат и энергии γ-квантов использовалась информация с внутренних 64-х счетчиков. Характеристики γ-детектора изучались на пучке электронов. Энергетическое разрешение γ-спектрометра составило σ/E = 3,5% при энергии E = 26,6 ГэВ. Ошибка в измерении координаты составляла σ_{x,z} ≈ 3 мм. Счетчики внешнего слоя использовались при обработке для идентификации событий с двумя γ-квантами, что позволило параллельно с комптон-эффектом изучить процесс образования пионных пар пионами в кулоновском поле ядер^{/29/} (подробнее см. 3.3).

Для исключения событий с попаданием заряженных частиц в γ-детектор использовался сцинтилляционный счетчик A₂.

2.5. Точности

Описанная выше аппаратура позволила получить в этом эксперименте точности:

для пучкового трека	σ _{x,z} ≈ 0,6 мм
	σ _θ ≈ 0,12 мрад
для трека вторичной частицы	σ _{x,z} ≈ 0,6 мм
	σ _θ ≈ 0,12 мрад
для импульса вторичной частицы	Δp/p ≤ 1%
для γ-кванта	σ _θ ≈ 0,12 мрад
	ΔE = 3,5%, E = 26,6 ГэВ

для импульсного разброса пучка Δp/p = 2,5%.

Для реакции радиационного рассеяния аппаратурное разрешение по поперечному импульсу с учетом многократного рассеяния в мишени составило:

$$\sigma_{p\perp} = 12 \text{ МэВ/с.}$$

2.6. Триггер. Набор статистики

В качестве триггера использовался сигнал Tr:

$$\text{Tr} = \text{Beam} \cdot \text{Anti} \cdot S_{\pi} \cdot E_{\gamma},$$

где Beam — сигнал частицы пучка:

$$\text{Beam} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot A_1 \cdot D \cdot C_1,$$

Anti — сигнал счетчиков антисовпадений

$$\text{Anti} = R + G + F + C_2 + B + A_2$$

(обозначения см. на рис. 5).

Один триггер такого типа вырабатывался на 10⁵ пучковых частиц. Работа велась при интенсивности ~ 10⁶ частиц/цикл.

Информация с детекторов передавалась в ЭВМ HP-2100, которая осуществляла технический контроль за состоянием аппаратуры, запись информации на магнитные ленты и для части событий геометрическую реконструкцию и физический анализ.

Всего за время эксперимента через установку было пропущено ≈ 1,2 · 10¹¹ π-мезонов. Примерно ~ 30% записанных событий было использовано для настройки аппаратуры, калибровки, оценки фона взаимодействия вне мишени и т.д.

Подробные данные по набору статистики приведены в табл. 4.

Таблица 4
Данные по набору статистики

Часть статистики	Поток начальных π-мезонов, 10 ¹⁰	Число событий комптон-эффекта, фоны вычтены	Критерии отбора t < 6 · 10 ⁻⁴ (ГэВ/с) ² θ _π > 1,5 мрад
C (сеанс 1)	2,46	1830	ω ₂ > 22 ГэВ
Al (сеанс 1)	1,50	1114	—"
Cu —"	0,50	589	—"
Be —"	0,49	321	—"
Pb —"	0,23	280	—"
C (сеанс 2)	2,07	1444	ω ₂ > 24 ГэВ
Fe —"	0,97	1208	—"
Pb —"	0,10	108	—"

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

3.1. Геометрическая реконструкция

Информация, записанная на магнитные ленты, была обработана программой геометрической реконструкции^{/30/}, включавшей в себя реконструкцию пучкового трека, треков до и после магнита, γ-квантов в γ-спектрометре.

Для измерения энергий и координат γ-квантов черенковскими счетчиками полного поглощения использовались коэффициенты, связы-

вающие измеренную амплитуду с энергией ливня, выделившейся в счетчике. Калибровочные коэффициенты определялись 30 в специальной экспозиции с пучком электронов 26,6 ГэВ.

Координата γ -кванта вычислялась по центру тяжести ливня с последующей коррекцией нелинейности $x_0 = \sum_i x_i E_i / \sum_i E_i$, $x_\gamma = f(x_0)$, где x_i — координата центра i -го счетчика. В качестве корректирующей функции f использовалась измеренная в калибровочной экспозиции зависимость x_γ от x_0 . В этой экспозиции истинная координата точки входа электронов в детектор определялась по пропорциональным камерам.

3.2. Определение сечения комpton-эффекта на π -мезоне

После геометрической реконструкции отбирался класс событий, относящихся к реакции (1.1.8). Для этого использовались следующие критерии:

- только одна отрицательно заряженная частица с импульсом 4-18 ГэВ/с зарегистрирована в магнитном спектрометре;
- трек вторичной частицы и частицы пучка "сшиваются" в мишени;
- только один γ -квант зарегистрирован в γ -спектрометре;
- угол рассеяния частицы в мишени $\theta > 1,5$ мрад.

Последний критерий совместно с требованием "сшивки" применялся для подавления фона от взаимодействий вне мишени.

В результате применения рассмотренных критериев было отобрано ~ 120 тыс. событий. На рис. 6 приведен спектр отобранных событий по суммарной энергии $E_{tot} = E_2 + \omega_2$. Пик при 40 ГэВ отвечает реакции

радиационного рассеяния π -мезонов на ядрах. Уровень фона под пиком $\leq 4\%$. Для дальнейшего анализа отбирались события, принадлежащие области $E_{tot} = (40 \pm 5)$ ГэВ. Распределение отобранных событий по квадрату переданного ядру четырехимпульса показано на рис. 7. Ширина пиков при малых t соответствует аппаратурному разрешению по поперечному импульсу $\sigma_{p\perp} \sim 12$ МэВ. Это отвечает размерам области взаимодействия $R \geq h/\Delta p \approx h/\sigma_{p\perp} \sim 10^{-12}$ см, т.е. существенно большим, чем размеры ядра. Таким образом, пики при

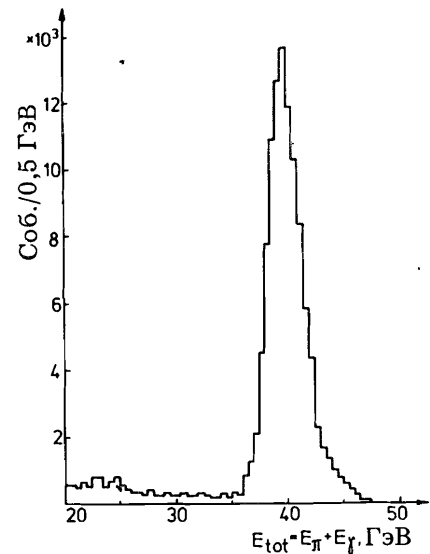


Рис. 6. Распределение событий по суммарной энергии пиона и γ -кванта, $E_{tot} = E_2 + \omega_2$.

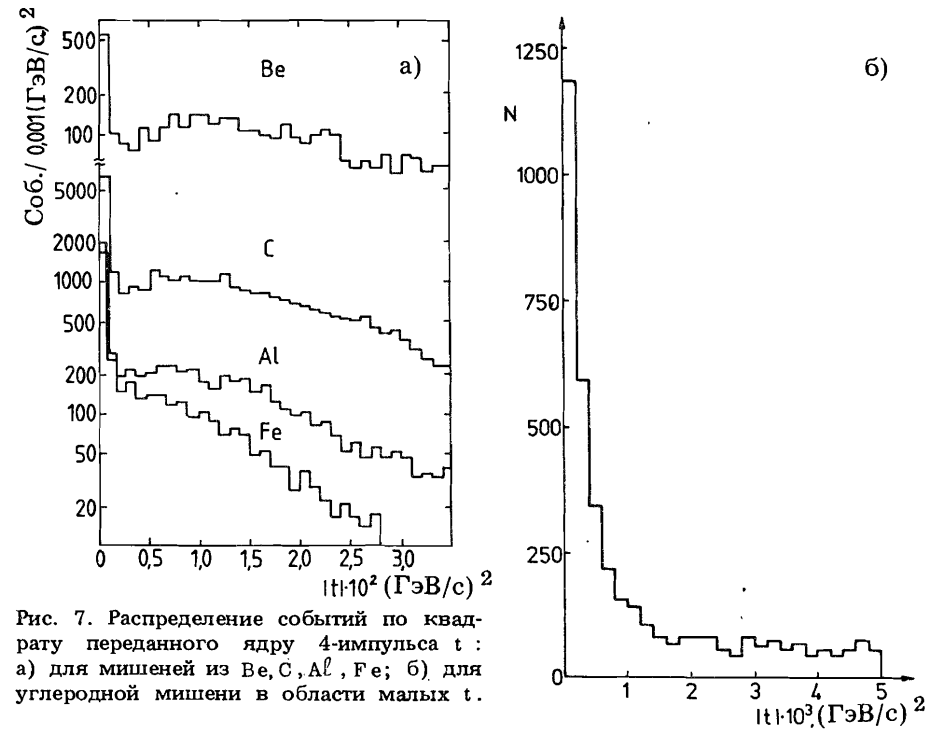


Рис. 7. Распределение событий по квадрату переданного ядру 4-импульса t : а) для мишеней из Be, C, Al, Fe; б) для углеродной мишени в области малых t .

малых t отвечают радиационному рассеянию пионов в кулоновском поле ядер, т.е. комpton-эффекту на π -мезоне.

Сечение реакции (1.1.8), соответствующее пикам в области $t < 6 \cdot 10^{-4}$ (ГэВ/с) 2 , в зависимости от заряда ядра мишени Z показано на рис. 8. Видно, что сечение пропорционально Z^2 , как и ожидалось для рассеяния в кулоновском поле. При определении сечений подложка под пиками, обусловленная ядерными взаимодействиями, вычиталась путем линейной экстраполяции из области $t = (2 \div 8) \cdot 10^{-3}$ (ГэВ/с) 2 . Вычитался также фон от взаимодействий вне мишени, оцененный по специально проведенной без мишени экспозиции. Всего мы наблюдали $\sim 7 \cdot 10^8$ событий упругого рассе-

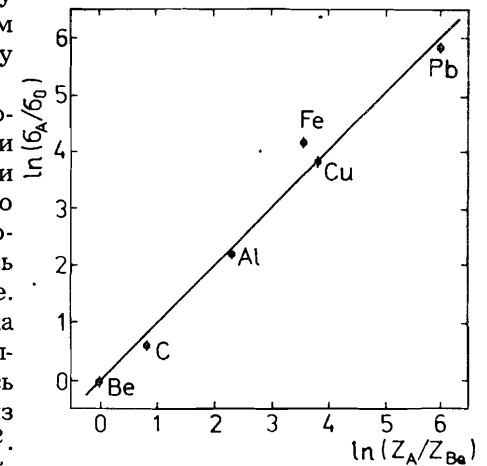


Рис. 8. Экспериментальная зависимость сечения радиационного рассеяния π -мезонов на ядрах σ_x от заряда ядра мишени Z . Приведенные ошибки статистические, $\sigma_0 = \sigma_{Be}$.

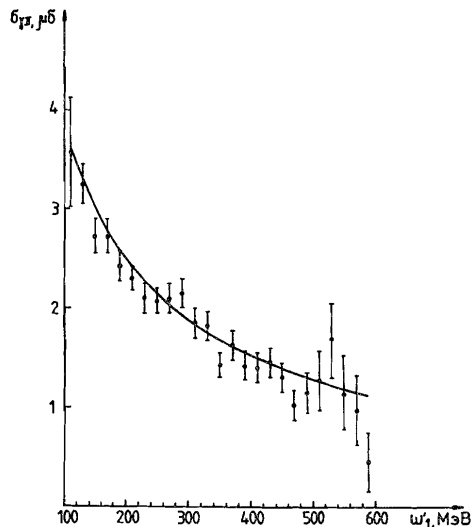


Рис. 9. Зависимость полного сечения комптон-эффекта от энергии налетающего фотона ω_1' в системе покоя пиона. Кривая — теоретический расчет.

яния π -мезонов на фотонах кулоновского поля. Данные для разных ядер приведены в табл. 4.

Была экспериментально определена зависимость сечения комптон-эффекта $\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}$ от энергии налетающего фотона ω_1' в диапазоне $100 < \omega_1' < 600$ МэВ. Для этого события с $t < 6 \cdot 10^{-4}$ (ГэВ/с)² и события, используемые для вычитания фонов, переводились в систему покоя начального пиона (см. 4.2)

Зависимость $\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}$ от ω_1' приведена на рис. 9 и в табл. 5. По

результатам обработки различных частей статистики мы оценили связанную с погрешностями мониторинирования пучка систематическую ошибку в нормировке сечения, ~ 15%. Результат теоретического расчета сечения $\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}$ для точечного пиона, показанный на рис. 9 сплошной кривой, согласуется с экспериментальными данными. Расчет показывает, что вклад в полное сечение комптон-эффекта члена с поляризуемостью ($\beta_\pi = -7,0 \cdot 10^{-43}$ см³) мал и составляет от 1,5 до 4,5% при изменении ω_1' от 150 до 600 МэВ*. Как уже упоминалось в 1.2, переменной, чувствительной к вкладу поляризуемости, является $\cos \theta'$, где θ' — угол рассеяния фотона в системе покоя π -мезона. Дифференциальное по $\cos \theta'$ распределение и использовалось для определения поляризуемости в системе покоя пиона (см. 4.2).

Отношение экспериментально определенного суммарного сечения в интервале $100 < \omega_1' < 600$ МэВ к расчетному, соответствующему комптон-эффекту на точечном пионе, составляет $0,96 \pm 0,15$. Как указывалось выше, ошибка является, в основном, систематической и связана с погрешностями мониторинирования.

3.3. Фоновые процессы

Основными фоновыми процессами, имитирующими реакцию (1.1.8), являются:

— тормозное излучение электронов и мюонов



* Формулы для $\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}(\omega_1')$ можно получить интегрированием (1.2.4), см. также /60/.

Таблица 5

Зависимость полного сечения комптон-эффекта на π -мезоне от энергии налетающего фотона ω_1' (в системе покоя фотона)

МэВ	μб	МэВ	μб
110	3,58 ± 0,55	370	1,62 ± 0,15
130	3,24 ± 0,20	390	1,42 ± 0,15
150	2,73 ± 0,17	410	1,39 ± 0,15
170	2,72 ± 0,17	430	1,44 ± 0,16
190	2,42 ± 0,14	450	1,30 ± 0,16
210	2,30 ± 0,13	470	1,03 ± 0,15
230	2,09 ± 0,15	490	1,16 ± 0,21
250	2,08 ± 0,13	510	1,27 ± 0,29
270	2,09 ± 0,15	530	1,68 ± 0,37
290	2,16 ± 0,15	550	1,16 ± 0,38
310	1,86 ± 0,14	570	0,97 ± 0,36
330	1,82 ± 0,15	590	0,45 ± 0,31
350	1,43 ± 0,13		



— процессы с $\pi^-\pi^0$ -парой в конечном состоянии и регистрацией только одного, жесткого кванта от π^0 -распада, такие как:



Примесь электронов в пучке составляла $\sim 10^{-3}$, однако сечение процесса (3.3.1) в $(\frac{m_\pi}{m_e})^2 \sim 10^5$ раз больше, чем излучаемого, поэтому были приняты специальные меры для подавления вклада процесса (3.3.1) еще на уровне триггера. Это (см. 2.1) свинцовый конвертор перед поворотными магнитами в голове канала, уменьшающий примесь до 10^{-6} , и пороговый черенковский счетчик C_2 с подавлением $\sim 3 \cdot 10^{-2}$.

Для идентификации электронов использовалась информация с черенковских счетчиков C_{50} , позволяющая по отношению энергии, измеренной в C_{50} , к импульсу, измеренному в магнитном спектрометре, отделить адроны от электронов /25/.

Анализ амплитуд в C_{50} и анализ углового распределения тормозных фотонов показывает, что фон (3.3.1) не дает вклада в изучаемый процесс

(1.1.8) (тормозное излучение электронов должно проявиться в виде пика при малых углах $\theta \sim \frac{m_e}{E_1} \sim 10^{-2}$ мрад).

Сечение процесса (3.3.2) имеет тот же порядок, что и сечение изучаемого (1.1.8). Примесь мюонов в пучке составляла $\sim 2,5\%$. Однако импульсный спектр мюонов сильно смещен в область меньших энергий, так что в области (40 ± 5) ГэВ мюонов $\sim 0,5\%$. Такая малая примесь не дает ошибки при определении поляризуемости по форме дифференциального спектра.

Фон от распада К-мезонов (3.3.3), в пучке их было $\sim 2\%$, подавлялся черенковскими счетчиками C_1 и D более чем в 10^5 раз (см. 2.1). Кроме того, этот фон вычитался при учете взаимодействий вне мишени.

Рождение пионных пар (3.3.4) в кулоновском поле ядер изучалось на установке параллельно с изучением пионного комптон-эффекта. Сечение этого процесса в области регистрируемых установкой инвариантных масс $\pi^-\pi^0$ -пары мало, так что фоном (3.3.4) от рождения пары $\pi^-\pi^0$ в кулоновском поле можно пренебречь. (Установкой регистрировалась область инвариантных масс $S_{\pi^-\pi^0} < 12 \cdot m_{\pi}^2$. Всего было зарегистрировано ~ 150 событий околопорогового рождения пионных пар в кулоновском поле^{/30/}).

Процесс (3.3.4), обусловленный сильными взаимодействиями, не имеет пика по квадрату передачи t в области изучаемых передач. Этот фоновый процесс дает вклад в подложку под пиком, процедура вычитания которой описана в 3.2.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ

Процедура определения поляризуемости пиона состояла в фитировании экспериментальных распределений, поправленных на аксептанс установки, теоретическими. Обработка была проведена в лабораторной и антилабораторной системах (система покоя начального пиона), в предположении $(\alpha_{\pi} + \beta_{\pi}) = 0$ и без этого предположения, при разных геометрических обрезаниях (это эквивалентно различным конфигурациям установки).

Во всех случаях параметр нормировки на абсолютное сечение комптон-эффекта являлся свободным, т.е. поляризуемость определялась по форме дифференциальных сечений. Это позволило исключить при определении поляризуемостей систематическую ошибку в определении полного сечения.

Первоначально^{/23/} обработка была проведена в лабораторной системе координат в предположении $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$ (напомним, что значение $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$ следует из теоретических расчетов, см. табл. 2). В этом случае определялся вклад поляризуемости пиона $\beta_{\pi} = -\alpha_{\pi}$.

Для проверки полученного результата данные были обработаны в антилабораторной системе координат (а.л.с.), также при $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$.

В дальнейшем при обработке в а.л.с. мы, отказавшись от предположения $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$, проверили согласованность наших данных с этой гипотезой и экспериментально оценили сумму электрической и магнитной поляризуемостей пиона^{/24/}.

4.1. Геометрическая эффективность

Расчет аксептанса установки проводился методом Монте-Карло. При этом использовались формулы дифференциального по всем кинематическим переменным сечения радиационного рассеяния (см.^{/23,31/}). Отдельно рассматривались вклады в сечение членов, соответствующих рассеянию точечной частицы, вкладу поляризуемости и вкладу суммы поляризуемостей. Для того чтобы обеспечить возможность быстрых расчетов для различных конфигураций установки, был сгенерирован и записан на магнитную ленту банк событий радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядер. Статистическая точность расчета эффективности в каждом интервале по энергии излученного фотона составляла $\leq 1\%$, что практически не влияет на точность определения поляризуемости. Возможное влияние систематических ошибок в расчете эффективности, связанных с погрешностями измерения размеров и положений детекторов, оценивалось путем изменения геометрии эксперимента. Для этого анализ был проведен при других геометрических обрезаниях в программах обработки экспериментальных данных и разыгранных событий (подробнее см. 4.2).

4.2. Обработка в предположении $\alpha_{\pi} + \beta_{\pi} = 0$

Поляризуемость π -мезона определялась из распределения событий комптон-эффекта по энергии излученного фотона в лабораторной системе координат. Были проведены вычитания фонов в соответствии с 3.2.

Экспериментально полученное распределение $N_{\text{эксп}}(\omega)$, поправленное на эффективность установки $\epsilon(\omega)$, аппроксимировалось по методу наименьших квадратов теоретическим $N_{\text{теор}}(\omega)$, рассчитанным по формуле (1.2.9) с учетом электромагнитных поправок^{/31/}.

$$N_{\text{эксп}}(\omega)/\epsilon(\omega) = C \cdot (N_{\text{теор}}(\omega)_{\alpha_{\pi}=\beta_{\pi}=0} + \beta_{\pi} \cdot \frac{\Delta N_{\text{теор}}(\omega)}{\Delta \beta_{\pi}}). \quad (4.1.1)$$

При фитировании свободными параметрами были C — общая нормировка и β_{π} — поляризуемость. Учет электромагнитных поправок приводит к изменению в поляризуемости $\Delta \beta_{\pi} = 0,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

В окончательное значение включены поправки, учитывающие:
— распад рассеянных π -мезонов, приводящий к систематическому сдвигу в поляризуемости $\Delta \beta_{\pi} = (0,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$;

— зависимость эффективности искровых камер от ω , которая может приводить к систематическому сдвигу $\Delta \beta_{\pi} = (0,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. (Эффективность зависит от угла падения, который связан с энергией пиона).

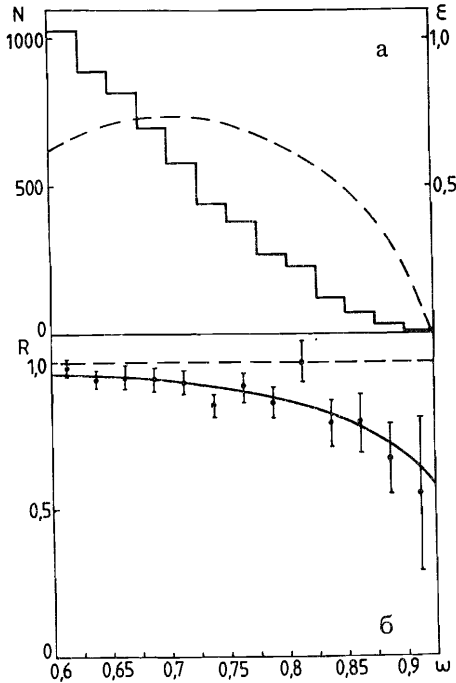


Рис. 10. а) распределение событий комптон-эффекта по относительной энергии излученного фотона $\omega = \frac{\omega_1}{E_1}$ в лабораторной системе координат. Эффективность регистрации $\epsilon(\omega)$ показана штриховой линией. б) Отношение $R = \frac{(d\sigma/d\omega)_{\text{эксп}}}{(d\sigma/d\omega)_{\text{теор}}}$. Сплошная линия — фит с учетом поляризуемости. Фитирование проведено без учета точки $0,9 < \omega < 0,925$, т.к. статистика для этой точки есть не на всех ядрах, и эта точка находится на краю акцептанса.

В качестве примера на рис.10 представлено распределение событий комптон-эффекта по энергии излученного фотона, акцептанс установки и результат фита для обрезаний $\omega > 0,6$; $1,0 < \theta_\pi < 12,5$ мрад*.

Результаты фитирования, с учетом поправок, для разных частей статистики, различных разбиений и геометрических обрезаний приведены в табл. 6 и 7. Видно, что значения поляризуемостей хорошо согласуются друг с другом в пределах ошибок.

В качестве результата для β_π мы используем значение, полученное при $\omega > 0,55$, $\theta_\pi > 1,5$ мрад**:

$$\beta_\pi = (-6,9 \pm 1,4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \text{ при } \chi^2/\text{N.D.F.} = 2,6/5.$$

Гипотеза отсутствия поляризуемости пиона $\beta_\pi = \alpha_\pi = 0$ противоречит эксперименту: фитирование наших данных сечением точечного пиона со свободной нормировкой дает $\chi^2/\text{N.D.F.} = 17,1/6$. Это исключает такую гипотезу с уровнем достоверности $> 99\%$.

Оценка систематической ошибки:

— Для оценки систематической ошибки, связанной с неопределенностью вычитания фона сильных взаимодействий, мы варьировали вычитаемое

* Несмотря на то, что неопределенность в энергии пучка E_1 составляет $\sigma_{E_1} = 2,5\% \cdot 40 \text{ ГэВ} = 1,0 \text{ ГэВ}$ ошибка σ_ω в определении относительной переменной $\omega = \frac{\omega_2}{E_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1}$ достаточно мала для подробного разбиения по этой переменной: $\sigma_\omega = \frac{d\omega}{dE_1} \cdot \sigma_{E_1} = (1-\omega) \cdot \frac{\sigma_{E_1}}{E_1}$, что, например, для точки $\omega = 0,8$ составляет $\sigma_\omega = 0,005$.

** По сравнению с /23/ дополнительно учтен вклад от распада вторичных пионов и уточнен вклад электромагнитных поправок /31/.

Таблица 6

Значения магнитной поляризуемости β_π и суммы поляризуемостей $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ пиона, полученные при фитировании в лабораторной (л.с.) и антилабораторной (а.л.с.) системах для разных частей статистики ($e^2 = 1/137$, в единицах 10^{-43} см^3 , критерии отбора $\omega_2 > 24 \text{ ГэВ}$, $1,0 < \theta_\pi < 12,5$ мрад)

Часть статистики	л.с.	а.л.с. совместный фит	
	β_π	β_π	$(\alpha_\pi + \beta_\pi)$
Be	$-10,2 \pm 6,8$	использовалась статистика (Be + Al + Cu)	
Al	$-0,1 \pm 4,6$	$-5,7 \pm 5,5$	$1,1 \pm 6,0$
Cu	$-10,8 \pm 4,9$		
C (сеанс 1)	$-4,8 \pm 3,4$	$-5,6 \pm 6,1$	$2,1 \pm 6,8$
C (сеанс 2)	$-7,2 \pm 2,7$	$-8,7 \pm 5,6$	$8,3 \pm 6,6$
Fe	$-8,1 \pm 2,9$	$-8,7 \pm 5,4$	$0,8 \pm 6,2$

Таблица 7

Значения магнитной поляризуемости β_π и суммы поляризуемостей $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ пиона, полученные при фитировании в лабораторной (л.с.) и антилабораторной (а.л.с.) системах для полной статистики при разных критериях отбора ($e^2 = 1/137$, в единицах 10^{-43} см^3)

Критерии отбора θ_π , мрад	л.с.	а.л.с.	а.л.с. совместный фит	
	β_π	β_π	β_π	$(\alpha_\pi + \beta_\pi)$
$\omega > 0,55$ $\theta_\pi > 1,5$	$-6,9 \pm 1,4$	$-8,3 \pm 2,0$	$-7,1 \pm 2,8$	$1,8 \pm 3,1$
$\omega > 0,6$ $1,5 < \theta_\pi < 12,5$	$-6,3 \pm 1,5$	$-5,4 \pm 2,0$	$-6,8 \pm 2,8$	$2,3 \pm 3,2$
$\omega > 0,6$ $1,0 < \theta_\pi < 12,0$	$-7,0 \pm 1,5$	$-5,2 \pm 2,0$	$-8,0 \pm 2,9$	$3,2 \pm 3,3$
$\omega > 0,6$ $1,0 < \theta_\pi < 12,5$	$-6,7 \pm 1,5$	$-5,4 \pm 2,0$	$-7,3 \pm 2,8$	$2,9 \pm 3,2$

значение на 50%, при этом было получено изменение в значении поляризуемости $\Delta\beta_\pi \leq 0,7 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

— Аналогично, для оценки систематической ошибки от вычитания взаимодействий вне мишени, мы варьировали вычитаемое значение на 30%, при этом $\Delta\beta_\pi \leq 0,5 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Для оценки систематической ошибки, связанной с учетом эффективности установки, обработка была проведена при других обрезаниях:

— изменение обрезания $t < 6 \cdot 10^{-4} \text{ (ГэВ/с)}^2$ на $t < 2 \cdot 10^{-4} \text{ (ГэВ/с)}^2$ или $t < 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ (ГэВ/с)}^2$ приводит к оценке $\Delta\beta_\pi \leq 0,4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Изменение обрезания по t слабо влияет на результат, т.к. значение t обусловлено, в основном, поперечной передачей, а вклад поляризуемости зависит от продольной передачи, которая мала в условиях нашего эксперимента.

— Изменение обрезания сверху по углу рассеяния пиона $\theta < 12,5$ мрад на $\theta < 15,0$ мрад приводит к $\Delta\beta_\pi \leq 0,3 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Заметим, что такое изменение обрезания эквивалентно достаточно сильному изменению геометрии установки. Так, аксептанс в жесткой части спектра меняется на величину, соответствующую примерно половине вклада поляризуемости. (Абсолютное значение аксептанса меняется на 6% в интервале 34-36 ГэВ). — Наибольший вклад в ошибку дает изменение обрезания снизу по углу рассеяния $\theta_\pi > 1,0$ мрад на $\theta_\pi > 0,5$ мрад. Это приводит к оценке $\Delta\beta_\pi \leq 0,8 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Мы оцениваем возможную суммарную систематическую ошибку в определении поляризуемости пиона $\Delta\beta_\pi = \pm 1,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

4.3. Обработка в системе покоя начального пиона.

Оценка суммы поляризуемостей

Для проверки результатов 4.2 и для оценки суммы поляризуемостей заряженного пиона обработка была проведена в антилабораторной системе (системе покоя начального пиона).

Каждое событие радиационного рассеяния из области $t < 6 \cdot 10^{-4} \text{ (ГэВ/с)}^2$, $\omega > 0,6$ переводилось в антилабораторную систему, т.е. по измеренным кинематическим переменным (углы пиона и кванта, энергия пиона) вычислялись переменные в системе покоя ω'_1, θ' (энергия налетающего фотона и угол рассеяния).

Аналогично в а.л.с. переводились события из области $t = (2 \div 8) \times 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$ и события из экспозиции без мишени, использовавшиеся затем при вычитании фона сильных взаимодействий и фона взаимодействий вне мишени, соответственно.

На рис. 11 приведено экспериментальное распределение событий по энергии налетающего фотона ω'_1 . Пороговое значение $\omega'_{1 \text{ min}} = 100 \text{ МэВ}$ в этом распределении связано с отбором событий $\omega > 0,6$. В дальнейшем область $100 < \omega'_1 < 600 \text{ МэВ}$ была разбита на четыре интервала, см. рис.11. Поправленные на аксептанс распределения событий по $\cos\theta'$ для этих интервалов (см. рис. 12) были отфитированы аналогично 4.2 с использованием формул (1.2.4) с учетом электромагнитных поправок в предположении $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$.

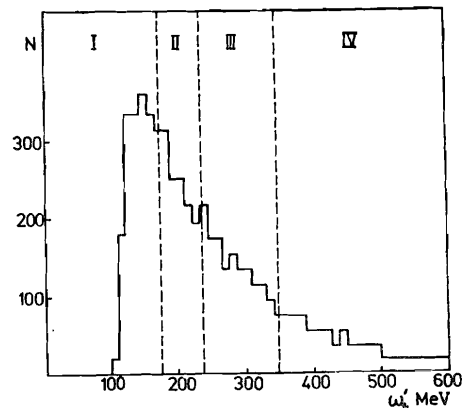


Рис. 11. Экспериментальное распределение событий по энергии налетающего фотона ω'_1 в системе покоя пиона.

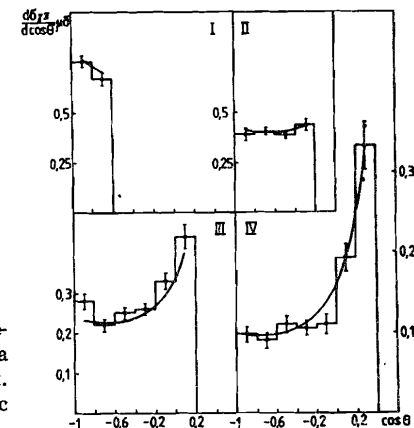


Рис. 12. Поправленные на эффективность регистрации спектры событий комптон-эффекта по $\cos\theta'$ для различных интервалов по ω'_1 (см. рис. 11). Сплошная кривая — результат фита с учетом поляризуемостей.

Результаты фитирования для различных обрезаний с учетом всех поправок (см. 4.2) приведены в табл. 6, они хорошо согласуются с результатами, полученными в лабораторной системе.

Для того чтобы экспериментально оценить сумму поляризуемостей, мы отказались от предположения $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$. Было проведено фитирование спектров (рис. 12) в соответствии с формулами (1.2.3) — (1.2.5) со свободными параметрами: общая нормировка, магнитная поляризуемость, сумма поляризуемостей. При фитировании были учтены электромагнитные поправки, приводящие к $\Delta\beta_\pi = 0,3 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\Delta(\alpha_\pi + \beta_\pi) = -0,1 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Аналогично 4.2 учитывались поправки, связанные с распадом рассеянных пионов и эффективностью искровых камер.

Оценки систематических ошибок, проведенные аналогично 4.2, в этом случае составляют (в единицах $10^{-43} \cdot \text{см}^3$):

- вычитания сильных взаимодействий $\Delta\beta_\pi \leq 1,3$, $\Delta(\alpha_\pi + \beta_\pi) \leq 2,4$;
- вычитания взаимодействий вне мишени $\Delta\beta_\pi \leq 0,7$, $\Delta(\alpha_\pi + \beta_\pi) \leq 0,4$;
- оценка ошибок, связанных с геометрическими обрезаниями $\Delta\beta_\pi \leq 0,8$.

Результаты фита для разных частей статистики и геометрических обрезаний приведены в табл. 6 и 7, значения согласуются друг с другом в пределах ошибок. Результаты фита для области $1,0 < \theta_\pi < 12,5$ мрад приведены на рис. 12.

Окончательным результатом обработки в антилабораторной системе мы будем считать:

$$\beta_\pi = (-7,1 \pm 2,8_{\text{stat.}} \pm 1,8_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3,$$

$$\alpha_\pi + \beta_\pi = (1,8 \pm 3,1_{\text{stat.}} \pm 2,5_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$$

при $\chi^2/N.D.F. = 20,8/16$.

При фитировании сечением точечного комптон-эффекта со свободной нормировкой, т.е. $\alpha_\pi = \beta_\pi = 0$ был получен $\chi^2/N.D.F. = 36,8/18$, включающей гипотезу $\alpha_\pi = \beta_\pi = 0$ с уровнем достоверности больше 99%.

5. ВЫВОДЫ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В реакции радиационного рассеяния пионов с энергией 40 ГэВ на ядрах при малых передачах был выделен процесс рассеяния в кулоновском поле ядер — комптон-эффект на π -мезоне^{/21,22/}. Экспериментально определена зависимость сечения комптон-эффекта от энергии налетающего фотона в системе покоя пиона в диапазоне энергий $100 < \omega < 600$ МэВ. Отношение измеренного сечения комптон-эффекта к расчетному составило $0,96 \pm 0,15$.

Анализ дифференциальных сечений комптон-эффекта позволил определить поляризуемость пиона. Обработка с использованием теоретического значения для суммы электрической и магнитной поляризуемостей пиона $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ приводит к:

$$\beta_\pi = (-6,9 \pm 1,4_{\text{stat.}} \pm 1,2_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (5.1)$$

Обработка со свободным параметром $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ приводит к:

$$\beta_\pi = (-7,1 \pm 2,8_{\text{stat.}} \pm 1,8_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad (5.2)$$

$$\alpha_\pi + \beta_\pi = (1,8 \pm 3,1_{\text{stat.}} \pm 2,5_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Как видно, результат (5.2) для $(\alpha_\pi + \beta_\pi)$ не противоречит условию $(\alpha_\pi + \beta_\pi) \approx 0$, а результат (5.2) для β_π хорошо согласуется с (5.1). То есть гипотеза $\alpha_\pi + \beta_\pi = 0$ практически не влияет на полученное значение поляризуемости пиона (5.1).

Необходимо отметить, что поляризуемость пиона в нашем эксперименте измерялась, строго говоря, не в нуле по кинематическим переменным, а в области значений \sqrt{S} , достигающих нескольких масс пиона ($\sqrt{S} \leq 3m_\pi$). В работе^{/63/} было определено значение поправки к величине поляризуемости β_π от процесса перерассеяния пионов. При экстраполяции в точку $\sqrt{S} = 0$ сдвиг β_π составляет $\Delta\beta_\pi = (-0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ в условиях нашего эксперимента.

Сопоставим полученные результаты с другими экспериментами и теорией.

В работах группы ФИАН^{/62,32/} при изучении реакции радиационного фоторождения пионов (1.1.6) было также определено сечение пионного комптон-эффекта и получено значение поляризуемости заряженного пиона:

$$\beta_\pi = (-20 \pm 12) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Этот результат согласуется с (5.1) в пределах указанных ошибок.

После получения нами основных результатов по комптон-эффекту на пионе^{/21,22/} и поляризуемости^{/23,24/} были опубликованы результаты обработки данных, набранных в ходе эксперимента E-272 во ФНАЛе. В этих работах^{/33,34/} комптон-эффект на π -мезоне наблюдался в реакции радиационного рассеяния пионов с энергией 156 и 202,5 ГэВ на ядрах меди и свинца при инвариантных массах $(\pi\gamma)$ -системы $0,4 < \sqrt{S_{\pi\gamma}} < 0,9$ ГэВ/с. Измеренное сечение согласуется, как и наше, с расчетным. Суммарная статистика для всех энергий и ядер составляет ~ 600 событий, что на порядок меньше, чем в настоящей работе. На этом уровне статистики, как указано в^{/33/}, не видны эффекты, связанные со структурой пиона. Необходимо отметить, что в изучаемой в работах^{/33,34/} области инвариантных переменных комптон-эффекта вклад структурных эффектов может определяться не только поляризуемостью пиона, так как в этой области существенный вклад $(\gamma\pi)$ -рассеяния с резонансами в конечном состоянии^{/10/}.

Как показано в работе^{/35/}, поляризуемость пиона можно связать с константой $\gamma = A/V$ (отношение аксиально-векторного к векторному формфактору пиона). Используя (5.1), мы получили $\gamma = 0,8 \pm 0,2$. Это позволяет исключить отрицательное решение $\gamma = -2,36 \pm 0,12$, полученное в^{/36/} при изучении распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$, и не противоречит в пределах ошибок положительному решению $\gamma = 0,44 \pm 0,12$, полученному в той же работе.

Результаты теоретических расчетов для поляризуемостей π -мезонов приведены в табл. 1 и 2. Измеренное значение поляризуемости пиона удовлетворительно согласуется с предсказаниями квантово-полевых моделей с эффективным киральным лагранжианом, не противоречит результатам дисперсионных расчетов и может быть использовано для выбора между составными кварковыми моделями пиона и уточнения их параметров.

Авторы благодарны дирекциям ИФВЭ и ОИЯИ за поддержку работы, А.М.Балдину, В.П.Джелепову, Б.М.Понтекорво, Ю.Д.Прокошкину, А.А.Тяпкину и М.И.Соловьеву за проявленный интерес и помощь, А.С.Гальперину, С.Б.Герасимову, В.Н.Первушину, В.А.Петрунькину за плодотворные обсуждения теоретических вопросов и О.А.Займидороге за стимулирующие обсуждения. Мы искренне признательны Д.Б.Какауридзе за помощь в создании гамма-детектора и Р.В.Пирцхалаве за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heitler W. The quantum theory of radiation, 3-rd, Oxford: Clarendon press, 1954.
2. Bjorken J.D., Drell S.D. Relativistic quantum mechanics, 1-st. ed., Mc Graw-Hill Book Company, 1964.
3. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981.
4. Гальперин А.С., Мишельмахер Г.В. Препринт ОИЯИ, P2-80-581, Дубна, 1980.
5. Bilenky M.S. et al. JINR, E1-84-368, Dubna, 1984.

4. Feinberg G., Sucher I. — Phys. Rev., 1970, A2, p.2395.
5. Klein A. — Phys. Rev., 1955, 99, p.998.
6. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1960, 18, p.310.
7. Петрунькин В.А. — ЖЭТФ, 1961, 40, с.1148; Труды ФИАН, 1968, 41, с.165.
8. Petrun'kin V.A. — Nucl. Phys., 1964, 55, p.197.
9. Лапидус Л.И. — ЖЭТФ, 1962, 43, с.1358.
10. Пертунькин В.А. — ЭЧАЯ, 1981, 12, с.692.
11. Гольданский В.И. и др. — ЖЭТФ, 1960, 38, с.1695.
12. Баранов П.С. и др. — ЯФ, 1975, 21, с.689.
13. а) Александров Ю.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, с.196.
б) Александров Ю.А. — ЯФ, 1983, 38, с.1100.
14. Iachello F., Lande A. — Phys. Lett., 1971, 35B, p.205.
15. Backenstoss G. et al. — Phys. Lett., 1973, 43B, p.431.
16. Фильков Л.В. — Труды ФИАН, 1967, 41, с.1.
Баранов П.С. и др. — Препринт ФИАН № 64, 1973.
Ахмедов Д.М., Фильков Л.В. — Препринт ФИАН №214, 1978.
17. Буднев В.М., Ваал А.Н., Серебряков В.А. — ЯФ, 1975, 21, с.1033.
18. Romeranchuk I., Shmushkevitch I. — Nucl. Phys., 1961, 23, p.452.
19. Гальперин А.С. и др. Препринт ОИЯИ, P2-80-35, Дубна, 1980; ЯФ, 1980, 32, с.1053.
20. Старков Н.И., Царев В.А., Фильков Л.В. — ЯФ, 1982, 36, с.1212.
21. Антипов Ю.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.302.
22. Антипов Ю.М. и др. Препринт ИФВЭ, 83-143, Серпухов, 1983;
Z. Phys. C., 1984, 24, 39.
23. Antipov Yu.M. et al. — Phys. Lett., 1983, 121B, p.445.
24. Антипов Ю.М. и др. Препринт ОИЯИ, P1-84-490, Дубна, 1984;
Z. Phys. C., 1985, 26, p.57.
25. Акодджанов Г.А. и др. Препринт ИФВЭ, 82-97, Серпухов, 1982.;
26. Gorin Yu.P. et al. NIM, 1971, 92, 77.
27. Gorin Yu.P. et al. NIM, 1970, 85, 101.
28. Бушнин Ю.Б. и др. Препринт ИФВЭ, 79-37, Серпухов, 1979.
29. Antipov Yu.M. et al. — Z. Phys. C., 1985, 27, p.21.
30. Амагуни Ц.А. и др. Препринт ИФВЭ, 82-142, Серпухов, 1982.
31. Ахундов А.А. и др. Препринт ОИЯИ, P2-84-815, Дубна, 1984.
Ахундов А.А. и др. — ЯФ, 1983, 37, с.360.
Ахундов А.А., Бардин Д.Ю. Препринт ОИЯИ, P2-82-650, Дубна, 1982.
32. Айбергенов Г.А. и др. — Краткие сообщения по физике ФИАН, №6, 1984, с.31.
33. Zielinski M. et al. — Phys. Rev., 1984, D29, p.2633.
34. Kowalevski et al. — Phys. Rev., 1984, D29, p.1000.
35. Терентьев М.В. — УФН, 1974, 112, с.37; ЯФ, 1972, 16, с.162.
36. Stetz A. et al. — Nucl. Phys., 1979, B138, p. 285.
37. Волков М.К., Первушин В.Н. — ЯФ, 1975, 22, с.346.
38. Cannata F., Mazzanti P. — Lett. Nuovo Cim., 1977, 20, p.468.
39. Гальперин А.С., Калиновский Ю.Л. Сообщение ОИЯИ, P2-10849, Дубна, 1977.
40. Cannata F., Mazzanti P. — Nuovo Cim., 1977, 41A, p.433.
41. Львов А.И., Петрунькин В.А. — Препринт ФИАН, 170, с.1977.
42. Efimov G.V., Okhlopkova K.A. — JINR, E4-11568, Dubna, 1978.
43. Петрунькин В.А. В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях. М.: Наука, 1976, с.282.
44. Ericson T.E.O., Hufner J. — Nucl. Phys., 1972, 47B, p.205.
45. Cannata F. — Lett. Nuovo Cim., 1975, 6, p.379.
46. Дегтев В.И., Петрунькин В.А. Вопросы атомной науки и техники. Серия Общая и ядерная физика, УФТИ, Харьков. вып.1(1).
47. Iachello F., Lande A. — Phys. Lett., 1971, 35B, p.205.
48. Schroder U.E. — Acta Phys. Austriaca, 1972, 36, p.248.
49. Волков М.К., Креопалов Д.В. Препринт ОИЯИ, P2-82-476, Дубна, 1982.
50. Динейхан М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, с. 35, с.443.
51. Волков М.К., Эберт Д. — ЯФ, 1981, 34, с.182.
52. Львов А.И. — ЯФ, 1981, 34, с.522.
53. Llanta E., Tarrach R. — Phys. Lett., 1980, 91B, p.132.
54. Tran N.Truong. — Phys Rev., 1984, D30, p.1509.
55. Ragusa S. — Lett. Nuovo Cim., 1977, 20, p.181.
56. Filkov L.V., Guiasu I., Radesku E.E. — Phys. Rev., 1982, 26, p.3146.
57. Дегтев В.И., Львов А.И., Петрунькин В.А. В сб.: XI Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике (Гомель, 1977), ОИЯИ, Дубна, 1979.
58. Vall A.N., Kaloshin A.E., Serebryakov V.V. Preprint TPh-144, Institute of Mathematics, Novosibirsk.
59. Волков М.К., Осипов А.А. — ЯФ, 1985, 41, с.1027.
60. Фильков Л.В. — ЯФ, 1985, 41, с.991.
61. Львов А.И., Петрунькин В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с.53.
62. Айбергенов Т.А. и др. — КСФ, 1982, №5, с.33.
63. Мицельмахер Г.В., Первушин В.Н. — ЯФ, 1983, 37, с.945.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 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.

P1-86-710

Исследование комптон-эффекта на π -мезоне и поляризуемости заряженного пиона

Излагаются результаты эксперимента, в котором впервые был исследован комптон-эффект на π -мезоне и измерена поляризуемость заряженного пиона в реакции радиационного рассеяния пионов с импульсом 40 ГэВ/с на ядрах при малых передачах. Исследована зависимость сечения комптон-эффекта от энергии налетающего фотона ω_1' (в системе покоя пиона) в области энергий $100 < \omega_1' < 600$ МэВ. Из анализа событий комптон-эффекта получено значение поляризуемости заряженного пиона $\beta_\pi = -a_\pi = (-6,9 \pm 1,4_{\text{stat.}} \pm 1,2_{\text{sys.}}) \times 10^{-43} \text{ см}^3$. Получена также оценка суммы электрической a_π и магнитной β_π поляризуемостей, согласующаяся с теоретическими предсказаниями $a_\pi + \beta_\pi = 0$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Antipov Yu.M. et al.

P1-86-710

Investigation of Compton-Effect on π -Meson and Charged Pion Polarizability

The results of an experiment aimed at the study of the 40 GeV/c pion radiative scattering on nuclei at small momentum transfers are presented. Compton-effect on the pion was investigated and the charged pion polarizability was measured for the first time. The pion Compton-effect cross section dependence on the incident photon energy ω_1' (rest pion frame) was measured in the 100 – 600 MeV range. The polarizability of charged pion has been found to be $\beta_\pi = -a_\pi = (-6,9 \pm 1,4_{\text{stat.}} \pm 1,2_{\text{sys.}}) \times 10^{-43} \text{ cm}^3$ and the sum of pion electrical a_π and magnetic β_π polarizabilities has been estimated to be in agreement with theoretical predictions: $a_\pi + \beta_\pi = 0$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986