

Оглавление

| | |
|--|---|
| 1. Введение..... | 3 |
| 2. Методы измерения массы нейтрального каона | 4 |
| 3. Детектор КМД-3..... | 5 |
| 4. Экспериментальная статистика и отбор событий..... | 6 |
| 5. Систематические эффекты и учёт поправок | 7 |
| 6. Список литературы | 9 |

1. Введение

Целью данной работы является измерение массы нейтрального каона K_S^0 на основе статистики, полученной на детекторе КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 в области энергий, соответствующей ϕ -мезонному резонансу ($\sqrt{s} = 1010 - 1028$ МэВ).

В качестве источника каонов использовался процесс

$$e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0; K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (1)$$

В связи с недостаточным импульсным разрешением детектора КМД-3 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 [1]. При измерении массы с помощью, использованных в данной работе методов, были учтены следующие эффекты: излучение фотонов в начальном состоянии e^+e^- (радиационная поправка), эффекты, связанные с импульсным и пространственным разрешением детектора (поправки на нелинейность), разброс энергии в пучках и взаимные корреляции этих эффектов.

Полный интеграл светимости, набранный в использованных в этой работе заходах, составляет $\approx 8 \text{ пб}^{-1}$, что соответствует 850 тысячам отобранных пар пионов. Эффективность регистрации каонов составила $\epsilon_{MC} \cong 24\%$.

Таблица 1. Предыдущие измерения массы нейтрального каона [2]

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

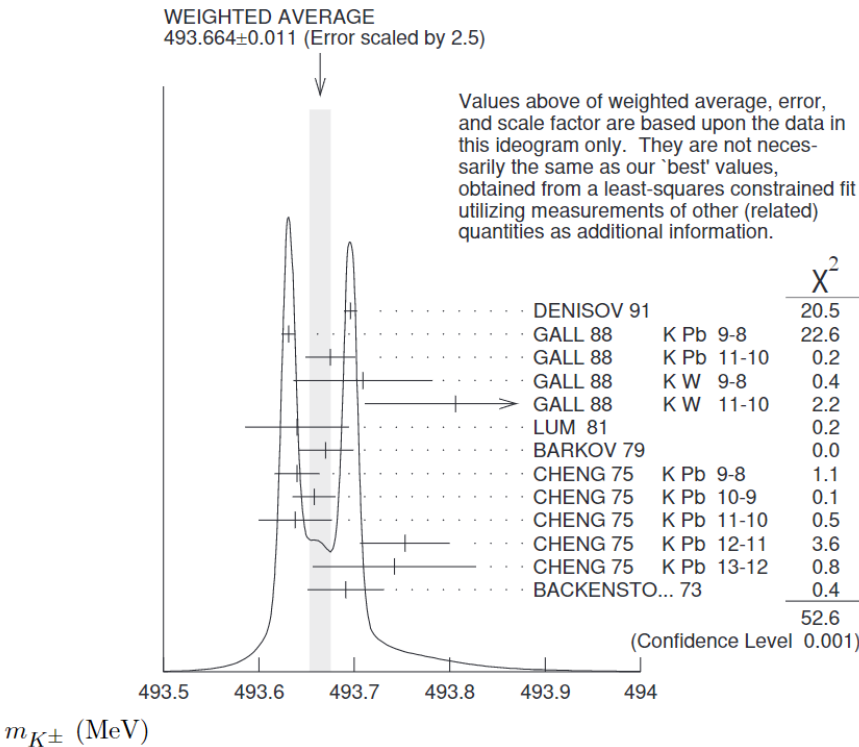


Рис. 1. График измерения массы m_{K^0} . Измерения GALL 88 и CHENG 75 показаны отдельно для каждого измеренного перехода. [2]

Таблица 1 и рисунок 1 содержат информацию о предыдущих измерениях массы как нейтрального, так и заряженного каона. На рисунке 1 видно, что предыдущие измерения дают достаточно точные, но не согласованные результаты. Поэтому представляет высокий интерес очередное измерение массы заряженного каона. Для этого планируется использовать применённые в этой работе методы для измерения массы заряженного каона.

Также уточнение массы нейтрального каона позволит точнее моделировать различные процессы, в которые в качестве параметра входит m_{K^0} . Помимо этого, уточнение массы нейтрального каона увеличит точность измерения разности масс нейтрального и заряженного каонов $m_{K^0} - m_{K^\pm}$.

2. Методы измерения массы нейтрального каона

- **Метод инвариантной массы:**

Рассмотрим распад частицы массы M с энергией E на частицы с энергией E_i и \vec{p}_i . Тогда квадрат массы изначальной частицы равен

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2. \quad (1)$$

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

$$M^2 = (\sum \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2})^2 - (\sum \vec{p}_i)^2. \quad (2)$$

То есть массу изначальной частицы можно измерить, зная лишь какие частицы родились и каков их импульс. Существенным недостатком данного метода является большая чувствительность к абсолютным сдвигам величин импульсов \vec{p}_i и углам разлёта частиц.

К сожалению, из-за недостаточной точности измерения импульсов и углов у детектора КМД-3 систематическая ошибка массы, определённой таким образом, достигает нескольких МэВ/с². Однако в экспериментах NA48 и KLOE систематическая погрешность измерения импульсов мала, что позволяет измерять массу при помощи (1) с ошибкой порядка нескольких сотых МэВ/с² [3, 4].

- **Метод предельного угла:**

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

$$M_{K_S^0} = E_{K_S^0} \sqrt{1 - \beta_m^2 \cos^2(\frac{\psi_c}{2})}, \quad (3)$$

где $\beta_m^2 = 1 - M_\pi^2/E_K^2$, ψ_c — предельный пространственный угол разлёта пионов в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [1].

Так как в эксперименте величина ψ_c определяется с некоторым конечным разрешением σ_ψ , при определении средней массы $\langle M_{K_S^0} \rangle$ по выборке следует учитывать сдвиг $\Delta M_{K_S^0}$, связанный с нелинейностью зависимости (3) от параметра ψ_c . С точностью до второго порядка этот сдвиг равен [1]

$$\Delta M_{K_S^0} = \langle M_{K_S^0} \rangle - M_{K_S^0} \approx \frac{\sigma_{\psi_c}^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \psi_c^2} M_{K_S^0}. \quad (4)$$

Угловое разрешение детектора КМД-3 $\sigma_\psi = 0.01$ рад. При энергии пучка $E_{beam} = 510$ МэВ это соответствует $\Delta M_{K_S^0} \approx -11.25 \pm 0.002$ кэВ/с².

- **Метод полной реконструкции распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$**

Рассмотрим распад нейтрального каона K_S^0 массы $M_{K_S^0}$ с энергии $E_{K_S^0}$ на два заряженных пиона $\pi^+ \pi^-$ с массами M_π и импульсами \vec{p}_+ и \vec{p}_- . Тогда согласно [1] верно соотношение

$$\beta_{K_S^0}^2 = \frac{1}{\eta^2} (1 + \cos \psi \sqrt{1 - \eta^2}) [1 - \sqrt{1 - \beta_m^2 \eta^2}], \quad (5)$$

где $\beta_{K_S^0}^2 \equiv 1 - M_{K_S^0}^2/E_{K_S^0}^2$, $\eta \equiv \frac{1-Y^2}{1+Y^2}$, $Y = |\vec{p}_+|/|\vec{p}_-|$, $\cos \psi \equiv \frac{\vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-}{|\vec{p}_+||\vec{p}_-|}$. Выразив массу $M_{K_S^0}$ из (5) получим явное выражение:

$$M_{K_S^0} = E_{K_S^0} \sqrt{[1 - \frac{1}{\eta^2} (1 + \sqrt{1 - \eta^2} \cos \psi) (1 - \sqrt{1 - \eta^2 \beta_m^2})]}. \quad (6)$$

В пределе $\eta \rightarrow 0$ (5) переходит в

$$\beta_{K_S^0}^2 = \beta_m^2 \cos^2 \frac{\psi_c}{2}, \quad (7)$$

где ψ_c — предельный пространственный угол разлёта пионов. В силу того, что (7) эквивалентно (3), вышеприведённые рассуждения о сдвиге средней массы $\Delta M_{K_S^0}$, связанный с нелинейностью зависимости $M_{K_S^0}$ от параметра ψ_c , справедливы и для (5) при $|\eta| \ll 1$ [1].

В отличие от прямого измерения инвариантной массы данный метод обладает малой чувствительностью к систематическим погрешностям измерения абсолютных значений импульсов пионов $|\vec{p}_+|$, $|\vec{p}_-|$, так как импульсы пионов входят в виде отношения $Y = |\vec{p}_+|/|\vec{p}_-|$. Аналогично методу предельного угла метод полной реконструкции распада обладает высокой чувствительностью к величине ψ_c .

3. Детектор КМД-3

Криогенный магнитный детектор (КМД-3, рис. 2) [5] установлен в одной из двух точек столкновения электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 [6]. Треккиговая система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (DC) и двухслойной цилиндрической многопроволочной пропорциональной Z-камеры. Обе камеры установлены внутри тонкого ($0.085 X_0$) сверхпроводящего соленоида с магнитным полем $1.3 T$. DC измеряет импульс и полярный (θ) и азимутальный (ϕ) углы заряженной частицы. Z-камера измеряет координату частиц вдоль оси пучка. Энергии и направления фотонов определяется при помощи размещённого вне соленоида баррельного электромагнитного калориметра, состоящего из двух систем: внутреннего калориметра на жидком ксеноне (LXe) толщиной $5.4 X_0$ и внешнего калориметра на кристаллах йодида цезия (CsI) толщиной $8.1 X_0$ [7]. В торцах детектора стоят калориметры, основанные на кристаллах BGO, толщиной $13.4 X_0$.

Контроль энергии пучка осуществлялся посредством лазерной системы, основанной на обратном комптоновском рассеянии. Систематическая погрешность измерения энергии в системе центра масс $E_{c.m}$ равняется 0.06 МэВ [8, 9].

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 $E_{beam}/2$, либо наличие более двух кластеров с энерговыделением больше порога 25 МэВ.

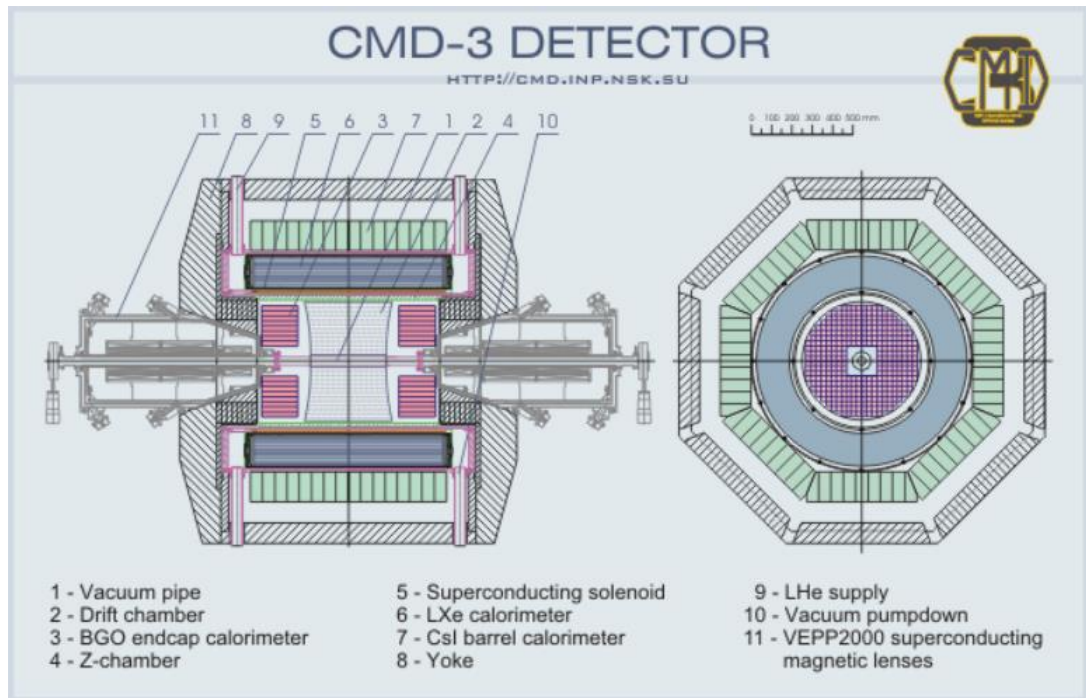


Рис. 2 Схема детектора КМД-3

4. Экспериментальная статистика и отбор событий

В данной работе каона использовались данные 2018 года (сезон PHИ/OMEGA 2018), набранные в семи точках по энергии вблизи пика ϕ -мезонного резонанса ($\sqrt{s} = 1010 - 1028$ МэВ). Интеграл светимости по всему набору данных составил $\int L dt \approx 8$ пб⁻¹.

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ регистрировался по распаду $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Сначала отбирались «хорошие» треки, то есть треки для которых выполнялись следующие условия:

1. Импульс трека $130 \frac{\text{МэВ}}{c} < p < 320 \frac{\text{МэВ}}{c}$,
2. Координата вдоль пучка $|z| < 12$ см,
3. Качество реконструкции трека в r - ϕ и z -плоскостях $\chi_{r-\phi}^2 < 15$, $\chi_z^2 < 12$,
4. Количество сработавших проволочек в дрейфовой камере $10 < n_{hit} < 30$,
5. Полярный угол трека $\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \leq 0.9$.

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

1. Неколлинеарность треков,
2. Противоположные заряды треков,
3. Косинус угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада K_S^0 , и направлением импульса K_S^0 в r - ϕ -плоскости (рис. 3) $\cos \alpha > 0.85$,
4. Средние потери двух треков на ионизацию в дрейфовой камере (рис. 4) $(\frac{dE_1}{dx} + \frac{dE_2}{dx})/2 < 5000$,
5. Инвариантная масса двух треков $480 \frac{\text{МэВ}}{c^2} < M_{inv} < 510 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

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 $\epsilon_{MC} \cong 24\%$.

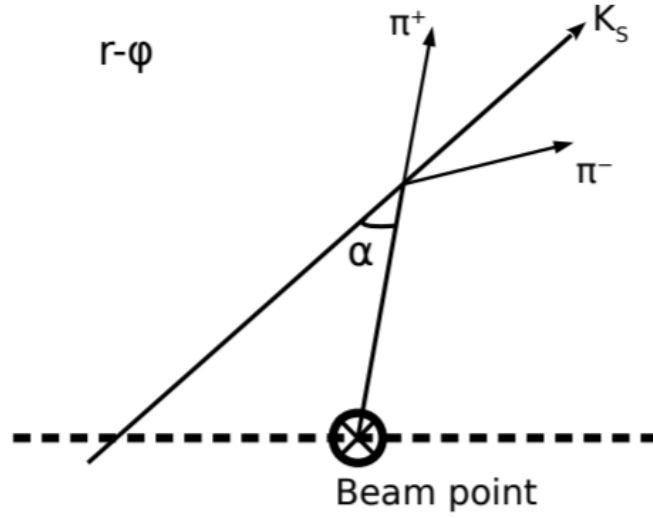


Рис. 3. Определение угла α – угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада K_S^0 , и направлением импульса K_S^0 в r - ϕ -плоскости (сделать свою картинку)

Рис. 4. Средние ионизационные потери двух «хороших» треков (сделать для $E=509.5\text{MeV}$, 2018 год)

5. Систематические эффекты и учёт поправок

Применяемые в этой работе методы требуют знание энергии нейтральных каонов, рождённых в процессе $e^+e^- \rightarrow \varphi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0$, но точное измерение их энергии в эксперименте затруднительно. Предполагается, что энергия каона равна половине энергии в с.ц.м. $E_{K_S^0} = E_{c.m.}/2$. Далее массу, посчитанную для каждого события с соответствующей энергией, усредняют по всей выборке.

Так как в начальном состоянии при аннигиляции e^+e^- может быть излучён дополнительный фотон, энергия пары каонов $K_S^0 K_L^0$ определяется неоднозначно (то есть энергетический спектр не является δ -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 $F(s)$, где $s = 4E_{beam}^2$ от энергии (например, $M_{K_S^0}$ определяемая соотношением (3) или (6)) можно определить, зная энергетический спектр излучённого фотона, который приведён в работе [10]. Значение функции $F(s)$ с поправкой вычисляется следующим образом

$$F = N(s) \iint_{0 \leq x_{1,2} \leq 1} F(s') K_{RC}(s, x_1, x_2) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (8)$$

где $s' = s(1 - x_1)(1 - x_2)$, Θ_{cut} — θ -функция, учитывающая экспериментальные условия детектирования частиц в конечном состоянии,

$$N(s) = \iint_{0 \leq x_{1,2} \leq 1} K_{RC}(s, x_1, x_2) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (9)$$

$$K_{RC} = D(s, x_1)D(s, x_2) \left[1 + \frac{2\alpha}{\pi} (1 + a + b(s)) \right] \sigma_{e^+e^- \rightarrow K_S K_L}^{(0)}(s'), \quad (10)$$

α — постоянная тонкой структуры, $a \equiv \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{4}$, $D(s, x)$ и $b(s)$ определены в [10], $\sigma_{e^+e^- \rightarrow K_S K_L}^{(0)}$ — сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (параметризация приведена в работе [11]) [1, 10].

Как ранее говорилось, функция $M_{K_S^0}$ нелинейно зависит от угла ψ , то есть в общем случае $\langle M_{K_S^0} \rangle_\psi \neq M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle)$. Учитывая конечную точность измерения ψ , сдвиг, обусловленный нелинейностью, $\delta M_{K_S^0} = \langle M_{K_S^0} \rangle_\psi - M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle)$ в предположении гауссового отклика равен

$$\delta M_{K_S^0} = -M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle) + \int 1/\sqrt{2\pi\sigma_\psi^2} \exp\left[-\frac{\psi - \langle \psi \rangle}{2\sigma_\psi^2}\right] M_{K_S^0}(\psi) d\psi. \quad (11)$$

Так как функция $M_{K_S^0}$ определённая выражением (3) или (6) является достаточно гладкой функцией $\delta M_{K_S^0}$ можно разложить по центральным моментам $M^{(k)}$ нормального распределения

$$\delta M_{K_S^0} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left[\frac{\partial^k}{\partial \psi^k} M_{K_S^0}(\psi) \right]_{\psi=\langle \psi \rangle} M^{(k)}. \quad (12)$$

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

$$\delta M_{K_S^0} = -M_{K_S^0}(s, \langle \psi \rangle) + N(s) \iiint K_{JC}(s, x_1, x_2, \psi) M_{K_S^0}(s', \psi) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) d\psi dx_1 dx_2, \quad (13)$$

где $K_{JC} = 1/\sqrt{2\pi\sigma_\psi^2} \exp\left[-\frac{\psi - \langle \psi \rangle}{2\sigma_\psi^2}\right] K_{RC}(s, x_1, x_2, \psi)$.

6. Результаты

7. Список литературы

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