

Измерение чувствительности эксперимента NA62 (ЦЕРН) к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$

К. Ю. Горшанов^{1,2*}

¹Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)
Россия, 117312, Москва, В-312, проспект 60-летия Октября, 7а

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
физтех-школа физики и исследований и.м. Ландау
Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9
(Поступила в редакцию 11.05.2023; подписана в печать 06.07.2023)

Цель данной работы заключается в определении чувствительности эксперимента NA62 к поиску запрещенного в Стандартной Модели распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$, который нарушает принцип С-инвариантности электромагнитных взаимодействий, и разрешенного в Стандартной Модели распада $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Текущий верхний предел на относительную вероятность распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ($\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) составляет 3.1×10^{-8} (2×10^{-8}) с доверительным интервалом 90%. В качестве источника π^0 в настоящей работе используется распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. Разработаны критерии отбора событий с тремя или четырьмя регистрируемыми продуктами от распадов π^0 на установке NA62. Детектор эксперимента NA62 и физические процессы в нем моделировались методом Монте-Карло с помощью специализированного пакета Geant4. Чувствительность эксперимента к одному сигнальному событию $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ($\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) без учета фоновых процессов составляет $\mathcal{O}(10^{-9})$, что на один порядок лучше текущих верхних пределов с доверительным интервалом 90%. Учет фоновых событий для каждого из распадов приводит к ухудшению чувствительности эксперимента NA62 до уровня текущих ограничений.

PACS: 13.20.Cz

УДК: 539.12...132

Ключевые слова: зарядовая четность, электромагнитное взаимодействие, запрещенный распад, верхний предел, нейтральный пион, фотон.

ВВЕДЕНИЕ

Распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ является запрещенным при условии C инвариантности электромагнитных взаимодействий. При этом данный распад разрешен кинематически. Приведем ряд теоретических работ, в которых представлены оценки на вероятность $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ распада. В статье [1] было произведено сравнение интегралов фазового пространства для распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$, и оценка на вероятность распада оказалась $Br_{3\gamma} = \frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} \sim 10^{-6}$. В работе [2] получена оценка на вероятность распада $Br_{3\gamma} \sim 10^{-7}$, при этом для фотонов учитывались Лоренц-симметрия, P инвариантность, Бозе статистика и калибровочная инвариантность. Однако данный результат представлен как верхний предел, при этом более реалистичная оценка согласно авторам составляет $Br_{3\gamma} \sim 10^{-12}$. Работа [3] дает оценку на вероятность распада $Br_{3\gamma} \sim 10^{-9}$, в которой механизмом C нарушения служит ток, введенный Т.Д. Ли в работе [4]. Если нарушение C инвариантности идет через слабое взаимодействие, то оценка вероятности распада составляет $Br_{3\gamma} \sim 10^{-31 \pm 6}$ [5]. Модель некоммутативной квантовой электродинамики дает оценку $Br_{3\gamma} \sim 6.4 \times 10^{-21}$ [6].

Распад $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ разрешен в Стандартной Модели, однако его вероятность подавлена по сравнению с распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ из-за условий калибровочной инвари-

антности. Что касается теоретических оценок, то работа [3] дает вероятность распада $Br_{4\gamma} \sim 10^{-9}$. В работе [7] произведена оценка вероятности распада $Br_{4\gamma}$ до порядка α^4 (α — постоянная тонкой структуры) для нескольких моделей, которые учитывают требования калибровочной инвариантности и статистику Бозе-Эйнштейна. Полученные оценки на вероятность распада лежат в области от 10^{-16} до 4×10^{-14} . В статье [8] вычислен доминирующий вклад в вероятность распада $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ от петлевой диаграммы, построенной при учете механизма рассеяния фотона на виртуальном фотоне в квантовой электродинамике $\pi^0 \rightarrow \gamma(\gamma^*) \rightarrow \gamma(3\gamma)$. Полученная оценка на вероятность распада составляет $(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-11}$.

Для поиска распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ был проведен ряд экспериментов. В табл. 1 и табл. 2 приведены имена авторов, годы публикации результатов исследований и установленные верхние пределы на вероятности распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

После проведения экспериментов, описанных выше, нарушения C симметрии за пределами слабых взаимодействий так и не было обнаружено. В итоге принцип C инвариантности был включен в Стандартную Модель. Однако, несмотря на результаты перечисленных экспериментов, нельзя сказать наверняка, что наблюдаемое подавление не вызвано каким-либо другим правилом отбора. Принцип C инвариантности представляет собой фундаментальный физический интерес, и прямое наблюдение распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ будет являться явным сигналом новой физики за пределами Стандартной Модели.

* gorshanov.kyu@phystech.edu

Таблица 1. Эксперименты по поиску распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$

Авторы	Год	$Br_{3\gamma}$ (90% C. L.)
Ely, Frisch [9]	1959	1.2×10^{-2}
Vasilevskii, Vishnyakov, Dunaitsev et al. [10]	1964	2×10^{-3}
Cline, Dowd [11]	1965	9×10^{-4}
Kut'in, Petrukhin, Prokoshkin [12]	1965	5×10^{-6}
Auerbach, Highland, Johnson et al. [13]	1978	1.5×10^{-6}
Highland, Auerbach, Haik et al. [14]	1979	3.8×10^{-7}
McDonough, Highland, McFarlane et al. [15]	1988	3.1×10^{-8}

Таблица 2. Эксперименты по поиску распада $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$

Авторы	Год	$Br_{4\gamma}$ (90% C. L.)
Abrams, Carroll, Kycia et al. [16]	1973	2.7×10^{-5}
Auerbach, Hauk, Highland et al. [17]	1979	4.4×10^{-6}
Bolotov, Gninenko [18]	1986	1.6×10^{-6}
McDonough, Highland, McFarlane et al. [15]	1988	2×10^{-8}

В эксперименте с фиксированной базой NA62, основной целью которого является измерение вероятности редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, была накоплена статистика 6×10^{12} распадов K^+ [19]. Данную статистику можно использовать для проверки принципа C инвариантности. При этом распад $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ является возможным фоном при поиске $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$.

Цель работы заключается в определении чувствительности эксперимента NA62 к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, используя накопленные за 2016–2018 гг. экспериментальные данные.

В работе представлена стратегия отбора данных распадов в экспериментальной установке. Также произведен анализ фоновых событий и реализованы методы их подавления. Приведено сравнение Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных, а также вычислена чувствительность эксперимента к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте используются пучки каонов с импульсом 75 ГэВ/с. Они получают из пучков протонов с импульсом 400 ГэВ/с из ускорителя SPS. Высокоэнергетические протоны из SPS сталкиваются с бериллиевой мишенью, в результате чего образуется порядка 10^9 частиц в секунду. Поступающий на установку NA62 пучок состоит на 70% из заряженных пионов, на 23% из протонов, на 6% из заряженных каонов и менее чем на 1% из заряженных мюонов. Устройство экспериментальной установки изображено на рис. 1.

Идентификация каонов обеспечивается дифференциальным газовым черенковским счетчиком CEDAR вместе с системой идентификации фотонов KTAG. Данный детектор позволяет различить каоны, пионы и протоны в приходящем пучке заряженных частиц. Далее идет спектрометр GTK, который измеряет импульс, время и направление входящих каонов. За ним находится кольцевой детектор CHANTI, который отбрасывает фоновые события из неупругих взаимодействий пучка с GTK. После области, где происходят распады каонов, стоит спектрометр STRAW, который измеряет импульсы заряженных продуктов распада каонов. Установка также содержит вето систему фотонов, которая регистрирует фотоны, распространяющиеся под углами вплоть до 50 мрад по отношению к оси z детектора. Система состоит из четырех калориметров: LKг калориметра, фиксирующего большинство фотонов, LAV для фотонов, вылетающих под большими углами, а также калориметров IRC и SAC для перехвата фотонов, вылетающих под малыми углами к оси z . В установке присутствуют годоскоп NewCHOD и черенковский детектор RICH, который позволяет разделить пионы, мюоны и позитроны. Также в установке находится вето система мюонов, состоящая из адронных калориметров MUV1, MUV2 и плоскости сцинтилляционных плиток MUV3 позади слоя железа длиной 80 см. В конце установки стоит ловушка пучка. Кроме того, GTK и детекторы, окружающие область распада, находятся в вакууме, чтобы получать лучшее разрешение кинематических величин и избежать рассеяния пучка. Более детальное описание установки приведено в статье [20].

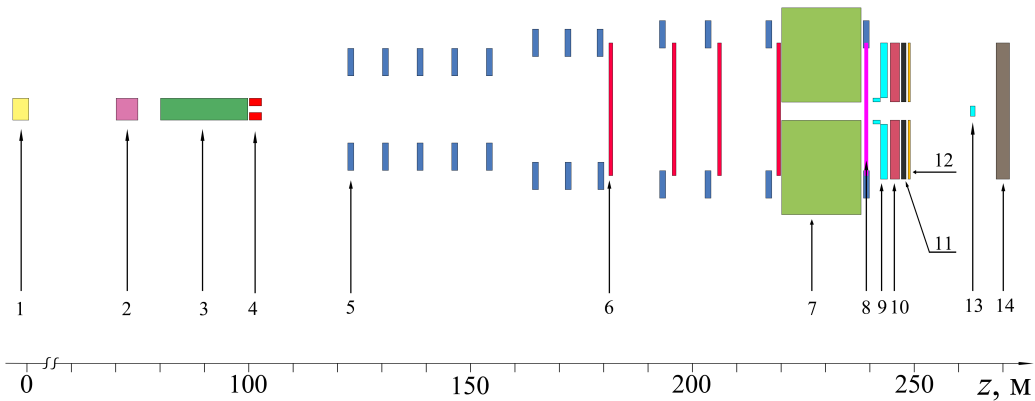


Рис. 1. Установка эксперимента NA62. 1 — мишень, 2 — KTAG, 3 — GTK, 4 — CHANTI, 5 — LAV, 6 — STRAW, 7 — RICH, 8 — CHOD, 9 — IRC, LK γ , 10 — MUV1, MUV2, 11 — слой железа, 12 — MUV3, 13 — SAC, 14 — ловушка пучка

2. МЕТОД ПОИСКА РАСПАДОВ $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$

В данной работе для поиска $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ распадов используется метод слепого анализа. Это значит, что в экспериментальных данных сигнальная область закрыта, пока не будет произведена полная оценка фона в этой области. Число фоновых событий N_i от источника i определяется по следующей формуле:

$$N_i = N_K \times BR_i \times Acc_i,$$

где BR — вероятность распада, Acc — акцептанс, N_K — число распадов каонов в области $105 < z < 180$ м. Фоновые процессы моделировались методом Монте–Карло и сравнивались с экспериментальными данными при условии повышенного вклада фоновых событий (путем инвертирования критериев отбора сигнальных событий). После подтверждения корректного моделирования фона мы можем предсказывать число фоновых событий в сигнальной области.

Сигнальная область выбирается для каждого из распадов отдельно, используя двумерное распределение с инвариантной массой продуктов распада каона $M_{inv}(\pi^+ + 3(4)\gamma)$ вдоль одной оси и инвариантной массой фотонов $M_{inv}(3(4)\gamma)$ от нейтрального пиона вдоль другой.

В работе регистрируются фотоны из распадов π^0 . В качестве источника π^0 выступают распады каонов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ с вероятностью $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = (20.66 \pm 0.08)\%$ [21].

Метод отбора таких событий состоит в следующем. Вначале отбирается единственный трек π^+ . При помощи спектрометров GTK и STRAW восстанавливается вершина распада каона: STRAW позволяет восстановить трек заряженного пиона из распада каона, а благодаря GTK определяется траектория каона. После этого применяется ряд критериев отбора. Далее отбираются фотонные кластеры в электромагнитном калориметре LK γ . Требуется 3 или 4 фотонных кластера для поиска $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ или $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ соответственно. В данной работе не рассматриваются случаи

с потерянным фотоном, то есть предполагается, что все три или четыре фотона попадают в калориметр. В конце применяются кинематические критерии на импульс продуктов распада каона $p_{K^+} - 2000 \text{ МэВ/с} < p_{\pi^+} + \sum_i p_{\gamma_i} < p_{K^+} + 2000 \text{ МэВ/с}$, на поперечный импульс продуктов распада по отношению к импульсу каона $p_T(\pi^+ + \sum_i \gamma_i) < 15 \text{ МэВ/с}$ и на инвариантную массу продуктов распада $M_{K^+} - 8 \text{ МэВ/с}^2 < M_{inv}(\pi^+ + \sum_i \gamma_i) < M_{K^+} + 8 \text{ МэВ/с}^2$.

3. ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БЕЗ УЧЕТА ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Первым шагом в анализе является получение чувствительности к одному событию (Single Event Sensitivity, или SES). По определению данного параметра мы считаем, что было зарегистрировано одно событие, а фон при этом отсутствует. Таким образом, Single Event Sensitivity демонстрирует чувствительность эксперимента при идеальных условиях. Данная величина вычисляется по формуле:

$$SES = \frac{1}{N_{\pi^0} \times Acc(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)},$$

где $N_{\pi^0} = N_K \times BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)$ — число нейтральных пионов, так как их источником являются распады $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. При этом $N_K = (5.55 \pm 0.06) \times 10^{10}$ — число распадов каонов, $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)$ — вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $Acc(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)$ — акцептанс искомого распада.

Критерии отбора были применены для Монте–Карло моделирования $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Акцептансы в работе вычисляются по отношению к числу распадов каонов в распадном объеме. Сигнальный акцептанс после обработки $N = 4.9 \times 10^5$ распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$:

$$Acc(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) = (6.41 \pm 0.04) \times 10^{-2} \tag{1}$$

Здесь и далее была вычислена только статистическая

погрешность как $\sqrt{n_{\text{сигнал}}}/N$, где $n_{\text{сигнал}}$ — число сигнальных событий.

Сигнальный акцептанс после обработки 4.9×10^5 распадов $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$:

$$\text{Acc}(\pi^0 \rightarrow 4\gamma) = (4.19 \pm 0.03) \times 10^{-2} \quad (2)$$

Используя полученные сигнальные акцептансы (1) и (2), можно вычислить Single Event Sensitivity для искомых распадов и сравнить с текущим ограничением сверху (Upper Limit, или UL), установленным в эксперименте Crystal Box. Результаты приведены в табл. 3.

Получаем, что для каждого из распадов чувствительность без учета фоновых событий на один порядок лучше, чем текущие ограничения.

4. АНАЛИЗ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Основной источник фона в данной работе — это цепочка распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Моды распада каонов с мюоном в конечном состоянии не проходят селекцию из-за мюонного вето. Вкладами распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ с вероятностью $(5.07 \pm 0.04)\%$ [21] и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ с вероятностью $(1.760 \pm 0.023)\%$ [21] также можно пренебречь для приведенной точности числа распадов каонов из-за примененного критерия отбора на близость потерянной массы нейтрального пиона $M_{\text{miss}}(\pi^0)$ к табличному значению массы π^0 .

При поиске трех кластеров в LКг после обработки 4.75×10^7 распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ получаем акцептанс фона:

$$\text{Acc}(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = (3.37 \pm 0.03) \times 10^{-4}$$

Здесь была вычислена только статистическая погрешность.

При поиске четырех фотонных кластеров в LКг после обработки 4.75×10^7 распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$:

$$\text{Acc}(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = (2.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$$

Существует три главных механизма образования фоновых событий в данном анализе:

1. Фотоны из распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ не достигают калориметра LКг и взаимодействуют с экспериментальной установкой ранее. Происходит рождение e^-e^+ пары. Затем электрон и позитрон достигают калориметра и дают в нем кластеры, которые принимаются за фотонные.
2. Заряженный пион дает активность в электромагнитном калориметре LКг.
3. Один фотон может достигнуть калориметра LКг без взаимодействия с установкой и при этом образовать два кластера.

Было выделено три метода подавления фоновых событий. Это критерий на энергию кластеров в электромагнитном калориметре $E_{\text{кл}}$, критерий на расстояние между кластерами в калориметре $d_{\text{кл}}$ и NewCHOD вето. Вето работает следующим образом. События отбрасываются, если во временном окне ± 2 нс относительно времени трека найден хотя бы один NewCHOD кандидат не от заряженного пиона, то есть другая заряженная частица. Предполагается, что это электрон или позитрон после взаимодействия фотона в экспериментальной установке.

Для каждого из распадов была выбрана наиболее эффективная комбинация данных критериев для подавления фона. Итоговые параметры приведены в табл. 4.

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Выделим сигнальную область. Для этого строится двумерная гистограмма, где вдоль оси X выводится распределение инвариантной массы продуктов распада каона $M_{\text{inv}}(\pi^+ + 3(4)\gamma)$, а вдоль оси Y — распределение инвариантной массы фотонов $M_{\text{inv}}(3(4)\gamma)$. Поэтому большинство событий вдоль оси X будет концентрироваться вблизи значения массы заряженного каона $493.7 \text{ МэВ}/c^2$, а вдоль оси Y — на значении массы нейтрального пиона $135 \text{ МэВ}/c^2$. На рис. 2, 3 приведены гистограммы для каждого из искомых распадов. Красным эллипсом обозначена сигнальная область с более чем 90 % событий внутри.

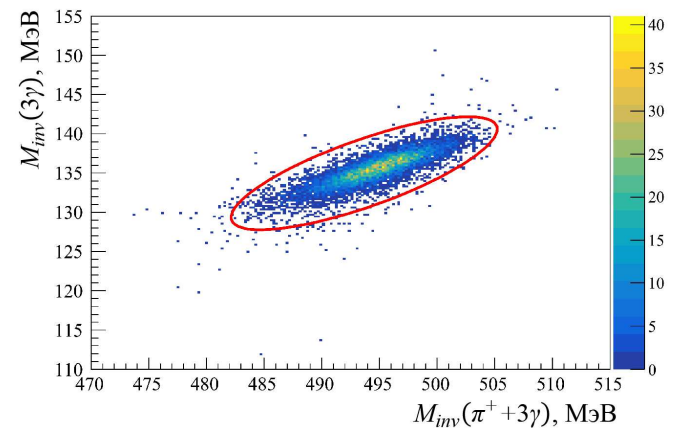


Рис. 2. Выделение сигнальной области для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$.

При сравнении Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных будем рассматривать события с инвертированным критерием отбора, то есть с повышенным вкладом фоновых процессов. Для построения гистограмм использовалось Монте-Карло моделирование распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Нормировка Монте-Карло данных произведена на число распадов каонов.

Таблица 3. Сравнение чувствительности к одному событию (Single Event Sensitivity) и текущих верхних пределов (UL) на вероятности распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$

	$\pi^0 \rightarrow 3\gamma$	$\pi^0 \rightarrow 4\gamma$
Single Event Sensitivity	$(1.36 \pm 0.03) \times 10^{-9}$	$(2.08 \pm 0.04) \times 10^{-9}$
$UL(90\% C.L.) _{Crystal\ Box}$	3.1×10^{-8}	2×10^{-8}

Таблица 4. Оптимальный набор критериев на подавление фона для каждого из искомых распадов

	$E_{кл}, [ГэВ]$	$d_{кл}, [мм]$	<i>NewCHOD</i> вето
$\pi^0 \rightarrow 3\gamma$	> 3	> 200	+
$\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	> 1.5	> 200	-

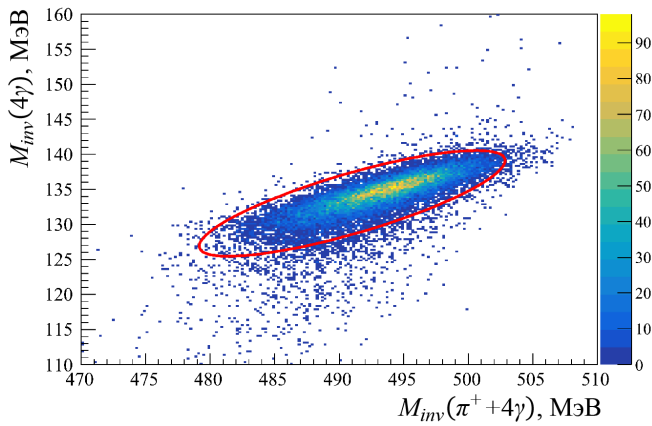


Рис. 3. Выделение сигнальной области для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, \pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

Для каждого типа распадов рассматривалась Монте-Карло статистика из 4.75×10^7 распадов каонов. Использовался набор экспериментальных данных 2018 года, который составляет около 1% от общей доступной статистики эксперимента. Для данного набора экспериментальных данных было вычислено число распадов каонов, которое составляет $(5.31 \pm 0.07) \times 10^8$.

Сравнение было произведено для событий во всей области, но с инвертированным критерием на импульс продуктов распада каона:

$$\begin{aligned} p_{\pi^+} + \sum_i p_{\gamma_i} &> p_{K^+} + 2 \text{ ГэВ}/c \\ p_{\pi^+} + \sum_i p_{\gamma_i} &< p_{K^+} - 2 \text{ ГэВ}/c \end{aligned} \quad (3)$$

Кинематический критерий на поперечный импульс продуктов распада каона $p_T(\pi^+ + \sum_i \gamma_i)$ при этом отключен. Было применено *NewCHOD* вето, а также оптимальные критерии из табл. 4 на расстояние между кластерами $d_{кл} > 200$ мм и на энергию кластеров $E_{кл} > 3$ ГэВ.

Инвертирование критерия на импульс позволяет выделить фоновые события из экспериментальных данных. Мы делаем предположение, что природа таких фоновых событий совпадает с природой фоновых событий из сигнальной области. Правильное описание рассматриваемых событий с инвертированным критерием даст возможность предсказывать число фоновых событий в сигнальной области. На рис. 4 приведен результат сравнения инвариантной массы фотонов при вышеперечисленных условиях. Из рисунка видим, что Монте-Карло моделирование согласуется с экспериментальными данными для отобранных фоновых событий.

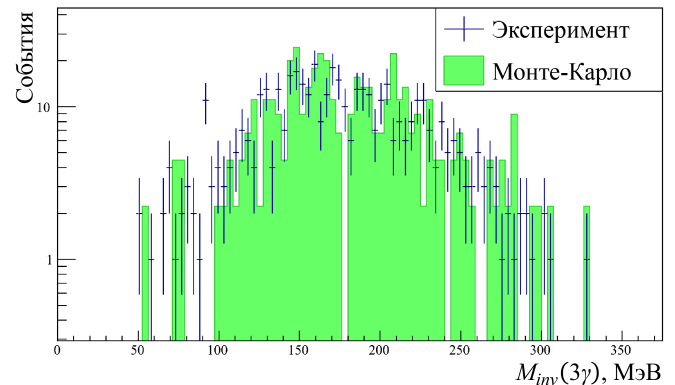


Рис. 4. Распределение инвариантной массы трех фотонов для экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования во всей области после применения инвертированного критерия на импульс.

Теперь перейдем к рассмотрению фоновых событий при поиске распада $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Ставится условие на поиск четырех фотонных кластеров в калориметре. Выводится распределение инвариантной массы четырех фотонов.

Сравнение приведено для событий во всей области с инвертированным критерием на импульс продуктов распада каона (3). Критерий на поперечный импульс

$p_T(\pi^+ + \sum_i \gamma_i)$ отключен. NewCHOD вето не используется, применены оптимальные критерии из табл. 4 на расстояние между кластерами $d_{\text{кл}} > 200$ мм и на энергию кластеров $E_{\text{кл}} > 1.5$ ГэВ.

На рис. 5 приведено распределение инвариантной массы четырех фотонов для событий, отобранных по описанным выше критериям. Из рисунка видим, что Монте-Карло согласуется с экспериментальными данными, что позволяет предсказывать число фоновых событий в сигнальной области при поиске $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ распада.

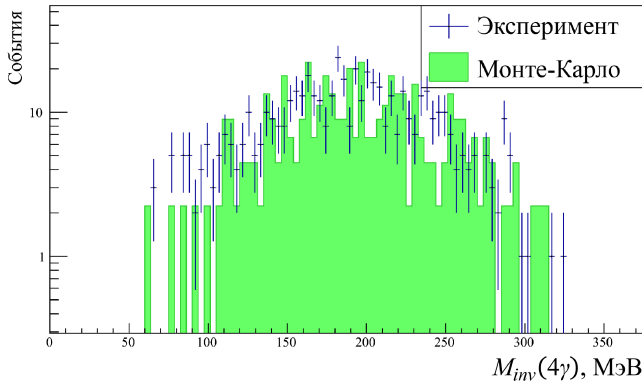


Рис. 5. Распределение инвариантной массы четырех фотонов для экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования во всей области после применения инвертированного критерия на импульс

6. ЧИСЛО ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ В СИГНАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Итак, было проверено, что Монте-Карло моделирование распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ правильно описывает фоновые события при поиске $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Теперь перейдем к оценке числа фоновых событий в сигнальной области и сигнального акцептansa.

Монте-Карло статистика составляет 4.75×10^7 распадов каонов для моды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. В экспериментальных данных число распадов каонов $N_K = (5.55 \pm 0.06) \times 10^{10}$. Применяем критерии отбора и оптимальные критерии на подавление фона, приведенные в табл. 4. Результаты приведены в табл. 5. Для каждого из распадов не было найдено ни одного фоновых события внутри сигнальной области, поэтому число фоновых событий $N_{\text{фон}}$ было оценено с помощью CLs метода с 90% доверительным интервалом.

7. Чувствительность эксперимента к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$

Перейдем к определению чувствительности эксперимента. Из-за малой статистики Монте-Карло по срав-

Таблица 5. Число фоновых событий в сигнальной области и сигнальный акцептанс для распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Причина уменьшения сигнального акцептansa по сравнению с (1) и (2) состоит в применении критериев на подавление фона из табл. 4

	$N_{\text{фон}}$	$Acc(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)$
$\pi^0 \rightarrow 3\gamma$	< 550 (90% C.L.)	$(1.17 \pm 0.02) \times 10^{-2}$
$\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	< 550 (90% C.L.)	$(1.36 \pm 0.02) \times 10^{-2}$

нению с экспериментальными данными мы не можем утверждать, что фоновых событий в сигнальной области нет. Однако чувствительность можно определить в предположении, что критерии на подавление фоновых событий обладают большой эффективностью, и при гипотетическом увеличении статистики Монте-Карло не будет найдено ни одного фоновых события. Это предположение представляет собой идеальный случай. При нахождении хотя бы одного фоновых события чувствительность эксперимента ухудшается.

Измерим ожидаемую чувствительность при вышеописанном предположении. Для этого используем формулу:

$$UL|_{BR(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)} = \frac{N_{\text{верх. предел}}(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)}{N_K \times Acc(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma) \times BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)}$$

Здесь число распадов каонов $N_K = 5.55 \times 10^{10}$, значение сигнального акцептansa указано в табл. 5.

Для нахождения ожидаемого верхнего предела на сигнальные события $N_{\text{верх. предел}}(\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma)$ применяется CLs метод с доверительным интервалом 90% [22]. В данной работе мы предполагаем наличие фона и отсутствие сигнальных событий. Также после применения критериев мы считаем, что число фоновых событий равно нулю. Тогда для распада $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ожидаемая чувствительность эксперимента равняется:

$$UL|_{BR(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)} = 1.7 \times 10^{-8} \text{ (90\% C.L.)} \quad (4)$$

При прохождении хотя бы одного фоновых события ожидаемая чувствительность эксперимента снижается до значения:

$$UL|_{BR(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)} = 2.5 \times 10^{-8} \text{ (90\% C.L.)}, \quad (5)$$

что близко к текущему ограничению на вероятность $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ распада, полученному в эксперименте Crystal Box: 3.1×10^{-8} (90% C.L.). В случае прохождения большего числа фоновых событий чувствительность эксперимента окажется хуже текущего ограничения.

Получим чувствительность эксперимента к поиску распада $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Вновь используем предположение, что поставленные критерии на подавление фона не оставляют ни одного фоновых события в сигнальной

области при гипотетическом увеличении Монте–Карло статистики.

Используем CLs метод. Ожидаемая чувствительность эксперимента равняется:

$$UL|_{BR(\pi^0 \rightarrow 4\gamma)} = 1.5 \times 10^{-8} \text{ (90\% C.L.)} \quad (6)$$

Данное значение близко к текущему ограничению из эксперимента Crystal Box: 2×10^{-8} (90% C.L.). При прохождении одного фонового события ожидаемая чувствительность эксперимента снижается до значения:

$$UL|_{BR(\pi^0 \rightarrow 4\gamma)} = 2.2 \times 10^{-8} \text{ (90\% C.L.)} \quad (7)$$

Итак, ожидаемая чувствительность эксперимента (4), (6) к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ находится на уровне текущих ограничений. Данный результат получен в предположении, что примененные критерии на подавление фоновых событий не оставляют ни одного события в сигнальной области. При появлении хотя бы одного фонового события чувствительность заметно снижается до значений (5), (7). Таким образом получаем, что эксперимент не может улучшить текущие ограничения на вероятности рассматриваемых распадов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была определена чувствительность эксперимента NA62 к поиску распадов $\pi^0 \rightarrow 3(4)\gamma$, используя экспериментальные данные 2016–2018 гг. Был

разработан алгоритм, который отбирает указанные распады для событий, прошедших триггеры эксперимента NA62, и подавляет фоновые события с использованием системы критериев отбора. Были изучены механизмы образования фоновых событий. Разработаны и оптимизированы критерии для подавления источников фона. Произведено сравнение Монте–Карло моделирования и экспериментальных данных.

После применения критериев на подавление фона в Монте–Карло моделировании не было найдено ни одного фонового события в сигнальной области. Если предположить, что все фоновые события действительно подавлены, то ожидаемая чувствительность эксперимента близка к текущим ограничениям.

Основная проблема заключается в большом расстоянии от распадного объема до электромагнитного калориметра. Часть фотонов не попадает в калориметр, отчего уменьшается сигнальный акцептанс. Также часть фотонов взаимодействует с экспериментальной установкой, вследствие чего рождаются e^-e^+ пары, которые дают вклад в фоновые события.

Благодарности

Автор выражает благодарность профессору доктору физ.–мат. наук Ю. Г. Куденко, профессору доктору физ.–мат. наук Е. А. Гудзовскому и канд. физ.–мат. наук А. Т. Шайхиёву.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант: 19-72-10096.

Статья была представлена на Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2023» и рекомендована к печати.

-
- [1] Berends F. A. // Phys. Lett. **16**, CERN-TH-547. 178. (1965).
- [2] Galfi L., Marx G. // Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae **22**, 1. 99. (1967).
- [3] Tarasov A. V. // J. Nucl. Phys. **5**, 3. 445. (1967).
- [4] Lee T. D. // Phys. Rev. **140**, 4B. B967. (1965).
- [5] Dicus Duane A. // Phys. Rev. D **12**, 7. 2133. (1975).
- [6] Grosse Harald, Liao Yi // Phys. Lett. B **520**, 1-2. 63. (2001).
- [7] Schult R. L., Young B. L. // Phys. Rev. D **6**, 7. 1988. (1972).
- [8] Bratkovskaya E. L., Kuraev E. A., Silagadze Z. K. // Phys. Lett. B **359**, 1-2. 217. (1995).
- [9] Ely R. P., Frisch, D. H. // Phys. Rev. Lett. **3**, 12. 565. (1959).
- [10] Vasilevsky I. M., Vishnyakov V. V., Dunaitsev A. F. et al. // Nuclear Phys. B **9**, 5. 673. (1969).
- [11] Cline D., Dowd R. M. // Phys. Rev. Lett. **14**, 13. 530. (1965).
- [12] Kut'in V. M., Petrukhin V. I., Prokoshkin Yu. D. // ZhETF Pisma Redaktsiiu **2**, 387. (1965).
- [13] Auerbach L. B., Highland V. L., Johnson K. F. et al. // Phys. Rev. Lett. **41**, 5. 275. (1978).
- [14] Highland V. L., Auerbach L. B., Haik N. et al. // Phys. Rev. Lett. **44**, 10. 628. (1980).
- [15] McDonough J., Highland V. L., McFarlane W. K. et al. // Phys. Rev. D. **38**, 7. 2121. (1988).
- [16] Abrams R. J., Carroll A. S., Kycia T. F. et al. // Phys. Lett. B **45**, 1. 66. (1973).
- [17] Auerbach L. B., Haik N., Highland V. L. et al. // Phys. Lett. B **90**, 3. 317. (1980).
- [18] Bolotov V. N., Gninenko S. N., Dzhilkibaev R. M. et al. // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **43**, 9. (1986). 405.
- [19] Cortina Gil E., Kleimenova A., Minucci E. et al. // Journal of High Energy Physics **2023**, 3. (2023). 1.
- [20] Cortina Gil E., Martin Albarran E., Minucci E. et al. // JINST **12**, 5. P05025 (2017).
- [21] Particle Data Group, Zyla A., Barnett R. M. et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 8. 083C01 (2020).
- [22] Junk T. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **434**, 2–3. 435. (1999).

Measurement of NA62(CERN) sensitivity towards the search of $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ and $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ decays

K. Y. Gorshanov

¹*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia*

²*Phystech School of Fundamental and Applied Physics, Moscow Institute of Physics and Technology*

Moscow Region, Dolgoprudny, 141701, Russia

E-mail: gorshanov.kyu@phystech.edu

The aim of the paper is measurement of NA62 experiment sensitivity towards the search for forbidden in Standard Model decay $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$, that violates C-invariance principle, and allowed in Standard Model decay $\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Current upper limit on the probability of $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ($\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) decay is 3.1×10^{-8} (2×10^{-8}) with 90% confidence level. In the paper $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ decays are used as a source of π^0 . The idea of selection of events with 3 products or 4 products after π^0 decay in NA62 detector was developed. NA62 detector and all physical processes were modelled with Monte Carlo method using Geant4. Single event sensitivity towards $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ($\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) decay without background events consideration is $\mathcal{O}(10^{-9})$, which is 1 order better than current upper limits. Consideration of background events for each decay leads to decline of sensitivity to the level of current limits.

PACS: 13.20.Cz

Keywords: C invariance, electromagnetic interaction, forbidden decay, upper limit, neutral pion, photon.

Received 11 May 2023.

Сведения об авторах

1. Горшанов Константин Юрьевич — лаборант; e-mail: gorshanov.kyu@phystech.edu.