

Ограничение на относительную вероятность распада

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$$

А. В. Артамонов^а, В. Н. Бычков^с, С. В. Донсков^а, А. П. Филин^а, С. Н. Филиппов^б, А. М. Горин^а, Е. Н. Гуцин^б,
А. В. Инякин^а, Г. Д. Кекелидзе^с, Г. В. Хаустов^а, С. А. Холоденко^{а,д}, А. А. Худяков^б, В. Н. Колосов^а,
А. К. Конопляников^а, В. И. Кравцов^б, Ю. Г. Куденко^{б,е,ф}, А. В. Кулик^{б1)}, В. Ф. Куршцов^а, В. А. Лишин^а,
В. М. Лысан^с, М. В. Медынский^а, В. Ф. Образцов^а, А. В. Охотников^а, В. А. Поляков^а, А. Ю. Поляруш^б,
В. И. Романовский^а, В. И. Рыкалин^а, А. С. Садовский^а, В. Д. Самойленко^а, М. М. Шапкин^а, И. С. Тюрин^а,
В. А. Уваров^а, О. П. Ющенко^а, Б. Ж. Залиханов^с

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт” – ИФВЭ, 142281 Протвино, Россия

^бИнститут ядерных исследований – РАН, 117312 Москва, Россия

^сОбъединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^дIstituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, 3-56127 Pisa, Italy

^еМосковский физико-технический институт (МФТИ), 141701 Долгопрудный, Москва

^фНациональный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 2024 г.

После переработки 11 сентября 2024 г.

Принята к публикации 11 сентября 2024 г.

Сотрудничеством ОКА предпринят поиск распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ на статистике 3.65×10^9 распадов K^+ . Распад не обнаружен. Поставленное ограничение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu) < 5.4 \times 10^{-8}$ 90 % CL в 65 раз лучше приведенного в таблице частиц.

DOI: 10.31857/S0370274X24100145, EDN: SNDTWF

1. Введение. Редкий распад $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ (Ke5) до настоящего времени не наблюдался. Из-за ограниченного фазового объема Киральная Пертурбативная Теория (ChPT) предсказывает очень малую величину относительной вероятности $\text{BR}(\text{Ke5})$, $10^{-11} - 10^{-12}$ [1–3]. С другой стороны, можно ожидать, что ограниченный фазовый объем усиливает роль $\pi\pi$ -рассеяния в конечном состоянии, что может существенно увеличить BR. Например, может образоваться пионный атом, *пионий* ($A_{2\pi}$), с последующим распадом на $\pi^0 \pi^0$: $\pi^+ \pi^- \rightarrow A_{2\pi} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ [4, 5]. Так как распадная длина пиония $\sigma\tau \sim 10^{-4}$ см намного превосходит ядерный масштаб, то в этом случае имеет место распад на 4 частицы, $K^+ \rightarrow A_{2\pi} \pi^0 e^+ \nu$, а не на 5. Это обстоятельство увеличивает фазовый объем в $\sim 10^6$ раз [2, 3], а последующий распад $A_{2\pi} \rightarrow \pi^0 \pi^0$, идущий с вероятностью $\approx 100\%$, приводит к конечному состоянию $\pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$.

Наше исследование проведено с целью существенного улучшения текущего ограничения на вероятность этого распада: $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu) < 3.5 \times 10^{-6}$ [6]. Ограничение получено путем нормировки

на события распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ (Ke3), а контроль систематики – путем измерения брэнчинга распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ (Ke4).

2. Данные и процедура обработки. Эксперимент ОКА, расположенный в НИЦ “Курчатовский Институт” – ИФВЭ в Протвино (Россия), посвящен изучению распадов каонов на лету. Обогащенный каонами вторичный пучок получен путем высокочастотной (ВЧ) сепарации по схеме Панофского. Импульс пучка 17.7 ГэВ с содержанием каонов 12.5 % и интенсивностью до 5×10^5 каонов за цикл ускорителя У-70. Установка ОКА имеет два магнитных спектрометра, пучковый и вторичных частиц, а также 11-метровый распадный объем, окруженный охранной системой. Установка содержит также электромагнитные калориметры GAMS и BGD [7, 8], адронный калориметр GDA [9] и систему идентификации мюонов. Два черенковских счетчика служат для выделения K^+ в пучке на фоне p, π^+ , а широкоапертурный 4-канальный поровый черенковский счетчик – для выделения вторичных $e^\pm$ на фоне $\mu^\pm, \pi^\pm$. Более подробно с установкой можно ознакомиться по ссылкам [10, 11]. Для поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ использованы данные, записанные в сеансах 2012,

¹⁾e-mail: alex.kulik@gmail.com

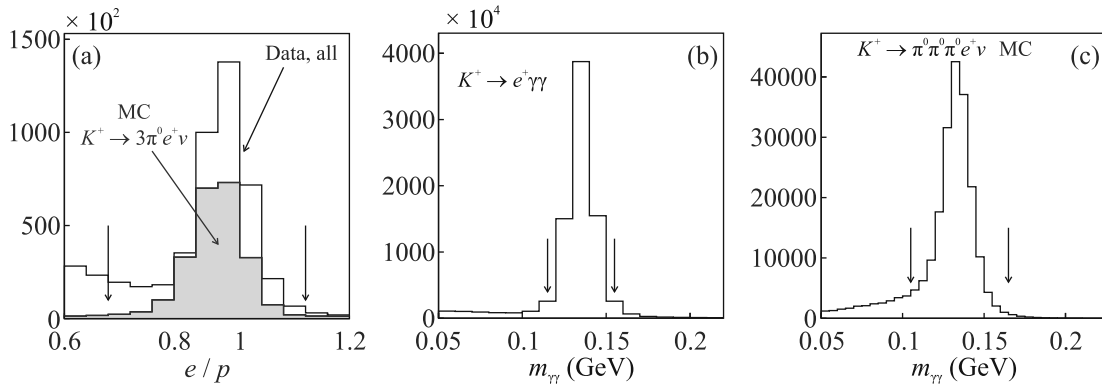


Рис. 1. (Цветной онлайн) Идентификация электрона и поиск π^0 . (а) – Идентификация электрона. Отношение e/p : данные (светлая гистограмма) и МК $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ (заштрихованная). (б) – Масса $\gamma\gamma$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ (данные); стрелками показаны жесткие отборы (с) – Масса $\gamma\gamma$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ (МК); стрелками показаны мягкие отборы

2013 и 2018 гг. Для расчета эффективностей регистрации методом Монте-Карло (МК) сгенерированы события распадов Ке3, Ке4 и Ке5 при помощи программы Geant-3.21 [12] с детальным описанием установки. МК событий сгенерировано примерно в 10 раз больше, чем реальных событий, записанных в ходе эксперимента. Для оценки фонов сгенерированы МК события 6-ти наиболее интенсивных распадов заряженного каона ($\mu^+ \nu$, $\pi^+ \pi^0$, $\pi^0 e^+ \nu$, $\pi^0 \mu^+ \nu$, $\pi^+ \pi^0 \pi^0$, $\pi^+ \pi^+ \pi^-$) в количествах, пропорциональных вероятностям этих распадов. События МК обработаны так же, как и данные, включая реконструкцию. Каждому МК событию приписан вес $w \sim |M|^2$, где M – матричный элемент распада.

3. Отбор событий Ке3, Ке4, Ке5. Отбираются события с единственным вторичным треком, идентифицированным как e^+ и с 1, 2 или 3 π^0 -мезонами. Для этого требуется, чтобы положительному треку соответствовал ливень в GAMS с отношением e/p в пределах $\pm 3\sigma$ от номинального значения (рис. 1а). Из всех возможных комбинаций γ -квантов выбирается комбинация с наибольшим числом пар (π^0 -мезонов), удовлетворяющих условию

$$\sum_i (m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})_i^2 < R_\pi^2. \quad (1)$$

Значение параметра R_π будет конкретизировано ниже.

Эта общая процедура применена к трем распадам с некоторыми вариациями. Большая статистика в $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ позволяет ужесточить отборы для большего подавления фонов. Прямо противоположная ситуация возникла с распадом $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$: ни событий, ни фона не видно даже при более мягких отборах, что позволяет увеличить эффективность и повысить устойчивость к

возможным неточностям МК моделирования. Поэтому мы используем 2 набора критериев: “жесткие” – для $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ и “мягкие” – для поиска редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$. Такой парадоксальный выбор обусловлен отсутствием фона для $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$. Распад $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ регистрируется как с мягкими, так и с жесткими отборами для нормировки $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ соответственно. Ниже перечислены различия между мягкими и жесткими отборами.

- Идентификация электрона. Жесткие отборы основаны исключительно на GAMS: проекция трека в GAMS должна попадать в один из ливней, как было указано выше. В мягких отборах принимаются треки без соответствующего ливня в GAMS, если широкоапертурный черенковский счетчик подтверждает электрон. Это послабление заметно поднимает эффективность, так как в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ с мягким спектром e^+ треки часто не попадают в GAMS.
- Поиск π^0 . Параметр R_π в (1) $R_\pi = 0.02$ ГэВ в жестких отборах и $R_\pi = 0.03$ ГэВ в мягких (рис. 1б, с).
- Жесткие отборы требуют 2 или 4 γ с $E_\gamma > 0.5$ ГэВ для поиска π^0 согласно (1). Мягкие отборы ищут π^0 в событиях с $n_\gamma \geq 6$, $E_\gamma > 0.3$ ГэВ и иногда находят $3\pi^0$ в событиях с 7 γ или 8 γ .
- Жесткие отборы бракует события с ливнями в адронном калориметре GDA и требуют ровно 2 сегмента e^+ трека: один – до анализирующего магнита и один – после. Мягкие отборы допускают ливни в GDA и лишние сегменты трека.

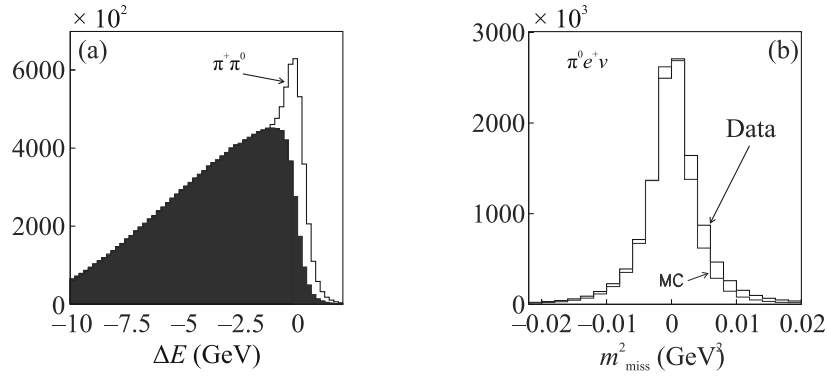


Рис. 2. (Цветной онлайн) Наблюдение распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$. (a) – Баланс энергии, отбор $\Delta E < -1$ ГэВ введен для подавления фона $\pi^+ \pi^0$. (b) – Недостающая масса, данные и МК

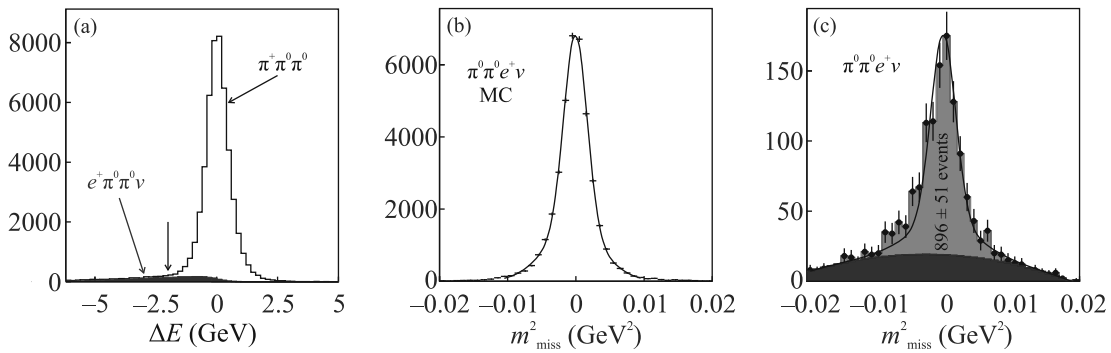


Рис. 3. (Цветной онлайн) Наблюдение распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$. (a) – Баланс энергии в событии: сигнал (синяя гистограмма) и фон (светлая). (b) – Фит модельного (МК) спектра недостающей массы двумя функциями Гаусса. (c) – Фит реального спектра недостающей массы формой МК с рис. 3b + полином 2 степени

4. Наблюдение распадов. При окончательном отборе событий введены дополнительные критерии, специфические для каждого распада.

4.1. $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$. Баланс энергии в событии определен как $\Delta E = E_{\text{det}} - E_b$, где E_{det} – сумма энергий зарегистрированных частиц (e^+ , π^0), а E_b – энергия K^+ пучка. Мы ожидаем, что распады с ν будут обнаруживать дефицит баланса $\Delta E < 0$, так как ν не регистрируется. Потребовав дополнительно к мягким отборам $\Delta E < -1$ ГэВ (рис. 2a) для подавления фона $\pi^+ \pi^0$, мы видим чистый пик в недостающей массе, содержащий $\sim 8.4 \times 10^6$ событий (рис. 2b). Фон в этой выборке оценивается МК на уровне $\sim 1\%$.

4.2. $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$. Для подавления доминирующего фона $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ введены отборы по балансу энергии $\Delta E < -2$ ГэВ (рис. 3a) и поперечному импульсу $P_T < 0.12$ ГэВ. Отбор по недостающей энергии E_{miss}^* в системе покоя K^+ также подавляет фоны. Порог $E_{\text{miss}}^* > 0$ выбран потому, что в распадах с участием ν при хорошей точности измерения $E_{\text{miss}}^* \approx E_\nu^* > 0$. МК моделирование показывает, что события с отрицательными E_{miss}^* возникают преимущ-

ественно из-за ошибочной идентификации пары $\gamma\gamma$ как π^0 ; некоторый вклад дает также конечное разрешение. Пик в недостающей массе ясно виден на рис. 3с. Мы фитируем этот спектр формой, полученной фитом соответствующего спектра МК на рис. 3b + полином 2 степени для описания фона. Интеграл МК формы дает 896 ± 51 событий распада.

4.3. $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$. Вычислены недостающая энергия E_{miss}^* и недостающий импульс p_{miss}^* в системе покоя K^+ ; они не всегда совпадают друг с другом, так как оставлена свободной недостающая масса. Большинство кандидатов не удовлетворяют естественному требованию $E_{\text{miss}}^* > 0$ (рис. 4). Несколько оставшихся кандидатов забракованы требованием $|p_{\text{miss}}| < 0.08$ ГэВ, обусловленным кинематикой распада: импульс ν не превышает $p_\nu < \frac{M_K^2 - (3m_\pi)^2}{2M_K} \approx 0.08$ ГэВ. Как видно из рис. 4, кандидаты ни в коей мере не соответствуют МК моделированию.

5. Относительные вероятности. Эффективности регистрации вычислены как отношение числа прошедших отборы МК событий к полному числу сгенерированных событий. Полученная таким об-

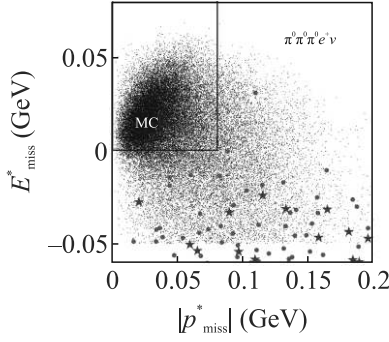


Рис. 4. (Цветной онлайн) Поиск распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$: модуль недостающего импульса и недостающая энергия в системе покоя K^+ , данные (красные точки), МК фон (синие звездочки) и МК сигнал (мелкие точки). Ни одно событие не проходит отборов, показанных прямоугольником

разом эффективность регистрации распада x , $\epsilon(x)$, число зарегистрированных в эксперименте событий n_x и табличное значение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) = (5.07 \pm \pm 0.04)\%$ использованы для получения относительных вероятностей:

$$\text{BR}(x) = \frac{n_x}{n_{\pi^0 e^+ \nu}} \times \frac{\epsilon_{\pi^0 e^+ \nu}}{\epsilon_x} \times \text{BR}(\pi^0 e^+ \nu), \quad (2)$$

$x = \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$, $\pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$, $n_{\pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu} < 2.3$ для 90 %CL.

Матричные элементы распадов вычислены в рамках Стандартной Модели:

$$M \sim (\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu) H_\alpha. \quad (3)$$

Лоренц-инвариантность, Бозе-статистика и малость массы электрона ограничивают адронный ток H_α следующими формами:

$$\begin{aligned} H_\alpha &= f_1 p_\alpha \quad \text{для} \quad K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu, \\ H_\alpha &= f_1 (p_1 + p_2)_\alpha \quad \text{для} \quad K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu, \\ H_\alpha &= f_1 (p_1 + p_2 + p_3)_\alpha + f_4 q_\alpha, \\ q &= \frac{\{p_1 \cdot p_2\} p_3}{m_\pi^2} \quad \text{для} \quad K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь p_i – импульсы пионов, а $\{\}$ – симметризация по трем π^0 . $f_{1,4}(m_{e\nu}, m_h)$ – форм-факторы, в общем случае зависящие от масс лептонной и адронной систем: $m_{e\nu}^2 = (k_e + k_\nu)^2$, $m_h^2 = (\sum_i p_i)^2$. Мы взяли феноменологическую параметризацию для f_1 из [13]; она мало влияет на эффективность. Мы не располагаем информацией по f_4 , однако МК моделирование показывает небольшое влияние f_4 на эффективность регистрации (до 9 %, рис. 5). Мы приводим результат для наихудшего случая $f_4 = -3f_1$. Относительные вероятности приведены в табл. 1.

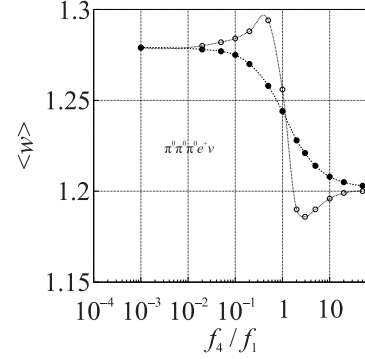


Рис. 5. Средний вес $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ событий, прошедших все отборы в зависимости от f_4/f_1 , светлые кружочки – $f_4 < 0$

6. Систематические ошибки. Наибольшая неопределенность, до 9 %, возникает из-за неизвестного отношения f_4/f_1 . Мы приводим верхний предел в самом пессимистическом предположении $f_4 = -3f_1$, он понизится до $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu) < 5 \times 10^{-8}$ 90 %CL, если $f_4 \ll f_1$ (рис. 5). Отсутствие фона для распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ позволило применить предельно мягкие отборы, сделав расчет эффективности малочувствительным к возможным неточностям МК модели.

Согласие полученного $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu)$ с мировым средним доказывает, что ошибки в расчете эффективностей $\epsilon_{\pi^0 e^+ \nu}, \epsilon_{\pi^0 \pi^0 e^+ \nu}$ не превышают ошибки в измерении $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu)$ $51/896 \approx \approx 6\%$. Влияние такой неопределенности на верхний предел BR ничтожно. Если мы хотим поставить ограничение на некоторую величину B , связанную с наблюдаемым числом событий n соотношением $n = \epsilon B$ и ϵ известна с ошибкой $\pm \sigma_\epsilon$ [14], то при нормальном распределении ϵ вероятность выпадения $n = 0$ дается сверткой:

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\epsilon} \int \exp \left[-(\epsilon + x)B - \frac{x^2}{2\sigma_\epsilon^2} \right] dx.$$

В результате интегрирования получаем

$$P_0 = e^{-A}, \quad A = \epsilon B \left[1 - \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon} \right)^2 \times \frac{\epsilon B}{2} \right].$$

Для 90 % CL $P_0 = 0.1$, $A \approx 2.3$. Отсюда имеем $\epsilon B \approx 2.3 \left[1 + 1.15 \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon} \right)^2 \right] \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon} \ll 1 \right)$.

Таким образом, поправка к верхнему пределу лишь квадратична по $(\sigma_\epsilon/\epsilon)$, т.е. пренебрежимо мала при любой разумной оценке ϵ .

7. Заключение. В рамках сотрудничества ОКА изучались 3 распада: $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$, $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$

Таблица 1. Вычисление вероятностей распадов

Распад	Число событий	Эффективность	BR, настоящая работа	BR, PDG
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ Жесткие отборы	8.4×10^6	1.08×10^{-2}	Нормировка	$(5.07 \pm 0.04) \%$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$	896 ± 51	2.3×10^{-3}	$(2.54 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	$(2.55 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$	0	1.89×10^{-3}	$< 5.4 \times 10^{-8} \text{ 90 \% CL}$	$< 3.5 \times 10^{-6} \text{ 90 \% CL}$

и $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$, первый из которых использован для абсолютной нормировки результатов. Полученная величина $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu) = (2.54 \pm 0.14) \times 10^{-5}$ согласуется с мировым средним в пределах статистических ошибок. Распад $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$ не обнаружен. Установлен верхний предел $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu) < 5.4 \times 10^{-8} \text{ 90 \% CL}$ – в 65 раз ниже опубликованного в настоящее время. Из-за неопределенности в матричном элементе верхний предел приведен в наихудшем предположении, он может быть еще на 9 % ниже. Важный результат настоящей работы – отсутствие фона к этому распаду, что позволяет улучшать ограничение линейно (а не как квадратный корень) с объемом доступного статистического материала. Это обстоятельство открывает большие возможности для будущих экспериментов с высокой статистикой.

Мы благодарим наших коллег из ускорительного отдела за хорошую работу У-70 во время набора данных; коллег из отдела пучков – за устойчивую работу канала 21К, включая работу ВЧ-дефлекторов, и коллег из инженерно-физического отдела – за бесперебойную работу криогенной системы ВЧ-дефлекторов.

Финансирование работы. Работа выполнена в Институте физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-0051).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. В. С. Демидов, Е. П. Шебалин, Препринт ИТЭФ-31 (1991).
2. J. Bijnens, G. Colangelo, G. Ecker, and J. Gasser, arXiv:hep-ph/9411311v1 16Nov 1994.
3. S. Blaser, Phys. Lett. B **345**, 287 (1995).
4. J. Uretsky and J. Palfrey, Phys. Rev. **121**, 1798 (1961).
5. B. Adeva, L. Afanasyev, M. Benayoun et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **704**, 24 (2011).
6. В. Н. Болотов, С. Н. Гниненко, Р. М. Джилкибаев, В. В. Исаков, Ю. М. Клубаков, В. Д. Лаптев, В. М. Лобашев, В. Н. Марин, А. А. Поблагуев, В. Е. Постоев, А. Н. Торопив, Письма в ЖЭТФ **47**, 8 (1988).
7. B. Powell, R. Heller, N. Ibold et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **198**, 217 (1982).
8. F. G. Binon, V. M. Buyanov, S. V. Donskov et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A **248**, 86 (1986).
9. Ф. Бинон, К. Брикман, В. М. Буянов и др. (Collaboration), Препринт ИФВЭ-86-109 (1986).
10. V. F. Kurshetsov, PoS KAON09 **051** (2009).
11. A. S. Sadovsky, V. F. Kurshetsov, A. P. Filin et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. C **78**, 92 (2018).
12. R. Brun, F. Bruyant, F. Carminati, S. Giani, M. Maire, A. McPherson, G. Patrick, and L. Urban, CERN Program Library; W5013 (1993); DOI:10.17181/CERN.MUH (1993).
13. J. R. Batley, G. Kalmus, C. Lazzeroni et al. (Collaboration), JHEP **08**, 159 (2014); ArXiv ePrint: 1406.4749.
14. B. Roger, arXiv:hep-ex/0207026v1 6 Jul 2002.