

ИЗМЕРЕНИЕ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ $\gamma \rightarrow 3\pi$ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ
ПИОННЫХ ПАР ПИОНАМИ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР

Ю.М.Антипов¹, В.А.Батарин¹, В.А.Беззубов¹, Н.П.Буданов¹,
Ю.П.Горин¹, Ю.А.Горнушкин, С.П.Денисов¹, С.В.Клименко¹,
И.В.Котов¹, П.А.Кулинич, А.А.Лебедев¹, Г.В.Мицельмахер,
А.Г.Ольшевский, Ф.Паломбо², А.И.Петрухин¹, Р.В.Пирцхалава³,
С.А.Половников¹, В.Н.Ройнишвили³, Я.Седлак,
Д.А.Стойнова¹, В.И.Травкин

В реакции рождения пионных пар пионами в кулоновском поле ядер $\pi^- + Z \rightarrow \pi^- + \pi^0 + Z$ 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 40 ГэВ ускорителя ИФВЭ /Серпухов/ на спектрометре СИГМА. В результате эксперимента впервые измерено значение константы связи $\gamma \rightarrow 3\pi$: $F^{3\pi}(0) = 13,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \text{ ГэВ}^{-3}$. 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.

Measurement of Coupling Constant $\gamma \rightarrow 3\pi$ in the Process
of Pion Pair Production by Pions in Nuclear Coulomb Field

Yu.M.Antipov et al.

The vertex $\gamma \rightarrow 3\pi$ was investigated in the $\pi^- + Z \rightarrow \pi^- + \pi^0 + Z$ reaction of pion pair production in nuclear Coulomb field at small invariant mass of $\pi^- \pi^0$ ($s < 10 m_\pi^2$). The experiment was carried out at 40 GeV pion beam of IHEP accelerator (Serpukhov) using SIGMA spectrometer. The first measurement of the coupling constant $\gamma \rightarrow 3\pi$ is presented: $F^{3\pi}(0) = 13.0 \pm 0.9 \pm 1.3 \text{ GeV}^{-3}$. The result is in agreement with

¹ Институт физики высоких энергий, Серпухов

² ИЮФН, Милан, Италия

³ Институт физики АН ГрССР, Тбилиси

calculations based on Wess-Zumino-Witten effective Lagrangian. The hypothesis of the chiral anomalies and colour SU(3) quark symmetry are confirmed.

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

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования реакции образования пионных пар с малыми инвариантными массами пионами в кулоновском поле ядер и измерения константы $F^{3\pi}$, входящей в вершину $\gamma \rightarrow 3\pi$. Изучение этой реакции проводилось по программе экспериментов СИГМА-АЯКС параллельно с исследованием реакции радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядер /комpton-эффект на π -мезоне^{/1,2/}.

В теории аномальных условий частичного сохранения аксиально-векторного тока^{/3/} константа связи $F^{3\pi}$ в низкоэнергетическом пределе связана с константой F^π , входящей в вершину $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, теоремой^{/4,5/}:

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

где $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, f - константа распада заряженного пиона. При этом амплитуды обоих аномальных процессов полностью описываются петлевыми диаграммами /рис.1/. В кварковой модели амплитуды пропорциональны числу цветов кварков. Экспериментальная проверка теоремы /1/, как неоднократно отмечалось^{/4-11/}, важна для подтверждения гипотезы киральных аномалий, а также проверки цветной SU(3) симметрии кварков. В настоящее время такая проверка особенно важна в связи с интенсивно развивающимся^{/12/} подходом к описанию низкоэнергетического предела КХД с помощью кирально-го лагранжиана Весса-Зумино-Виттена^{/13-14/}, опирающегося на эту гипотезу.

Низкоэнергетическая теорема /1/ и лагранжиан Весса-Зумино-Виттена дают для константы $F^{3\pi}(0)$ выражение^{/4,14/}:

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

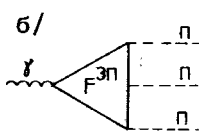
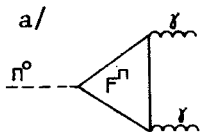


Рис.1. Диаграммы, описывающие в низкоэнергетическом пределе аномальные процессы: а/ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, б/ $\gamma \rightarrow 3\pi$.

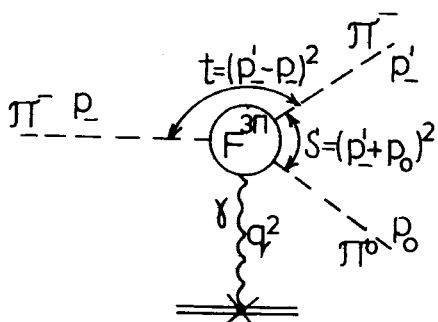


Рис. 2. Диаграмма реакции $\pi^- + N(A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + N(A, Z)$ в кулоновском поле ядра.

При $N_c = 3$ получаем*:

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

Удобным способом экспериментального определения $F^{3\pi}$ является ^{/5,8/} исследование вершины $\gamma \rightarrow 3\pi$ в реакции образования пионных пар пионами в кулоновском поле ядер



в области малых инвариантных масс $\pi^-\pi^0$ -системы. Дифференциальное сечение реакции /4/ /рис.2/ методом эквивалентных фотонов связано с сечением процесса $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ ^{/5/}:

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

где $s = (p^- + p_0)^2$, $t = (p^- - p'^-)^2$, p^- , p'^- и p_0 - импульсы начального и конечных π -мезонов, q^2 - квадрат переданного

ядру импульса $q_{\min}^2 = \left(\frac{s - m_\pi^2}{2E} \right)^2$, E - энергия пучка. Для сече-

ния реакции $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ имеем

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt} = \frac{(F^{3\pi})^2}{128\pi} k^2 \sin^2 \theta. \quad /6/$$

где θ - угол рассеяния π -мезона в с.ц.и., $k^2 = 1/4 \cdot (s - 4m_\pi^2)$.

Наши первые результаты измерения сечения, подтверждающие низкоэнергетическую теорему /1/, были представлены

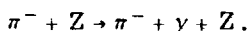
* Следует заметить, что теоретическое значение $F^{3\pi}$, как это видно из /2/, сильно зависит от используемого значения f . Разные авторы используют ^{/4-14/} для f значения от 83 до 95 МэВ. Мы пользуемся значением $f = 90$ МэВ. С неопределенностью в f /+5 МэВ/ связана ошибка в /3/, которая соответствует ~15% точности низкоэнергетических расчетов.

ранее ^{15/}. Впоследствии подтверждение низкоэнергетической теоремы было получено при изучении реакции $\pi^- + e \rightarrow \pi^- + \pi^0 + e$ ^{16/}.

Настоящий эксперимент проводился на пучке пионов с импульсом 40 ГэВ/с ускорителя ИФВЭ /Серпухов/ на спектрометре СИГМА. Экспериментальная установка включала пучковую часть, ядерную мишень, охранную систему, запрещающую регистрацию событий с частицами, не попадающими в апертуру установки, магнитный спектрометр для регистрации заряженных продуктов реакции и гамма-спектрометр для регистрации фотонов. Подробно установка, триггер и критерии отбора событий в этом эксперименте были описаны ранее ^{15/}.

Акцептанс установки был рассчитан по методу Монте-Карло в соответствии с теоретическим сечением ^{15/}-^{16/}. Оказалось, что геометрическая эффективность мало меняется в интервале значений $q^2 \leq 10^{-2} (\text{ГэВ/с})^2$ и сильно зависит от s . Резкое падение эффективности при $s > 10 m_\pi^2$ выделяло интересующую область малых инвариантных масс.

Результаты данной работы основаны на статистике $\sim 8 \cdot 10^{10}$ π^- -мезонов, пропущенных через мишени C, Al и Fe/толщина $\sim 0,25$ рад длины/, а также "пустую" мишень. При обработке были отобраны события с двумя фотонами в конечном состоянии, эффективная масса которых $m_{\gamma\gamma}$ соответствует массе π^0 -мезона, сумма энергий продуктов реакции E_{tot} отвечает энергии начального пиона, а инвариантная масса $\pi^- \pi^0$ -системы принадлежит области $s < 10 m_\pi^2$. Более подробно процедура отбора событий реакции ^{4/} описана в работе ^{15/}. Для всех исследованных мишеней в распределении по квадрату переданного ядру импульса хорошо виден характерный для кулоновских процессов пик в области малых передач /рис.3/. Дифференциальное сечение было получено с помощью нормировки наблюдаемого распределения dN/dq^2 на сечение реакции радиационного рассеяния пионов в кулоновском поле ядер ^{1,2/}:



^{17/}

Этот процесс изучался в эксперименте одновременно с процессом рождения пионных пар. Реакция ^{7/} является чистым электродинамическим процессом и с точностью до малой поправки поляризуемости ^{2/} рассчитывается теоретически. Полученное нами экспериментальное значение сечения реакции ^{7/} хорошо согласуется с рассчитанным ^{1,2/}, поэтому такая нормировка позволяет подавить ошибки в мониторинговании, в оценке физической эффективности детектирующей аппаратуры, а также в эффективности программы геометрической реконструкции треков.

Малая величина сечения изучаемого процесса требовала специальных мер для подавления и учета сопровождающих реакцию ^{4/} фоновых процессов. Фоновым процессом, который

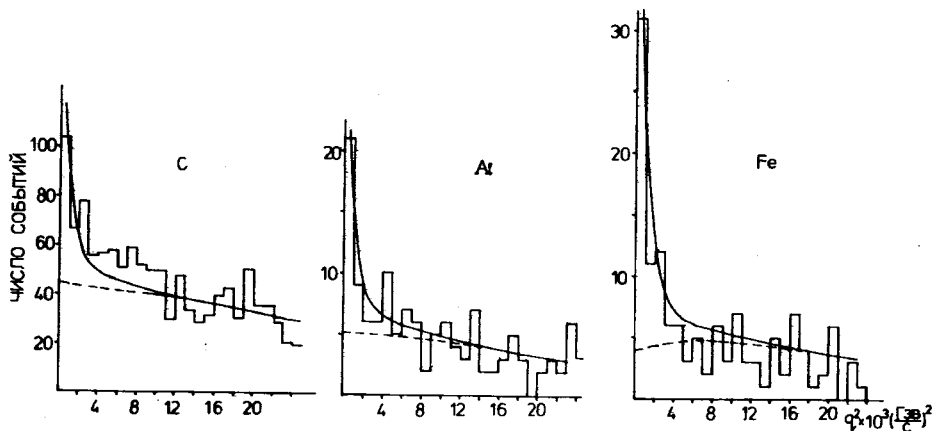
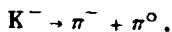


Рис.3. Экспериментальное распределение dN/dq^2 , полученное на разных мишенях: — фитирующая экспериментальное распределение сумма кулоновского сечения и фона /нормированная на пионный комптон-эффект, $\sigma_{q_t} = 20$ МэВ/; --- сумма когерентного и некогерентного ядерного фона.

может имитировать пик при малых передачах импульса, является распад K^- -мезонов /примесь которых в пучке составляла ~2%/:



/8/

Этот фон был практически полностью подавлен /более чем в 10^5 раз/ пучковыми пороговым и дифференциальным черенковскими счетчиками. Это проверялось по данным экспозиции без мишени и по распределению координаты точки взаимодействия вдоль пучка для отобранных событий.

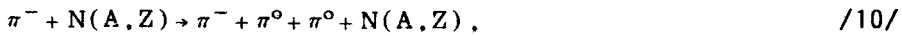
Сечение когерентного рождения пионных пар, с учетом интерференции, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = |T_c + e^{i\phi} T_s|^2.$$

/9/

где амплитуда T_s определяет вклад в реакцию /4/ сильных взаимодействий, в основном обусловленных ω -обменом^{/8/}, T_c - кулоновская амплитуда, ϕ - относительная фаза между ними. Сечение кулоновского образования пионных пар увеличивается с ростом начальной энергии как $\sim \log E$, в то же время ядерное сечение падает как $\sim 1/E$. При энергии 40 ГэВ кулоновский пик уже достаточно хорошо выделяется, а события, происходящие за счет сильного взаимодействия, дают вклад в подложку под пиком. Отношение сечения кулоновского и ядерного процессов зависит от заряда ядра ми-

шени и растет как $\sim Z^2/A^{4/3}$. Поэтому в экспериментальном спектре dN/dq^2 /рис.3/ подложка под кулоновским пиком на углероде больше, чем на более тяжелых мишенях. В экспериментальном спектре dN/dq^2 может присутствовать и фон от реакций, в которых часть частиц не зарегистрирована. Наиболее важным фоном такого типа является реакция



происходящая за счет сильного взаимодействия, в том случае, когда два фотона не регистрируются установкой. Фон от реакции /10/, так же как и от других неупругих процессов, значительно подавлялся охранной системой и отбором по $m_{\gamma\gamma}$ и E_{tot} .

Обсуждаемые выше источники фона, так же как и другие реакции, дающие вклад в подложку распределения по q^2 , учитывались при фитировании. Экспериментальное распределение фитировалось суммой кулоновского сечения, сечения когерентного рождения в сильном поле ядра, интерференционного члена и когерентного фона:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = (F^{3\pi})^2 T_c'^2 + C_s^2 T_s^2 + 2C_s F^{3\pi} |T_c' N T_s| \cos\phi + C_{inc}. \quad /11/$$

где $T_c' = T_c / F^{3\pi}$, в интервале $0 < q^2 < 25 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$. Амплитуда T_s взята в таком же виде, как и в работе /17/. Параметрами фита были константа $F^{3\pi}$, относительная фаза ϕ , а также нормировка когерентного ядерного C_s и некогерентного фона $-C_{inc}$. При фитировании учитывался аксептанс установки $\epsilon(s, q^2)$, а также разрешение установки по q_t /поперечной передаче импульса ядру/, которое определялось в основном координатной точностью гамма-детектора / $\sigma_{q_t} = 20 \pm 5 \text{ МэВ/}$.

Экспериментальное распределение фитировалось также в предположении отсутствия некогерентного фона C_{inc} . Полученные в результате различных способов фитирования значения параметра $F^{3\pi}$ согласуются в пределах ошибок. Фит экспериментального спектра без кулоновского сечения имеет уровень достоверности $S.L. < 10^{-6}$. Оцененный при фитировании вклад фоновых событий в область малых передач был вычтен дифференциально по s во всем интервале зарегистрированных событий по этой переменной. Полученное распределение хорошо описывается теоретическим сечением с учетом аксептанса установки /рис.4/.

В результате фита было определено среднее значение константы связи $F^{3\pi}$ в области $s < 10 \text{ м}_\pi^2$:

$$F^{3\pi} = 13,0 \pm 0,9 \pm 0,8 / \text{ГэВ}^{-3}. \quad /12/$$

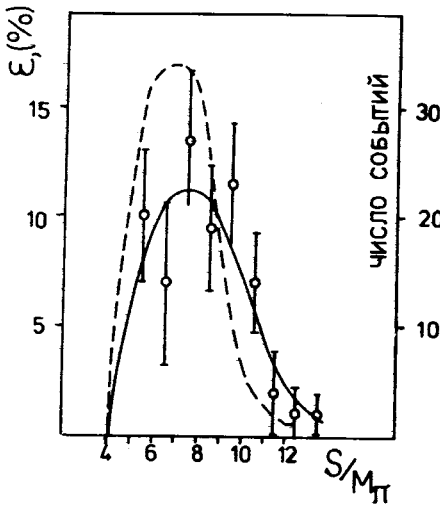


Рис.4. Распределение событий реакции /4/ во всем интервале по s ($q^2 < 2 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$):
 — теоретическое сечение с учетом аксептанса, нормированное на количество событий реакции /4/ в области $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$;
 --- аксептанс установки.

Статистическая ошибка получена путем усреднения результатов фита на разных ядрах. В систематическую ошибку входит ошибка, связанная с неточным знанием функции разрешения, ошибки в определении эффективности регистрации и отбора событий, а также ошибка, связанная с различными предположениями о характере фонов при фите.

Константа связи $F^{3\pi}$ является, вообще говоря, функцией s , t и q^2 . В низкоэнергетическом приближении предполагается, что $F^{3\pi}$ мало меняется при $s, t \ll m_\rho^2$ и $F^{3\pi}(0) \approx F^{3\pi}$. В работах /5,8/ для учета отклонения $F^{3\pi}$ от $F^{3\pi}(0)$ при $s < 10 m_\pi^2$ предлагается экстраполяция:

$$F^{3\pi}(s, t; q^2) = F^{3\pi}(0) \left[1 + C_\rho \left(\frac{s}{m_\rho^2 - s} + \frac{t}{m_\rho^2 - t} + \frac{u}{m_\rho^2 - u} \right) + C_\omega \frac{q^2}{m_\omega^2 - q^2} \right]. \quad /13/$$

Выражение /13/ учитывает вклад в $F^{3\pi}$ состояний с промежуточными ρ - и ω -мезонами. Последний член в нашем случае, когда фотон почти реальный, пренебрежимо мал и составляет ~ 1% ($|C_\omega| \approx 3^{11}/q^2 < 2 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$). Для C_ρ имеем

$$C_\rho = \frac{2/g_{\rho\pi\pi} // g_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho^3 \cdot F^{3\pi}(0)} e^{i\psi}. \quad /14/$$

где $g_{\rho\pi\pi}$ и $g_{\rho\pi\gamma}$ - константы связи, определяемые через парциальные ширины ρ -мезона, ψ - неизвестная фаза. /Используя данные /17,18/, получаем $g_{\rho\pi\pi} = 6,1$. $g_{\rho\pi\gamma} = 0,17$. Подставляя $F^{3\pi}$ в виде /13/ в /6/ и интегрируя дифференциальное сечение /5/ в области $s < 10 m_\pi^2$, $q^2 < 2 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$, можно найти теоретическое значение σ/Z^2 :

$$\sigma/Z^2 = 9,84 \cdot 10^{-3} ((F^{3\pi}(0))^2 + 1,94 \cdot F^{3\pi}(0) \cos\psi + 1,0) \text{ /нб/} \quad /15/$$

Полученные в результате фита значения σ/Z^2 согласуются с результатами нашей предыдущей работы^{/15/}, где для вычитания фона использовалась более простая процедура. Усредняя экспериментальные значения σ/Z^2 , полученные на разных ядрах, получаем

$$\langle \sigma/Z^2 \rangle = 1,67 \pm 0,24 \pm 0,22 \text{ /нб/} \quad /16/$$

Для определения $F^{3\pi}(0)$ из сравнения /15/ и /16/ надо, вообще говоря, знать фазу ψ . Если считать фазу полностью неопределенной ($\cos\psi = 0 \pm 1$), то

$$F^{3\pi}(0) = 13,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \text{ (ГэВ}^{-3}\text{)} \quad /17/$$

с несколько большей, по сравнению с /12/, систематической ошибкой, учитывая выходящую неопределенность фазы.

Сравнивая полученный результат /17/ с теоретическим значением /3/, можно сделать следующие выводы:

- полученный результат в пределах точности теоретических приближений и экспериментальных ошибок подтверждает низкоэнергетическую теорему /1/ и согласуется с расчетом на основе эффективного лагранжиана Весса-Зумина-Виттена; таким образом, подтверждается гипотеза киральных аномалий;

- согласие экспериментального значения $F^{3\pi}$ с теоретическим при $N_c = 3$ подтверждает также цветную SU(3) симметрию кварков.

Литература

- 1 Антипов Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.302.
- 2 Antipov Yu.M. et al. Phys.Lett., 1983, 121B, p.445; Antipov Yu.M. et al. Z.Phys.C.-Particles and Fields, 1984, 26, p.616.
3. Adler S.L. Phys.Rev.1969,177, p.2426; Bell J.S. Jackiw R. Nuov. Cim., 1969, 60A, p.47.
4. Adler S.L. et al. Phys.Rev.1971, D4, p.3497.
5. Terent'ev M.V. Phys.Lett., 1972, B38, p.419.
6. Chanowitz M.S. In: XII Rencontre de Moriond, J.Tran Thanh Van, 1977, vol.3. p.25.
7. Freund R., Zee A. Phys.Lett., 1983, 143B, p.419.
8. Zee A.Phys.Rev. 1972, D6, p.900.
9. Rudaz S. Phys.Rev., 1974, D10, p.3857.
10. Rudaz S. Phys.Lett., 1984, 145B, p.281.
11. Терентьев М.В. УФН, 1974, 112, с.37.
12. Wess J., Zumino B. Phys.Lett., 1971, 37B, p.95.

13. Witten E. Nucl.Phys., 1983, B223, p.422.
14. Дьяконов Д.И., Эйдес М.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.358;
Pak N.K., Rossi P.CERN, TH3964, Geneva, 1984;
Brihaye Y., Pak N.K., Rossi P. CERN, TH3984, Geneva, 1984.
15. Antipov Yu.M. et al. Z.Phys.C.-Particles and Fields, 1985, 27, p.21.
16. Amendolia S.R. et al. GERN, EP 85-14, Geneva, 1985.
17. Particle Data Group, Rev.Mod.Phys., 1984, vol.56, No.2.
18. Jensen T. et al. Phys.Rev. 1983, 27, p.26.

Рукопись поступила 25 июля 1985 года