Оглавление

[1. Введение 3](#_Toc103970100)

[2. Методы измерения массы нейтрального каона 4](#_Toc103970101)

[3. Детектор КМД-3 5](#_Toc103970102)

[4. Экспериментальная статистика и отбор событий 6](#_Toc103970103)

[5. Контроль энергии 8](#_Toc103970104)

[6. Систематические эффекты и учёт поправок 10](#_Toc103970105)

[7. Результаты 11](#_Toc103970106)

[8. Список литературы 13](#_Toc103970107)

# Введение

Целью данной работы является измерение массы нейтрального каона на основе статистики, полученной на детекторе КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 в области энергий, соответствующей φ-мезонному резонансу (). В качестве источника каонов использовался процесс

|  |  |
| --- | --- |
| *.* | (1) |

Уточнение массы нейтрального каона позволит точнее моделировать различные процессы, в которые в качестве параметра входит . Помимо этого, уточнение массы нейтрального каона увеличит точность измерения разности масс нейтрального и заряженного каонов .

Таблица 1 и рисунок 1 содержат информацию о предыдущих измерениях массы как нейтрального, так и заряженного каона. Ранее в ИЯФ уже проводили подобные измерения. При помощи детектора КМД были проведены наиболее точные на своё время измерения массы нейтрального и заряженного каона с помощью калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации (таблица 1, [1, 2]). На данный момент наиболее точный результат для нейтрального каона получен в DAΦNE с помощью детектора KLOE. Стоит отметить, что при измерении в DAΦNE использовалась калибровка массы -мезона, проведённая на ВЭПП-2М с детектором КМД. Помимо этого, на ВЭПП-2М с детектором КМД-2 была проделана работа по улучшению точности измерения, но анализ не был завершён [3].

Поскольку в эксперименте КМД-3 был набран интеграл светимости в районе φ-мезонного резонанса превышающий значение предыдущих исследований (больше ), ВЭПП-2000 имеет систему непрерывного мониторинга энергии методом обратного комптоновского рассеяния и в силу того, что угловое разрешения детектора было улучшено почти в три раза по сравнению с предыдущим детектором (КМД-2), есть надежда провести новое измерение массы нейтрального и заряженного каона с лучшей точностью (рисунок 1).

На рисунке 1 видно, что предыдущие измерения массы заряженного каона дают достаточно точные, но не согласованные результаты. Поэтому представляет высокий интерес очередное измерение массы заряженного каона. Для этого планируется использовать изученные в этой работе методы [3, 4] для измерения массы заряженного каона.

В связи с тем, что на детекторе КМД-3 абсолютное значение импульса измеряется недостаточно точно, масса определялась не прямым вычислением инвариантной массы, а при помощи двух малочувствительных к ошибке измерения импульса соотношений, которые позволяют по измеренным углам и отношению импульсов пионов определить массу каона [3, 4].

На данный момент проведён предварительный анализ экспериментальных данных в одной точке по энергии на пике -мезоного резонанса. Было проведено моделирование и отработана методика измерения массы с учётом следующих систематических эффектов: излучение фотонов в начальном состоянии (радиационная поправка), эффекты, связанные с импульсным и пространственным разрешением детектора (поправки на нелинейность) и взаимные корреляции этих эффектов.

Таблица 1. Предыдущие измерения массы нейтрального каона [1, 3]

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| **Value (MeV)** | **Events** | **Document ID** | **Experiment** |
| 497.607±0.007±0.015 | 261k | Tomoradze | KLOE |
| 497.583±0.005±0.020 | 35k | Ambrosino | KLOE |
| 497.625±0.001±0.031 | 655k | Lai | NA48 |
| 497.661±0.033 | 3713 | Barkov | CMD |
| 497.742±0.085 | 780 | Barkov | CMD |
| 497.634±0.024 | 49k | Зайцев | CMD-2 |
| 497.611±0.013 | PDG Fit (Error includes scale factor of 1.2) | | |

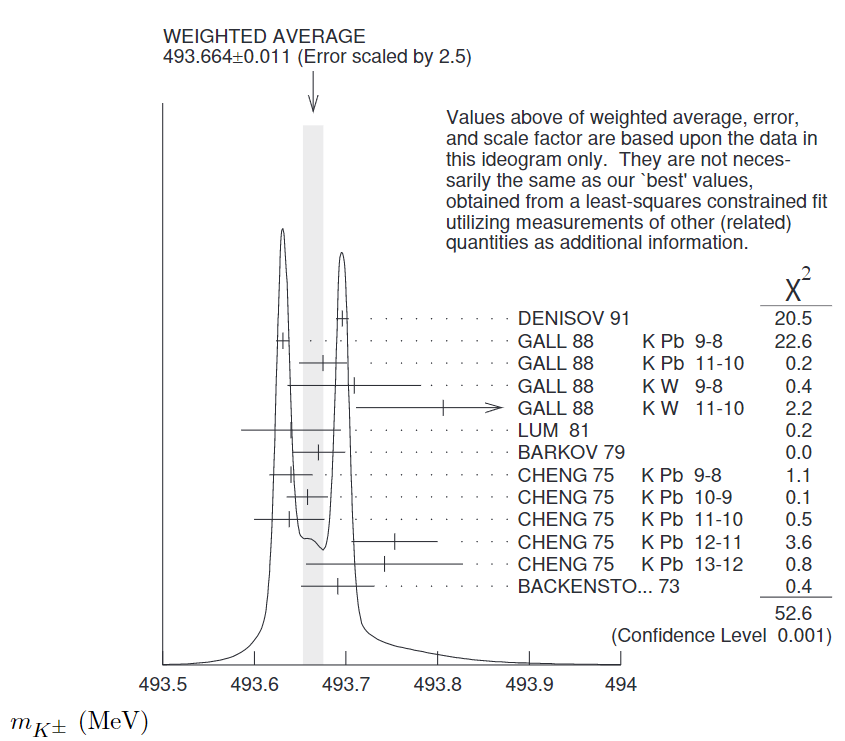


Рис. 1. График измерения массы заряженного каона. Измерения GALL 88 и CHENG 75 показаны отдельно для каждого измеренного перехода. [1]

# Методы измерения массы нейтрального каона

* **Метод инвариантной массы**:

Рассмотрим распад частицы массы M с энергией E на частицы с энергией и . Тогда квадрат массы изначальной частицы равен

|  |  |
| --- | --- |
| *.* | (1) |

Если частицы, образовавшиеся в результате распада, надёжно идентифицируются детектором, то (1) можно переписать в следующем виде:

|  |  |
| --- | --- |
| *.* | (2) |

То есть массу изначальной частицы можно определить, зная лишь какие частицы родились (при условии, если массы этих частиц известны с достаточной точностью) и каков их импульс. Существенным недостатком данного метода является большая чувствительность к абсолютным сдвигам величин импульсов и углам разлёта частиц.

К сожалению, из-за систематической неопределённости в знании абсолютных значений импульсов и углов у детектора КМД-3 погрешность инвариантной массы, определённой с помощью (2), достигает нескольких . Однако в экспериментах NA48 и KLOE систематическая погрешность измерения импульсов мала, что позволяет измерять массу при помощи (1) с ошибкой порядка нескольких сотых [5, 6].

* **Метод предельного угла:**

Если энергия каона может быть измерена независимо, то масса каона можно определить соотношением

|  |  |
| --- | --- |
| , | (3) |

где , — предельный пространственный угол разлёта пионов в распаде [1]. Стоит заметить, что в выражение (3) входит разность углов, то есть систематическая неопределённость знания абсолютных значений углов сильно подавлена.

Так как в эксперименте величина определяется с некоторым конечным разрешением , при определении средней массы по выборке следует учитывать сдвиг , связанный с нелинейностью зависимости (3) от параметра . С точностью до второго порядка этот сдвиг равен [4]

|  |  |
| --- | --- |
| . | (4) |

Угловое разрешение детектора КМД-3 рад. При энергии пучка это соответствует . У детектора КМД-2 рад, что соответствует [3].

* **Метод полной реконструкции распада**

Данный метод был предложен А. Зайцевым и изложен в [3, 4]. Рассмотрим распад нейтрального каона массы с энергии на два заряженных пиона с массами и импульсами и . Тогда согласно [4] верно соотношение

|  |  |
| --- | --- |
| ], | (5) |

где , , , . Выразив массу из (5) получим явное выражение:

|  |  |
| --- | --- |
| . | (6) |

В пределе (5) переходит в

|  |  |
| --- | --- |
| , | (7) |

где — предельный пространственный угол разлёта пионов. В силу того, что (7) эквивалентно (3), вышеприведённые рассуждения о сдвиге средней массы , связанный с нелинейностью зависимости от параметра , справедливы и для (5) при [4].

В отличии от прямого измерения инвариантной массы данный метод обладает малой чувствительностью к систематическим погрешностям измерения абсолютных значений импульсов пионов , так как импульсы пионов входят в виде отношения . Аналогично методу предельного угла метод полной реконструкции распада обладает высокой чувствительностью к величине .

# Детектор КМД-3

Криогенный магнитный детектор (КМД-3, рис. 2) [7] установлен в одной из двух точек столкновения электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 [8]. Координатная система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (DC) и двухслойной цилиндрической многопроволочной пропорциональной Z-камеры. Обе камеры установлены внутри тонкого () сверхпроводящего соленоида с магнитным полем . DC измеряет импульс и полярный () и азимутальный () углы заряженной частицы. Z‑камера измеряет координату частиц вдоль оси пучка. Энергии и направления фотонов определяется при помощи размещённого вне соленоида цилиндрического электромагнитного калориметра, состоящего из двух систем: внутреннего калориметра на жидком ксеноне (LXe) толщиной и внешнего калориметра на кристаллах йодида цезия (CsI) толщиной [9]. В торцах детектора стоят калориметры, основанные на кристаллах BGO, толщиной .

Контроль энергии пучка осуществлялся посредством лазерной системы методом обратного комптоновского рассеяния. Систематическая погрешность измерения энергии в системе центра масс , опубликованная на данный момент, равняется [10, 11].

События записываются согласно сигналам с двух независимых триггерных систем: нейтральной и заряженной. Заряженный триггер требует наличие хотя бы одного заряженного трека (использует информацию из DC). Нейтральный триггер требует либо энерговыделение в калориметре больше , либо наличие более двух кластеров с энерговыделением больше порога .

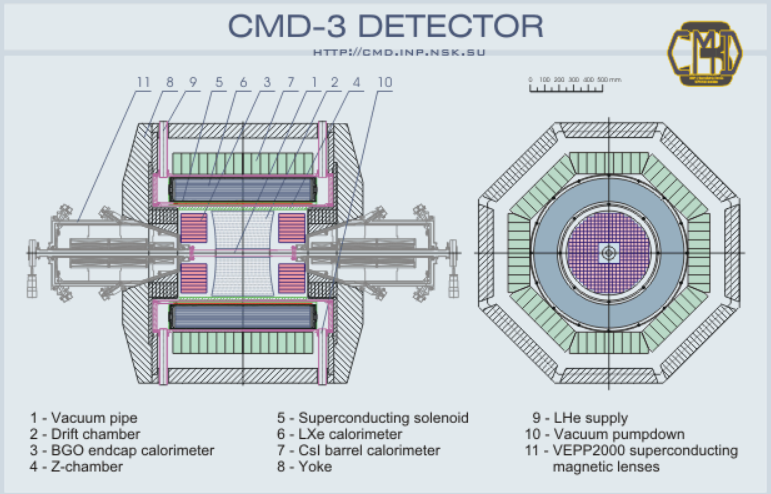


Рис. 2 Схема детектора КМД-3

# Экспериментальная статистика и отбор событий

В данной работе каона использовались данные 2018 года (сезон PHI/OMEGA 2018), набранные вблизи пика φ‑мезонного резонанса (). При измерении проводился непрерывный контроль энергии методом обратного комптоновского рассеяния [10, 11].

Процесс регистрировался по распаду . Сначала отбирались «хорошие» треки, то есть треки для которых выполнялись следующие условия:

1. Координата вдоль пучка ,
2. Качество реконструкции трека в r­-φ и z-плоскостях , ,
3. Количество сработавших проволочек в дрейфовой камере ,
4. Полярный угол трека .

Далее проводится отбор кандидатов в по следующей процедуре: перебираются все противоположные пары треков в предположении пары пионов, и для них ищется их пересечение в пространстве с «хорошим» . Если инвариантная масса этих двух треков лежит в промежутке МэВ, то событие считается кандидатом. Углы и импульсы треков пересчитываются в соответствующей точке распада.

Если в событии находилось два «хороших» трека и ровно один кандидат в , то к этим трекам применялись отборы, которые определяли сигнальные события:

1. Неколлинеарность треков,
2. Импульс трека ,
3. Противоположные заряды треков,
4. Косинус угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада , и направлением импульса в r-𝜑-плоскости ,
5. Средние потери двух треков на ионизацию в DC .

Для изучения отклика детектора и для определения эффективности детектирования было проведено Монте Карло моделирование при помощи программного пакета GEANT4. Эффективность регистрации при данных условиях отбора составила . На рисунках 3, 4, 5, 6 приводятся некоторые параметры из моделирования в сравнении с данными. В энергетической точке МэВ было отобрано пар каонов.

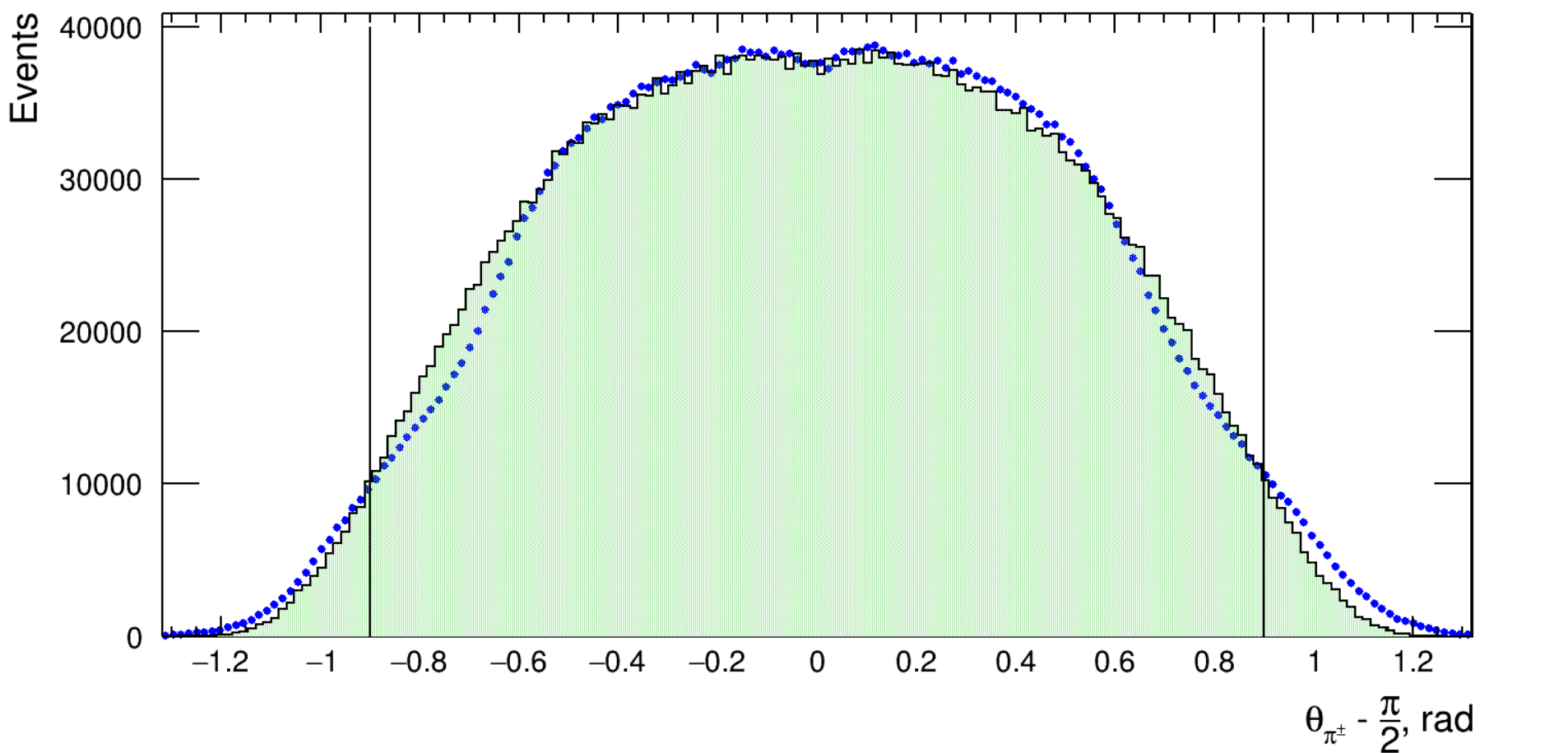


Рис. 3. Сдвинутое на распределение полярного угла трека для моделирования МэВ (закрашенное) и для экспериментальных данных МэВ (точки). Чёрными вертикальными прямыми обозначены ограничения .

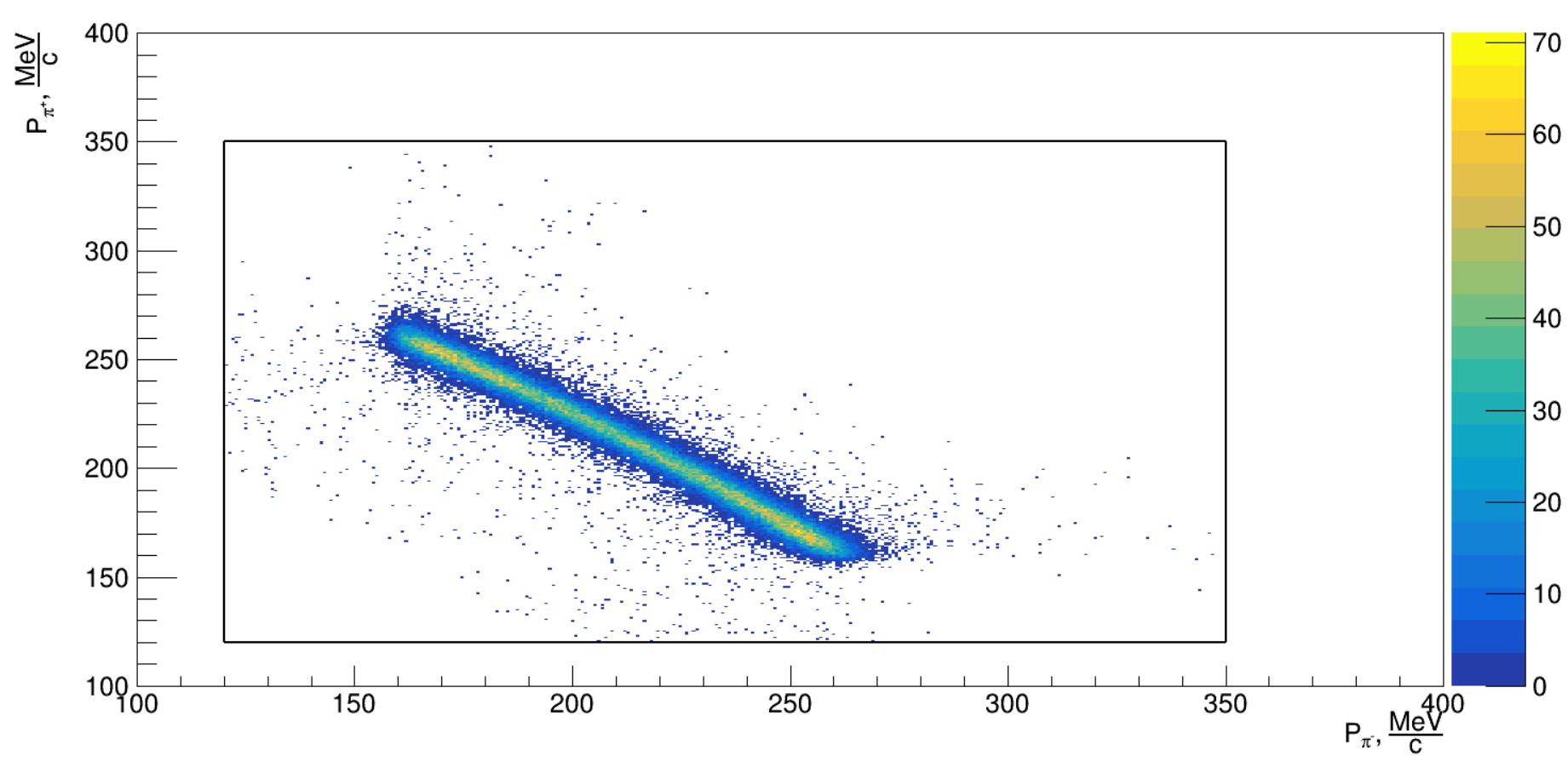


Рис. 4. График зависимости импульса от импульса (моделирование, МэВ). ­

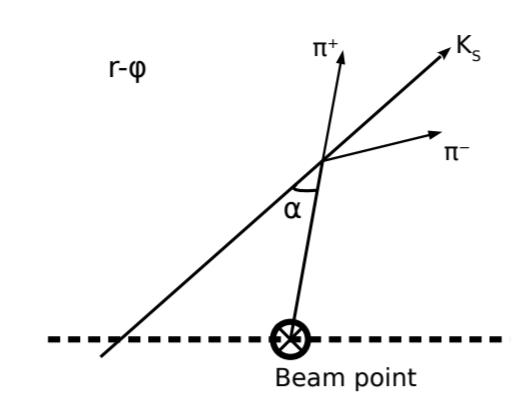


Рис. 5. Определение угла α ­– угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада , и направлением импульса в r-𝜑-плоскости

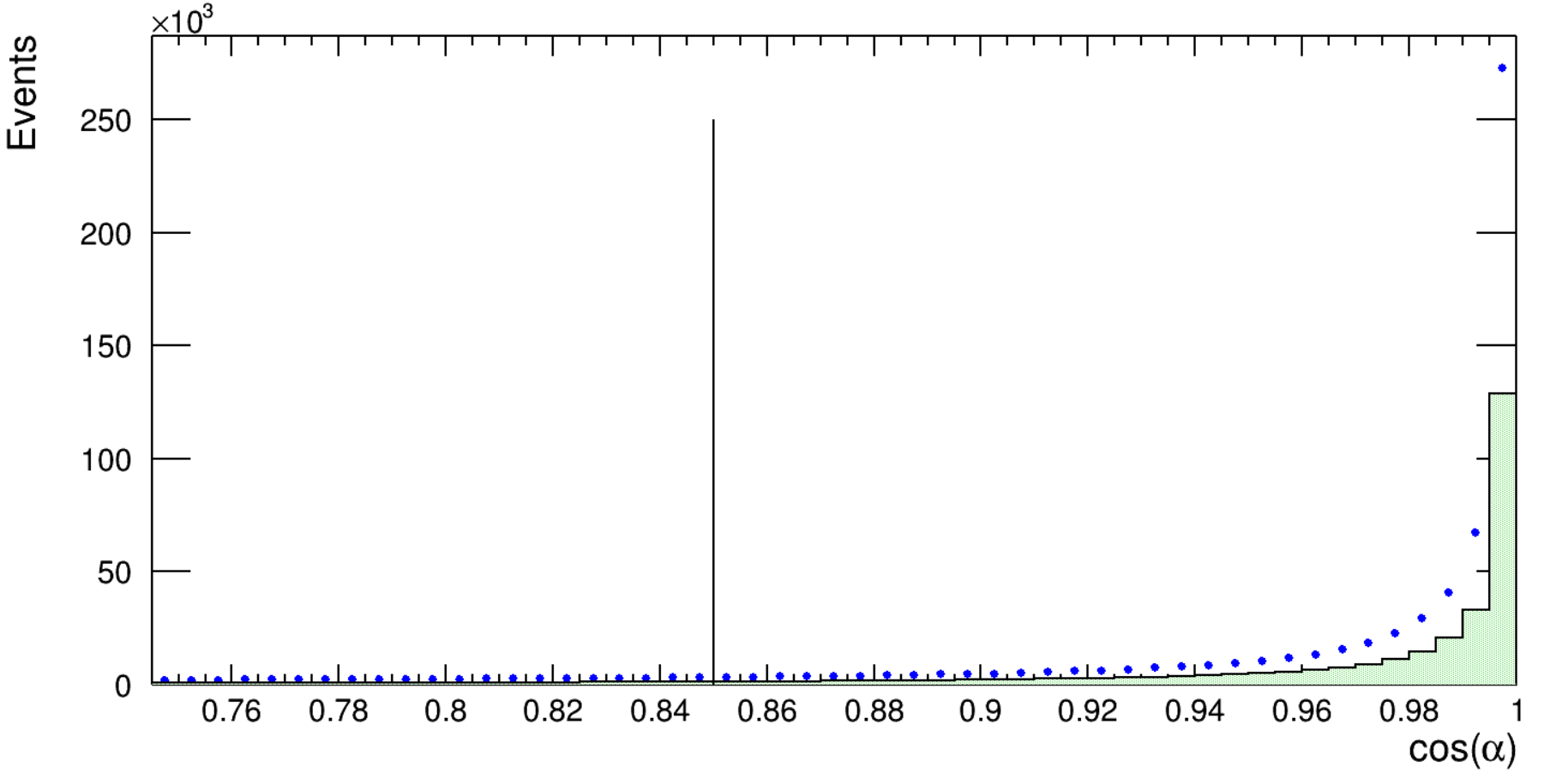


Рис. 5. Распределение для моделирования МэВ (закрашенное) и для экспериментальных данных МэВ (точки). Чёрной вертикальной прямыми обозначены ограничения .

# Контроль энергии

Как ранее говорилось, в проведении эксперимента выполнялся контроль энергии методом обратного комптоновского рассеяния. На рисунке 7 изображена зависимость измеренной лазерной системой энергии от номера захода для энергетической точки МэВ. Не во время всех заходов было проведено измерение энергии. Заходам, во время которых не проводилось измерение энергии устанавливалась номинальное значение, которое определяется как средняя энергия заходов с учётом светимости.

Поскольку масса, определённая выражениями (3) и (6), сильно зависит от энергии пучка, было решено провести независимый контроль стабильности энергии по инвариантной массе заряженных каонов. Для этого использовался процесс . Поскольку , и при этом масса близка к энергии в районе пика ‑мезона, зная импульс каона, можно определить энергию с хорошей точностью.

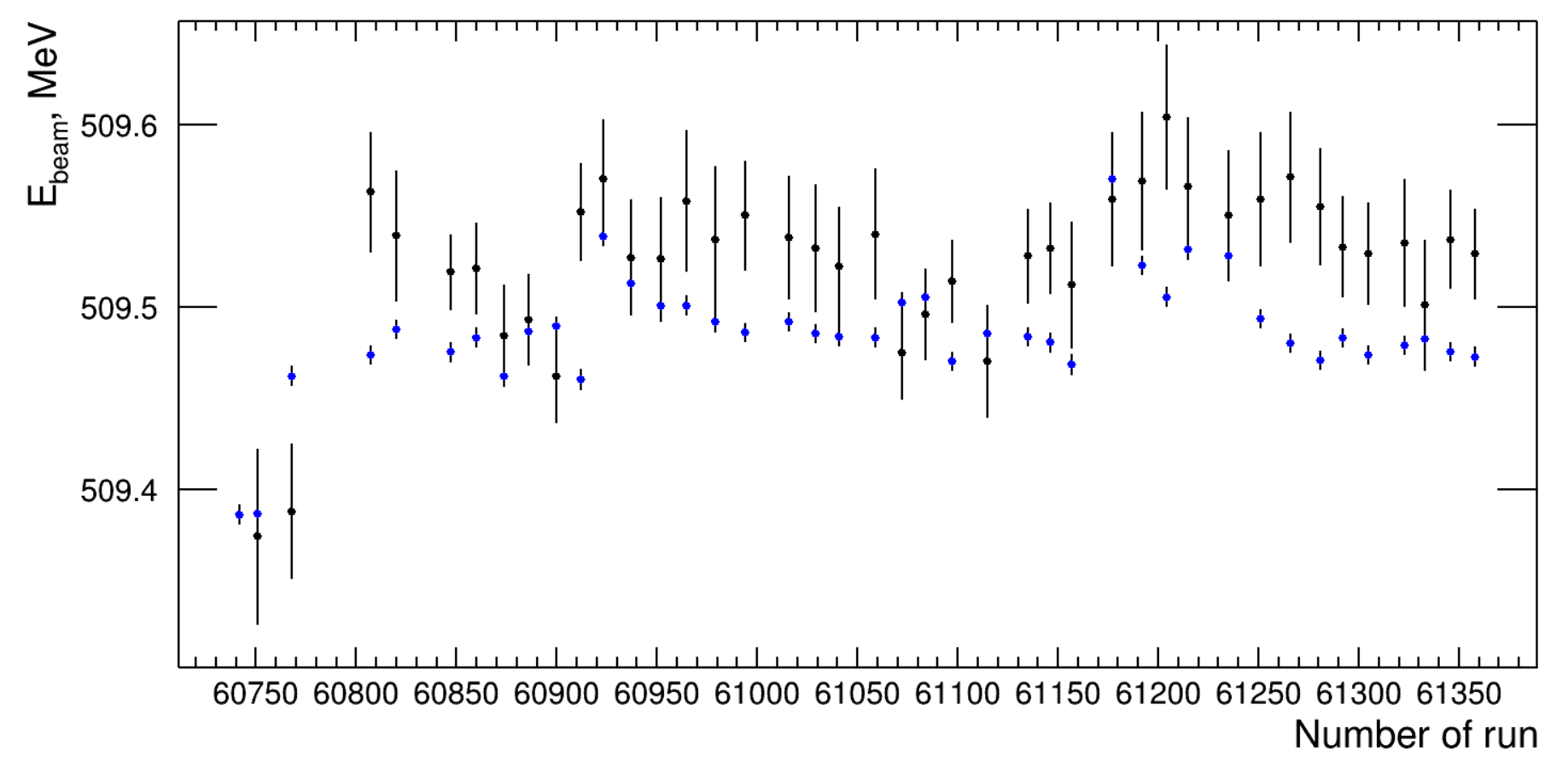


Рис. 7. Зависимость энергии пучка от захода. Чёрные точки соответствуют измерениям лазерной системы, синие — контроль по заряженным каонам (для удобства синие точки были подняты на 3.8 МэВ).

Кандидаты в заряженные каоны отбирались в событиях, где было зарегистрировано два «хороших» трека (см. раздел 4 «Экспериментальная статистика и отбор событий»). Сигнальными событиями считались таковые, что для двух «хороших» треков в этом событии выполнялись следующие условия:

1. Треки коллинеарны,
2. Противоположные заряды треков,
3. Расстояние треков до пучка см,
4. Средние потери на ионизацию (рис. 9)
5. Импульсы треков подчиняются условию (рис. 10)

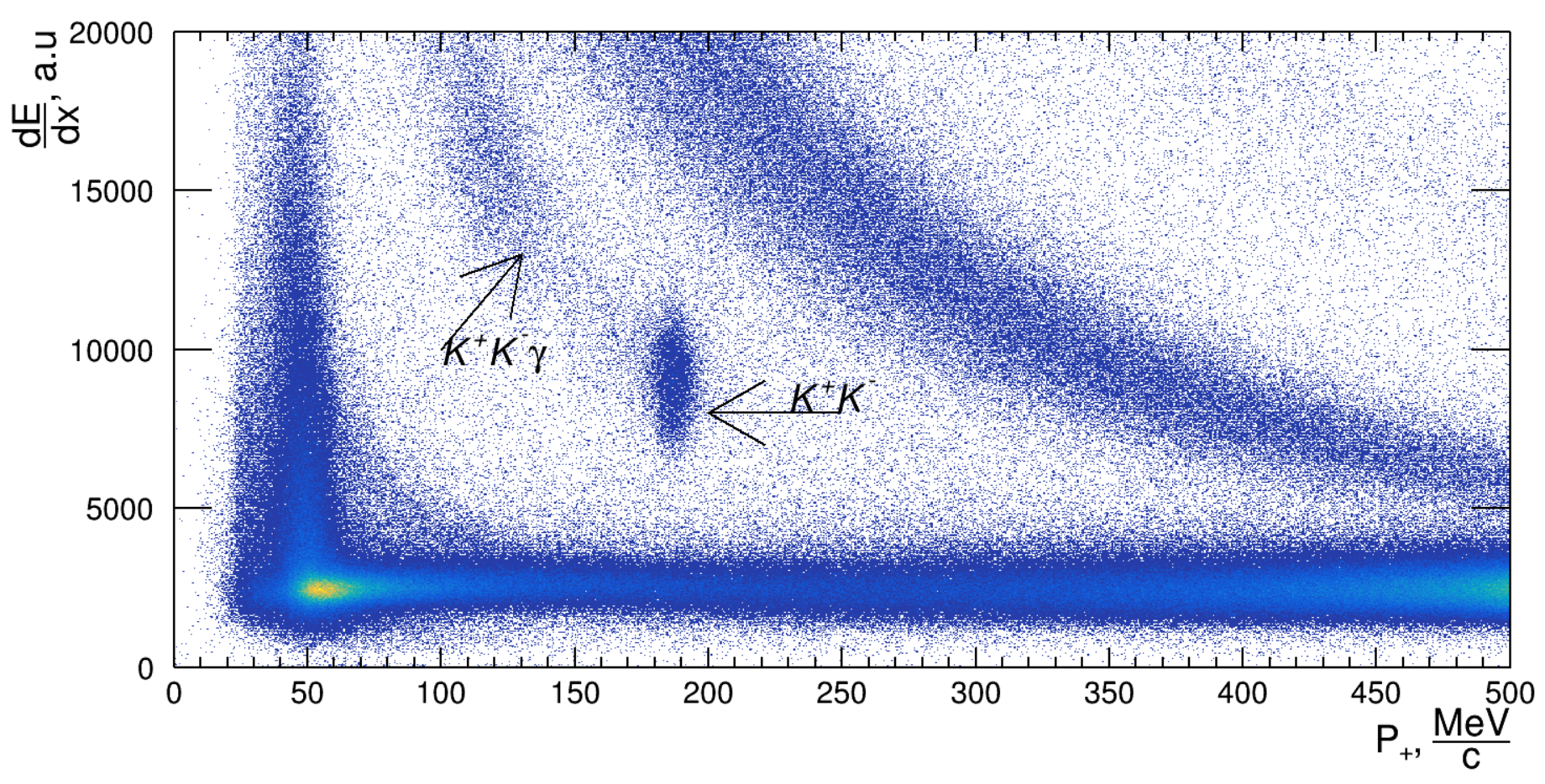


Рис. 9. Ионизационные потери положительно заряженных треков для экспериментальных данных в МэВ.

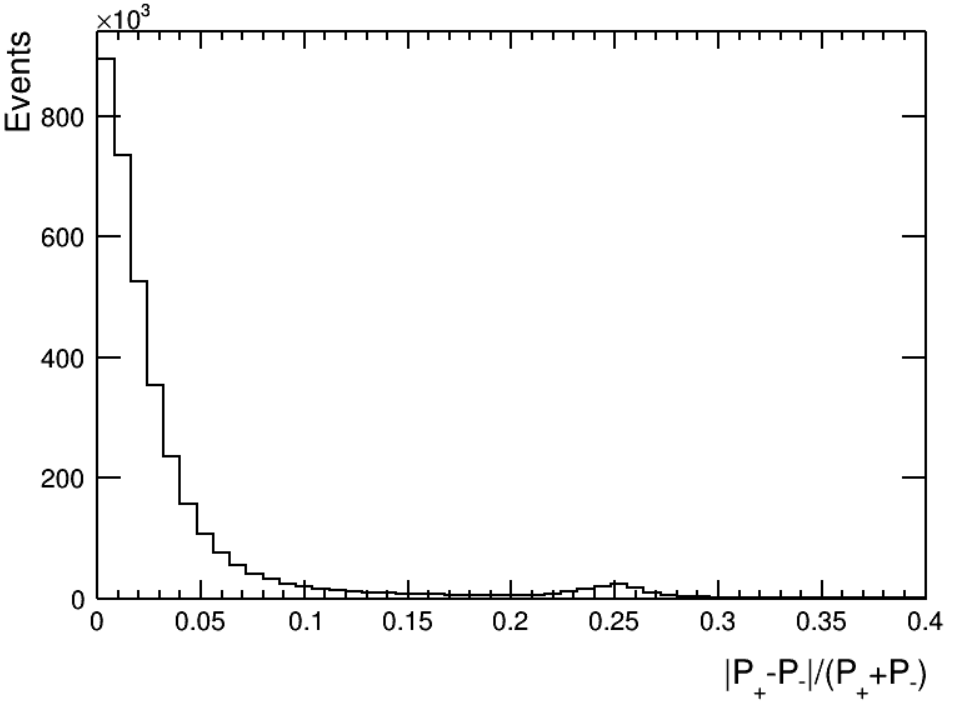


Рис. 10. Отношение импульсов для экспериментальных данных в МэВ.

Использую отобранные события, была построена зависимость инвариантной массы от захода. Из рисунка 7 видно, что для энергетической точки МэВ инвариантная масса в высокой степени описывает зависимость энергии от захода. При помощи заряженных каонов энергию пучка можно контролировать с точностью кэВ.

На данный момент абсолютная точность измерения энергии пучка, которая для лазерной системы, установленной на ВЭПП-2000, составляет , вносит основной вклад в погрешность измерения массы нейтрального каона. Для уменьшения ошибка измерения энергии требуется специальные усилия по улучшению лазерной системы, либо новые калибровки ВЭПП-2000 по резонансной деполяризации, либо калибровка по массе -мезона.

# Систематические эффекты и учёт поправок

Применяемые в этой работе методы требуют знание энергии нейтральных каонов, рождённых в процессе . Предполагается, что энергия каона равна половине энергии в с.ц.м. . Дальше массу, посчитанную для каждого события с соответствующей энергией, усредняют по всей выборке.

Так как в начальном состоянии при аннигиляции может быть излучён дополнительный фотон, энергия пары каонов определяется неоднозначно (то есть энергетический спектр не является -функцией) и не равняется энергии системы в начальном состоянии. Следовательно, при измерении массы необходимо учитывать связанную с этим поправку, так называемую радиационную поправку к начальному состоянию. Радиационную поправку к некой функции , где от энергии (например, определяемая соотношением (3) или (6)) можно определить, зная энергетический спектр излучённого фотона, который приведён в работе [12]. Значение функции с поправкой вычисляется следующим образом

|  |  |
| --- | --- |
| , | (8) |

где , — -функция, учитывающая экспериментальные условия детектирования частиц в конечном состоянии,

|  |  |
| --- | --- |
| , | (9) |
| , | (10) |

— постоянная тонкой структуры, , и определены в [12], — сечение процесса (параметризация приведена в работе [13]) [4, 12].

Как ранее говорилось, функция нелинейно зависит от угла , то есть в общем случае . Учитывая конечную точность измерения , сдвиг, обусловленный нелинейностью, в предположении гауссового отклика равен

|  |  |
| --- | --- |
| . | (11) |

Так как функция определённая выражением (3) или (6) является достаточно гладкой функцией можно разложить по центральным моментам нормального распределения

|  |  |
| --- | --- |
| . | (12) |

Поскольку и радиационная поправка к начальному состоянию, и поправка на нелинейность зависят от средней энергии пучка, для учёта взаимных корреляций между поправками необходим совместный расчёт. Тогда совместная поправка равна

|  |  |
| --- | --- |
| , | (13) |

где .

# Результаты

Для дынных в соответствующей пику -мезонному резонансу энергетической точке МэВ, смоделированных с учётом радиационных эффектов, была построена зависимость массы нейтрального каона, вычисленной при помощи выражения (6), от (рис. 11 a).

При использовании данных моделирования без излучения масса нейтрального каона согласно (6) составляет , согласно (3) . Поправка на нелинейность в первом случае будет равна , для второго случая .

Используя данные моделирования с излучением была получена масса, методом полной реконструкции была получена масса . Если учесть совместную поправку, которая равна , то (во всём этом разделе указывается только статистическая ошибка). При моделировании событий и отклика детектора закладывалась масса нейтрального каона .

|  |  |
| --- | --- |
| а | б |

Рис. 11. Зависимость массы нейтрального каона, вычисленной с помощью выражения (6), для а) моделирования с МэВ, б) эксперимента с МэВ.

# Заключение

Пока работа по измерению массы нейтрального каона находится только на начальном этапе. Уже сейчас отработана методика измерения массы на событиях моделирования. Также при помощи моделирования были изучены такие основные поправки, как радиационную поправку и поправку на нелинейность (то есть на разрешение детектора). Было показано на примере данных моделирования, что масса измеряется с достаточной точностью и систематические отклонения не превышают статистических.

Далее планируется применить изученные методики к экспериментальным данным. Помимо этого, в планах есть проведение калибровки энергии по массе -мезона, целью которой является уменьшение систематической ошибки измерения энергии пучка, а следовательно, и ошибки измерения массы.

# Список литературы

1. PDG KK
2. Барков et al, Ядерная физика выпуск 46 (1987)
3. Зайцев диплом
4. Мемо Зайцева
5. <https://inspirehep.net/literature/766331>
6. <https://inspirehep.net/literature/585079>
7. B. I. Khazin et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 376, 181 (2008).
8. Yu. M. Shatunov et al., in Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference, Vienna, 2000, p. 439.
9. V. M. Aulchenko et al., JINST 10, P10006 (2015).
10. E.V. Abakumova, et al., Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 140402
11. E.V. Abakumova, et al., J. Instrum. 10 (2015) T09001.
12. [A.B. Arbuzov, V.A. Astakhov et al., Radiative corrections for pion and kaon production at colliders of energies below 2 GeV, JHEP 9710 (1997) 006](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9703456)
13. [Achasov, N. N. and Dubrovin, M. S. and Ivanchenko, V. N. and Kozhevnikov, A. A. and Pakhtusova, E. V., A FRESH LOOK AT MIXING, Int.J.Mod.Phys.A 7 (1992) 3187-3202](https://inspirehep.net/literature/285207)