

Эксперименты CPP/NPP по измерению поляризуемостей заряженного и нейтрального пионов

В. В. Тарасов^{1,*} И. Ф. Ларин^{1,2}

¹НИИ «Курчатовский институт». Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1
²Массачусетский университет. США, Массачусетс, 01003, Амхерст, 181 Президентс Драйв
 (Поступила в редакцию 18.07.2024; подписана в печать 14.08.2024)

Поляризуемость — фундаментальная характеристика элементарных частиц. Измерение величин поляризуемостей пионов позволяет осуществить проверку предсказаний киральной пертурбативной теории (ChPT). В настоящий момент проводится анализ экспериментальных данных экспериментов CPP/NPP, целью которых является измерение поляризуемостей пи-мезонов посредством измерения сечения примаковского фоторождения пионных пар. С этой целью летом 2022 г. на ускорителе TJNAF проведен набор экспериментальных данных по взаимодействиям поляризованного фотонного пучка с энергией 4.5–6.0 ГэВ с ядрами свинца-208 на модернизированной установке GlueX. Рассмотрены существующие эксперименты по измерению поляризуемости пионов, теоретические предсказания поляризуемостей, постановка экспериментов CPP/NPP, ожидаемые в этих экспериментах результаты и предварительный анализ набранных данных.

PACS: 13.60.Le УДК: 539.126.34

Ключевые слова: поляризуемость заряженного и нейтрального пионов, меченный фотонный пучок, электромагнитный калориметр, мюонный детектор, эффект Примакова.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2450201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2450201)

ВВЕДЕНИЕ

Поляризуемость — фундаментальное свойство адронов. Пи-мезон — самая легкая известная частица, участвующая в сильном взаимодействии. Измерение поляризуемости пи-мезона является важным тестом фундаментальных симметрий в КХД при низких энергиях. Среди всех адронных поляризуемостей пионная имеет наиболее важное значение, поскольку обеспечивает проверку фундаментальных симметрий КХД в главном порядке теории возмущений. Предсказание ChPT в главном порядке $O(p^4)$ для электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей заряженного π -мезона определяется формулой

$$\alpha_{\pi^+} = -\beta_{\pi^+} = \frac{4\alpha}{m_\pi F_\pi^2} (L_9^r - L_{10}^r)$$

с относительно небольшими ожидаемыми поправками $O(p^6)$ [1–3]:

$$\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = (5.7 \pm 1.0) \times 10^{-4} fm^3$$

и для поляризуемости нейтрального пиона (однопетлевой киральный вклад) [4]

$$\alpha_{\pi^0} = -\beta_{\pi^0} = -\frac{\alpha}{96\pi^2 m_\pi F_\pi^2} \simeq -0.55 \times 10^{-4} fm^3$$

с поправками $O(p^6)$ [5]

$$\alpha_{\pi^0} - \beta_{\pi^0} = (-1.9 \pm 0.2) \times 10^{-4} fm^3,$$

где m_π — масса пиона, F_π — константа распада пиона, α — постоянная тонкой структуры, L_9^r и L_{10}^r — константы низкой энергии в лагранжиане [6]. Поляризуемость пиона также играет важную роль в аномалии $(g-2)_\mu$ [7], интерес к измерению которой возрос с тех пор, как было сообщено о том, что последнее измерение этой величины отстоит на 4.2 стандартных отклонений от предсказанного Стандартной моделью [8].

1. ПРЕДЫДУЩИЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПИОНОВ

Поляризуемость заряженного пиона $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$ измерялась тремя различными методами. Это:

1. радиационное примаковское рассеяние пионов в ядерном кулоновском поле $\pi Z \rightarrow \pi Z \gamma$,
2. образование пионных пар $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$,
3. радиационное фоторождение пиона в реакции $\gamma p \rightarrow \pi + n$.

Наиболее точными измерениями каждого типа являются эксперименты COMPASS [9], где $\alpha_\pi - \beta_\pi = (4.0 \pm 1.2_{stat} \pm 1.4_{syst}) \times 10^{-4} fm^3$, MARK-II [10], где $\alpha_\pi - \beta_\pi = (4.4 \pm 3.2_{stat+syst}) \times 10^{-4} fm^3$ и MAMI [11] где $\alpha_\pi - \beta_\pi = (11.6 \pm 1.5_{stat} \pm 3.0_{syst} \pm 0.5_{model}) \times$

* E-mail: vtarasov@itep.ru

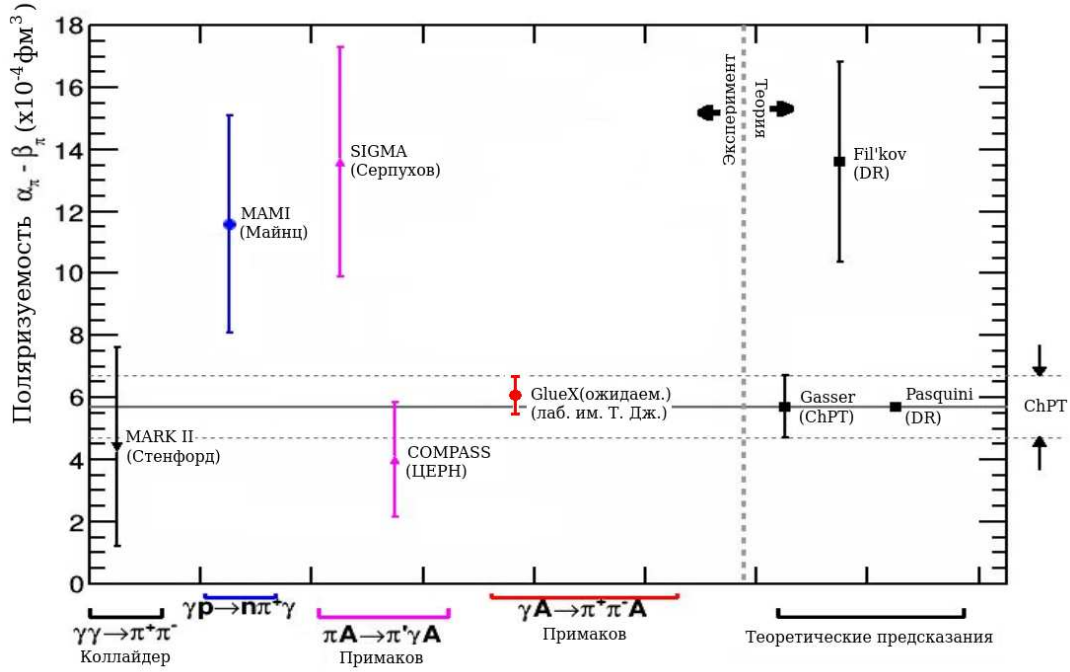


Рис. 1. Экспериментальные данные, сгруппированные по типам измерений, а также теоретические предсказания для величины $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$

$\times 10^{-4} \text{fm}^3$. До сих пор только измерения коллайдера COMPASS имеют достаточно высокую точность и в пределах погрешности совпадают с теоретическими расчетами [3]. Существующие измерения, сгруппированные по различным экспериментальным методикам, а также теоретические предсказания величины $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$ (поляризуемости заряженного пиона) представлены на рис. 1.

Поляризуемость нейтрального пиона была оценена [12] как $(0.8 \pm 2.0) \times 10^{-4} \text{fm}^3$ согласно единственному существующему на данный момент измерению сечения реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$ в области масс менее 0.7 ГэВ в исследованиях взаимодействий $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ в эксперименте Crystal Ball в DESY [13]. Большая неопределенность в измерении поляризуемости возникает здесь из-за низкой статистики, набранной для реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ при $W_{\pi^0\pi^0} < 0.7$ ГэВ (всего около 300 событий).

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ СРР И NРР В ЛАБОРАТОРИИ ИМЕНИ Т. ДЖЕФФЕРСОНА

Целью экспериментов СРР и NРР является прецизионное измерение поляризуемостей пионов путем анализа данных реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ вблизи порога при использовании эффекта Примакова (рис. 2).

Сечение реакции можно измерить с использованием пучка меченых фотонов с малым переданным импульсом

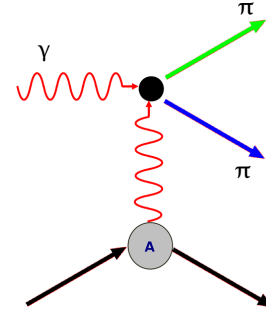


Рис. 2. Диаграмма реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$

$\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^- A (\gamma A \rightarrow \pi^0\pi^0 A)$:

$$\frac{d^2\sigma_{Pr}}{d\Omega_{\pi\pi}dM_{\pi\pi}} = \frac{2\alpha Z^2 E_\gamma^4 \beta^2 \sin^2\theta}{\pi^2 M_{\pi\pi} Q^4} |F(Q^2)|^2 \times \\ \times (1 + P_\gamma \cos 2\phi_{\pi\pi}) \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi),$$

где σ_{Pr} — примаковское сечение рождения двух пионов, $\Omega_{\pi\pi}$ — телесный угол в лабораторной системе рождения двух пионов, $M_{\pi\pi}$ — инвариантная масса системы $\pi\pi$, E_γ — энергия налетающего пучка фотонов, Z — атомный номер мишени, β — скорость 2π -системы, $F(Q)$ — электромагнитный формфактор мишени, $\theta_{\pi\pi}$ — лабораторный угол для 2π -системы, P_γ — линейная поляризация падающего пучка, $\phi_{\pi\pi}$ — азимутальный угол системы 2π , $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi)$ — полное сечение рождения пионной пары во взаимодействии двух фотонов, которое чувствительно к поляризуемости пионов, Q — четырех-импульс, переданной пионной паре. Существу-

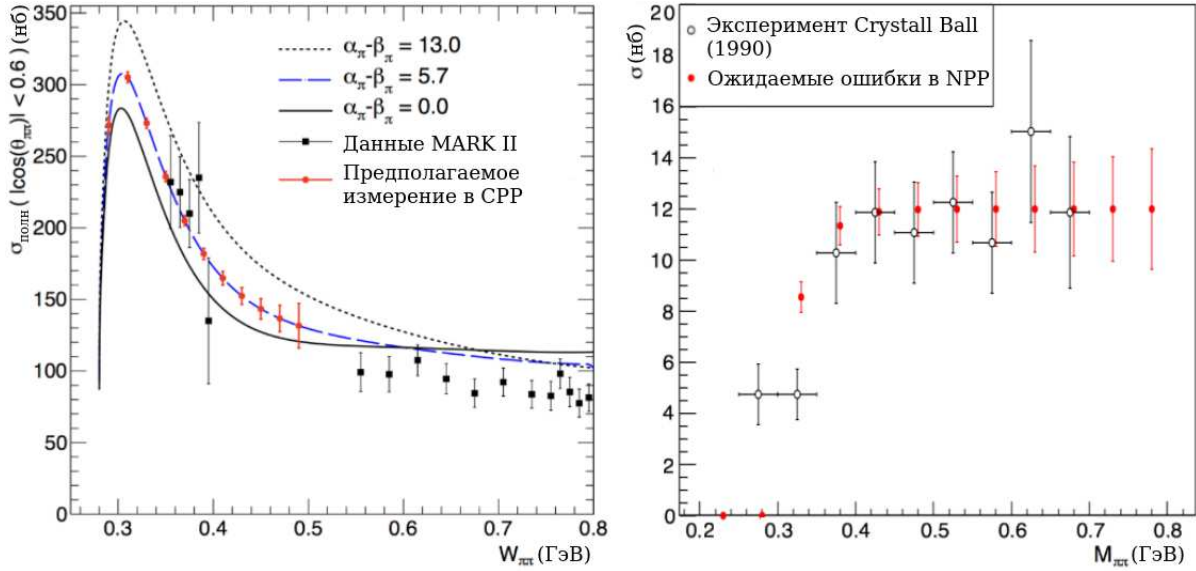


Рис. 3. Слева: $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ сечения. Сплошные, штриховые, пунктирные кривые — вычтенные из расчетов дисперсионной модели с $\alpha_\pi - \beta_\pi$ — равными 0.0, $5.7 \times 10^{-4} fm^3$ (ChPT) и $13.0 \times 10^{-4} fm^3$ соответственно. Черные точки данных взяты из Mark II, красные точки данных — это прогнозируемые точки данных эксперимента CPP. Справа: расчетное полное сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ из эксперимента NPP и данные из единственного предыдущего измерения в эксперименте Crystal Ball

ющие теоретические расчеты фоторождения пионных пар вблизи порога позволяют извлечь поляризуемости π -мезонов [14].

На рис. 3 (слева) представлены расчетные полные сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ из [3] для различных значений $\alpha_\pi - \beta_\pi$ (в ограниченный телесный угол $|\cos\theta_{\pi\pi}| < 0.6$). Черная кривая представляет собой расчет без влияния поляризуемости. Синяя штриховая кривая — с использованием дисперсионного уравнения (DR) с $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 5.7 \times 10^{-4} fm^3$. Черная пунктирная кривая представляет собой расчет DR с поляризуемостями из [15] с $\alpha_\pi - \beta_\pi = 13.0 \times 10^{-4} fm^3$. Сравнение кривых с $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$, равными $5.7 \times 10^{-4} fm^3$ (синий пунктир) и $13.0 \times 10^{-4} fm^3$ (черный пунктир) показывает изменение сечения при $W_{\pi\pi} = 0.4$ ГэВ примерно на 20%. Красная кривая — ожидаемые данные для эксперимента CPP, а черные точки — данные для эксперимента Mark II для реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Моделирование измерения CPP [16] предсказывает погрешность общего сечения около 1% и $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} \sim (6.0 \pm 0.6) \times 10^{-4} fm^3$ с ожидаемой точностью около 10%, что в несколько раз точнее, чем наилучшее из существующих на сегодняшний день. Основными компонентами неопределенности измерения являются погрешность отделения электрон-позитронных, мюонных и каонных пар от пионных, и неопределенность в поляризации пучка.

Расчетная неопределенность рождения пар π^0 для эксперимента NPP — около 5%, что дает ожидаемое значение для $\alpha_{\pi^0} - \beta_{\pi^0} = (-2.0 \pm 0.8) \times 10^{-4} fm^3$ (погрешность около 40% при определении поляризуемости π^0 [17]). Ошибка в определении поляризуемости в эксперименте NPP возникает из-за ограниченной доступной статистики для анализа. На

рис. 3 (справа) показано предсказанное полное сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ с оценками неопределенностей для эксперимента NPP (при условии, что во время эксперимента будет набрано около 2 тыс. пар нейтральных пионов). Для сравнения показаны данные единственного предыдущего измерения Cristal Ball [13].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Упрощенная схема детектора GlueX показана на рис. 4. Спектрометр состоит из соленоидального магнита длиной 4 м, работающего в максимальном поле 2 Тл. Мишень из свинца-208 расположена внутри входного отверстия магнита. Центральные дрейфовые камеры (CDC) представляют собой цилиндрический детектор в виде трубок, начинающийся на расстоянии 10 см от оси пучка. CDC состоит из 28 слоев строу-трубок в аксиальной и двух стереориентациях. Передние дрейфовые камеры (FDC) расположены после CDC и состоят из четырех пакетов, каждый из которых содержит 6 плоских слоев в чередующихся ориентациях $u - y - v$. Пластины времяпролетного сцинтиллятора (TOF) расположены после магнита. Эта система состоит из двух плоскостей с пластинами, ориентированными горизонтально и вертикально. Фотоны от распада π^0 регистрируются двумя калориметрическими системами: баррель-калориметром (BCAL), расположенным внутри соленоида (состоит из слоев сцинтилляционных волокон, чередующихся со свинцовыми листами) и передним калориметром (FCAL), расположенным после времяпролетных плоскостей (состоит из 2800 блоков из

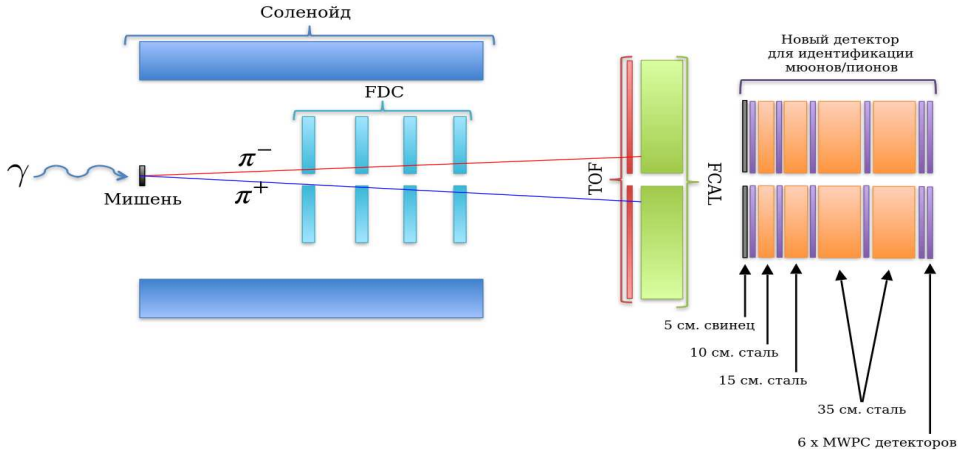


Рис. 4. Экспериментальная установка GlueX с мюонным детектором

свинцового стекла). Для разделения мюонов и заряженных пионов был разработан специальный мюонный детектор (располагается за FCAL). Мюонный детектор состоит из шести MWPC-камер, прослоенных вставками из свинца и стали. Этот детектор использовался только для эксперимента CPP. Эксперимент NPP не требует дополнительного оборудования, поскольку все гамма-кванты из π^0 -распадов регистрировались в FCAL и BCAL.

Специально для CPP/NPP экспериментов система мечения фотонов была модернизирована таким образом, чтобы основной когерентный пик меченого фотонного пучка, который образовывался при взаимодействии электронного пучка ускорителя с алмазным радиатором, оказался в области энергии около 4.5–6.0 ГэВ. Благодаря чему в этой области энергии удалось увеличить интенсивность меченого фотонного пучка (почти в 4 раза) и значительно (до 72%) увеличить его поляризацию. Алмазный радиатор устанавливался в двух положениях с перпендикулярной ориентацией плоскости поляризации образуемого фотонного пучка. Для уменьшения систематических погрешностей угол поляризации пучка менялся каждые четыре часа.

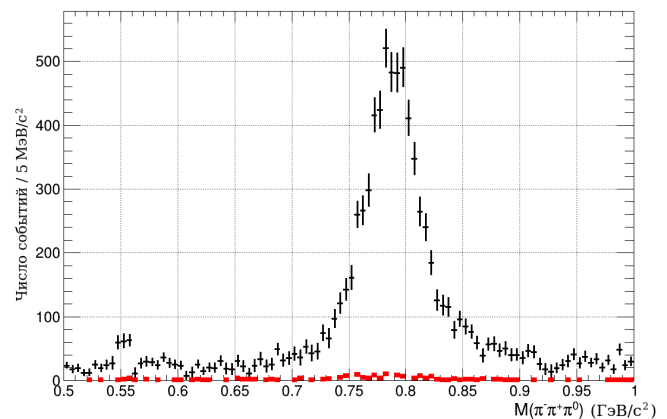
Подробную информацию об установке GlueX можно найти в работе [18].

4. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ

Одновременно со сбором данных для эксперимента по измерению поляризуемости заряженных пионов (эксперимент CPP) проводился сбор данных для измерения поляризуемости нейтральных пионов (эксперимент NPP). Для CPP использовался триггер на основе детектора времени пролета. Триггер был организован таким образом, что позволял отбирать события с двумя заряженными частицами, достигшими времяпролетной системы GlueX [19]. Это идеально подходит для обнаружения пар заряженных треков. В дальнейшем оф-

флайн анализе пары мюонов будут подавляться мюонным детектором, а пары электронов — электромагнитными калориметрами. В эксперименте NPP использовался триггер на основе энерговыделения в калориметрах FCAL/BCAL, поскольку реакция Примакова преобразует почти всю энергию пучка в четыре фотона. Большая часть энергии будет выделена в FCAL. Этот простой триггер с энергетическим порогом 1 ГэВ имеет высокую эффективность для событий рождения нейтральных пионов.

Летний сеанс 2022 г. длился с 8 июня по 17 августа. В нем использовался пучок с интенсивностью $\sim 10^7$ фотонов в секунду, образованный от меченого коллимированного когерентного пучка тормозного излучения. Были набраны $\sim 10^{11}$ триггерных событий, полученных с мишенью свинец-208, а также 23 млрд триггерных событий, полученных с пустой мишенью, что требовалось для вычитания фона, образованного взаимодействиями вне мишени. Во время и после сеанса был проведен предварительный анализ данных и получено несколько важных распределений для анализа качества данных в наборе. Примеры таких распределений представлены на рис. 5–7.


 Рис. 5. Инвариантная масса $\pi^+\pi^-\pi^0$ (см. текст)

Работа MWPC была протестирована на распадах $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (рис. 5). Черные точки показывают от-

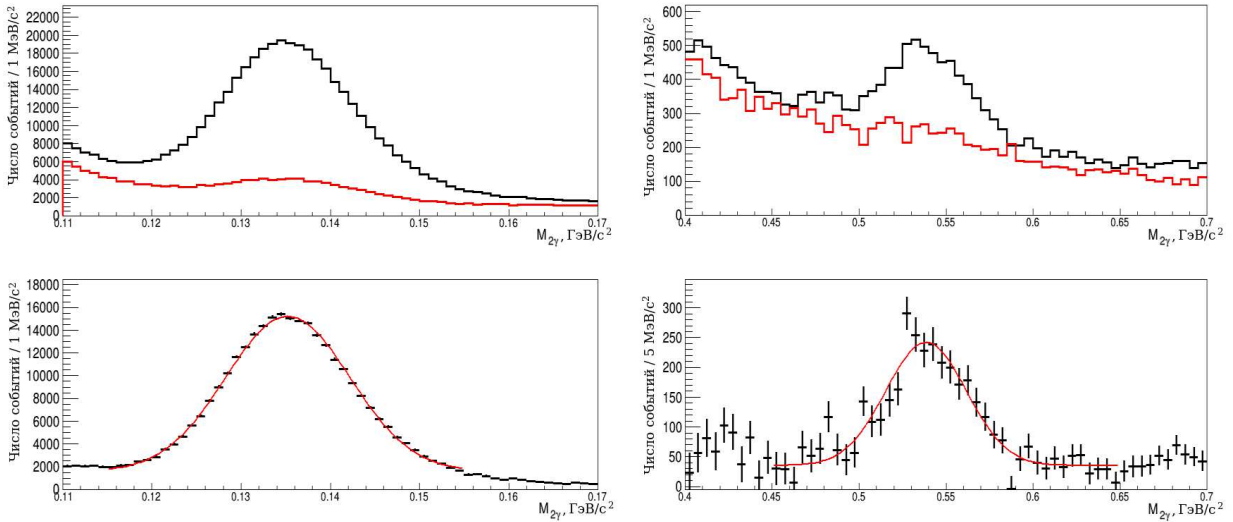
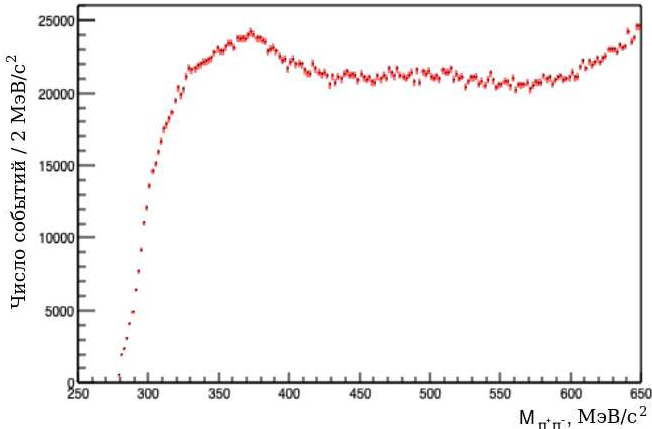

 Рис. 6. Инвариантная масса двух гамма-квантов. Слева — область π^0 и справа — область η -мезона


Рис. 7. Предварительное распределение по инвариантной массе двух заряженных пионов

бытия с пионными треками с достаточной энергией и траекториями, попадающими в MWPC. Красные точки — те же критерии отбора, но с треками, дающими сигнал в мюонном детекторе, в камерах начиная с третьей и далее. Видно, что этот простой мюонный критерий не подавляет омега-мезонов. На

рис. 6 инвариантные массы для реакций $\pi \rightarrow \gamma\gamma$ (слева, около 250 тыс. событий, $\sigma \sim 7$ МэВ) и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (справа, около 2500 событий, $\sigma \sim 23$ МэВ) показаны для диапазонов энергий пучка 4.5–6.0 ГэВ и 8–11 ГэВ соответственно. Толстая красная кривая на верхних рисунках — инвариантная масса с пустой мишенью, нижние изображения — для инвариантной массы двух гамма-квантов с вычтенным фоном. На рис. 7 показано предварительное распределение инвариантной массы двух заряженных пионов в эксперименте СРР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Летом 2022 г. в лаборатории им. Т. Джефферсона был успешно проведен эксперимент СРР. Одновременно с ним были набраны данные для эксперимента NPP. Было набрано около 106 млрд триггерных событий на мишени свинец-208 и 23 млрд триггерных событий на пустой мишени для вычитания фона. Для проверки качества данных были построены распределения различных кинематических переменных. Полученные распределения имеют ожидаемую форму, что указывает на хорошее качество данных. Калибровка и дальнейший анализ в настоящее время продолжают.

[1] Burgi U. // *Nucl. Phys. B.* **479.** 392. (1996).
 [2] Gasser J., Ivanov M.A., Sainio M.E. // *Nucl. Phys. B.* **745.** 84. (2006).
 [3] Pasquini B., Drechsel D., Scherer S. // *Phys. Rev. C.* **77.** 065211. (2008).
 [4] Babusci D., Belucci S., Giordano G. et al. // *Phys. Lett. B.* **277.** 158. (1992).
 [5] Bellucci S., Gasser J., Sainio M.E. // *Nucl. Phys. B.* **423.** 80. (1994).
 [6] Gasser J., Leutwyler H. // *Ann. Phys.* **158.** 142. (1984).

[7] Engel K., Patel H., Ramsey-Musolf M. // *Phys. Rev. D.* **86.** 037502. (2012).
 [8] Abi B., Albahri T., Al-Kilani S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **126.** 141801. (2021).
 [9] Adolph C., Akhunzyanov R., Alexeev M.G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **114.** 062002. (2015).
 [10] Boyer J., Butler F., Gidal G. et al. // *Phys. Rev. D.* **42.** 1350. (1990).
 [11] Ahrens J., Alexeev V.M., Annand J.R.M. et al. // *Eur. Phys. J. A.* **23.** 113. (2005).
 [12] Kaloshin A.E., Serebryakov V.V. // *Phys. Lett. B.* **278.** 198. (1992).

- [13] *Marsiske H., Antreasyan D., Barlets H.W.* et al. // *Phys. Rev. D.* **41**. 3324. (1990). <https://arxiv.org/abs/hep-ex/9005003>
- [14] *Gevorkyan S., Larin I., Miskimen R., Smith E.* et al. // *Phys.Rev. C.* **105** 065202. (2022).
- [15] *Fil'kov L.V., Kashevarov V.L.* // *Phys. Rev. C.* **73**, 035210. (2006).
- [16] *Aleksejevs A., Barkanova S., Dugger M.* et al. A proposal to the 40th Jefferson Lab Program Advisory Committee. [https://www.jlab.org/exp_](https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/13/PR12-13-003.pdf)
- [17] *Dai L.Y., Pennington M.R.* // *Phys. Rev. D.* **94**. 116021. (2016).
- [18] *Adhikari S., Akondi C.S., Al Ghoul H.* et al. // *Nucl. Instrum. & Meth. A.* **987**. 164807 (2021).
- [19] *Eugenio P.M.* TOF upgrade. Technical Report GlueX-doc-4023, Jefferson Lab. 2019.

CPP/NPP Experiments on Measuring the Polarizabilities of Charged and Neutral Pions

V. V. Tarasov^{1,a}, I. F. Larin^{1,2}

¹*National Research Centre «Kurchatov Institute». Moscow, 123182, Russia*

²*University of Massachusetts. Amherst, Massachusetts 01003, USA*

E-mail: ^a vtarasov@itep.ru

Polarizability is a fundamental characteristic of hadronic particles. Measuring the polarizabilities of pions allows for checking the predictions of Chiral Perturbation Theory (ChPT). Currently, an analysis of the CPP and NPP experimental data is being conducted, with the goal of measuring the polarizabilities of pions by determining the Primakoff pair production cross-section. For this purpose, in the summer of 2022, experimental data were collected at the TJNAF accelerator by studying the interactions of a polarized photon beam with energies of 4.5–6.0 GeV with a lead-208 target at the upgraded GlueX setup. Existing experiments on pion polarizability measurements, theoretical predictions of polarizabilities, the design of the CPP/NPP experiments, the expected results from these experiments, and the preliminary analysis of the collected data are discussed.

PACS: 13.60.Le

Keywords: polarizability of the neutral and charged pions, tagged photon beam, electromagnetic calorimeter, muon detector, Primakoff method.

Received 18 July 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2024. **79**, No. 5. Pp. .

Сведения об авторах

1. Тарасов Виктор Викторович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (499) 798-66-99 доб. 61-47, e-mail: vtarasov@itep.ru.
2. Ларин Илья Феликсович — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник; тел.: (499) 798-66-99, доб. 61-47, e-mail: larin@itep.ru.