

Министерство образования и науки Российской Федерации
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Белавин Владислав Сергеевич

Оценка возможности установки ВЕС по измерению Примаковского
образования двух-пионной системы в нерезонансной области.

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Направление подготовки 010900 «Прикладные математика и физика»

Заведующий кафедрой _____ А.М. Зайцев

Научный руководитель _____ Ю.А. Хохлов

Студент _____ В.С. Белавин

Протвино
2016

Аннотация

В данной работе рассматривается возможность наблюдения примаковского рождения:

$$\pi^- + Z \rightarrow \pi^- + \pi^0 + Z \quad (0.1)$$

на установке ВЕС. Приводятся результаты полученные с бериллиевой и медной мишенью в эксперименте ВЕС ИФВЭ с энергией пучка 29 GeV в нерезонансной области.

Содержание

1	Введение	4
2	Установка ВЕС	6
3	Теоретические выкладки	8
4	Эксперимент	10
4.1	Отбор событий.	10
4.2	Распад каона на $\pi^-\pi^0$	10
4.3	Реакции с образованием нескольких частиц	11
4.4	Пучковый π^- и 2 фоновых γ -кванта	12
4.5	Тормозное излучение электронов с подхватыванием ложного/шумового γ -кванта	13
4.6	Распад $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	16
4.7	Комптоновское рассеяние	17
4.8	Применение дополненных критериев отбора к q^2 -распределению	18
5	Обсуждение результатов	21
6	Заключение	22
7	Список литературы	23

1 Введение

Предметом изучения является процесс примаковского рождения при малой инвариантной массе ($M_{\pi^-\pi^0} < 0.43 \text{ GeV}$):

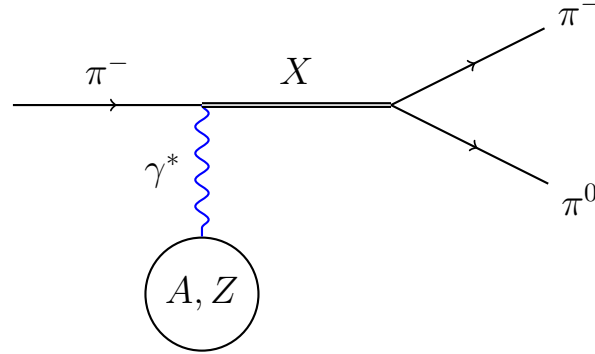
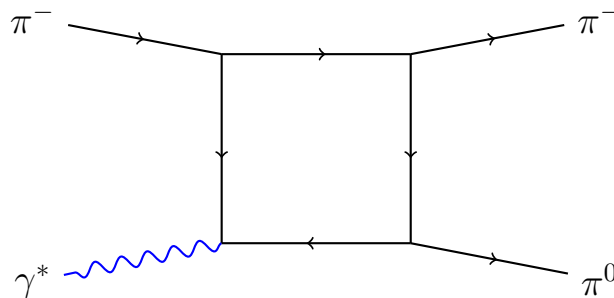


Рис. 1: Реакция примаковского рождения

Суть примаковского рождения заключается во взаимодействии с фотоном кулоновского поля ядра. Данный процесс отличается крайне малым передаваемым импульсом ($q^2 \sim 10^{-4} \text{ GeV}^2$), что делает фотон почти реальным. Существует ряд реакций примаковского образования, большая часть из которых активно изучается в научных лабораториях. Ниже указаны несколько типов реакций.

$$\pi^- + \gamma^* \rightarrow \begin{cases} \pi^- + \gamma, \text{ комптоновское рассеяние, поляризуемость пиона} \\ \pi^- + \pi^0, \text{ рождение одного пиона, хиральные аномалии} \\ \pi^- + \pi^0 + \pi^0, \text{ хиральные деревья и кольца} \\ \pi^- + \pi^- + \pi^+, \text{ хиральные деревья и кольца} \end{cases}$$

Под X в реакции подразумевается диаграмма следующего вида:



В теории киральной аномалии процесс $\gamma \rightarrow 3\pi$ в низкоэнергетичном пределе описывается петлевыми диаграммами подобного вида.

В киральной теории амплитуда аномальных процессов пропорциональна числу цветов. Теоретические расчёты ширины распада π^0 -мезона и значение константы F_π в данной теории согласуются с экспериментом[1]. Тем важнее так же рассмотреть другие процессы для проверки теории аномалий и цветной SU(3)-симметрии.

Киральный лагранжиан Весса-Зумино-Виттена и низкоэнергетическая теорема дают следующее выражение для $F_{3\pi\gamma}$ [2]:

$$F_{3\pi\gamma} = \frac{e}{12\pi^2} \frac{N_c}{F_\pi^3} \quad (1.1)$$

Откуда получается, при $N_c = 3$ и $F_\pi = 92.21 \pm 0.116$ [1],

$$F_{3\pi\gamma} = (9.78 \pm 0.04) \text{ GeV}^{-3} \quad (1.2)$$

В 1986 году был проведён эксперимент на спектрометре "Сигма" с пучком π^- -мезонов с энергией $E = 40 \text{ GeV}$ на базе ускорителя ИФВЭ. В результате было получено следующее значение для $F_{3\pi\gamma}$ [3]:

$$F_{3\pi\gamma} = 12.9 \pm 0.9 \text{ GeV}^{-3} \quad (1.3)$$

Как видно, экспериментальное значение существенно отличается от теоретического (более чем на 3σ).

В данной работе оценивается возможность изучения примаковского рождения на установке ВЕС и уточнения $F_{3\pi\gamma}$. Главными трудностями изучения данной реакции являются как относительно небольшое сечение, порядка нанобарн, так и наличие специфических фонов.

2 Установка ВЕС

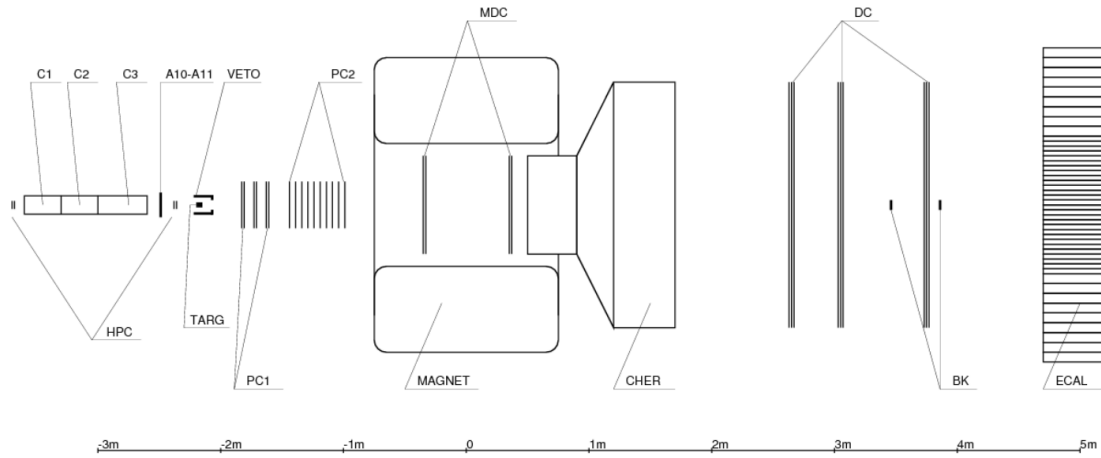


Рис. 2: Схема установки ВЕС

Исследуемые данные были получены на установке ВЕС ИФВЭ. ВЕС (Вершинный Спектрометр) представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр, предназначенный для изучения процессов взаимодействия пучковой частицы с веществом мишени.

Установка работает на вторичном пучке π^- -мезонов ускорителя У-70 с энергией от 27 до 45 GeV. Для детектирования пучка пионов используются три сцинтилляционных счётчика (S1, S2, S3 — на рисунке не показаны). C1, C2, C3 — черенковские счётчики.

Далее следуют счётчики A10 - A11 для подавления гало пучка, представляющие из себя пластины сцинтиллятора с вырезанным круглым отверстием.

После них идёт мишень, выполненная из бериллия (Be) толщиной 4 см и окружённая охранной системой (VETO). Охранная система — двухслойная. Её внутренний слой образуют сцинтилляционные счётчики. Внешний слой образован шестью счётчиками типа “сэндвич” свинец-сцинтиллятор.

Непосредственно после мишени установлена группа пропорциональных камер РС (16 плоскостей), измеряющих координаты заряженных частиц после мишени.

Магнит установки ВЕС имеет размеры полюсов 2.5×1.5 м×м, расстояние между полюсами 1 м и интеграл поля 2.2 Т×м. Между полюсами магнита установлены две большие двухплоскостные микродрейфовые камеры, измеряющие координату X частицы внутри магнитного поля.

Сразу за магнитом установлен большой многоканальный пороговый черенковский счётчик (CHER), используемый для идентификации частиц.

За черенковским счетчиком расположены три трехплоскостные дрейфовые камеры. Каждая из них представляет сборку из X, Y плоскостей и плоскости, повернутой на 37% относительно горизонтали. Прохождение заряженной частицы вызывает одновременное срабатывание трёх плоскостей, что позволяет восстановить точку в пространстве, причем без обычной для дрейфовых камер неоднозначности.

Далее стоит электромагнитный калориметр (ECAL). Центральная часть калориметра представляет собой сборку модулей размером 38×38 мм×мм, причем один модуль в центре отсутствует для пропуска непрошедших частиц пучка. Оставшаяся часть калориметра выполнена из модулей увеличенного размера 76×76 мм×мм.

3 Теоретические выкладки

Введём обозначения, p_0 — импульс π^0 , p_- — импульс конечного π^- , p'_- — импульс выходящего π^- , q^2 — квадрат переданного импульса ядру. Кроме того,

$$\begin{aligned} s &= (p'_- + p_0)^2 \\ t &= (p'_- + p_-)^2 = \\ &= \frac{1}{2} \left(3m_\pi^2 - s + (s - m_\pi^2) \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{s} \cos(\theta)} \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

В соответствии с методом эквивалентных фотонов Вайцзеккера — Вильямса[1]:

$$\frac{d\sigma}{ds dt dq^2} = \frac{Z^2 \alpha q^2 - q_{min}^2}{\pi q^4} \frac{1}{s - m_\pi^2} \frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt} \quad (3.2)$$

Где,

$$\begin{aligned} q_{min}^2 &= \frac{(s - m_\pi^2)^2}{4E^2} \\ \frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt} &= \frac{(F_{3\pi\gamma})^2}{128\pi} \frac{s - 4m_\pi^2}{4} \sin^2(\theta) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Итоговая формула после интегрирования по $\cos \theta$, где θ — угол рассеяния π^- в СЦИ, имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{ds dq^2} = \frac{Z^2 \alpha}{768\pi^2} \frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} (F_{3\pi\gamma})^2 \frac{(s - 4m_\pi^2)^{3/2}}{\sqrt{s}} \quad (3.4)$$

Теперь рассмотрим то, как должно себя вести сечение при наших параметрах, т.е. $E = 29$ GeV, $Z = 4$.

На Рис. 3 показано дифференциальное сечение при инвариантной массе $\sqrt{s} = 0.37$ GeV. На Рис. 4 дифференциальное сечение после интегрирования по q^2 в зависимости от \sqrt{s} .

Как видно, сечение уменьшается в e раз уже при $q^2 \sim 0.00005$. Однако установка не позволяет разрешить столь малые передачи импульса.

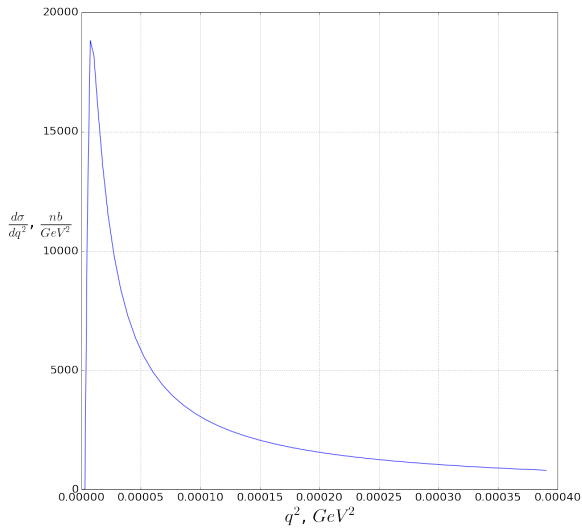


Рис. 3: Дифференциальное сечение в зависимости от q^2

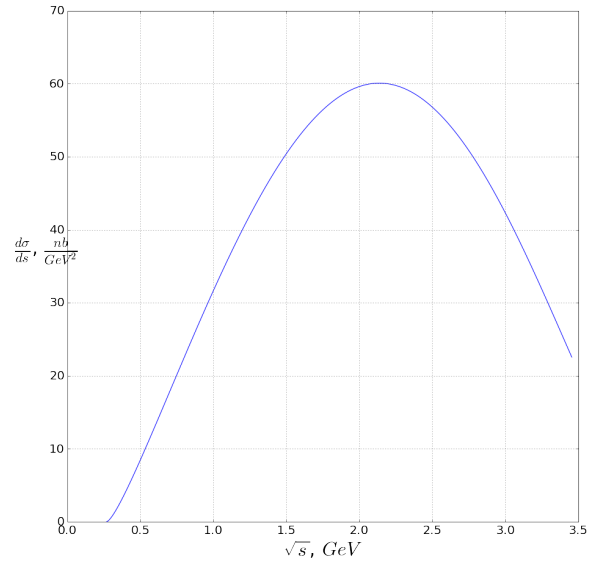


Рис. 4: Дифференциальное сечение в зависимости от s

Характерная дисперсия при измерении поперечного импульса составляет $\sigma_p = 18$ MeV. На следующем Рис. 5 показано как должно выглядеть экспериментальное q^2 -распределение.

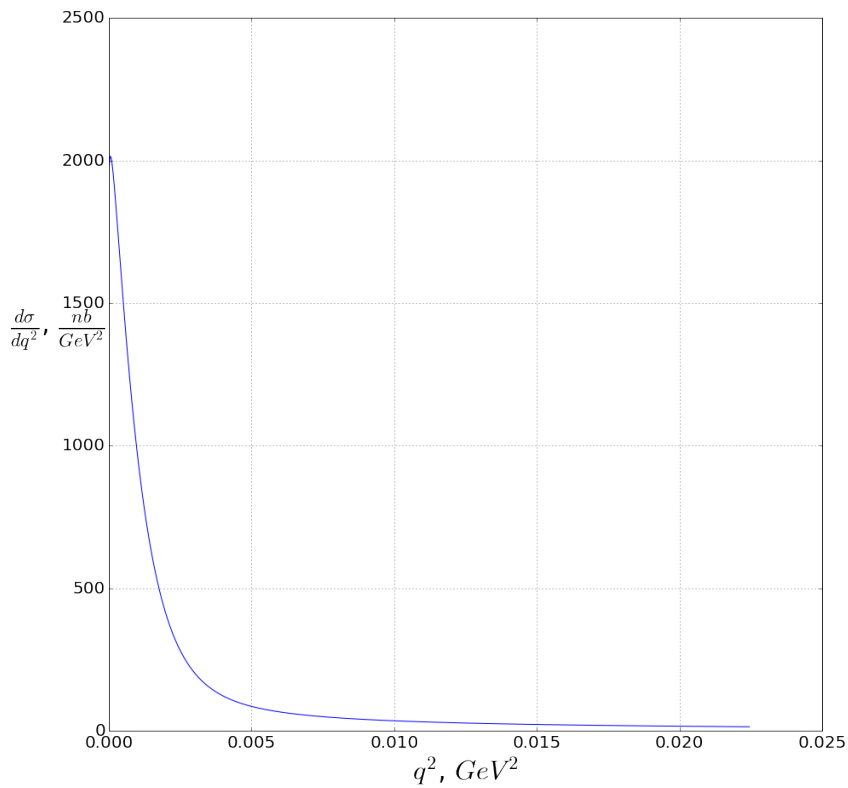


Рис. 5: Ожидаемый вид сечения

4 Эксперимент

Для отбора событий были использованы следующие, базовые, критерии:

4.1 Отбор событий.

- Событие содержит 1 трек отрицательно заряженной частицы и 2 γ -кванта в конечном состоянии
- Отбор по импульсу конечной системы: $26 \text{ GeV} < P_{tot} < 31 \text{ GeV}$
- Инвариантная масса двух гамма-квантов находится в диапазоне $M(\pi^0) \pm 20 \text{ MeV} : 115 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 155 \text{ MeV}$
- Инвариантная масса $\pi^-\pi^0$ лежит ниже 430 MeV , так как рассматривается нерезонансная область.
- Энергия каждого γ -кванта больше 200 MeV . Данное ограничение обусловлено программой реконструкции.
- $p(\pi^-)$ больше 200 MeV . Что так же следует из программы реконструкции.

Однако данные правила отбора не исключают появление посторонних сигналов, которые могут мимикрировать под примаковское рождение, т.е. обладать малой инвариантной массой и $q^2 \sim 0$. Поэтому далее мы пройдёмся по наиболее вероятным источникам фона. Фон можно разделить на π^0 -содержащий и без π^0 , что явно следует из распределения $m_{\gamma\gamma}$ на Рис. 6. Сначала рассмотрим фон с настоящим π^0 .

4.2 Распад каона на $\pi^-\pi^0$

Для подавления каонов используется сигнал от трёх пучковых черенковских счётчиков. При стандартной идентификации пионного пучка в нем присутствует около 1% каонов из-за наложения в интегрирующем

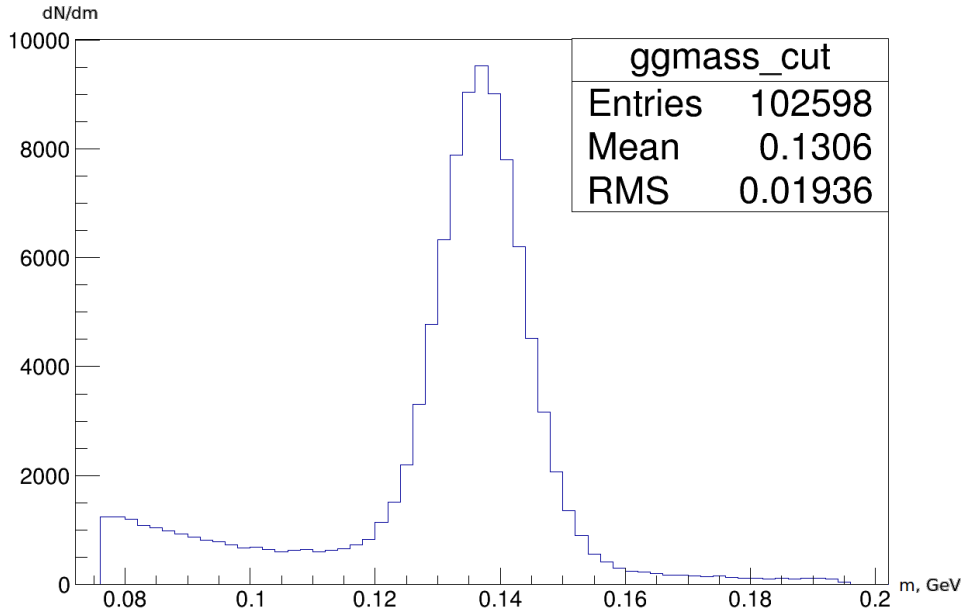


Рис. 6: Инвариантная масса $\gamma\gamma$

АЦП сигналов от близких по времени пучковых событий (так называемые pile-up события). В интересующем нас классе событий (1 заряженная частица и 2 γ -кванта) вклад каонов повышается на порядок. Поэтому была применена процедура очистки от "pile-up" на основе временных измерений сигналов от пучковых сцинтилляционных счетчиков. При типичной интенсивности пучка 2 млн./с это приводит к потере около 30% событий.

4.3 Реакции с образованием нескольких частиц

Хоть каоны и были исключены в прошлой секции, но рассмотрим распад $K \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$, в случае когда один из π^0 не регистрируется системой и мы получаем копию нашего конечного состояния.

Для исключения данной ситуации были рассмотрены импульсы π^- и π^+ в трёх-пионном распаде каона, т.к. данные реакции обладают практически идентичной кинематикой. Следующий график показывает распределение по импульсам частиц ($0.47 \text{ GeV} < m_{tot} < 0.53 \text{ GeV}$):

Как видно из распределения по импульсу на Рис. 7, минимально уносимый импульс $\sim 3 \text{ GeV}$, что позволяет легко избежать "протекания" данной реакции при отборе событий с $P_{tot} \in [26; 31] \text{ GeV}$.

Кроме того, реакции в которых родилось несколько частиц и часть

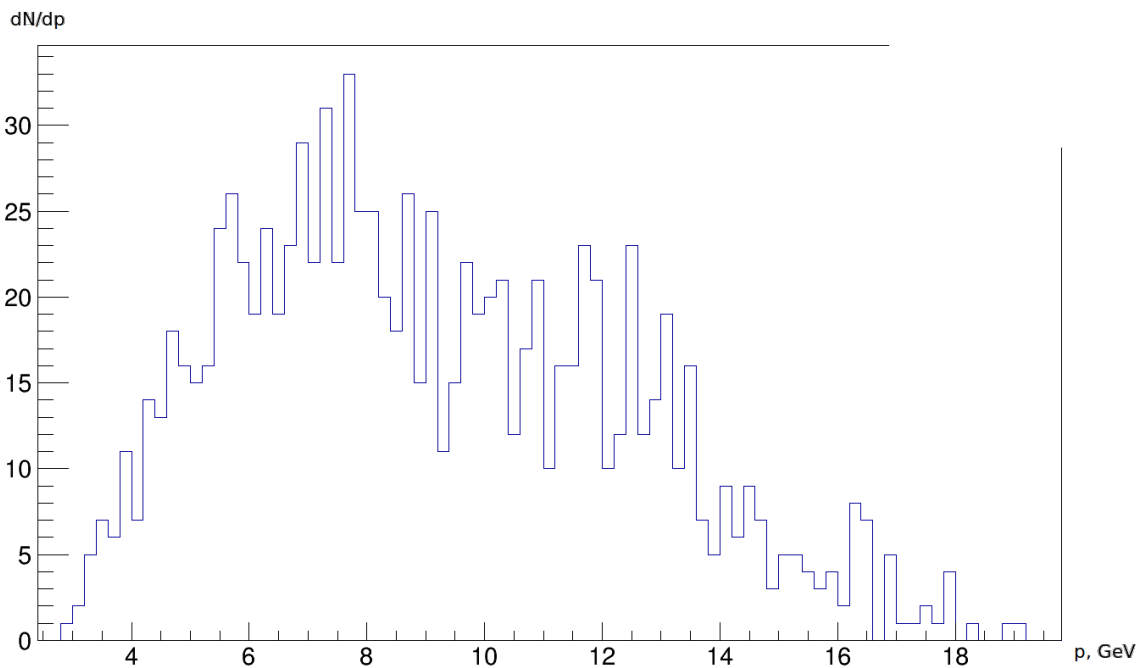


Рис. 7: Распределение по импульсу в системе 3π

из них потерялась, не дают вклада в область $q^2 \sim 0$.

4.4 Пучковый π^- и 2 фоновых γ -кванта

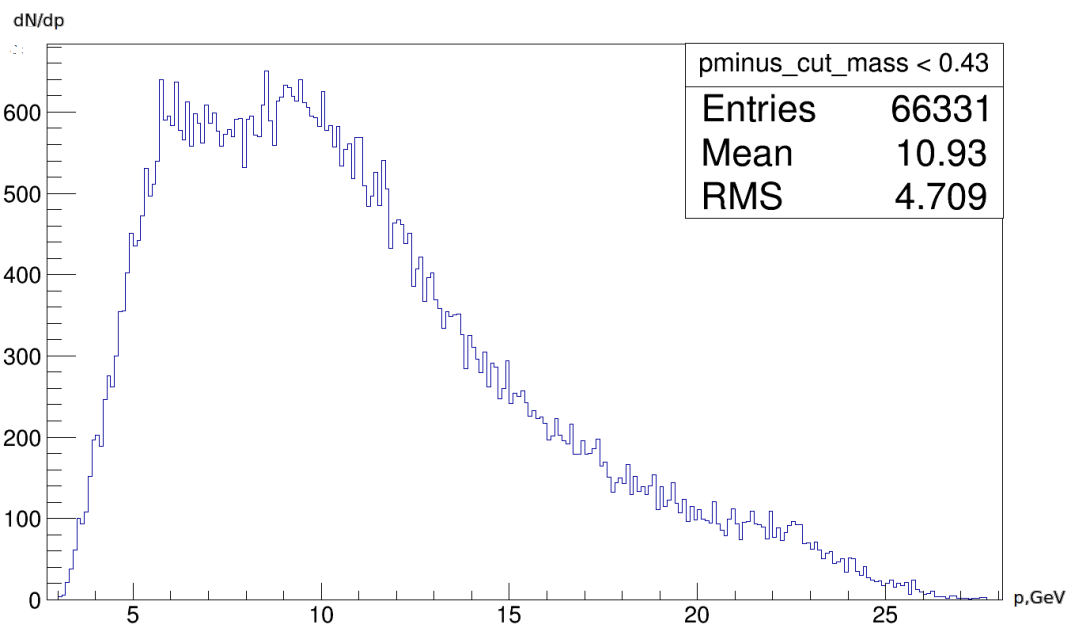


Рис. 8: Распределение по импульсу π^-

Взглянув на график распределения импульса π^- для событий с массой $m < 0.43$ MeV, замечаем, что все значения лежат ниже 27.5 GeV.

Для большей надёжности было введено ограничение на импульс $p(\pi^-) < 26 \text{ GeV}$.

4.5 Тормозное излучение электронов с подхватыванием ложного/шумового γ -кванта

Взглянув на спектр γ -квантов на рис. 8, можно заметить острый пик в области низкоэнергетичных γ -квантов, что наводит на мысль о существовании событий с подхваченным фотоном.

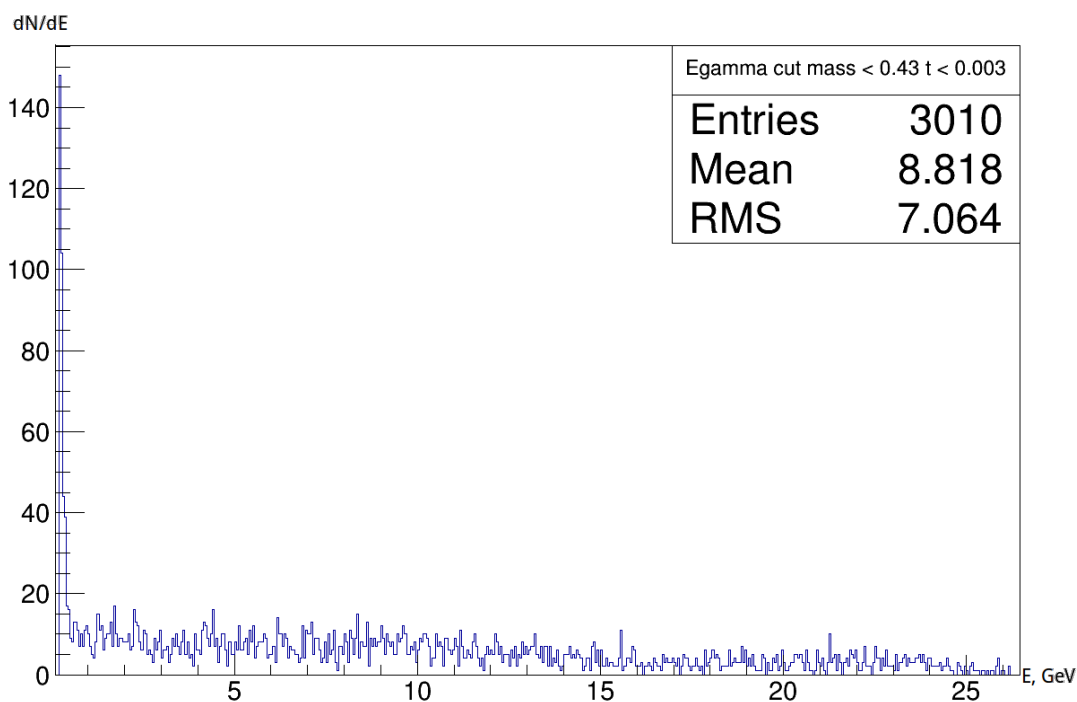


Рис. 9: Распределение по импульсу γ -квантов

Для проверки этой гипотезы рассмотрим q^2 -распределения для событий у которых один γ -квант высокоэнергетичный, а второй низкоэнергетичный, т.е. потенциально может быть шумовым или ложным. Построим три графика с q^2 -распределением для спаренных отрицательно заряженной частицы и высокоэнергетичного фотона: $\pi^- \gamma \gamma$ (Рис. 10), $\pi^- \gamma$ (Рис. 11) и π^- (Рис. 12).

Удивительно, но q^2 -распределение становится уже, что является признаком того, что "правильной" является система из отрицательно заряженной частицы и одного жёсткого γ -кванта.

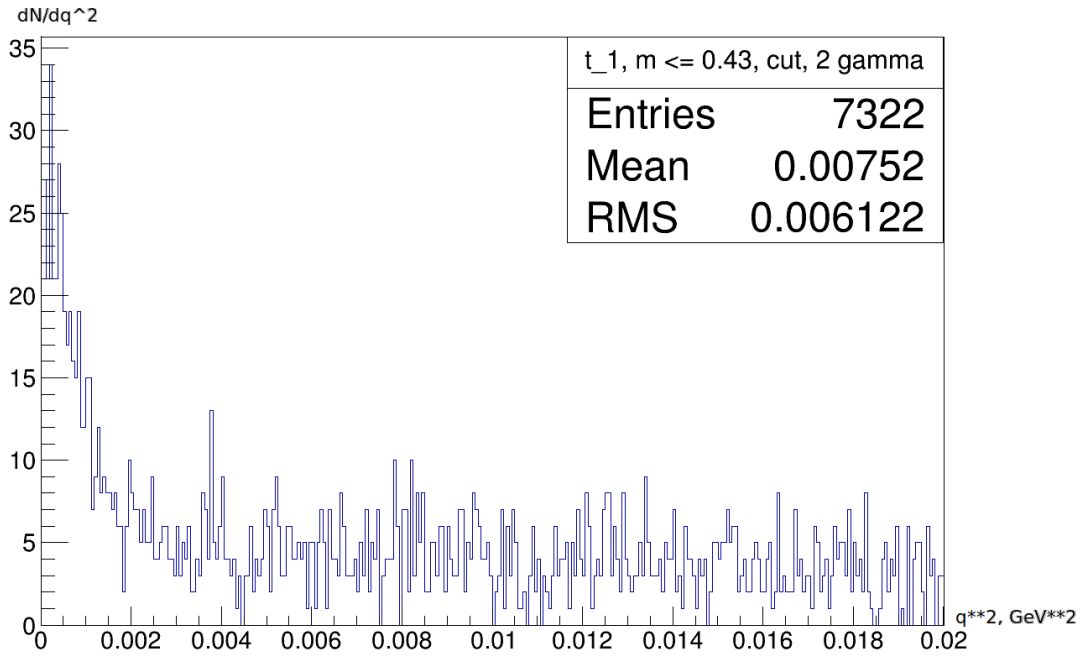


Рис. 10: q^2 -распределение для системы $\pi^- \gamma \gamma$

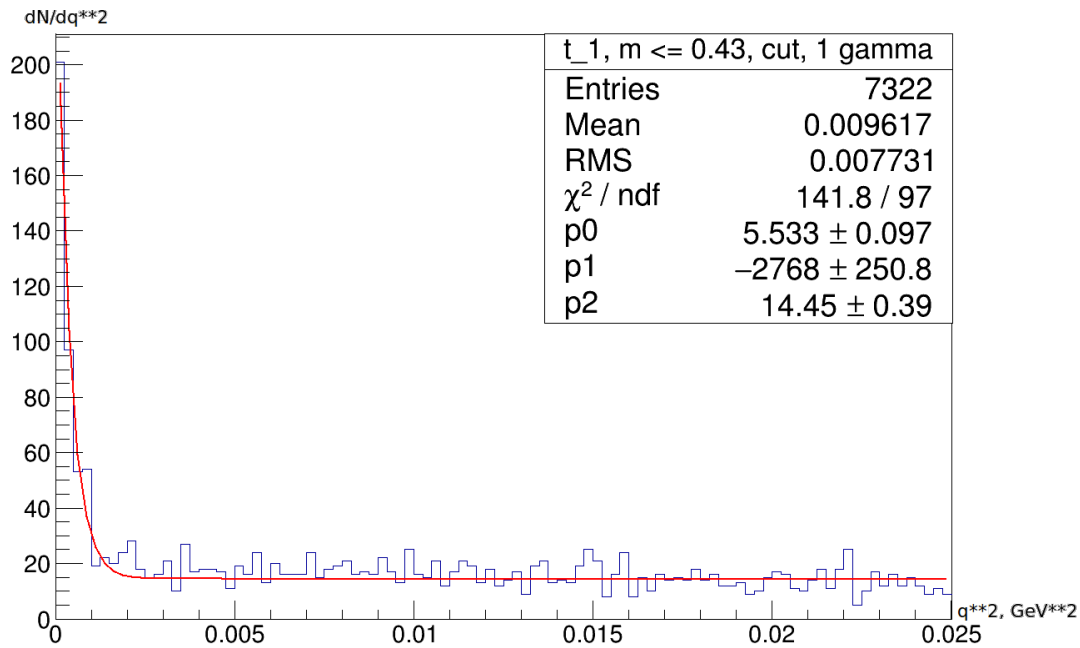


Рис. 11: q^2 -распределение для системы $\pi^- \gamma$

Вспоминаем, что в пучке кроме π^- и K так же примесь электронов. Треку электрона при попадании в ЭМК соответствует кластер с энергией, близкой к его импульсу, в отличие от адронных треков. Электрон при прохождении через вещество установки, главным образом — мишень, может испустить тормозной γ -квант. Процесс характеризуется

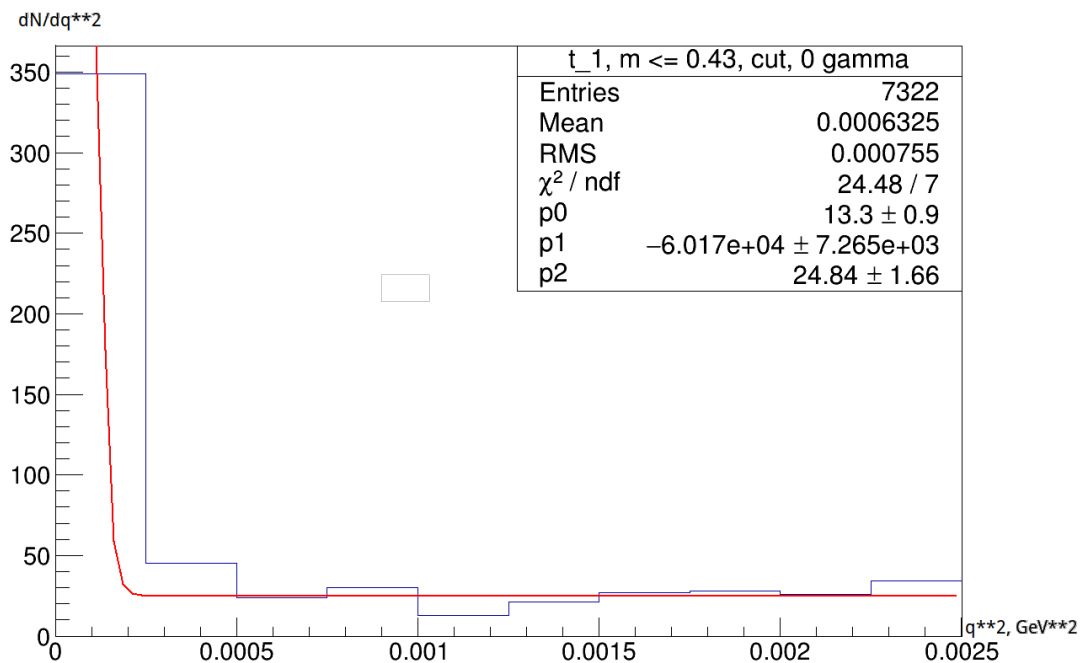


Рис. 12: q^2 -распределение для системы π^-

малой инвариантной массой системы $e\gamma$. При подхватывании дополнительно ложного γ -кванта мы получаем систему из 1 отрицательно заряженной частицы и 2 фотонов.

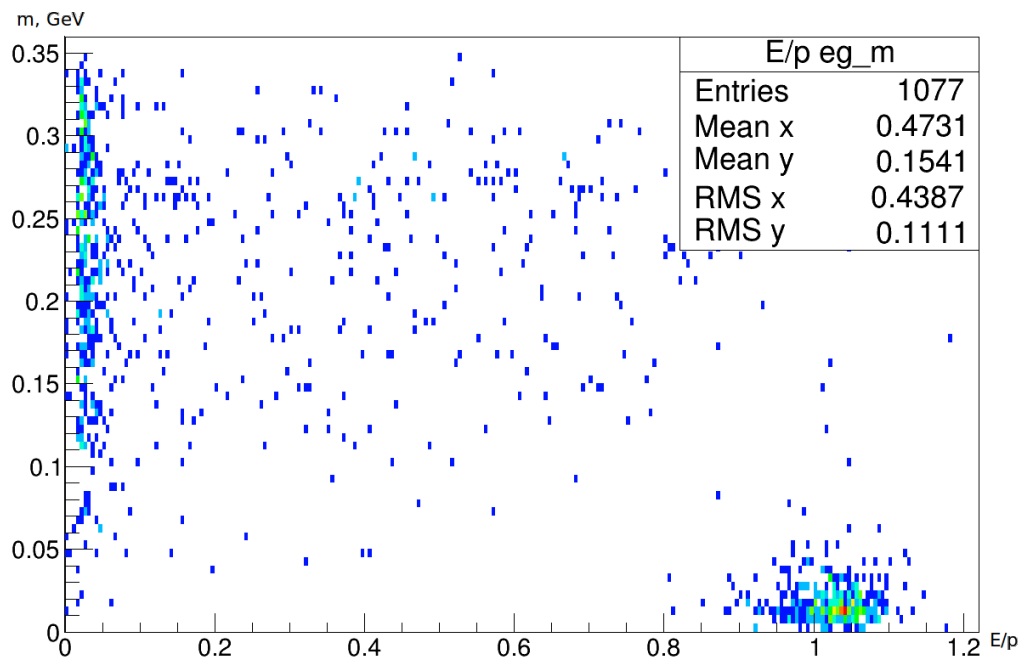


Рис. 13: 2D-гистограмма $E_{EMC}/p, m(e\gamma)$

Т.к. при тормозном излучении спектр достаточно жёсткий, то требуем, чтобы один гамма-квант обладал энергией большей 1 GeV, а вто-

рой менее 1 GeV, т.е. был шумовым или ложным. Далее, строим 2D-гистограмму для событий с $q^2 < 0.01$, где по оси X отложено отношение энергии выделившейся в кластере ЭМК к импульсу ассоциированного с ним трека, а по оси Y — инвариантная масса системы e^- и жёсткого γ .

Можно заметить обособленный кластер на 2D-гистограмме (Рис. 15) при $E_{EMC}/p > 0.8$ и $m(e\gamma) < 0.06$ GeV, что характеризует данные события как электроны с тормозным γ -квантом. Данных событий ~ 350 . От них так же необходимо обрезать. Кроме того, взглянем ещё на инвариантную массу системы $\gamma\gamma$ (Рис. 14) для данных событий. Как видно, событий с π^0 практически нет.

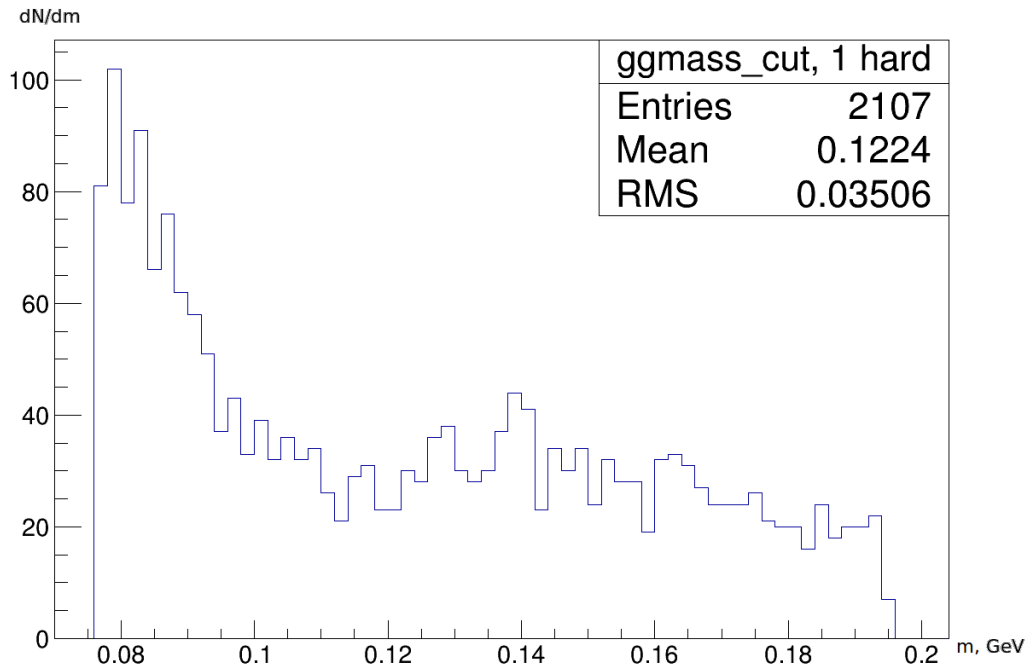


Рис. 14: Инвариантная масса системы $\gamma\gamma$

4.6 Распад $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

Стоит отметить, что кроме ~ 350 событий с электронами, есть ещё ~ 700 событий с одним достаточно жёстким γ -квантом и одним мягким. Предположим возможность подхвата двух фотонов, удовлетворяющим нашим требованиям, тогда на ум приходит гипотеза с распадом пучкового $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. С учётом времени жизни, $(c\tau)_{\pi^-} = 7.8$ м, и лоренц-фактора, $\gamma = 208$, $N_{decay} = 7 \cdot 10^{10} \cdot \exp\left(\frac{10 \text{ cm}}{208 \cdot 7.8 \text{ m}}\right) = 4.3 \cdot 10^6$. Однако, во-первых,

нейтрино уносит значительную часть энергии, то есть данные реакции не будут проходить отбор по импульсу конечного состояния, во-вторых, если взглянуть на спектр выделения энергии в ЭМК (Рис. 13), то отношение количества событий в π^0 -овском пике и в подложке ~ 0.35 , что близко к 0.4, характерному значению для адронов, а не для мюонов.

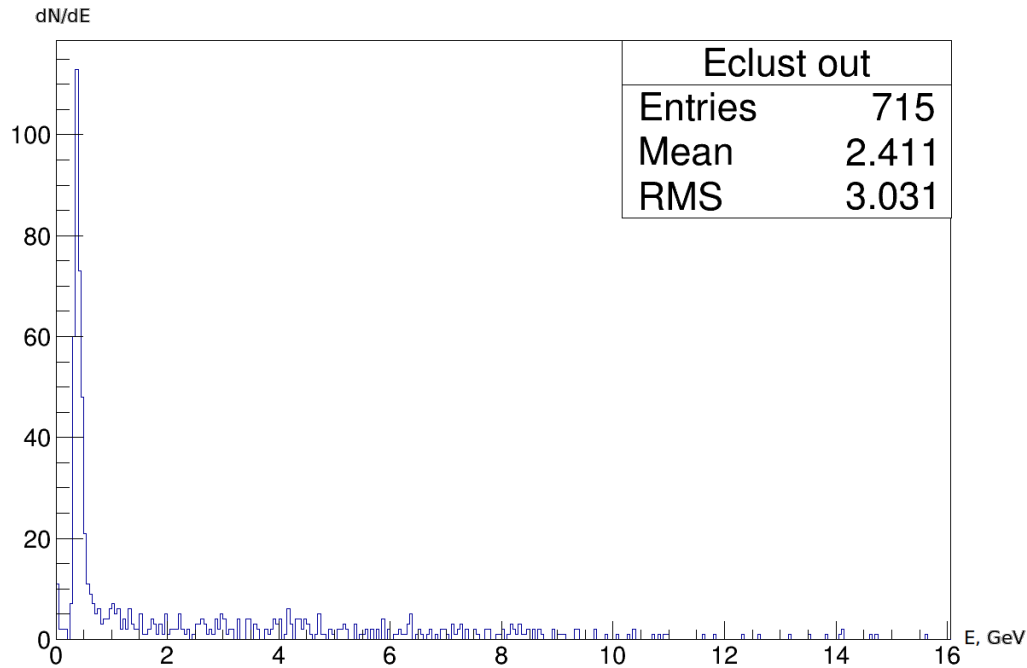


Рис. 15: Распределение по энергии выделившейся в ЭМК

4.7 Комptonовское рассеяние

Одной из гипотез так же являлось наличие комptonовских событий $\pi^- + \gamma^* \rightarrow \pi^- + \gamma$, которое имеет подобное нашей реакции распределение по q^2 [6]. Для этой системы q^2 -распределение должно было бы становиться уже при выкидывании подхваченного γ -кванта, однако те события, которые остались после выкидывания событий с тормозными электронами, не показали подобного поведения. Другими словами, в фоне не удалось обнаружить комptonовское рассеяние с подхваченным фоновым γ -квантом.

4.8 Применение дополненных критериев отбора к q^2 -распределению

Для начала взглянем на q^2 -распределение без дополнительных критериев на Рис. 16.

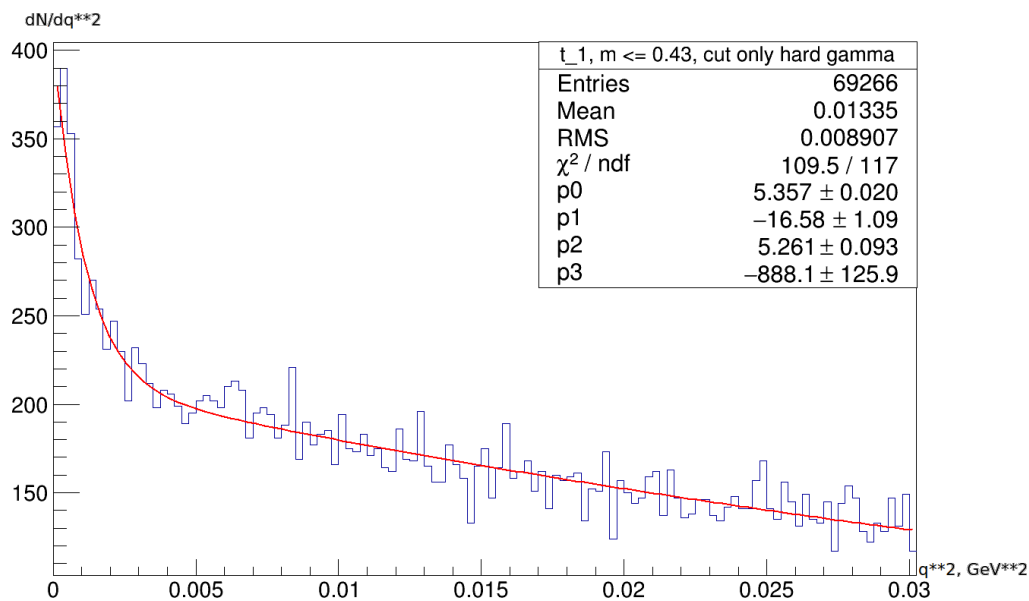


Рис. 16: q^2 -распределение без дополнительных отборов

При выкидывании К по показаниям черенковских счётчиков количество событий уменьшается на 2000, однако форма распределения не меняется (Рис.17).

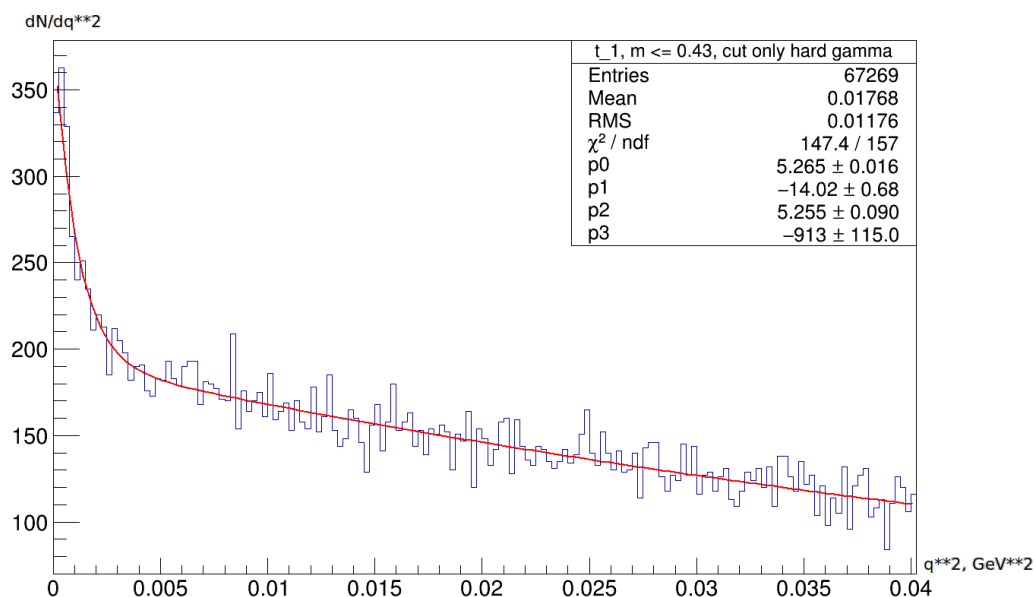


Рис. 17: q^2 -распределение при отделении К

При очистке от pile-up-событий теряется порядка 1/3 всех событий, однако это гарантирует отсутствие каонов в выборке.

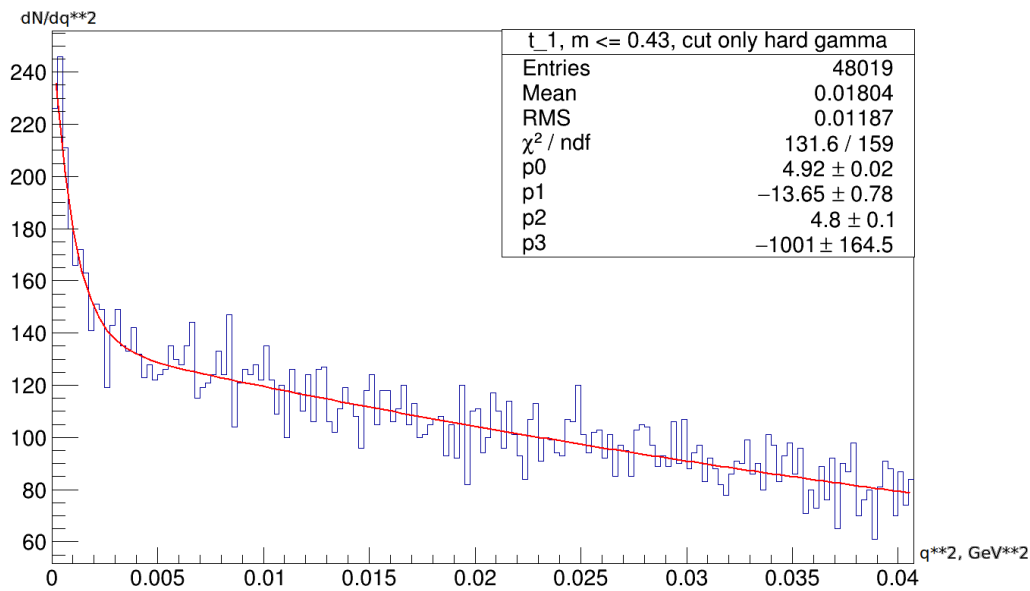


Рис. 18: q^2 -распределение при очистке от pile-up

Отделим от событий электронный сигнал и получаем Рис. 19.

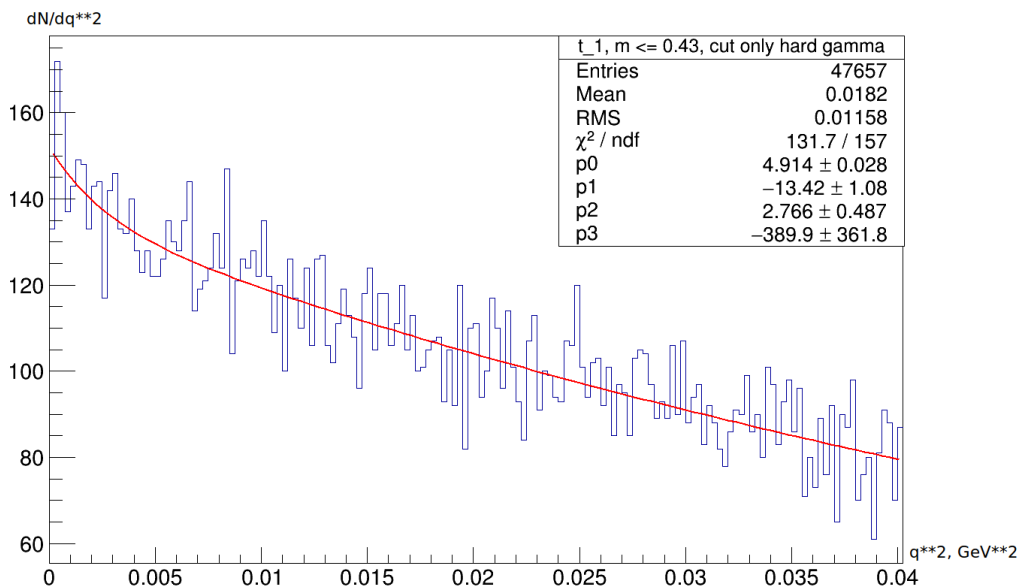


Рис. 19: Конечное q^2 -распределение

Сигнал практически пропал, тем не менее оценим количество событий N_{prim} , подгонкой данного распределения функцией вида: $A \cdot \exp(-3000 \cdot t) + B \cdot \exp(C \cdot t)$, Рис. 20. В показателе экспоненты выбран наклон 3000 1/GeV^2 , так как он соответствует разрешающей способности установки в 18 MeV . При этом получаем следующее значение: $A = 25.26 \pm 20.21$. Отсюда,

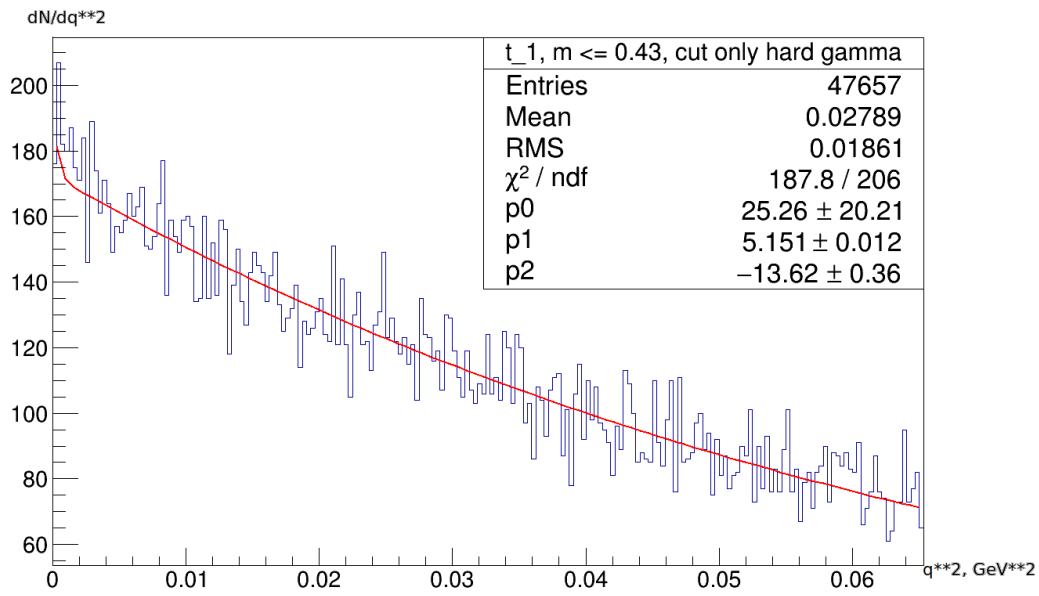


Рис. 20: q^2 -распределение при фитировании

$$N_{prim} = \frac{(25.26 \pm 20.21)}{3000 \cdot 0.0003125} = 27 \pm 22 \quad (4.1)$$

5 Обсуждение результатов

В соответствии с работой Антипова[2] для Ве получаем:

$$\sigma = 26(nb) \quad (5.1)$$

За сеанс через мишень было пропущено $N = 7 \cdot 10^{10}$ частиц, т.е. количество примаковских событий должно быть:

$$\begin{aligned} N_{prim} &= N \rho \frac{N_A}{M} L \sigma = \\ &= 7 \cdot 10^{10} \cdot 1.848 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot \frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}}{9 \text{ g/mol}} \cdot 4 \text{ cm} \cdot 26 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 = 897 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Кроме того необходимо учесть эффективность системы сбора (50% — мёртвое время), акцептанс (~ 0.3) и очистку от "pile-up" (2/3). Т.е. ожидается около 89 событий.

Для меди за три дня экспозиции было пропущено $N = 0.42 \cdot 10^{10}$ пучковых частиц.

$$\begin{aligned} N_{prim} &= 0.42 \cdot 10^{10} \cdot 8.92 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot \frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}}{63.5 \text{ g/mol}} \cdot \\ &\cdot 0.15 \text{ cm} \cdot 1370 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 = 73 \end{aligned} \quad (5.3)$$

С учётом мёртвого времени, акцептанса и "pile-up": ~ 7 . Поэтому при данной статистике не представляется возможным пронаблюдать эффект на меди, что подтвердилось при работе с данными 45 сеанса с медной мишенью.

У нас для Ве получилось $N_{prim} = 27 \pm 22$, что меньше ожидаемого на 3σ .

6 Заключение

Была рассмотрена реакция примаковского рождения:



Выделить реакцию оказалось проблематичным из-за малого сечения и заметного фона. Тем не менее наметилось расхождение с работой Антипова[2]. Возможно, следует увеличить толщину медной мишени и время ее экспозиции за счет времени на "легкой" мишени. Для более определенных выводов, оптимизации отборов и рекомендаций по постановке эксперимента следует детально смоделировать интересующую реакцию и, по-возможности, — основные фоны. Работа в этом направлении начата. Также методический интерес представляет выделение реакции примаковского образования системы $\pi^- \gamma$.

7 Список литературы

Список литературы

- [1] A. M. Bernstein and B. R. Holstein, *Rev. Mod. Phys.* 85, 49 (2013)
doi:10.1103/RevModPhys.85.49 [arXiv:1112.4809 [hep-ph]].
- [2] M. A. Ivanov and T. Mizutani, *Phys. Rev. D* 53, 1470 (1996)
doi:10.1103/PhysRevD.53.1470 [hep-ph/9506479].
- [3] Y. M. Antipov et al., *Phys. Rev. D* 36, 21 (1987).
doi:10.1103/PhysRevD.36.21
- [4] Y. M. Antipov et al., *Phys. Rev. Lett.* 56, 796 (1986).
doi:10.1103/PhysRevLett.56.796
- [5] M. Hoferichter, B. Kubis and D. Sakkas, *Phys. Rev. D* 86, 116009 (2012)
doi:10.1103/PhysRevD.86.116009 [arXiv:1210.6793 [hep-ph]].
- [6] J. M. Friedrich, CERN-THESIS-2012-333.