

Исследование редкого распада K^+ на нейтральный пи-мезон, антимюон и мюонное нейтрино

Студент: Завидов Евгений Алексеевич¹

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Слабоспицкий С.Р.¹

Научный консультант: Охотников А.В.¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
1 НИЦ «Курчатовский Институт» — ИФВЭ имени А.А. Логунова

Содержание

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

1 Введение

2 Анализ данных

3 Теоретическое описание амплитуды процесса

4 Заключение

Мотивация

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

С открытием бозона Хиггса на LHC в 2012 году¹ Стандартная Модель (СМ) считается завершенной.

Тем не менее, ряд фундаментальных вопросов не находит ответа в предсказаниях СМ. Еще 50 лет назад это привело к появлению множества теорий расширения Стандартной Модели, в которых сама СМ реализуется как EFT на доступном для нас масштабе энергий Λ^2 .

¹Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 716. P. 1–29. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].

²Brivio I., Trott M. The Standard Model as an Effective Field Theory. // Phys. Rept. 2019. Vol. 793. P. 1–98. arXiv: 1706.08945 [hep-ph].

Мотивация и 2HDM

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Наиболее простым и естественным расширением СМ является добавление второго $SU(2)_L$ дублета Хиггса³. Это расширение вытекает из более сложных моделей (суперсимметрия, модели аксионов), так появляется и как самостоятельная теория.

³Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. / G. C. Branco [et al.] // Phys. Rept. 2012. Vol. 516. P. 1–102. [arXiv: 1106.0034 \[hep-ph\]](#).

Прямые и косвенные поиски эффектов 2HDM

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Несмотря на поток работ, пытающихся увязать наблюдаемые отклонения от фона в спектрах инвариантных масс с новыми скалярами⁴, прямого наблюдения частиц, выходящих за рамки СМ, все еще не было. В такой ситуации приходится искать косвенные проявления Новой Физики, например, в процессах с K - и B -мезонами.

⁴Indications for New Higgs Bosons. / A. Crivellin [et al.] // 25th Hellenic School and Workshops on Elementary Particle Physics and Gravity. 05/2026. arXiv: 2605.04233 [hep-ph]; $SU(2)_L$ triplet scalar as the origin of the 95 GeV excess? / S. Ashanujjaman [et al.] // Phys. Rev. D. 2023. Vol. 108, no. 9. P. L091704. arXiv: 2306.15722 [hep-ph].

Цель работы

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

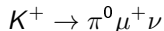
Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Данная работа направлена на поиск эффектов 2HDM в полуплеptonных распадах каонов.

В частности, **целью** данной работы является исследование распада



и постановка пределов на параметры теории 2HDM.

Задачи

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Список задач: для достижения поставленных целей, в текущем семестре необходимо было решить следующие **задачи**:

- 1 Разработка алгоритма отбора сигнальных событий;
- 2 Оценка эффективности работы алгоритма и валидация полученных результатов;
- 3 Определение чувствительных к проявлению эффектов BSM-физики наблюдаемых в исследуемом распаде.

Установка ОКА

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Установка ОКА ("Опыты с КАонами") посвящена исследованию распадов каонов "на лету". Физическая программа эксперимента нацелена на поиск редких распадов K^+ -мезонов, поиск прямого CP -нарушения в распадах заряженных каонов, проверку киральной теории возмущений и исследование редких мезонных состояний

Схема установки

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

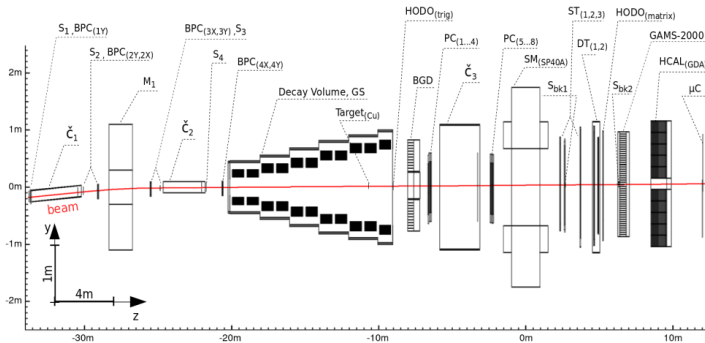


Рисунок 1 — Схема установки ОКА

Набор данных

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

В данной работе использовались данные, собранные в Run 14 2013 года.

Отбор распадов каонов происходит по срабатыванию соответствующего триггера.

Всего для анализа начальальная выборка 146×10^6 двухтрековых событий.

Используемые критерии отбора событий

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

- 1 Первичный трек вызывает срабатывание каонного триггера;
- 2 В событии в ЭМ калориметре присутствуют минимум два фотонных ливня.

Восстановление π^0

Для всех пар фотонов было построено распределение по инвариантной массе пары фотонов.

Изучение распада $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ данных

Теоретическое описание амплитуды процесса

Заключение

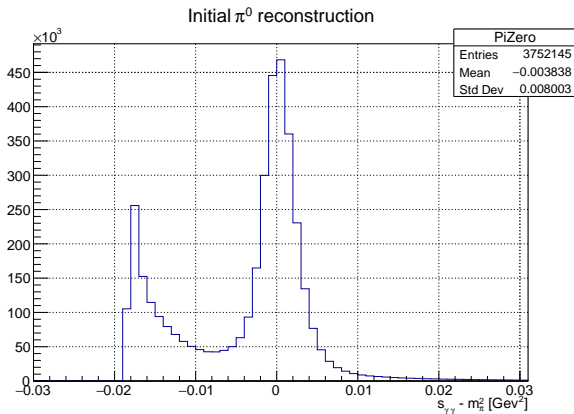


Рисунок 2 — Распределение по переменной $s_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}^2$ для экспериментальных данных

Анализ распределения по недостающей массе

m_{miss}^2

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Дальнейший отбор событий связан с анализом полученных распределений по квадрату недостающей массы m_{miss}^2 , которая определяется из закона сохранения 4-импульса

$$m_{miss}^2 = (p_K - \sum_i p_i)^2 \quad (1)$$

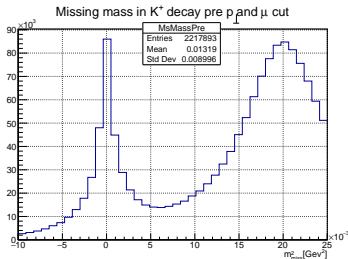


Рисунок 3 — Распределение по квадрату недостающей массы для экспериментальных данных

Анализ распределения по недостающей массе

$$m_{miss}^2$$

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Фитирование распределения на рис. 3 осуществлялось при помощи трех МС-сгенерированных распределений для основных каналов

Мода	$\mathcal{B}, \%$	$\epsilon_{cuts}, \%$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	20.67	22.62
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	1.76	40.37
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$	3.35	22.74

Таблица 1 — Брэнчинги и эффективности отбора основных каналов распада

Анализ распределения по недостающей массе

m_{miss}^2

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Результат фитирования

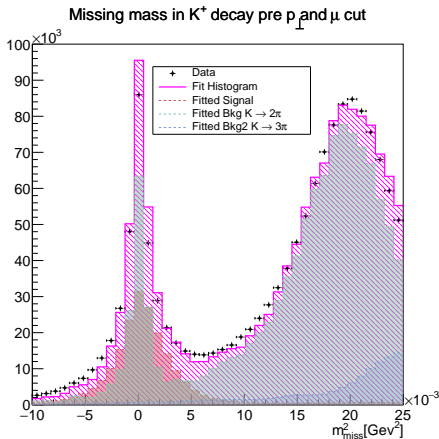


Рисунок 4 — Отфитированное распределение по квадрату недостающей массы

Анализ распределения по недостающей массе

$$m_{miss}^2$$

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Качество фита оценивалось по рассчитанному брэнчингу
сигнального канала.

Полученное значение равно

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu) = (3.534 \pm 0.014_{stat}) \times 10^{-2}, \quad (2)$$

что достаточно близко к действительному значению

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu)_{PDG} = (3.352 \pm 0.033) \times 10^{-2},$$

Анализ распределения по p_{\perp}^{miss}

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Для подавления фона $K \rightarrow 2\pi$ применяются два дополнительных критерия отбора

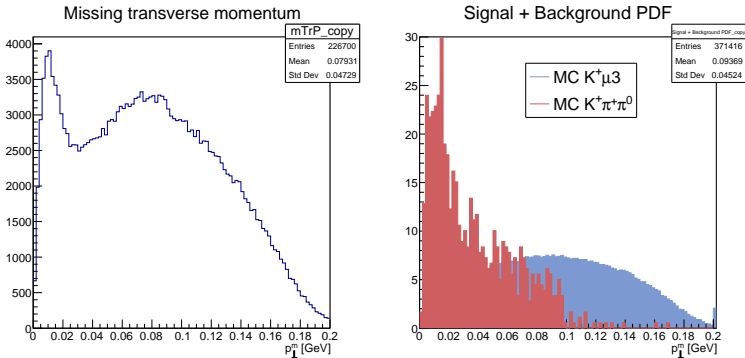


Рисунок 5 — Распределения по недостающему поперечному импульсу для данных (слева) и Монте-Карло фона и сигнала (справа)

Анализ распределения по p_{\perp}^{miss}

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

- 1 Вторичный заряженный трек ассоциирован минимум с одним мюонным ливнем, при этом в событии также присутствует отклик в мюонном счетчике;
- 2 Недостающий поперечный импульс имеет величину $p_{\perp}^{miss} > 0.07$ ГэВ;

Результат отбора

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Процедуру отбора прошли 126444 события, при этом доля фоновых событий из оценок Монте-Карло не превышает 6 процентов.

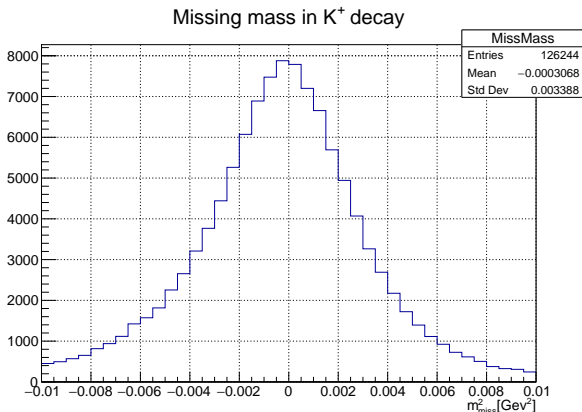


Рисунок 6 — Распределение по квадрату недостающей массы для экспериментальных данных

Общий вид матричного элемента

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Наиболее общий Лоренц-инвариантный матричный элемент для процесса

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

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \frac{G_F V_{us}}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_\nu) (1 + \gamma^5) [2f_S m_K - [p_\alpha f_+(q^2) + q_\alpha f_-(q^2)] \gamma^\alpha] \\ & + \left[2 \frac{f_T}{m_K} \sigma_{\alpha\beta} p_K^\alpha p_\pi^\beta \right] v(p_\mu), \end{aligned} \quad (3)$$

здесь $p_\alpha = p_{K,\alpha} + p_{\pi,\alpha}$, $q_\alpha = p_{K,\alpha} - p_{\pi,\alpha}$

Введем новый форм-фактор

$$f_0(q^2) = f_+(q^2) + f_-(q^2) \frac{q^2}{m_K^2 - m_\pi^2} \quad (4)$$

Лагранжиан сектора Юкавы для Type-II HDM

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM} = & - \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} (\xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - i \xi_A^f \bar{f} \gamma_5 f A) \\ & - \left[\frac{\sqrt{2} V_{ud}}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \bar{u} (m_u \xi_{SA}^u P_L + m_d \xi_{SA}^d P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \xi_A^l}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \bar{\nu}_L l_R H^+ + \text{э.с.} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Явно выпишем параметры ξ только для слагаемого, отвечающего за обмен заряженным Хиггсом

$$\xi_A^u = \cot \beta; \quad \xi_A^d = \tan \beta$$

Вклад заряженного Хиггса в скалярный форм-фактор

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Складывая вклады SM и 2HDM вместе, получим окончательное выражение для амплитуды

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} \bar{u}_\nu(p_\nu) (1 + \gamma_5) \left[-f_+(q^2) \not{p} + 2m_K \tilde{F}_S + \frac{f_T}{m_K} (\not{q} \not{p} - (pq)) \right] v_l, \quad (6)$$

где

$$\tilde{F}_S = \left(\frac{m_l}{2m_K} \right) f_-(q^2) - F_{SM}(q^2) R$$

$$F_{SM}(q^2) = \left(\frac{(pq)}{2m_K(m_s - m_u)} \right) f_0(q^2)$$

$$R = \tan^2 \beta \frac{m_s m_l}{M_H^2}$$

Заключение

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

В данной работе начато исследование полуплептонного распада положительно заряженного каона на нейтральный пи-мезон, антимюон и мюонное нейтрино.

Данный распад является чувствительным к проявлениям Новой Физики. В частности, как было показано в данной работе, измерение параметров скалярного форм-фактора этого распада позволяет напрямую связать его с параметрами естественного расширения Стандартной Модели — моделью двух-дублетного сектора Хиггса.

Заключение

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

На данном этапе был разработан и протестирован алгоритм отбора сигнального распада из массива двухтрековых событий, собранных на установке ОКА. Алгоритм основан на применении следующего набора критериев отбора:

- 1 Первичный трек вызывает срабатывание каонного триггера;
- 2 В событии присутствует не менее двух фотонных ливней в электромагнитном калориметре;
- 3 Кинематический фит, с помощью которого восстанавливается π^0 -мезон, имеет $\chi^2 < 3.84$;
- 4 Вторичный заряженный трек ассоциирован минимум с одним мюонным ливнем, при этом в событии также присутствует отклик в мюонном счетчике;
- 5 Недостающий поперечный импульс имеет величину $p_{\perp}^{miss} > 0.07$ ГэВ;
- 6 Квадрат недостающей массы лежит в интервале $|m_{miss}^2| < 0.01$ ГэВ².

Процедуру отбора прошли 126444 события, при этом доля фоновых событий из оценок Монте-Карло не превышает 6 процентов.

Дальнейшая работа будет нацелена на изучение систематических погрешностей эксперимента, экстракции характеристик форм-факторов и соотношению полученных результатов с параметрами 2HDM.

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Спасибо за внимание!

Back-up

Изучение
распада
 $K \rightarrow 3\pi$

Завидов Е.А.

Введение

Анализ
данных

Теоретическое
описание
амплитуды
процесса

Заключение

Back-up

Предполагая, что единственным заметным источником систематических ошибок выступает энергетическое разрешение электромагнитного калориметра, для каждой пары фотонов минимизируется функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \frac{(E_i^{fit} - E_i^{meas})^2}{\sigma_E^2}, \quad (7)$$

который одновременно должен удовлетворять уравнению связи

$$m_\pi^2 = 2E_1^{fit} E_2^{fit} (1 - \cos \theta) \quad (8)$$

В результате, для каждого события выбирается пара, имеющая наименьшее значение минимизированного функционала. Для всего набора полученных χ^2 построена их функция плотности вероятности.

Chi-squared minimization result for reconstructed pions

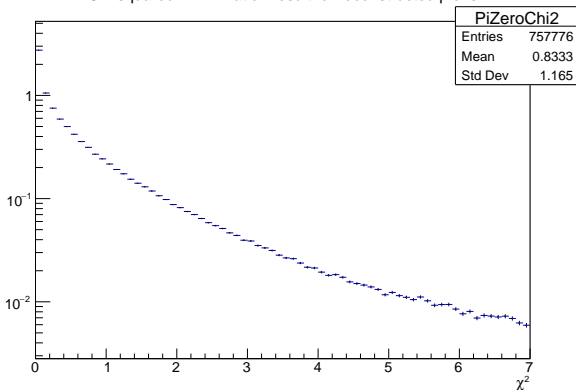


Рисунок 7 — Функция плотности вероятности для тестовой статистики χ_{min}^2

Фитирование проводилось методом максимального правдоподобия (Binned Likelihood). Функция максимального правдоподобия имеет следующий вид

$$-\ln L = \sum_i \left(N_i^{pred} - N_i^{obs} \ln N_i^{pred} \right), \quad (9)$$

где N_i^{obs} – наблюдаемое число событий в i -ом бине, а $N_i^{pred} = f_s N_i^{K\mu 3} + f_{bkg} N_i^{K2\pi} + f_{bkg2} N_i^{K3\pi}$ есть число событий в том же бине от каждого МС-сгенерированного канала, взвешенного коэффициентом $f_{s/bkg}$. Дополнительно, фоновый канал $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ был отнормирован на доминирующий фон $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu) = \mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) \cdot \frac{\hat{N}_{sig}}{\hat{N}_{bkg}}, \quad (10)$$

где

$$\hat{N}_{sig} = f_s N_{data} \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{K\mu 3}},$$

$$\hat{N}_{bkg} = N_{data} \epsilon_{data} \sum_i \frac{f_{bkg,i}}{\epsilon_{bkg,i}}.$$

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \\ & m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \\ & \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Table 1

Models which lead to natural flavour conservation. The superscript i is a generation index. By convention, the u_R^i always couple to Φ_2 .

Model	u_R^i	d_R^i	e_R^i
Type I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Type II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2

В результате спонтанного нарушения симметрии оба дублета приобретают некоторые вакуумные средние, минимизирующие потенциал (11).

$$\langle \Phi_i \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (13)$$

Тогда сами дублеты вблизи вакуумных средних можно параметризовать следующим образом

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{v_i + \rho_i + i\eta_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (14)$$