

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА № 40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

ПРЕДДИПЛОМНАЯ ПРАКТИКА НА ТЕМУ:

ПОИСК МНОГОКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В $d+Au$
СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR

Научный руководитель
к.ф.-м.н.

_____ Г.А.Нигматкулов

Выполнила
Группа М19-115

_____ Т.П. Смирнова

Москва 2021

Оглавление

Задача на данный семестр.....	3
Введение.....	3
1 Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка θ^+	3
2 Эксперимент STAR	8
2.1 ТРС.....	8
2.2 TOF	10
3 Выделение K_S^0	10
3.1 Метод инвариантных масс	10
3.2 Топология распада	11
3.3 Метод восстановления вторичных вершин	12
3.4 Дополнительные ограничения	13
3.5 Анализ полученных данных	15
Заключение.....	17
Список литературы.....	17

Задача на данный семестр

В данном семестре задача состояла в том, чтобы восстановить вторичную вершину распада, идентифицировать частицу K_S^0 с помощью метода инвариантных масс. Произвести отбор частиц по их типу с помощью топологических ограничений. Выделить K_S^0 .

Введение

Пентакварк это субатомная частица, состоящая из пяти кварков. В нашей научной работы мы сконцентрировали внимание на пентакварке θ^+ , который имеет следующий состав - $uudd\bar{s}$. Предсказанная масса пентакварка составляла $M_{\theta^+} = 1530 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, а ширина резонанса должна была быть < 15 МэВ. Эллис, Карлинер и Прасалович изучали чувствительность массы θ^+ и получили ее возможный диапазон $1430 \frac{\text{МэВ}}{c^2} < M_{\theta^+} < 1660 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$ ⁴. У θ^+ возможны две моды распада: $\theta^+ \rightarrow nK^+$ и $\theta^+ \rightarrow pK_S^0$. θ^+ ищут с помощью метода инвариантных масс. Строятся инвариантные массы nK^+ и pK_S^0 . На полученных спектрах инвариантных масс ищут пик в районе предполагаемой массы θ^+ . Для того, чтобы его выделить используют разные методики для уменьшения фона.

1 Обзор экспериментов, которые занимались поиском пентакварка θ^+

Впервые θ^+ был обнаружен двумя экспериментами: LEPS и DIANA. Для этого на LEPS рассматривали реакцию $\gamma n \rightarrow (nK^+)K^-$. Для поиска θ^+ построили спектр потерянной массы (γK^-) . На полученном спектре наблюдали узкий пик рядом с значением $1530 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Спектр потерянной массы, полученный на LEPS⁶, можно наблюдать на Рис.1.1. Эксперимент DIANA использовал реакцию перезарядки $K^+Xe \rightarrow K_S^0 pXe'$ в своих исследованиях по

поиску θ^+ . В спектре инвариантных масс (pK_S^0), который представлен на Рис.1.2, коллаборация эксперимента DIANA⁵ в районе предполагаемой массы θ^+ обнаружили узкий пик шириной $< 9 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$ и с шириной на полувысоты $\Gamma(\theta^+) < 1 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Через какое-то время эти эксперименты повторили свои исследования, улучшив свою статистику. Данные, которые у них получились представлены в Таблице.1.

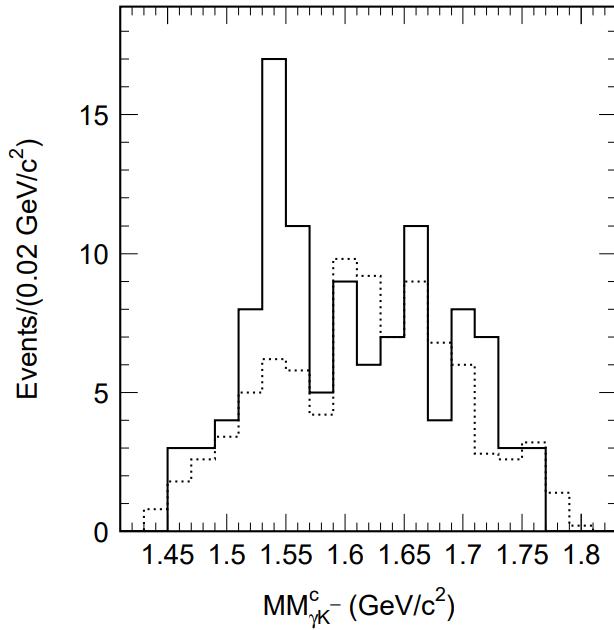


Рис.1.1 Спектр потерянной массы (γK^-), пунктирная линия – фон⁶

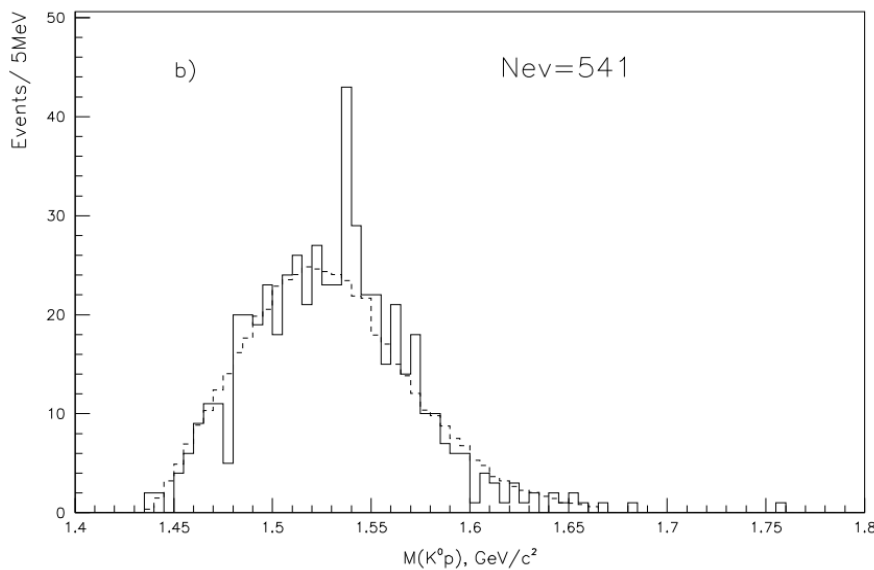


Рис.1.2 Спектр инвариантной массы ($K_S^0 p$), пунктирная линия – фон⁵

В Таблице.1. видно, что помимо этих двух экспериментов данным поиском занимались и другие эксперименты. В этой таблице представлены только эксперименты, которые наблюдали пик θ^+ . Из таблицы можно выделить два эксперимента с наибольшим уровнем достоверности: это CLAS с уровнем достоверности 7.8σ и эксперимент SVD2 с уровнем достоверности 8.0σ .

Эксперимент CLAS⁸ рассматривал реакцию: $\gamma p \rightarrow (nK^+)K^-\pi^+$. Для того, чтобы уменьшить фон, использовались ограничения по азимутальным углам разлета частиц K^+ и π^+ . Этих ограничений хватило, чтобы выделить небольшой пик в спектре инвариантной массы (nK^+) (Рис.1.3) в районе предполагаемой массы θ^+ . Получилось зарегистрировать 41 событий θ^+ с массой $M_{\theta^+} = 1555 \pm 1 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

Таблица.1.1 Эксперимент, реакция рождения, масса, ширина и уровень достоверности экзотического барионного резонанса θ^+ со странностью $S=+1$ в экспериментах с положительным результатом поиска θ^+ в хронологическом порядке⁹

Эксперимент	Реакция	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Уровень достов.
LEPS [106, 110]	$\gamma n \rightarrow (nK^+)K^-$	$1540 \pm 10(\pm 5)$	< 25	$4,6 \sigma$
DIANA [111]	$K^+Xe \rightarrow (pK_S^0)X$	$1539 \pm 2(\pm 3)$	< 9	$4,4 \sigma$
CLAS [112, 113]	$\gamma d \rightarrow (nK^+)pK^-$	$1542 \pm 5(\pm 2)$	< 21	$5,2 \sigma$
CLAS [114]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	1540 ± 10	< 32	$4,8 \sigma$
CLAS [115]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	$1555 \pm 10(\pm 1)$	< 26	$7,8 \sigma$
SAPHIR [116]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)K_S^0$	$1540 \pm 4 \pm 2$	< 25	$4,8 \sigma$
ИТЭФ* [117]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	1533 ± 5	< 20	$3,7 - 6,7 \sigma$
HERMES [118]	$\gamma d \rightarrow (pK_S^0)X$	$1528 \pm 2,6 \pm 2,1$	$17 \pm 9 \pm 3$	$4 - 6 \sigma$
SVD [119]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1526 \pm 3 \pm 3$	< 24	$5,6 \sigma$
COSY-TOF [120]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Sigma^+$	1530 ± 5	18 ± 4	$3,7 - 5,9 \sigma$
ZEUS [121, 122]	$e p \rightarrow e'(pK_S^0)X$	$1521,5 \pm 1,5^{+2,8}_{-1,7}$	8 ± 4	$4,6 \sigma$
ЛБЭ ОИЯИ [123]	$n p \rightarrow (nK^+)pK^-$	1541 ± 4	8 ± 4	$5,2 - 6,8 \sigma$
NOMAD [124]**	$\nu N \rightarrow \ell'(pK_S^0)X$	$1528,7 \pm 2,5$	$2 - 3$	$4,3 \sigma$
SVD2 [125]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1523 \pm 2 \pm 3$	< 14	$8,0 \sigma$
KEK-E522 [126]	$\pi^- p \rightarrow K^-(\Theta^+)$	$1530,6^{+2,2+2,9}_{-1,9-1,3}$	$9,8^{+7,1}_{-3,4}$	$2,5 - 2,7 \sigma$
				$\sigma_\Theta < 3900 \text{ нб}$
ИТЭФ* [127]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	1537 ± 2	$0,36 \pm 0,11$	$4,3 - 7,3 \sigma$
LEPS [128]	$\gamma d \rightarrow \Lambda(1520)(\Theta^+)$	1530		$4 - 5 \sigma$

Эксперимент SVD2 работал с реакцией: $pA \rightarrow (pK_S^0)X$ ⁷. Это первый эксперимент, который для уменьшения фона использовал метод восстановления вторичной вершины распада. С помощью метода восстановления вторичной вершины был уменьшен фон для спектра инвариантных масс $(\pi^+\pi^-)$. K_S^0 наблюдается в спектре инвариантной массы $(\pi^+\pi^-)$, потому что основная мода распада K_S^0 : $K_S^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$. После этого отбора K_S^0 , которые распались на $\pi^-\pi^+$, а не летят в общем потоке реакции, использовали полученные K_S^0 для построения спектра инвариантных Масс $(K_S^0 p)$ (Рис.1.4). Для того, чтобы уменьшить фон использовали кинематические ограничения, например $p_{K_S^0} < p_p$. В итоге в построенном спектре наблюдался пик, соответствующий искомому θ^+ . В эксперименте была определена масса искомого пентокварка, равная $M_{\theta^+} = 1526 \pm 3 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

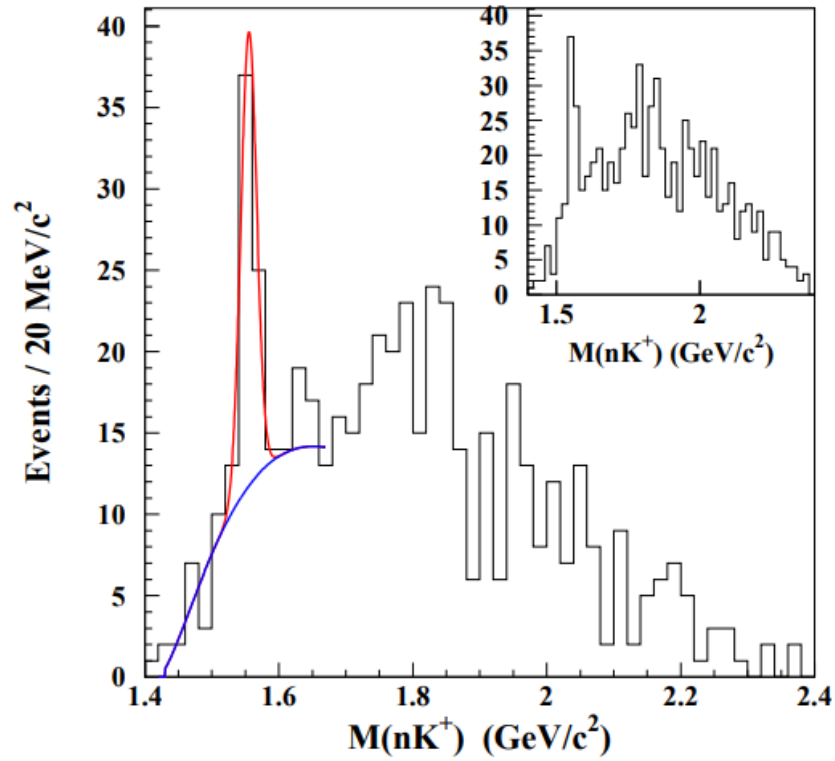


Рис.1.3 Спектр инвариантных масс (nK^+) с применением ограничений по косинусам азимутальных углов частиц в системе центра масс: $\cos \vartheta_{\pi^+}^* > 0.8$ и $\cos \vartheta_{K^+}^* < 0.6$. В правом верхнем углу изображено такое же распределение, но без применения ограничений по углам.⁸

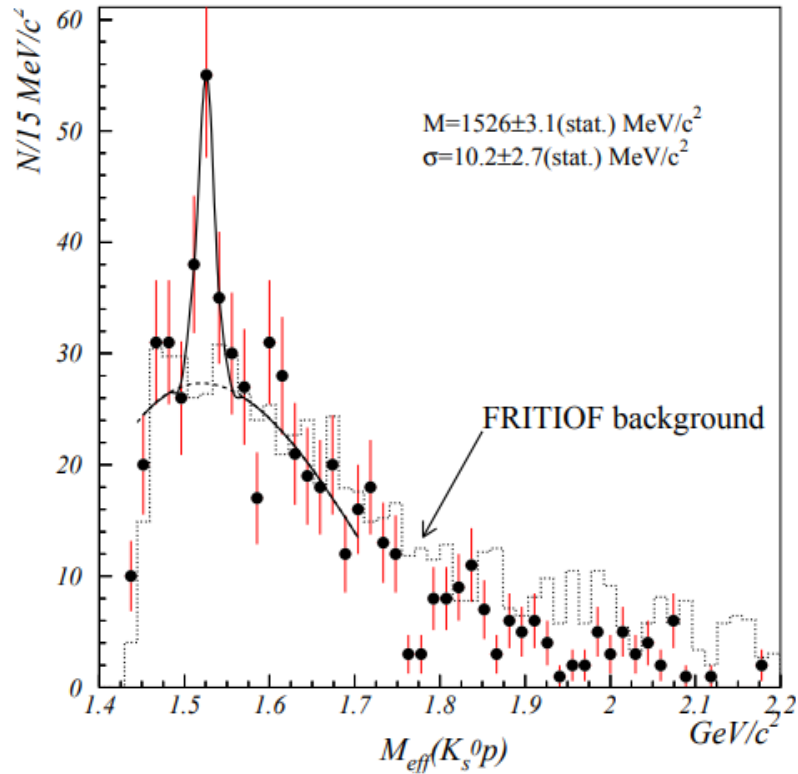


Рис.1.4 Спектр инвариантных масс ($K_S^0 p$) с кинематическими ограничениями $P_{K_S^0} \leq P_p$

Из литературного обзора можно сделать вывод, что на экспериментах SVD2 и CLAS получились наилучшие результаты. Так как исследуемая реакция похожа на реакцию, которая использовалась в эксперименте SVD2, то будем использовать метод восстановления вторичных вершин для более точного выделения частиц K_S^0 , которые будут использоваться для поиска пентаварка θ^+ . Поэтому решили применить этот в эксперименте STAR.

2 Эксперимент STAR

Коллайдер релятивийских тяжелых ионов (RHIC) имеет физическую программу, целенаправленную на изучение структуры нуклонов и кварк-глюонной плазмы (КГП). На данный момент в RHIC работает эксперимент STAR.

STAR использует время-проекционную камеру ТРС для реконструкции треков частиц и идентификации частиц. ТРС покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| \leq 1.8$, $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, и азимутальному углу $\Delta\phi = 2\pi$. ТРС является основным средством идентификации частиц с помощью измерения ионизационных потерь.

2.1 ТРС

ТРС представляет собой цилиндрический трековый детектор со следующими геометрическими параметрами: длина 4.2 м, внешний диаметр 4 м, внутренний диаметр 1 м. Посередине камеры находится катод под потенциалом 28 кВ. В камере создано однородное электрическое поле $E \approx 135 \frac{\text{В}}{\text{см}}$. Объем ТРС заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона) с давлением 200 Па.

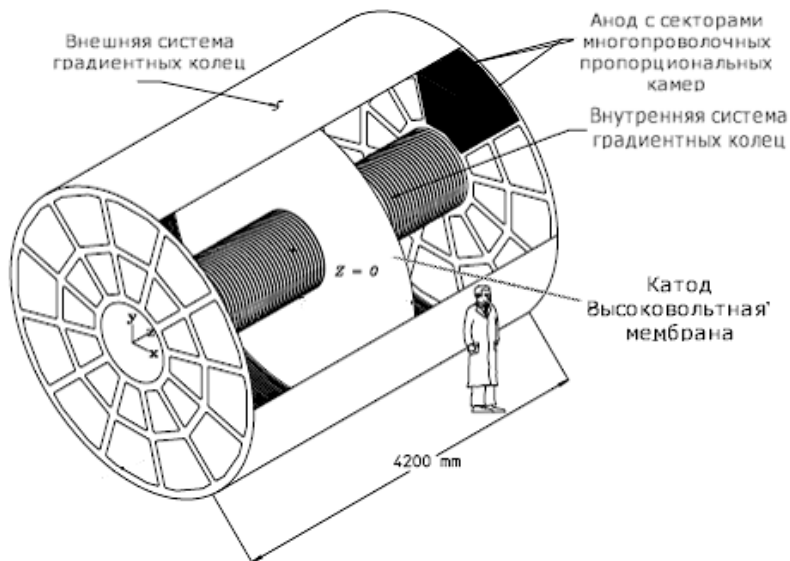


Рис.2.1.1 Схематичный рисунок ТРС ¹

Время-проекционная камера это комбинация дрейфовой и пропорциональной камер. Когда заряженные частицы пролетают через объем, они ионизируют газ, образуя ионизационные кластеры, в каждом из которых от 1 до 5 электронов. Таким образом, трек релятивистской заряженной частицы, пересекающей объем камеры, состоит из цепочки таких кластеров. Электронные кластеры начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торцов цилиндра, где расположены многопроволочные пропорциональные камеры, электроны регистрируются. Поперечные координаты фиксируются пропорциональными камерами. Продольная координата определяется по времени дрейфа.

Для того чтобы локализовать более точно местоположение частицы в детекторе, ТРС должна обладать

высоким пространственным разрешением. Но если частица короткоживущая, то ее ТРС не сможет зарегистрировать, так как пространственное разрешение ТРС больше, чем расстояние, которое может пролететь короткоживущая частица. Пространственное разрешение ТРС представлено в Таблице.2.1.

Таблица.2.1.1 Пространственное разрешение ТРС

Координаты	X(Y)	Z
Пространственное разрешение, мкм	200	400-500

2.2 TOF

Возможности по идентификации частиц в детекторном комплексе STAR были увеличены за счет установки сегментированной системы времени пролета (TOF). Цилиндрический сегментированный детектор TOF окружает ТРС. Идентификация происходит с помощью информации о времени пролета, которое считается следующим образом $t_{stop} - t_{start} = \tau$. Трековая информация от ТРС позволяет определить импульс частицы и длину траектории от точки взаимодействия до точки регистрации.

3 Выделение K_S^0

Для идентификации θ^+ необходима хорошая точность. Для увеличения точности необходимо точное выделение частиц, на которые распадается θ^+ . В этой исследовательской работе рассматривается реакция $\theta^+ \rightarrow pK_S^0$. Поэтому первоначально необходимо более точно идентифицировать p и K_S^0 . Первым делом проводится идентификация K_S^0 с помощью метода инвариантных масс.

3.1 Метод инвариантных масс

Метод инвариантных масс применяется для частиц со временем жизни $\tau < 10^{-16}$ с. К этому классу частиц относятся

резонансы, а также промежуточные состояния неизвестных частиц с массой $m_{1,2}$, быстро распадающихся на регистрируемые частицы.

Метод позволяет различить рождение частиц без промежуточного состояния от рождения частиц через промежуточное состояние $m_{1,2}$.

$$inv\ m_{1,2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (1)$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \{p_{1x} + p_{2x}; p_{1y} + p_{2y}; p_{1z} + p_{2z}\} \quad (2)$$

3.2 Топология распада

Прежде, чем переходить к методу восстановления вторичной вершины необходимо ознакомиться с топологией распада, понять, что такое вторичная вершина и почему ее нужно восстанавливать.

Первичная вершина – точка соударения исходных элементов реакции, расположенная на оси столкновения встречных пучков. Вторичная вершина (V0) находится на некотором расстоянии от первичной и является точкой распада частицы, которая образовалась в результате столкновения в первичной вершине.

На Рис.3.1 изображена топология распада. В V0 распадается K_S^0 на $\pi^+ \pi^-$.

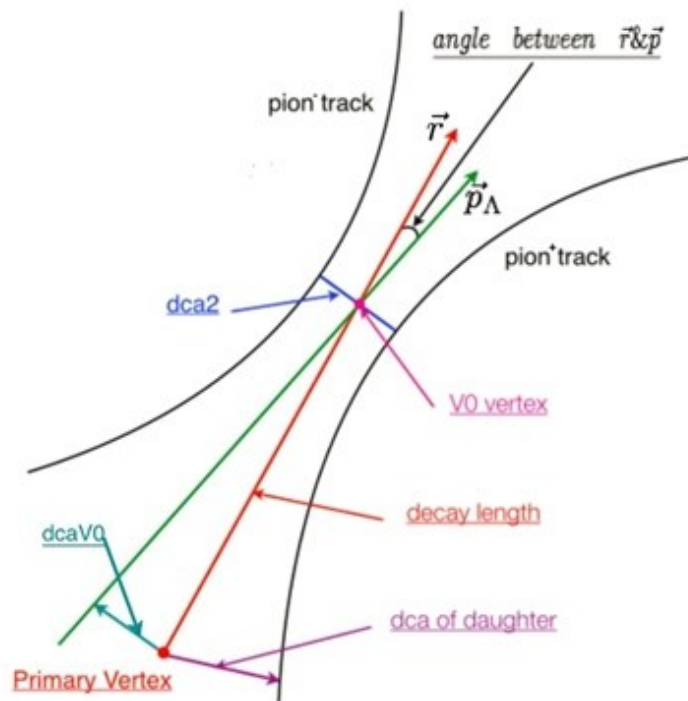


Рис.3.2.1 Топология распада

На сегодняшний день детекторы имеют недостаточное пространственное разрешение, чтобы зарегистрировать короткоживущие частицы, такие как пентакварк. Поэтому для этого используется метод восстановления вторичных вершин распада.

3.3 Метод восстановления вторичных вершин

Для восстановления вторичной вершины первоначально необходимо определить распад какой частицы будет восстановлен. В нашем случае, первоначально хотим восстановить распад K_S^0 , чтобы уменьшить фон для дальнейшего поиска θ^+ . Введем понятие дочерних треков. Так называются треки частиц, которые являются продуктами распада во вторичной вершине. В нашем случае дочерние треки представляют собой π^+ и π^- . Далее определяют наименьшее расстояние между дочерними треками. Прежде чем это делать необходимо преобразовать треки в виде спирали. Это можно сделать, зная значение магнитной индукции в событии. Первоначально вычисляют минимальное расстояние между дочерними треками в плоскости XY. Затем вычисляются координаты вторичной

вершины, которая расположена на середине полученного минимального расстояния. Для этого совершается поиск координат точек на каждой спирали, которые соответствуют минимальному расстоянию. По полученным координатам строится вспомогательный вектор. Вычисляются координаты точки, которая соответствует середине вспомогательного вектора. Данные координаты соответствуют искомым координатам вершины вторичного распада.

После определения координат вторичной вершины распада можно вычислить расстояние между первичной и вторичной вершинами распада и получим длину свободного пробега частицы. Можно определить импульсы дочерних частиц, используя минимальное расстояние между дочерними треками. Полученные импульсы будут использоваться для построения спектра инвариантных масс дочерних частиц для более точного определения пика, которая дает частица, находящаяся во вторичной вершине распада.

3.4 Дополнительные ограничения

После применения метода восстановления вторичной вершины был получен спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, представленный на Рис.3.4.1. Предполагалось увидеть резонанс в области массы, соответствующей массе $m_{K_S^0} = 497.611 \pm 0.013 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, но он не наблюдается из-за фона.

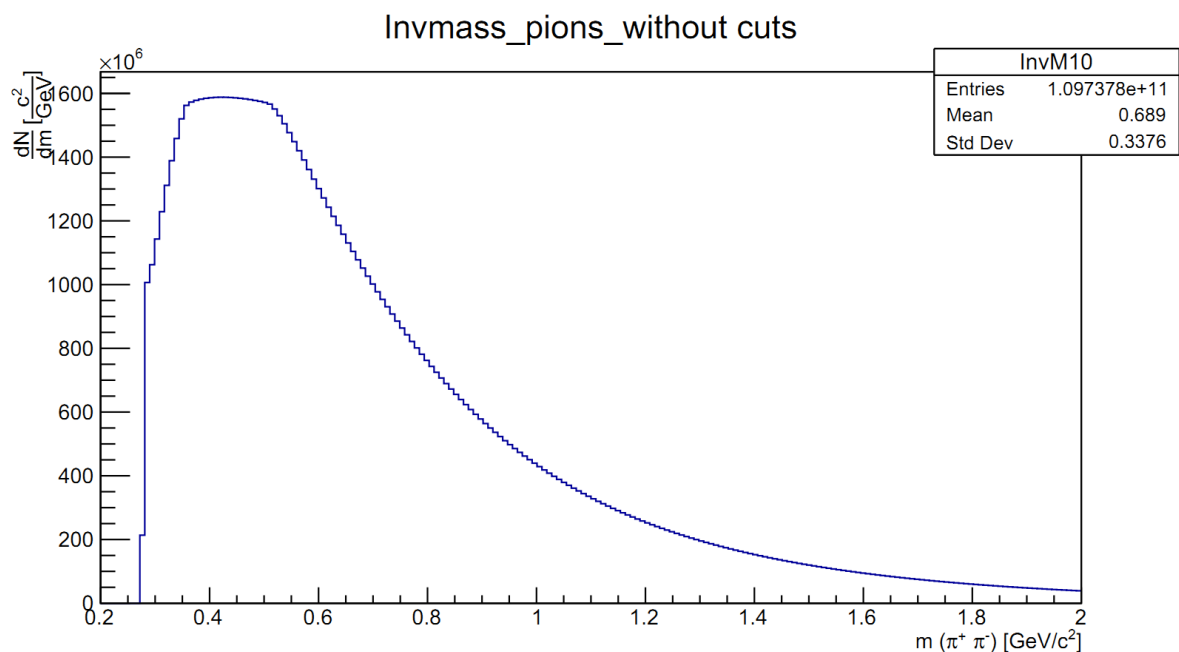


Рис.3.4.1 Спектр инвариантной массы $\pi^+ \pi^-$

Таблица 3.4.1: Топологические ограничения для реконструкции вторичной вершины распада¹¹

Расстояние наибольшего сближения между первичной и вторичной вершиной	Расстояние наибольшего сближения между дочерним треком вторичной вершиной и первичной вершиной	Расстояние наибольшего сближения между дочерними треками вторичной вершины	Радиальная длина распада	Угол вылета частицы из вторичной вершины
<0.8 см	> 0.7 см	<0.8 см	> 2.5 см	> 0

Для уменьшения комбинаторного фона необходимо ввести следующие ограничения на расстояния наибольшего сближения:

- между точками первичной и вторичной вершинами,
- между дочерними треками вторичной вершины и первичной вершиной,
- между дочерними треками вторичной вершины,

Так же дополнительные ограничения применяются к радиальной длине распада и к углу, лежащему между вектором импульса вторичной вершины и осью, на которой лежат первичная и вторая вершины.

После применения данных ограничений был получен спектр инвариантной массы $\pi^-\pi^+$, представленный на Рис.3.4.2. В полученном спектре наблюдаются пик от фоновых событий и пик, лежащий в области массы K_S^0 . Для доказательства того, что получилось выделить только K_S^0 необходимо оценить насколько пик превышает фон.

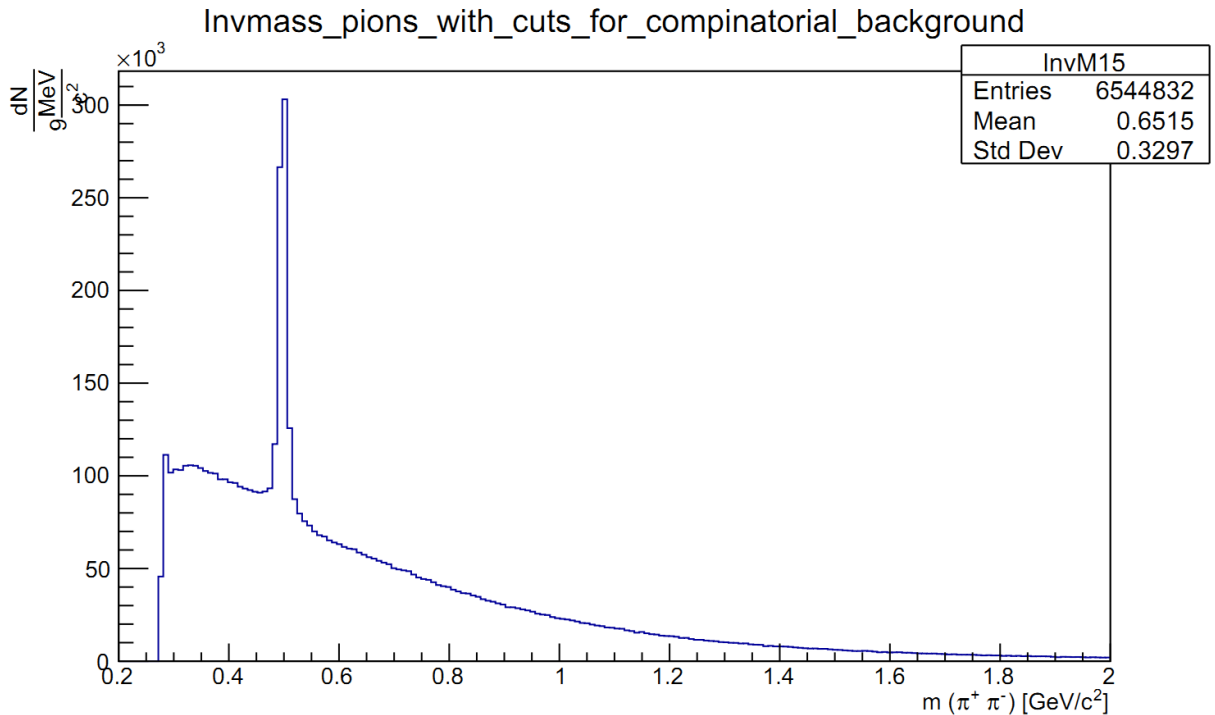


Рис.3.4.2. Спектр инвариантной массы $\pi^-\pi^+$

3.5 Анализ полученных данных

Для оценки насколько полученный сигнал превышает фон необходимо рассчитать по формуле: $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$, где S – уровень полученного сигнала, B – уровень фона. Для вычисления уровней подбираются функции, которые могут описать сигнал и фон. Полученный сигнал описывается функцией (3), фон описывается функцией (4), а сумма сигнала и фона описывается функцией (5). Полученный спектр инвариантной массы фитируется подобранными функциями в пределах $m_{K_S^0} \pm 2\sigma$, где $m_{K_S^0} = 497.611 \pm 0.013 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$ – среднее табличное значение массы короткоживущего каона, а σ – среднеквадратическое

отклонение. Значение σ было подобрано приблизительно с помощью анализа спектра инвариантной массы $\pi^+\pi^-$. Результаты фитирования можно наблюдать на Рис.3.5.1.

$$f_S = C \times e^{-0.5 \times (\frac{x-\mu}{\sigma})^2} \quad (3)$$

$$f_B = q_0 \times x^2 + q_1 \times x + q_2 \quad (4)$$

$$f_{B+S} = C \times e^{-0.5 \times (\frac{x-\mu}{\sigma})^2} + q_0 \times x^2 + q_1 \times x + q_2 \quad (5)$$

Для того, чтобы вычислить уровни сигнала и фона, требуется вычислить площади под пиком: с учетом фона и без фона. Вычисление площади происходит через операцию интегрирования в пределах $m_{K_S^0} \pm 2\sigma$. В результате были получены следующие значения уровней: $S=3943.67$ $B=2368.03$. Тогда оценка насколько полученный сигнал превышает фон имеет значение $\frac{S}{\sqrt{S+B}} = 49.64$. Сигнал превышает фон, следовательно получилось выделить K_S^0

Так же в результате фитирования сигнала функцией для сигнала из уравнения (3) получилось, что среднее значение сигнала составляет $\mu = 497.878 \pm 0.015 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Если сопоставить с табличной массой искомого K_S^0 , то получается, что полученный пик принадлежит K_S^0 . В дальнейшем полученные значения μ и σ в результате фитирования сигнала будут использоваться для отбора K_S^0 .

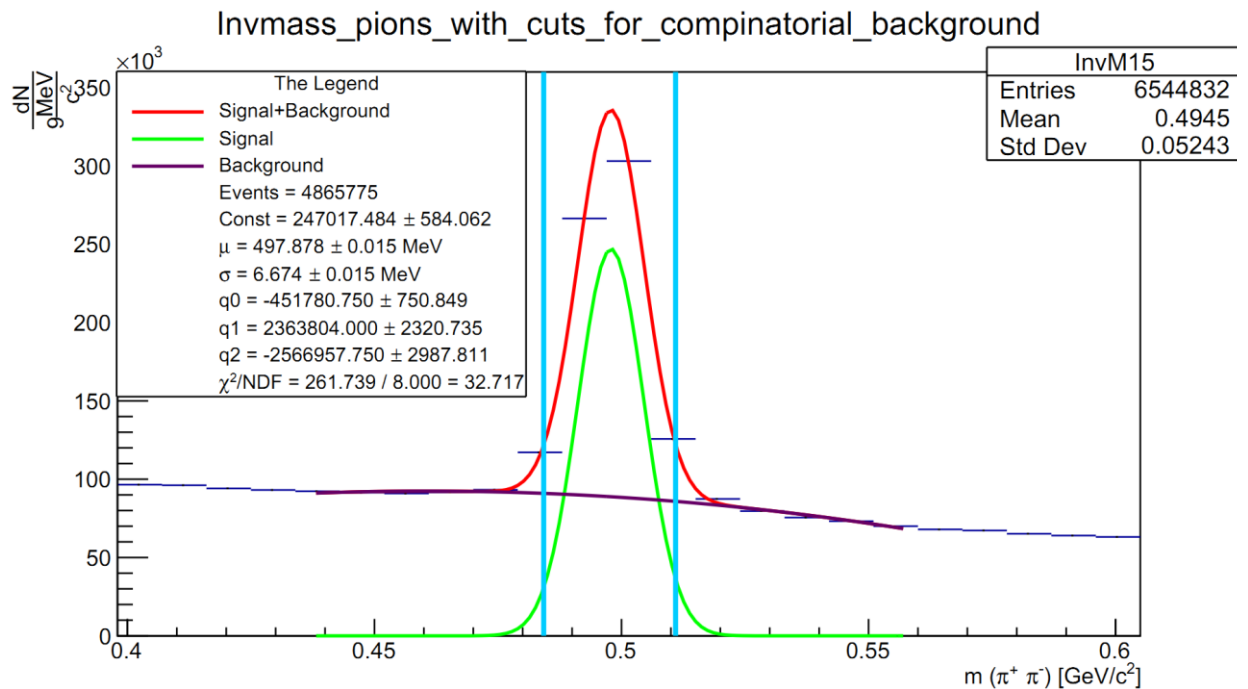


Рис.3.5.1 Спектр инвариантной массы с описанием фона и сигнала $\pi^- \pi^+$.

Заключение

Была проделана работа по изучению и применению метода восстановления вторичной вершины. Был реализован метод вторичной вершины для построения спектра инвариантных масс $\pi^+ \pi^-$. С помощью метода вторичной вершины распада и топологических ограничений удалось выделить K_S^0 в спектре инвариантных масс $\pi^+ \pi^-$. Следующий этап это выделение протонов с помощью TPC и построение спектра инвариантных масс pK_S^0 .

Список литературы

1. M. Anderson, et. al. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Event at RHIC. Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. Sect. 2003 г., Т.499, 659-687
2. B. Bonner, et. al. A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC. Nucl. Instr. And Meth. In Phys.Res.Sect.2003 г., Т. 508, 181-184
3. В.И. Гольданский, И. Л. Розенталь, Ю. П. Никитин Кинематические методы в физике высоких энергий
4. EXPERIMENTAL REVIEW ON PENTAQUARKS Michael Danilov and Roman Mizuk Institute for Theoretical and

Experimental Physics B.Cheremushkinskaya 25 117218 Moscow
Russia arxiv.org/abs/0704.3531v2

5. Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K + collisions with Xe nuclei DIANA Collaboration V.V. Barmin, V.S. Borisov , G.V. Davidenko , A.G. Dolgolenkoa, , C. Guaraldo , I.F. Larin , V.A. Matveev a , C. Petrascu , V.A. Shebanov , N.N. Shishov , L.I. Sokolov , and G.K. Tumanov arxiv.org/pdf/hep-ex/0304040.pdf
6. Evidence for Narrow S=+1 Baryon Resonance in Photo-production from Neutron LEPS Collaboration: T. Nakano, et al arxiv.org/abs/hep-ex/0301020
7. Further study of narrow baryon resonance decaying into K⁰_{sp} in pA-interactions at 70GeV/c with SVD-2 setup. SVD Collaboration. arxiv.org/abs/hep-ex/0509033
8. Observation of an Exotic Baryon with S=+1 in Photoproduction from the Proton. V. Kubarovsky, et al (for the CLAS Collaboration). arxiv.org/abs/hep-ex/0311046
9. Самойлов Олег Борисович «Сечение рождения очарованного кварка и оценка существования пентакварка Θ^+ в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD»
10. Particle Physics Booklet. Extracted from the Review of Particle Physics P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. 083C01 (2020)
11. Analysis note for K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- $\bar{\Xi}^+$ production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 19.6, 27$ and 39 GeV. Xianglei Zhu. 2018