



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2020-03

В.С. Буртовой, С.А. Акименко, А.В. Артамонов, А.М. Блик, В.В. Бреховских,
А.М. Горин, С.В. Донсков, А.В. Инякин, В.Н. Колосов, В.Ф. Куршецов, В.А. Лишин,
М.В. Медынский, Ю.В. Михайлов, В.Ф. Образцов, В.А. Поляков, В.И. Романовский,
В.И. Рыкалин, А.С. Садовский, В.Д. Самойленко, О.В. Стенякин, В.А. Уваров,
А.П. Филин, Г.В. Хаустов, С.А. Холоденко, О.Г. Чикилёв, О.П. Ющенко
(НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»- ИФВЭ, Протвино),
Е.Н. Гуцин, В.А. Дук¹, В.И. Кравцов, Ю.Г. Куденко^{2,3}, А.Ю. Поляруш,
С.Н. Филиппов, А.А. Худяков
(ИЯИ РАН, Москва),
В.Н. Бычков, Б.Ж. Залиханов, Г.Д. Кекелидзе, В.М. Лысан
(ОИЯИ, ДУБНА)

Когерентное образование $K^+\pi^0$ -системы на ядрах меди в пучке заряженных каонов на установке ОКА

Протвино 2020

¹Также Sezione INFN of Perugia, Via A. Pascoli, 06123 Perugia, Italy

²Также НИЯУ МИФИ, Москва

³Также МФТИ, Москва

Аннотация

Буртовой В.С. и др. Когерентное образование $K^+\pi^0$ -системы на ядрах меди в пучке заряженных каонов на установке ОКА: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2020-03. – Протвино, 2020. – 19 с., 12 рис.

На статистике $\sim 1.7 \cdot 10^8$ взаимодействий положительно заряженных каонов с ядрами меди проведено выделение когерентных событий образования $K^+\pi^0$ -системы. Определено число кулоновских и сильных взаимодействий и соответствующих им сечений в области $K^*(892)$ -мезона. Измерена парциальная ширина распада $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$. При изучении спектра масс системы $K^+\pi^0$ обнаружен эффект, который можно интерпретировать, как интерференцию амплитуд киральной аномалии и $K^*(892)$ -мезона в s -канале. Отсюда получена оценка на отношение наблюдаемой амплитуды киральной аномалии к теоретическому значению: $A_{exp}/A_{th} = 0.9 \pm 0.24$ (стат.) ± 0.3 (сист.).

Abstract

Burtovoy V.S. et al. The coherent production of $(K^+\pi^0)$ -system by K^+ beam on copper nuclei in OCA detector: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2020-03. – Protvino, 2020. – p. 19, figs. 12.

On the statistics of $\sim 1.7 \cdot 10^8$ interactions of positively charged kaons with copper nuclei coherent events of $K^+\pi^0$ production are selected. The number of coulomb, strong and interference events are determined and their cross sections in the region of $K^*(892)$ -meson are measured. The phase difference between Coulomb and strong amplitudes and the partial width of the $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$ decay is measured. When studying the mass spectrum of the $K^+\pi^0$ system, an effect is observed, which can be interpreted as the interference of the amplitudes of the chiral anomaly and $K^*(892)$ -meson in the s -channel. From this, an estimate is obtained for the ratio of the observed amplitude of the chiral anomaly to it's theoretical value: $A_{exp}/A_{th} = 0.9 \pm 0.24$ (stat.) ± 0.3 (syst.).

1. Введение

Взаимодействие заряженного каона с ядром, при котором внутреннее состояние ядра не изменяется, называется когерентным. Такие взаимодействия характеризуются малыми значениями квадрата переданного 4-импульса ядру t . При когерентном образовании $K^*(892)$ -мезона, фундаментальным условием когерентности является соотношение [1]

$$P_L R_N \leq 1, \quad (1)$$

где $P_L \simeq \frac{m_R^2 - m_K^2}{2P_b}$ – импульс ядра в лабораторной системе отсчёта вдоль направления пучкового каона, который оно приобретает после взаимодействия, m_R – масса $K^*(892)$ -мезона, m_K – масса каона, P_b – импульс пучкового каона, R_N – радиус ядра. Из этих выражений следует, что при больших m_R и малых P_b условие (1) может нарушаться и резонанс с массой m_R будет образовываться только некогерентно. В этом эксперименте $P_b = 17.7$ ГэВ, а радиус ядра меди $R_{Cu} \simeq 4.2$ фм. Тогда $P_L R_{Cu} \simeq 0.33$, что удовлетворяет условию (1).

При эффективных массах ($K^+\pi^0$)-пары, близких к массе $K^*(892)$ -мезона, основной вклад в амплитуду когерентного взаимодействия дают диаграммы с промежуточным $K^*(892)$ -мезоном в s -канале [2, 3, 4], которые показаны на рис. 1а) и 1б). Диаграмме кулоновского взаимодействия каона с ядром (рис. 1а) соответствует амплитуда [3]

$$M_\gamma = 4eZ \frac{g_{K\gamma} g_{K\pi}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} F_C(q^2), \quad (2)$$

где e – электрический заряд протона, Z – число протонов в ядре, $g_{K\gamma} \simeq 0.25$ ГэВ⁻¹ – постоянная распада $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$, $g_{K\pi} \simeq 3.23$ – постоянная распада $K^*(892) \rightarrow K^+\pi^0$ [3, 4], p_1 – 4-импульс ядра до взаимодействия, q_ν , b_α , f_β – 4-импульсы виртуального фотона, пучкового и образовавшегося каонов, соответственно, w – квадрат эффективной массы ($K^+\pi^0$)-пары, m_* , Γ_* – масса и ширина $K^*(892)$ -мезона, $F_C(q^2)$ – электромагнитный формфактор ядра.

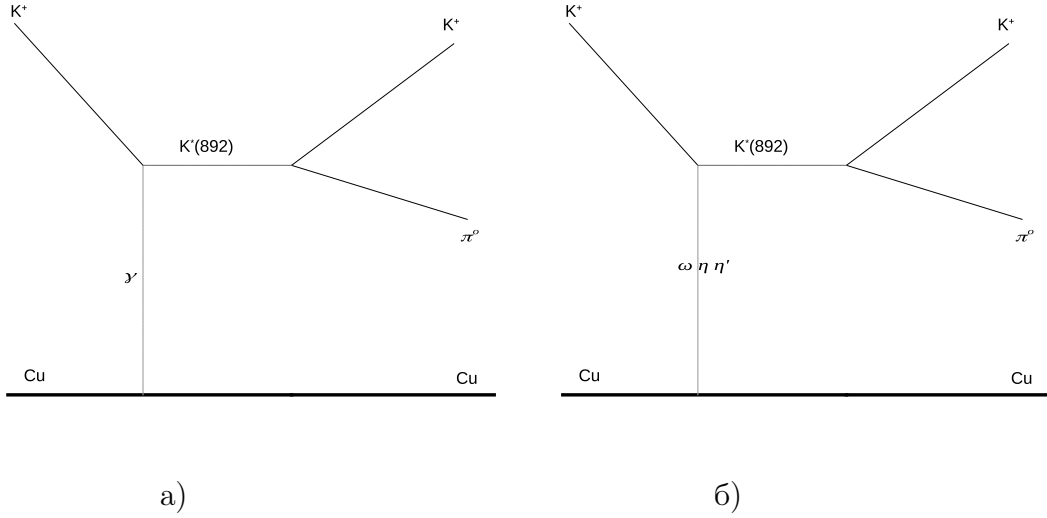


Рис. 1. Диаграммы когерентного образования пар $(K^+\pi^0)$ -мезонов: а) – в кулоновском поле ядра через $K^*(892)$ -мезон в s -канале; б) – в сильном поле ядра ω , η и η' -мезонов через $K^*(892)$ -мезон в s -канале.

Диаграмма для сильного взаимодействия каона с ядром (рис. 1б) может быть с промежуточными ω , η , η' и другими мезонами. Все они имеют нулевой изотопический спин. Амплитуды взаимодействия, включающие промежуточный π^0 или ρ^0 -мезоны, с ядром, у которого количество протонов и нейтронов одинаково, зануляются. Поэтому, диаграммы с промежуточными ρ^0 , π^0 и с аналогичными им мезонами далее не рассматриваем. Более того, как будет видно из экспериментальных угловых распределений, доминирует диаграмма с промежуточным ω -мезоном. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением одной сильной диаграммы.

Не рассматриваем и траектории Редже, так как при импульсе пучкового каона 17.7 ГэВ и массе ядра меди $m_{Cu} \simeq 59.1$ ГэВ значение инварианта $s = (P_b + P_{Cu})^2 \simeq 5588$ ГэВ², а квадрата массы ядра меди $m_{Cu}^2 \simeq 3481$ ГэВ². Видно, что условие применения траекторий Редже $s \gg m_{Cu}^2$ в этом эксперименте не выполняется.

Амплитуда сильного взаимодействия каона с ядром, соответствующая диаграмме с промежуточным ω -мезоном может быть представлена в виде:

$$M_\omega = \frac{g_{N\omega} g_{K\omega} g_{K\pi} A_{Cu}^{2/3}}{q^2 - m_\omega^2 + i m_\omega \Gamma_\omega} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} F_S(q^2), \quad (3)$$

где $g_{N\omega}$ – постоянная взаимодействия ω -мезона с нуклоном, $g_{K\omega}$ – постоянная вершины $K^+ \rightarrow \omega K^*(892)$, m_ω, Γ_ω – масса и ширина ω -мезона, $F_S(q^2)$ – формфактор ядра по сильному взаимодействию.

Обе амплитуды (2-3) содержат знаменатель пропагатора $K^*(892)$ -мезона $(w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*)$. Он будет определять поведение сечения в зависимости от w вблизи

этого резонанса. Величина q^2 фотонного пропагатора в знаменателе амплитуды M_γ объясняет узкий когерентный кулоновский пик в сечении и вместе со свёрткой импульсов с тензором Леви-Чивиты этот пик представляется в виде $(t - t_{min})/t^2$ [3], где $t = -q^2$. Такого поведения не наблюдается в амплитуде M_ω , поскольку знаменатель пропагатора $(q^2 - m_\omega^2 + i m_\omega \Gamma_\omega)$ содержит квадрат массы m_ω^2 . Для когерентных событий в этом эксперименте $|q^2| \leq 0.025 \text{ ГэВ}^2$, что пренебрежимо мало по сравнению с $m_\omega^2 \simeq 0.61 \text{ ГэВ}^2$. Поэтому q^2 – зависимость в амплитуде M_ω определяются в основном формфактором $F_S(q^2)$. Кроме того, знаменатель пропагатора ω -мезона комплексный, что отличает его от вещественного знаменателя (q^2) пропагатора в кулоновской амплитуде M_γ .

При вычислении сечения когерентных событий квадрат модуля от суммы кулоновской амплитуды $M_C = M_\gamma$ и амплитуды сильного взаимодействия $M_S = M_\omega$ можно представить в виде:

$$|M_C + M_S|^2 = ||M_C|e^{i\varphi_C} + |M_S|e^{i\varphi_S}|^2 = |M_C|^2 + |M_S|^2 + 2|M_C||M_S|\cos(\varphi_C - \varphi_S), \quad (4)$$

где φ_C, φ_S – фазы кулоновской амплитуды и амплитуды сильного взаимодействия, соответственно. Из этого выражения следует, что сечение когерентного взаимодействия зависит от разности фаз и, поскольку знаменатель пропагатора $K^*(892)$ -мезона $(w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*)$ есть во всех амплитудах, то соответствующая ему комплексная фаза в выражении (4) вычитается. Разность фаз от других промежуточных мезонов будут порядка отношения их ширины к массе и составляют малые величины: $\Gamma_\omega/m_\omega \simeq 1.1 \cdot 10^{-2}$, $\Gamma_\eta/m_\eta \simeq 2.4 \cdot 10^{-6}$, $\Gamma_{\eta'}/m_{\eta'} \simeq 2.1 \cdot 10^{-4}$.

Формфакторы $F_C(q^2)$ и $F_S(q^2)$ вычислялись из выражений [10]:

$$F_C(q^2) = -4\pi \frac{q^2}{P_t} \int_0^\infty b^2 db J_1(P_t b) e^{i\chi_C(b) - A_{Cu}\sigma'_K T(b)/2} \int_0^\infty \frac{\cos(\Delta z) dz}{(b^2 + z^2)^{3/2}} \int_0^\tau r^2 \rho_A(r) dr, \quad (5)$$

$$F_S(q^2) = \frac{2\pi}{a P_t} \int_0^\infty b^2 db J_1(P_t b) e^{i\chi_C(b) - A_{Cu}\sigma'_K T(b)/2} \int_0^\infty \frac{\rho_o \cos(\Delta z) dz}{\sqrt{b^2 + z^2} \left(1 + \cosh \frac{\sqrt{b^2 + z^2} - R}{a}\right)}, \quad (6)$$

где $q^2 \simeq -P_t^2 - \Delta^2$, P_t – модуль проекции импульса ядра после взаимодействия на плоскость U , перпендикулярную импульсу пучкового каона, $\Delta = \sqrt{t_{min}} \simeq (m_*^2 - m_K^2)/(2P_b) \simeq 15.6 \text{ МэВ}$ – проекция импульса ядра в конечном состоянии на направление импульса пучкового каона (на ось z), $\tau = \sqrt{b^2 + z^2}$, b – модуль прицельного параметра в плоскости U , $J_1(x)$ – функция Бесселя, $\rho_A(r)$ – ядерная плотность Woods-Saxon [11]:

$$\rho_A(r) = \rho_o \frac{1 + j \frac{r^2}{R^2}}{1 + e^{-\frac{r-R}{a}}}, \quad (7)$$

где для ядра меди параметры $j = 0$, $R = 4.20641 \text{ фм}$, $a = 0.5977 \text{ фм}$. Параметр ρ_o определяется из нормировки $4\pi \int_0^\infty r^2 \rho_A(r) dr = 1$ и его значение составляет [12] :

$\rho_o = \left(\frac{4}{3}\pi R^3 \left(1 + \frac{\pi^2 a^2}{R^2}\right)\right)^{-1} \simeq 2.67 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$. Ядерная “толщина” $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\tau) dz$.
 $\chi_C(b) = -\frac{Z\alpha}{v_b} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\sqrt{b^2 + z^2}) dz$ – фаза от кулоновского потенциала ядра [13, 15]:

$$\chi_C(b) = 2\frac{Z\alpha}{v_b} \left(\ln(kb) + 4\pi \int_b^{\infty} \left(\ln\left(\frac{r}{b}(1+\lambda)\right) - \lambda \right) \rho_A(r)r^2 dr \right), \quad (8)$$

где $Z\alpha\phi(r)$ – электрический потенциал ядра, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ – постоянная тонкой структуры, $v_b \simeq c$ – скорость пучкового каона, $\lambda = \sqrt{1 - b^2/r^2}$, k – произвольный параметр, значение которого можно не определять, так как в формулах (5) и (6) он войдет как постоянная фаза $e^{2iZ\alpha \ln(k)/v_b}$, что не скажется на результате при вычислении модуля амплитуды.

Сечение

$$\sigma'_K = \sigma(1 - i\beta_K) = \frac{4\pi}{iP_b} f_K(0), \quad (9)$$

где $\beta_K = \frac{\text{Re}f_K(0)}{\text{Im}f_K(0)} = -0.26$ ([10][14]), $\sigma = 17$ мбн – полное сечение взаимодействия K^+ -мезонов с нуклоном, $f_K(0)$ – амплитуда упругого каон-нуклонного рассеяния на нулевой угол. В формулах (5) и (6) предполагается, что сечения взаимодействия для пучковых каонов и образовавшихся $K^*(892)$ -мезонов с нуклонами ядра одинаковы [15]. В основном, $K^*(892)$ -мезон будет покидать ядро меди до своего распада, так как этот мезон будет проходить расстояние около 77 фм.

Из приведённых выше формул видно, что формфакторы $F_C(q^2)$ и $F_S(q^2)$ тоже являются комплексными величинами и их фазы зависят от P_t^2 . Представим разность фаз в (4) в виде суммы разности фаз $\Delta\psi(P_t^2)$ от формфакторов и разности фаз $\Delta\varphi$ от остальных членов в амплитудах M_C и M_S :

$$\varphi_C - \varphi_S = \Delta\psi(P_t^2) + \Delta\varphi. \quad (10)$$

2. Выделение когерентных событий

В установке ОКА [5] пучок положительно заряженных каонов взаимодействовал с медной мишенью диаметром 10 см и толщиной 2 мм. Мишень располагалась внутри распадного объема, оснащенного охранной системой (GS) (рис. 2).

Исследование проводилось на статистике $\sim 8 \cdot 10^9$ каонов, пропущенных через мишень в 2011-м и 2012-м годах. Изучались события с одним заряженным треком и двумя γ -квантами, зарегистрированными в детекторе GAMS-2000. В каждом событии требовалось отсутствие энерговыделения в охранной системе распадного объема и в боковом гамма детекторе (BGD). Вторичный каон выделялся по отсутствию сигнала в четырехканальном пороговом черенковском счетчике (СЗ), заполненном воздухом (порог по импульсу π^+ -мезона составляет 6 ГэВ).

Основным фоном для когерентных событий с $(K^+\pi^0)$ -парой в конечном состоянии является распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, в котором π^+ -мезон был ошибочно идентифицирован в черенковском счетчике (СЗ) как вторичный каон. Целью последующих отборов

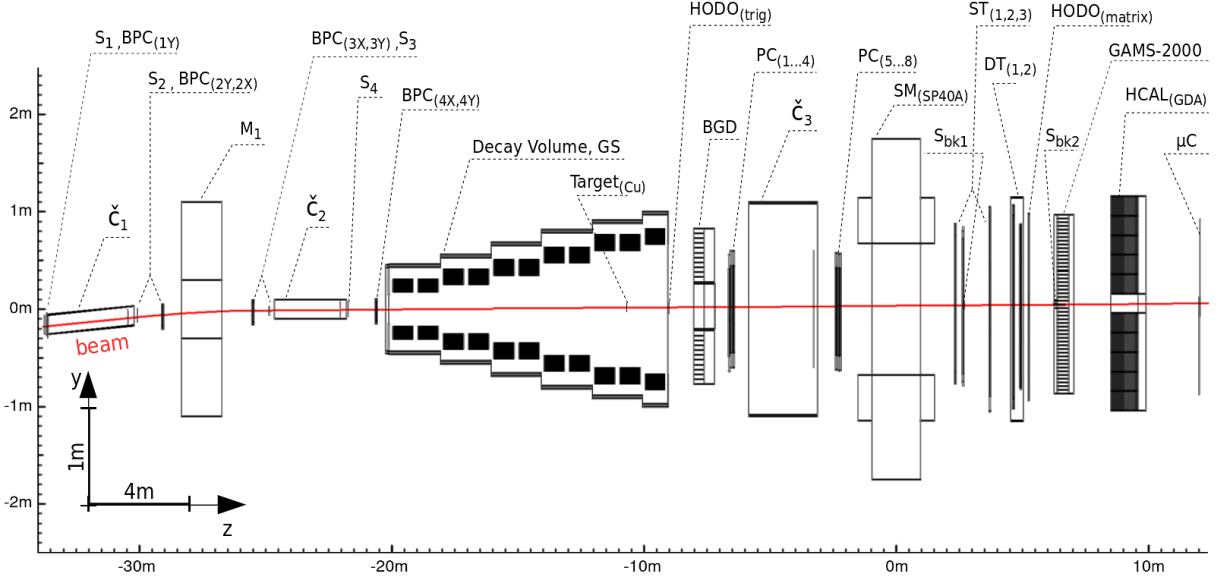


Рис. 2. Схематичное изображение детекторов в установке ОКА.

является максимально уменьшить фон при минимальном подавлении количества когерентных взаимодействий.

Выделялись события с импульсом пучкового каона в диапазоне $16.8 < P_b < 18.8$ (ГэВ), с углом между направлениями импульсов пучкового и вторичного каонов $\theta_{bs} > 2$ мрад, с энерговыведением в боковом гамма детекторе $E_\gamma < 100$ МэВ, с энерговыведением в охранной системе $E_{GS} < 40$ МэВ. Для того, чтобы вторичный пион в черенковском счётчике (СЗ) хорошо отделялся от вторичного каона, импульс последнего удовлетворял отбору $P_{sK} > 7$ ГэВ. Неупругость, которая определялась как $dE = E_K + E_\pi - E_b$, где E_b , E_K , E_π – энергии пучкового каона, вторичного каона и пиона, соответственно, требовалась в пределах $-0.6 < dE < 1$ (ГэВ). Распределения по dE для экспериментальных и намоделированных кулоновских событий показаны на рис. 5в). Реконструированная вершина пересечения пучкового и вторичного треков рассматривалась в пределах $-10.9 < Z_{vtx} < -10.3$ (м). Координата мишени $z = -10.647$ м.

Экспериментальное распределение по эффективной массе двух γ -квантов $M_{\gamma\gamma}$ показано на рис. 3. Для выделения π^0 -мезона использовалось ограничение $110 < M_{\gamma\gamma} < 160$ (МэВ) и в дальнейшем двум γ -квантам приписывалось табличное значение массы π^0 -мезона ($M_{\pi^0} = 134.9764$ МэВ) с последующим перевычислением энергии каждого γ -кванта.

Поскольку в этом эксперименте измеряются импульс и углы для пучкового каона, то система покоя каона, распавшегося на $\pi^+\pi^0$ -пару, определяется без использования импульсов и углов вторичных частиц. В этом случае угол $\theta_{\pi^+\pi^0}$ между направлениями импульсов π^+ -мезона и π^0 -мезона в такой системе для распада будет близок к числу π и его измеренное значение можно использовать для подавления фона. Чтобы уменьшить количество таких распадов в выборке когерентных взаимодействий бы-

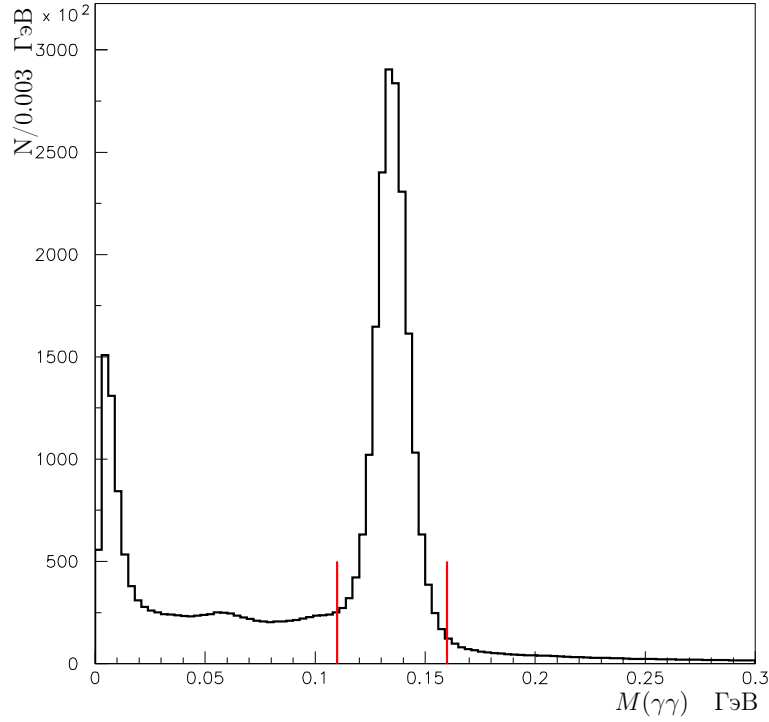


Рис. 3. Распределение по эффективной массе двух γ -квантов.

ло введено ограничение $\theta_{\pi^+\pi^0} < 3$ радиан. В системе покоя пучкового каона модуль импульса каждого пиона составляет 205 МэВ. Двумерное распределение модулей импульсов π^0 -мезона и вторичного трека с массой π^+ -мезона, которое было получено с приведёнными выше отборами, показано на рис. 4а). Здесь исключены события из эллипса $\left(\frac{P_{\pi^+}-203.5}{16}\right)^2 + \left(\frac{P_{\pi^0}-205}{12}\right)^2 = 1$, где импульс P_{π^+} вычислен из измерений вторичного трека, а импульс P_{π^0} – из измерений γ -квантов. В этом распределении хорошо видно превышение числа событий над средним уровнем при $P_{\pi^+} \sim 205$ МэВ, при $P_{\pi^0} \sim 205$ МэВ и на полосе с полярным углом ~ 120 градусов с центром в эллипсе. Для удаления этих полос не рассматривались события со значениями $P_{\pi^+} < 150$ МэВ и при $150 < P_{\pi^0} < 220$ (МэВ). Кроме этого, были исключены события, для которых $P_{\pi^0} > 150$ МэВ и $150 < P_{\pi^+} < 212$ (МэВ).

Такого превышения не наблюдается в распределении намоделированных когерентных кулоновских событий, которое показано на рис. 4б). Видно, что эти события распределены преимущественно по диагонали. Это объясняет максимум вблизи нуля в распределении намоделированных событий по разности модулей импульсов P_{π^+} и P_{π^0} в системе покоя каона, которое показано на рис. 5а). Из этого распределения для дальнейших вычислений получен отбор $|P_{\pi^+} - P_{\pi^0}| < 100$ МэВ. То, что вектора импульсов \vec{P}_{π^+} и \vec{P}_{π^0} (в системе покоя каона) не удовлетворяют условию $\vec{P}_{\pi^+} = -\vec{P}_{\pi^0}$ позволяет ввести третий вектор $\vec{P}_3 = -\vec{P}_{\pi^+} - \vec{P}_{\pi^0}$. Распределение угла $\theta(P_{\pi^+}P_3)$ между векторами \vec{P}_{π^+} и \vec{P}_3 показано на рис. 5б). Это распределение имеет пик при $\theta(P_{\pi^+}P_3) \sim 1.7$ радиан, поэтому далее, при выделении когерентных событий

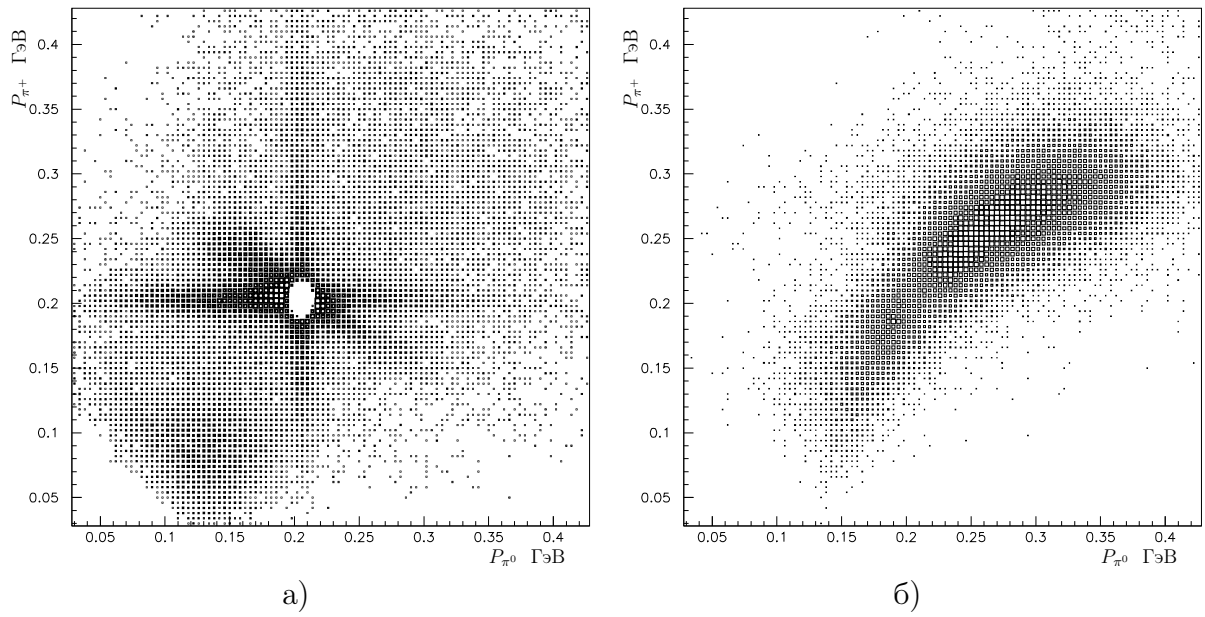


Рис. 4. Двумерные распределения модулей импульсов π^+ и π^0 -мезонов в системе покоя каона: а) – для экспериментальных событий; б) – для намоделированных когерентных кулоновских событий.

применялся отбор $1 < \theta(P_{\pi^+} P_3) < 2.5$ (радиан).

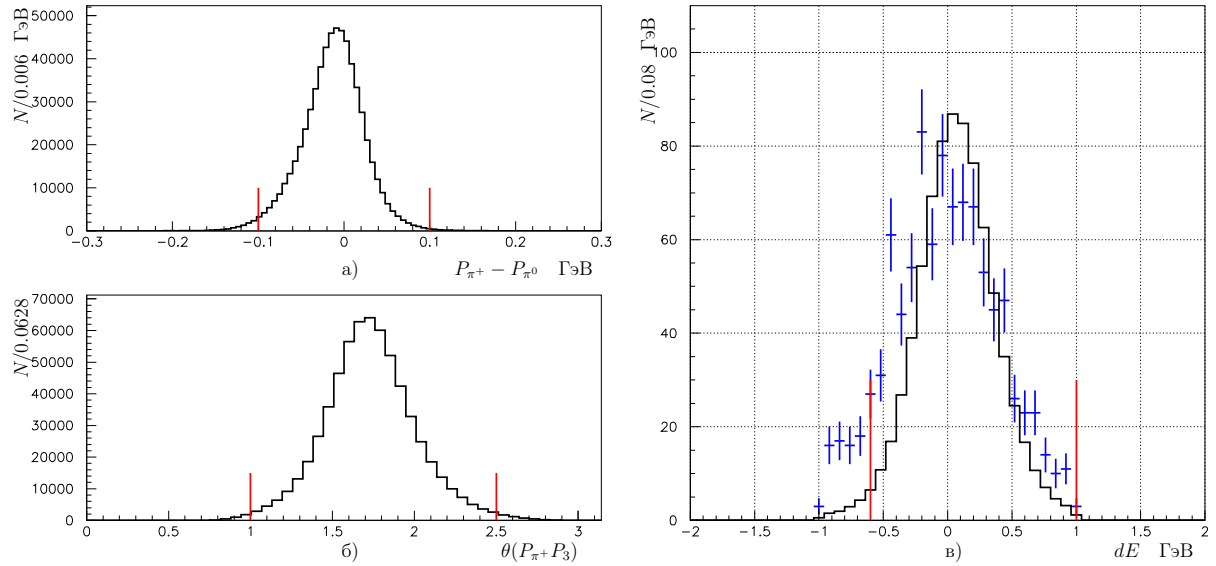


Рис. 5. а) – распределение Монте-Карло (МК) намоделированных событий по разности модулей импульсов P_{π^+} и P_{π^0} в системе покоя каона; б) – распределение МК событий по углу $\theta(P_{\pi^+} P_3)$ между векторами \vec{P}_{π^+} и \vec{P}_3 в системе покоя каона; в) – распределения по неупругости dE для экспериментальных (точки с ошибками синего цвета) и намоделированных (гистограмма чёрного цвета) кулоновских событий.

После этих отборов было получено распределение по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары, которое показано на рис. 6а). Далее, для изучения рождения $K^*(892)$ -мезона рассматривались эффективные массы ($K^+\pi^0$)-пары в пределах $0.8 < M(K^+\pi^0) < 0.984$ (ГэВ).

На рис. 6б) показано распределение событий по углу Треймана-Янга (Φ_{TY}), которое было получено при дополнительном отборе $P_t^2 < 0.015$ ГэВ². Оно хорошо описывается ($\chi^2/ndf \simeq 1.1$) функцией $P_1 \sin^2(\Phi_{TY}) + P_2$, что ожидается во взаимодействии при обмене векторной частицей (γ -квантом или ω -мезоном).

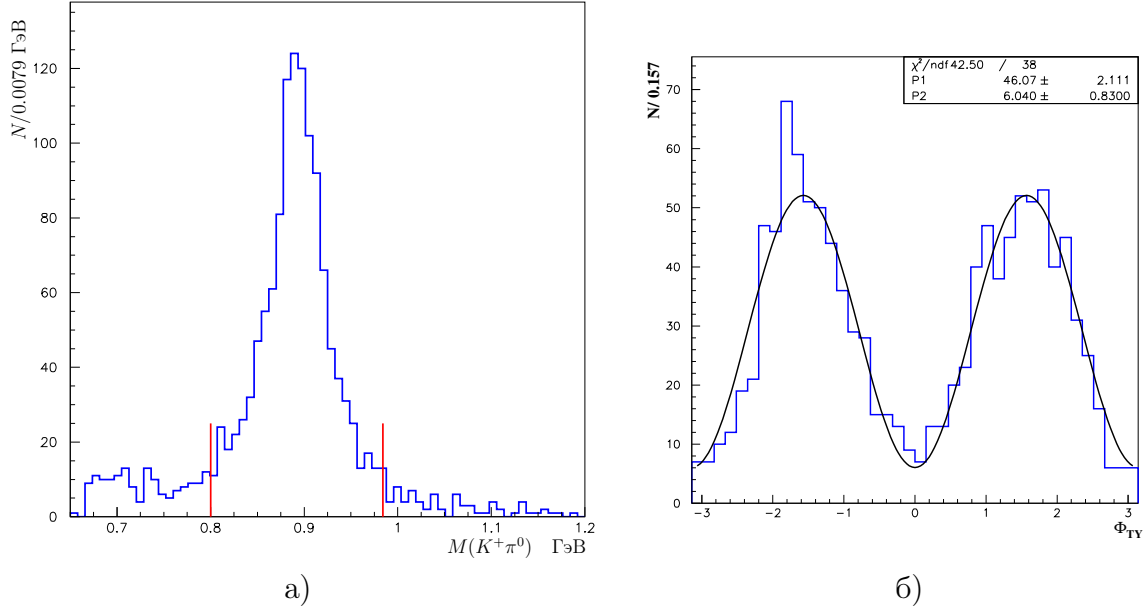


Рис. 6. а) – распределение по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары; б) – распределение событий по углу Треймана-Янга, где чёрная кривая – это результат фитирования функцией $P_1 \sin^2(\Phi_{TY}) + P_2$.

3. P_t^2 -распределение

Полученные отборы применялись при накоплении распределения по P_t^2 для статистики 2-х сеансов, которое показано на рис. 7а). Для правильной интерпретации этого распределения надо знать точность измерения P_t . Поскольку в распадах пучковых каонов $P_t = 0$, то точность измерения этой величины можно оценить из распределения по P_t^2 для распадов (рис. 8д), которое фитировалось функцией вида:

$$\frac{dN_d}{dP_t^2} = c_1 e^{-P_t^2/(2\sigma_1^2)} + c_2 e^{-P_t^2/(2\sigma_2^2)}, \quad (11)$$

где $c_1, c_2, \sigma_1, \sigma_2$ – параметры фита. Полученные значения $\sigma_1 = 8.6 \pm 0.1$ (МэВ) и $\sigma_2 = 13.9 \pm 0.3$ (МэВ) определяют точность измерения P_t в нашем эксперименте,

которая приблизительно в пять раз лучше, чем размер бина в распределении по P_t^2 на рис. 7. Наблюдаемое распределение по P_t^2 заметно шире, чем ожидаемое для чистого кулоновского взаимодействия. Это вызвано наличием когерентного сильного взаимодействия и интерференции.

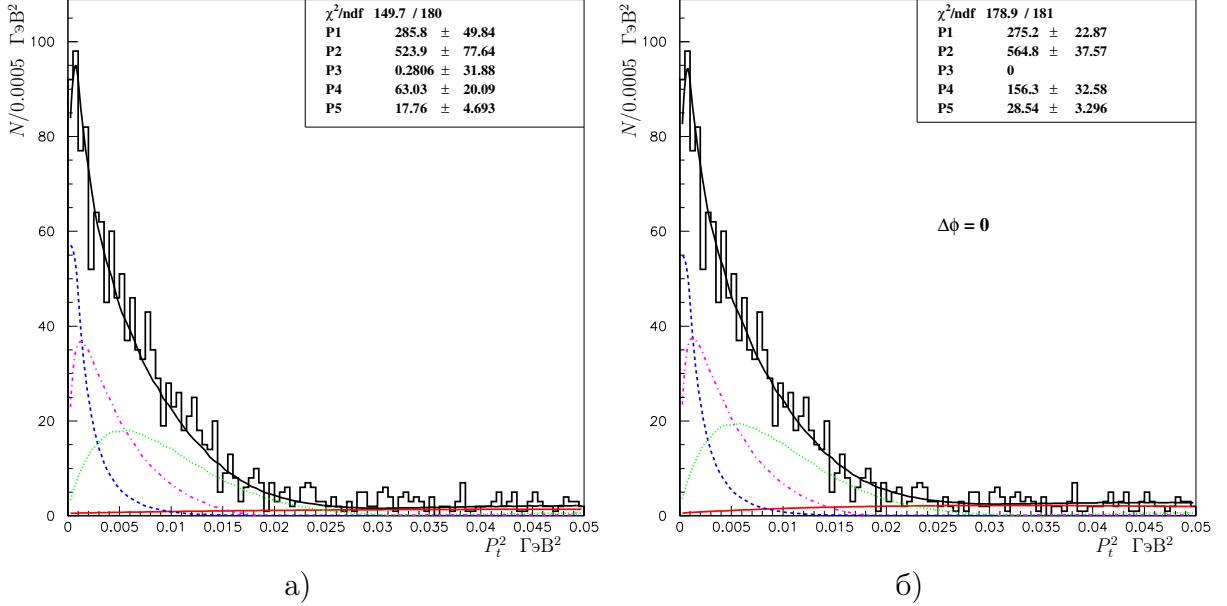


Рис. 7. а) – распределение по P_t^2 для взаимодействий пучковых каонов с ядром после учета всех отборов; б) – фит этого же распределения по P_t^2 с фиксированным параметром $P_3 = \Delta\varphi = 0$. Синяя пунктирная кривая – это вклад кулоновского взаимодействия, зеленая штриховая – когерентного сильного взаимодействия, фиолетовая штрих-пунктирная кривая – интерференционный член, красная сплошная кривая у нижней оси – вклад некогерентного сильного взаимодействия.

При фитировании распределений на рис. 7 рассматривались остаточный фон от распадов пучковых каонов, когерентные и некогерентные взаимодействия. Функция для когерентных взаимодействий может быть получена из выражения (4), если подставить амплитуды (2) и (3) и проинтегрировать по всем переменным, за исключением P_t^2 :

$$f(P_t^2) = P_t^2 \left(\frac{k_1 |F_C|^2}{(P_t^2 + \Delta^2)^2} + k_2 |F_S|^2 + \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{P_t^2 + \Delta^2} |F_C| |F_S| \cos(\Delta\psi(P_t^2) + \Delta\varphi) \right), \quad (12)$$

где k_1, k_2 – постоянные величины, F_C, F_S – формфакторы ядра, как функции от P_t^2 , задаваемые формулами (5) и (6). По первому слагаемому в выражении (12) программой Geant-3 были смоделированы когерентные кулоновские взаимодействия каонов с образованием $(K^+\pi^0)$ -пары, по второму – события сильного взаимодействия. После их реконструкции были получены распределения Y_C и Y_S по P_t^2 для кулоновского и сильного взаимодействий, соответственно. Они показаны на рис. 8а) и 8б). Каждое распределение было нормировано на единицу. Кроме того, из формул (5)

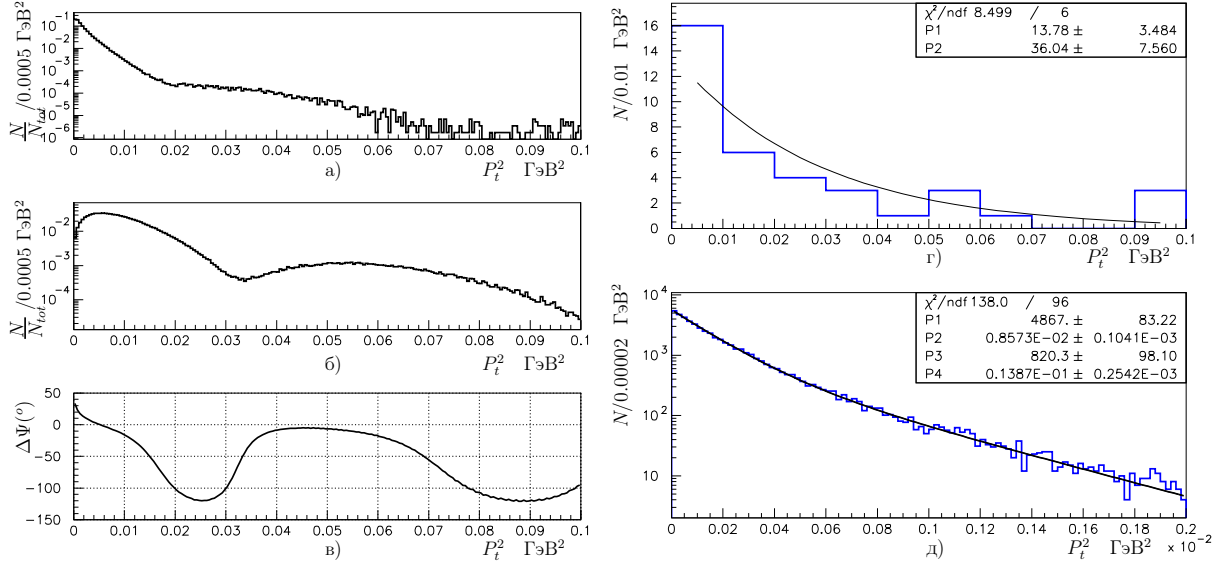


Рис. 8. Распределения по P_t^2 для намоделированных когерентных событий после реконструкции: а) – для кулоновских событий; б) – для событий сильного взаимодействия; в) – разность фаз $\Delta\psi$ для намоделированных когерентных событий в зависимости от P_t^2 (в градусах); г) – распределение по P_t^2 для событий без мишени; д) – распределения по P_t^2 для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$.

и (б) была получена зависимость от P_t^2 для разности фаз от формфакторов $\Delta\psi(P_t^2)$, которая показана на рис. 8в). Тогда вклад когерентных событий в распределении по P_t^2 может быть выписан в виде:

$$\frac{dN_{coh}}{dP_t^2} = p_1 Y_C + p_2 Y_S + 2\sqrt{p_1 p_2 Y_C Y_S} \cos(\Delta\psi(P_t^2) + p_3), \quad (13)$$

где p_1, p_2, p_3 – параметры фита, которые при единичной нормировке распределений Y_C и Y_S будут определять количество когерентных событий кулоновского и сильного взаимодействия, наблюдаемые в эксперименте.

Распределение по P_t^2 для некогерентных взаимодействий пучковых каонов с нуклонами ядра описывается функцией вида [14]:

$$\frac{dN_{inc}}{dP_t^2} = p_4 P_t^2 e^{-p_5 P_t^2}, \quad (14)$$

где p_4, p_5 – параметры фита. Из экспериментального распределения по P_t^2 (рис. 7а) видно, что оно заметно шире, чем ожидаемое для чистого кулоновского взаимодействия. Это вызвано вкладом когерентного сильного взаимодействия и интерференции между ними.

Фон от распадов пучковых каонов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ определялся на статистике, набранной в том же сеансе, но без мишени. Для этого было построено распределение по P_t^2 с такими же отборами, как и на рис. 7а). Оно показано на рис. 8г). Это распределение фитировалось спадающей экспонентой $P_1 e^{-P_2 P_t^2}$. В диапазоне реконструированных вершин $-10.9 < Z_{vtx} < -10.3$ (м) были выделены $n_{nt} = 65459$ распадов

на статистике без мишени и $n_t = 51909$ распадов на статистике с мишенью. Используя эти значения, фон от распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ в распределении на рис. 7а) можно выписать в виде:

$$\frac{dN_{dec}}{dP_t^2} = \frac{n_t}{20n_{nt}} P_1 e^{-P_2 P_t^2}, \quad (15)$$

где параметры P_1 и P_2 получены из фита распределения на рис. 8г). Множитель 20 в знаменателе этой формулы появился из-за различия ширины бины в распределениях на рис. 7а) и на рис. 8г).

После фитирования распределения по P_t^2 на рис. 7а) суммой функций $\frac{dN}{dP_t^2} = \frac{dN_{coh}}{dP_t^2} + \frac{dN_{inc}}{dP_t^2} + \frac{dN_{dec}}{dP_t^2}$ было получено количество когерентных кулоновских событий $N_C = 285.8_{-39.7}^{+60.0}$, количество когерентных событий сильного взаимодействия $N_S = 523.9_{-49.2}^{+106.1}$, разность фаз $\Delta\varphi = 0.3_{-38.5}^{+25.3}$ град. По результатам этого фита было определено, что количество событий интерференции между кулоновским и сильным взаимодействием составляет $N_I = 464.4_{-39.8}^{+68.0}$, а суммарное количество когерентных взаимодействий $N_{coh} = 1274.1_{-74.7}^{+139.5}$. Разность фаз получилась $\Delta\varphi \simeq 0$ и из теории ожидается $\Delta\varphi \simeq 0$, поскольку $\Gamma_\omega/m_\omega \simeq 1.1 \cdot 10^{-2}$. Поэтому был сделан дополнительный фит с нулевым фиксированным третьим параметром, который показан на рис. 7б). Полученные количества когерентных кулоновских событий $N_C = 275.2_{-22.2}^{+23.5}$, когерентных событий сильного взаимодействия $N_S = 564.8_{-36.7}^{+38.4}$, событий интерференции $N_I = 473.1_{-24.5}^{+25.8}$ и суммарное количество когерентных взаимодействий $N_{coh} = 1313.1_{-49.4}^{+51.9}$. Эти величины близки к значениям предыдущего фита, но ошибки у них меньше.

4. Вычисление сечений

Определив количество когерентных событий, можно вычислить соответствующее сечение по формуле:

$$\sigma_{coh} = \frac{m_{Cu} N_{coh}}{\rho d \varepsilon_{coh} \varepsilon_{tg} N_K}, \quad (16)$$

где $m_{Cu} \simeq 1.05 \cdot 10^{-22}$ г – масса ядра меди, $\rho = 8.96$ г/см³ – плотность меди, $d = 0.2$ см – толщина медной мишени, N_{coh} – количество зарегистрированных когерентных событий из фита на рис. 7б), ε_{coh} – эффективности регистрации когерентных взаимодействий, которые определялись при моделировании распределений Y_C и Y_S (рис. 8а) и 8б). Полученные значения для кулоновского взаимодействия $\varepsilon_C = 0.0806 \pm 0.0001$, для сильного: $\varepsilon_S = 0.06855 \pm 0.00009$, $\varepsilon_{tg} \simeq 0.936$ – вероятность того, что пучковый каон пройдёт через диск мишени.

Количество попавших на мишень пучковых каонов N_K определялось по средней плотности распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ в области $z = (-1248 \div -1168)$ см перед мишенью, где оно имеет плато (рис. 9):

$$N_K = \frac{\gamma\sigma}{\varepsilon_{\pi\pi} Br_{\pi\pi}} \frac{N_{\pi\pi}}{\Delta z}, \quad (17)$$

где для пучковых каонов $\gamma_{CT} = 133.819$ м; $N_{\pi\pi} = 45295 \pm 46$ – среднее количество распадов каонов на два пиона в бине $\Delta z = 4$ см, полученное из фита экспериментального распределения на рис. 9(1); $Br_{\pi\pi} = 0.2067$ – табличная вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$; $\varepsilon_{\pi\pi} = 0.143 \pm 0.0002$ – средняя эффективность регистрации распада каона на два пиона, полученная из фита распределения $\varepsilon_{\pi\pi}$ по z , которое также показано на рис. 9(2).

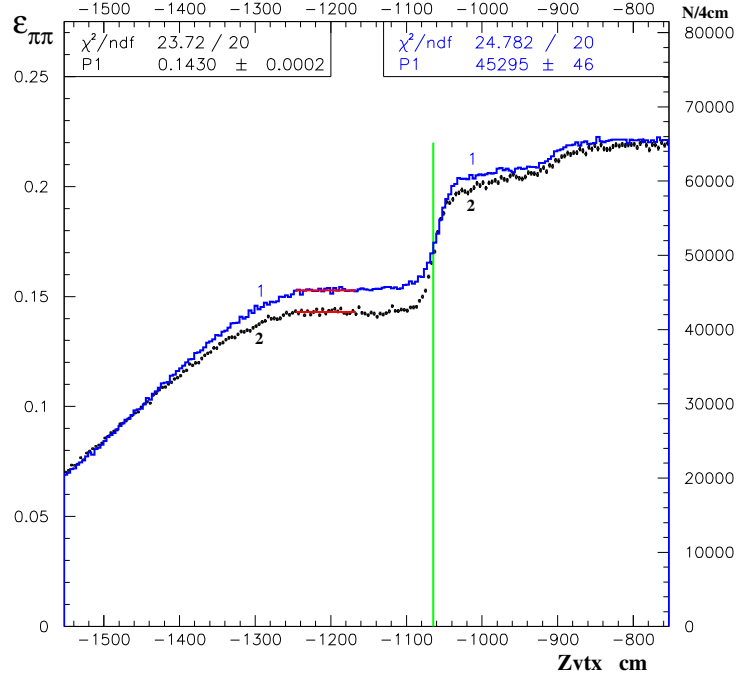


Рис. 9. Распределение по z -координате вершины распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ – синяя кривая (1) с правой шкалой; эффективность регистрации распада каона на два пиона при различных z -координатах вершины распада – чёрная кривая (2) с левой шкалой. Вертикальной линией показано положение мишени.

Полученное таким образом для сеанса 2012г. $N_{K1} = 5.13 \cdot 10^9$ каонов. Для сеанса 2011г. $N_{K2} = 2.93 \cdot 10^9$ каонов. В сумме это составляет $N_K = 8.06 \cdot 10^9$ каонов. Тогда сечения когерентных событий, полученных из фита распределения по P_t^2 (рис. 7б) при фиксированной разности фаз $\Delta\varphi = 0$, составляют: $\sigma_C = 26.6_{-2.1}^{+2.3}$ (стат) $_{-3.5}^{+5.5}$ (сист) мкб – для когерентных кулоновских событий, $\sigma_S = 64.2_{-4.2}^{+4.4}$ (стат) $_{-8.5}^{+13.6}$ (сист) мкб – для когерентных событий сильного взаимодействия, $\sigma_I = 49.4_{-2.6}^{+2.7}$ (стат) $_{-5.3}^{+7.9}$ (сист) мкб для событий их интерференции и $\sigma_{coh} = 137.2_{-5.2}^{+5.4}$ (стат) $_{-14.1}^{+18.7}$ (сист) мкб – сумма всех трёх сечений. Основной вклад в систематических ошибках сечений составляет неопределённость угла $\Delta\varphi$: в полюсном приближении он близок к нулю, в теории Редже, применимость которой в нашем случае не очевидна (см. Введение), его значение определяется сигнатурным множителем ω -траектории и равен $\pi(1 - \alpha_\omega)/2 \simeq 50.4$

градуса (здесь $\alpha_\omega \simeq 0.44$ - наклон ω -траектории). Из наших данных угол определяется с большой ошибкой. Другой источник систематики – отборы, приведенные в разделе 2 и неидеальное соответствие данных и результатов моделирования.

По значению сечения σ_C когерентных кулоновских событий можно определить $\Gamma_{K^+\gamma}$ – парциальную ширину распада $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$. Известно [3, 4], что $\sigma_C \sim \Gamma_{K^+\gamma}$. Теоретическое значение сечения, вычисленное при указанных выше отборах и табличной [17] парциальной ширине $\Gamma_{K^+\gamma}^0 = 50.3$ кэВ составляет $\sigma_C^0 = 16.41$ мкб. Тогда измеренное значение парциальной ширины $\Gamma_{K^+\gamma} = \sigma_C \cdot \Gamma_{K^+\gamma}^0 / \sigma_C^0 = 81.6_{-6.6}^{+7.0}$ (стат.) $_{-10.7}^{+16.8}$ (сист.) кэВ. Табличное значение базируется на работе [18], выполненной во FNAL в 1983 г.

5. Поиск эффектов киральной аномалии

Киральная аномалия является широко известным следствием КХД. Впервые она была применена при вычислении вклада треугольных диаграмм в амплитуде распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [6]. Далее было показано, что киральная аномалия может быть представлена в эффективном лагранжиане [7] и были получены предсказания для различных процессов.

В работах [8, 9] предполагается, что амплитуда образования $K^+\pi^0$ -пары при отсутствии аномалии зануляется при $w = 0$. Чтобы это получить, вычтем из формулы (2) её значение при $w = 0$. В результате имеем следующее выражение:

$$M_\gamma = 4eZ \frac{g_{K\gamma} g_{K\pi}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} \frac{w F_C(q^2)}{m_*^2 - i m_* \Gamma_*}, \quad (18)$$

где произведение постоянных $g_{K\gamma} g_{K\pi}$ может быть как положительным, так и отрицательным. Вклад киральной аномалии Весса-Зумино-Виттена [2, 4, 7] при рождении $K^+\pi^0$ -пары в электрическом поле ядра определяется амплитудой [3]:

$$M_d = -\frac{2\alpha Z}{\pi F_\pi^3 q^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta, \quad (19)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, $F_\pi \simeq 93$ МэВ – постоянная распада $\pi \rightarrow l\nu$, p_2 – 4-импульс ядра после взаимодействия.

Задачей эксперимента является обнаружение и измерение амплитуды (19). Это можно попытаться сделать несколькими способами. Первый способ основан на том, что в сечении, вычисленном для суммы амплитуд (18) и (19), вклад интерференции приведёт к изменению формы распределения по эффективной массе $K^+\pi^0$ -пары в окрестности $K^*(892)$ -мезона. Задача усложняется необходимостью учета когерентной сильной амплитуды (3), которая также интерферирует с аномалией и кулоновской амплитудой (18). Изучение распределения проводилось в расширенном диапазоне по массе $M(K^+\pi^0)$. Так как после расширения изучаемого диапазона фон увеличивается, то были предприняты усилия для его дополнительного подавления. Двумерное распределение модулей импульсов π^+ и π^0 -мезонов в системе покоя каона (рис. 10)

показывает на увеличение числа событий при $P_{\pi^+} \simeq 0.215$ ГэВ и при $P_{\pi^0} \simeq 0.145$ ГэВ. Выделим область превышения следующим прямоугольником (в единицах ГэВ):

$$0.19 < P_{\pi^+} < 0.215, \quad 0.12 < P_{\pi^0} < 0.15. \quad (20)$$

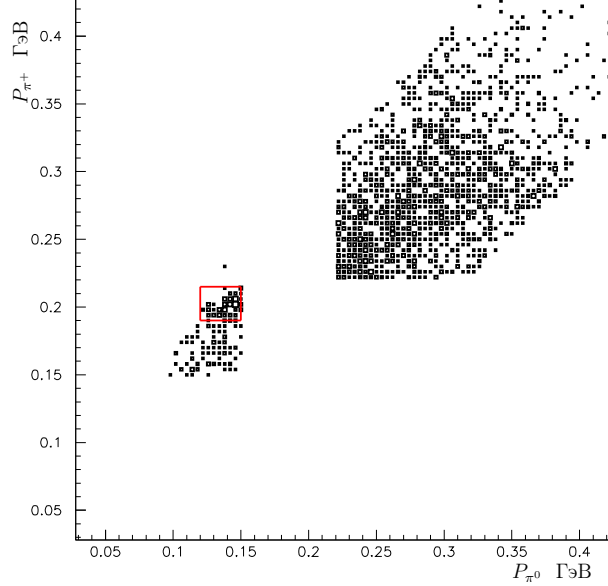


Рис. 10. Двумерное распределение модулей импульсов π^+ и π^0 -мезонов в системе покоя каона без отбора по массе $M(K^+\pi^0)$.

Распределение по P_t^2 для событий из прямоугольника (20) показано на рис. 11а). При $P_t^2 \simeq 0.006$ ГэВ² наблюдается пик, что указывает на возможную потерю незарегистрированной частицы в событии. При $P_t^2 < 0.0005$ ГэВ² видно указание на намного меньший когерентный пик. Распределение по P_t^2 для событий вне прямоугольника (20) показано на рис. 11б). При $P_t^2 < 0.015$ ГэВ² наблюдается чёткий когерентный пик.

Далее, на рис. 11в) показаны распределения по эффективной массе $(K^+\pi^0)$ -пары, которые получены с условиями, что $P_t^2 < 0.0005$ ГэВ², если событие попадает в прямоугольник (20), или $P_t^2 < 0.015$ ГэВ², если событие находится вне этого прямоугольника. Гистограммой (на рис. 11в) показано распределение для событий с медной мишенью, точечной с ошибками – для событий без мишени, все точки которого были умножены на коэффициент 1.559, равный отношению полного количества событий с мишенью к количеству событий без мишени.

В распределении на рис. 11г) приведена эффективность регистрации $(K^+\pi^0)$ -пары при различных массах, которая была получена на смоделированных событиях. Разность двух распределений на рис. 11в) была поделена на эффективность регистрации (рис. 11д и показана на рис. 12а. Функция для фита этого распределения кулоновским Брейт-Вигнером (BW) с вычитанием (18), киральной аномалией (19),

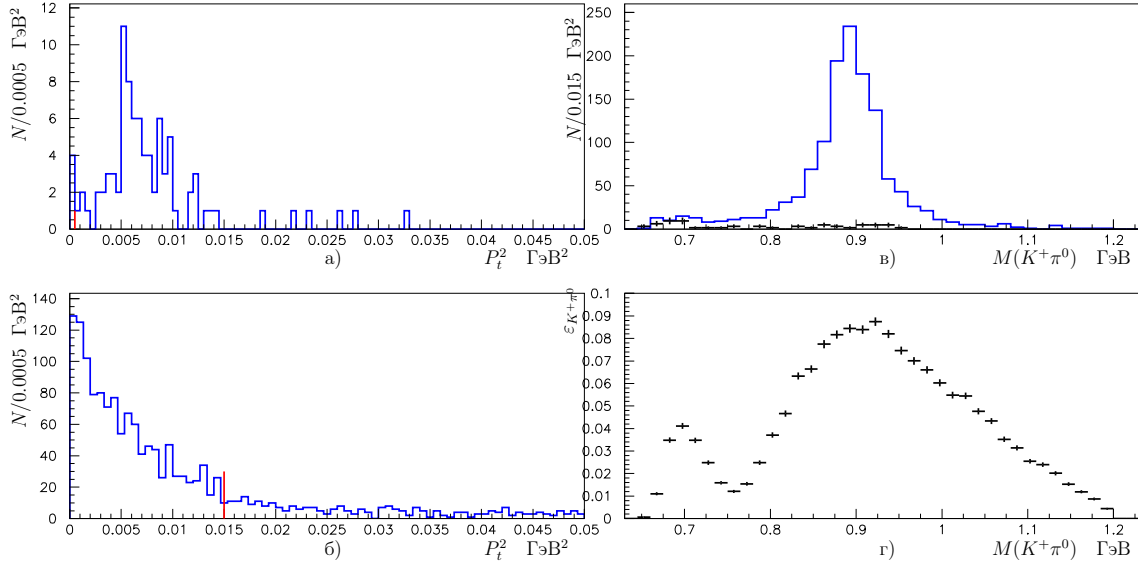


Рис. 11. Распределение по P_t^2 для событий: а) – из прямоугольника (20); б) – вне его; в) – распределения по эффективной массе $(K^+\pi^0)$ -пары для событий с медной мишенью (сплошная гистограмма) и для событий без мишени (точечная гистограмма); г) – эффективность регистрации $(K^+\pi^0)$ -пары при различных массах, полученная на смоделированных событиях.

сильным BW (3) и их интерференцией принимает следующий вид [3, 4]:

$$F(x) = p_1 \left((x^2 - m_K^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_K^2 m_\pi^2 \right)^{\frac{3}{2}} \times \left(\frac{p_2^2 \alpha}{4\pi^3 x^3 F^6} + \frac{2p_2 \sqrt{\alpha} (m^2 - x^2) (g + I g_S)}{x \pi^{3/2} F^3 \left((m^2 - x^2)^2 + m^2 \Gamma^2 \right) m^2} + \frac{4x (g^2 + 2I g g_S + g_S^2)}{\left((m^2 - x^2)^2 + m^2 \Gamma^2 \right) m^4} \right), \quad (21)$$

где x – эффективная масса $(K^+\pi^0)$ -пары, $p_1, p_2, p_3 \equiv m$ – параметры фита, $g = g_{K\gamma} g_{K\pi}$, $g_S = g \frac{m^2}{x^2} \sqrt{\frac{\sigma_S}{\sigma_C}}$ – эффективная константа когерентного сильного взаимодействия, σ_S, σ_C – сечения когерентного сильного и кулоновского процессов, измеренные в Главе 4. Множитель m^2/x^2 учитывает отсутствие вычитания в амплитуде когерентного сильного взаимодействия (3).

$I = 0.6$ – это перекрытие нормированных P_t^2 – распределений для кулоновского и сильного взаимодействий: $I = \sum \sqrt{Y_C(P_t^2) Y_S(P_t^2) \cos[\Delta\psi(P_t^2)]}$ (суммирование по бинам гистограмм на рис. 8(а-в)). Все определения даны в формулах (12) и (13) Главы 3, m_K, m_π – массы K^+ и m_π -мезонов, m – фитируемое значение массы $K^*(892)$ -мезона. В этой формуле ширина Γ является функцией от импульса K^+ -мезона q в системе покоя $K^*(892)$ -мезона [16]: $\Gamma = \Gamma_0 \frac{m_{K^*}}{x} \left(\frac{q}{q_0} \right)^3$, где Γ_0 – фитируемое значение ширины $K^*(892)$ -мезона ($p_4 \equiv \Gamma_0$), m_{K^*} – табличное значение массы $K^*(892)$ -мезона, $q = \sqrt{(m_\pi^2 - m_K^2 + x^2)^2 / (4x^2) - m_\pi^2}$, $q_0 = q$ при $x = m_{K^*}$. Параметр p_2 ,

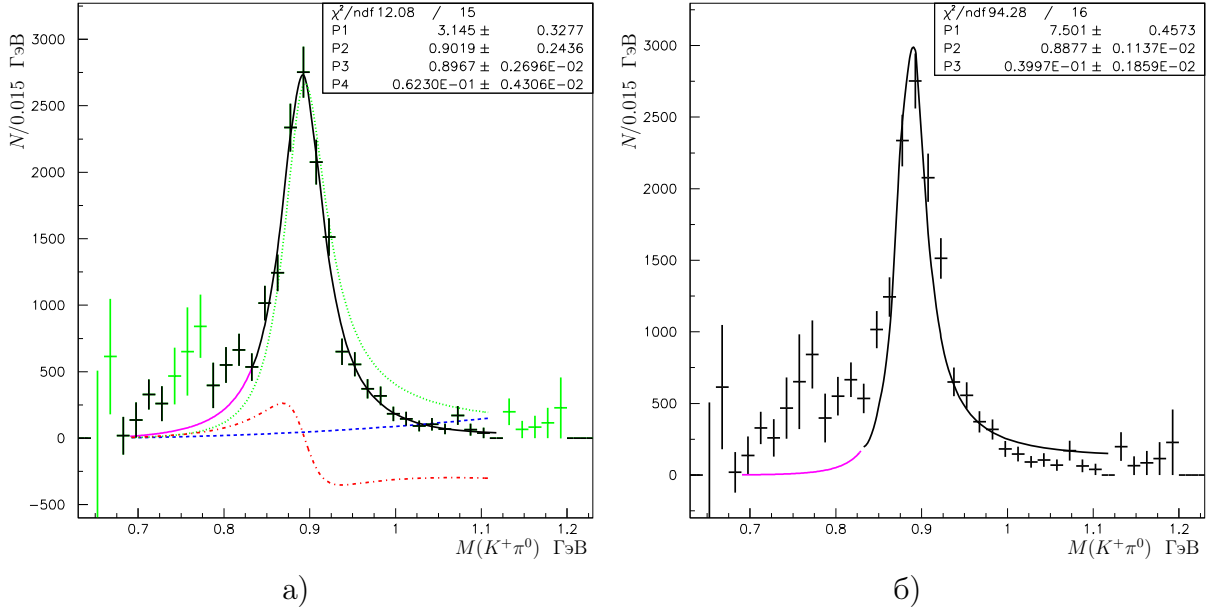


Рис. 12. а) Разность между распределением по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары для событий с медной мишенью и распределением событий без мишени, делённая на эффективность; б) то же распределение, что на рисунке а), но функция фита без киральной аномалии. Чёрная кривая – результат фита. Фиолетовая кривая – её продолжение на диапазон масс (0.7 ÷ 0.83) ГэВ. Синяя пунктирная кривая – вклад киральной аномалии. Зелёная штриховая кривая – вклад диаграммы с промежуточным $K^*(892)$ -мезоном. Красная штрих-пунктирная кривая – вклад интерференции.

который часто называют "силой сигнала", учитывает отличие измеренной амплитуды киральной аномалии от амплитуды (19). В результате фитирования получаем $p_2 = 0.9 \pm 0.24$ (стат.) ± 0.3 (сист.). Значения для массы и ширины $K^*(892)$ -мезона составляют: $m = 896.7 \pm 2.7$ (МэВ) и $\Gamma_0 = 62.3 \pm 4.3$ (МэВ). Табличные значения для этих величин [17]: $m_{K^*} = 891.66 \pm 0.25$ (МэВ) и $\Gamma_{K^*} = 50.3 \pm 0.8$ (МэВ). Качество фита определяется параметром $\chi^2/NDF = 0.81$. Фит проведён для эффективных масс ($K^+\pi^0$)-пары $0.83 < M(K^+\pi^0) < 1.1$ (ГэВ). Положительное значение параметра фита p_2 в распределении на рис. 12а позволяет сделать вывод, что произведение постоянных $g_{K\gamma}g_{K\pi}$ положительно.

Фит экспериментального распределения по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары функцией $F(x)$ без киральной аномалии (т.е. при фиксированном значении параметра $p_2 = 0$) даёт значения для массы и ширины $K^*(892)$ -мезона : $m = 887.7 \pm 1.1$ (МэВ) и $\Gamma = 40.0 \pm 1.9$ (МэВ), а параметр $\chi^2_2/NDF = 5.9$ (рис. 12б) при том, что значения массы и ширины $K^*(892)$ -мезона существенно отличаются от табличных. То есть, этот фит значительно хуже первого фита, при котором $p_2 \neq 0$. Мы интерпретируем этот результат, как указание на наличие киральной аномалии в процессе образования ($K^+\pi^0$)-пары.

Если экстраполировать результаты фита в область масс $700 < M(K^+\pi^0) < 830$

(МэВ) (фиолетовая кривая на рис. 12б), то становится очевидным присутствие в этой области фона или неучтенных физических процессов. В статьях [3, 4] рассматриваются ряд дополнительных процессов с промежуточными ρ, ω, ϕ -мезонами в t и u -каналах, но делается вывод о малости вклада по сравнению с процессами с амплитудами (18) и (19).

Второй способ наблюдения киральной аномалии основан на том, что как показано в [2, 3, 4], сечение образования $K^+\pi^0$ -пары с промежуточным $K^*(892)$ -мезоном у порога определяется киральной аномалией, что даёт возможность её экспериментального обнаружения. Такой метод поиска киральной аномалии является предпочтительным с теоретической точки зрения, так как амплитуда (19) справедлива в околопороговой области. В интервале эффективных масс ($K^+\pi^0$)-пары $675 < M(K^+\pi^0) < 720$ (МэВ) и при $P_t^2 < 0.005$ ГэВ² для когерентных кулоновских взаимодействий определялось количество зарегистрированных событий с последующим вычитанием количества событий без мишени и делением на эффективность. Полученное значение позволяет по формуле (16) вычислить сечение, которое составляет $\sigma_{exp} = 2.8 \pm 1.8$ мкб. Аналогично было получено сечение из намоделированных по формулам [3] когерентных кулоновских событий $\sigma_{th} = 0.45 \pm 0.05$ мкб. Видно, что экспериментальное значение заметно превышает теоретическое. Причина этого, как уже отмечалось, неизвестна. Корень из отношения экспериментальной величины к модели даёт верхний предел на амплитуду киральной аномалии. Отсюда получаем $A_{exp}/A_{th} < 3.2$ 90%С.Л.

Как это отмечено в работах [2, 3, 4], вопрос о присутствии киральной аномалии в амплитуде процесса $K^+Z \rightarrow K^+\pi^0 Z$ можно прояснить путем сравнения этого процесса с $K^+Z \rightarrow K_s\pi^+ Z$, в котором аномалии нет. Мы надеемся провести это сравнение в обозримом будущем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- В установке «ОКА», на статистике $\sim 1.7 \cdot 10^8$ взаимодействий положительно заряженных каонов с ядрами меди проведено выделение когерентных событий с определением числа кулоновских и сильных взаимодействий и соответствующих им сечений в области $K^*(892)$ -мезона: $\sigma_C = 26.6_{-2.1}^{+2.3}$ (стат) $_{-3.5}^{+5.5}$ (сист) мкб – для когерентных кулоновских событий, $\sigma_S = 64.2_{-4.2}^{+4.4}$ (стат) $_{-8.5}^{+13.6}$ (сист) мкб – для когерентных событий сильного взаимодействия, $\sigma_I = 49.4_{-2.6}^{+2.7}$ (стат) $_{-5.3}^{+7.9}$ (сист) мкб для событий их интерференции и $\sigma_{coh} = 137.2_{-5.2}^{+5.4}$ (стат) $_{-14.1}^{+18.7}$ (сист) мкб – сумма всех трёх сечений.
- Получено значение парциальной ширины распада $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$
 $\Gamma_{K^+\gamma} = 81.6_{-6.6}^{+7.0}$ (стат) $_{-10.7}^{+16.8}$ (сист) кэВ.
- Проведены поиски эффектов киральной аномалии с помощью оценки сечения образования $(K^+\pi^0)$ -системы в околопороговой области. Получено ограничение на амплитуду киральной аномалии $A_{exp}/A_{th} < 3.2$ на 90%-м уровне достоверности.
- При изучении формы спектра масс $(K^+\pi^0)$ -системы в области $K^*(892)$ -мезона обнаружен эффект, который можно интерпретировать, как интерференцию амплитуды киральной аномалии и амплитуды с $K^*(892)$ -мезоном в s -канале. Отсюда получена оценка на амплитуду киральной аномалии: $A_{exp}/A_{th} = 0.9 \pm 0.24$ (стат.) ± 0.3 (сист.).

Авторы благодарны Высоцкому М.И., Годизову А.А., Жемчугову Е.В., Лиходеду А.К. и Некрасову М.Л. за многочисленные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ No18 -02-00179а.

Список литературы

- [1] О. Займидорога, ЭЧАЯ, **30**, вып. 1, 68, 1999.
- [2] Р. Роголёв, ЯФ **64**, 72, (2001);
R. Rogalyov, Phys. Atom. Nucl. **64**, 68, 2001;
Р. Роголёв, Препринт № 2000-3, ИФВЭ (Протвино, 2000).
- [3] V. Burtovoy, Phys. Atom. Nucl. **76**, 450, 2013.
- [4] M. Vysotsky, E. Zhemchugov, Phys. Rev. **D93**, 094029, 2016.
- [5] A. Sadovsky et al. EPJ C, 78:92, 2018.
- [6] S. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426, 1969;
J. Bell, R. Jackiw, Nuovo Cim. **60**, 147, 1969.
- [7] J. Wess, B. Zumino, Phys. Lett. **B37**, 95, 1971;
E. Witten, Nucl. Phys. **B223**, 422, 1983.
- [8] M. Terent'ev, Phys. Lett. **B38**, 419, 1972;
Sov. Phys. Usp. **17**, 20, 1974;
УФН **112**, 37, 1974.
- [9] B. Holstein, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9512338v1>
- [10] S. Gevorkyan et al. Phys. Rev. **C80**, 055201, 2009;
<https://arxiv.org/abs/0903.4715>
- [11] S. Gevorkyan et al. Primex Note 45, 2007, URL:www.jlab.org/primex
- [12] W. Czyz et al. Ann. Phys. **42**, 97, 1967.
- [13] G. Faldt Phys. Rev. **B2**, 846, 1970.
- [14] C. Bemporad et al. Nucl. Phys. **B51**, 1, 1973.
- [15] G. Faldt Nucl. Phys. **B43**, 591, 1972.
- [16] G.J. Gounaris, J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244, 1968.
- [17] P.A. Zyla et al., (Particle Data Group), to be published in Prog. Theor.Exp.Phys. 2020, 083C01. <http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-mesons.pdf>
- [18] C. Chandlee et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 168, 1983.

Рукопись поступила 12 марта 2020 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Буртовой В.С. и др.

Когерентное образование $K^+\pi^0$ -системы на ядрах меди в пучке заряженных каонов на установке ОКА.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 17.03.2020 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,5. Уч.-изд.л. 2,016. Тираж 80. Заказ 8. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2020–03,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2020
