

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Кладов Валентин Алексеевич

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Калибровка неоднородности светосбора аэрогелевого черенковского счетчика СНД

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

Научный руководитель

ученая степень, звание

к.ф.-м.н.

должность, место работы

с.н.с., лаб. 3.1 ИЯФ

Логашенко И. Б. /.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

Белобородов К. И./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2020

Оглавление

1. Введение	3
2. Система сбора данных	4
2.1 Детектор СНД	4
2.2 Устройство черенковского счетчика	5
2.3 Тракт электроники счетчика	8
3. Методы	9
3.1 Набор экспериментальных данных.....	9
3.2 Отбор событий	10
4. Результаты исследований	12
4.1 Карта неоднородности светосбора.....	12
4.2 Исследование эффективности регистрации	15
4.3 Калибровка	16
5. Заключение	21
6. Список литературы	22

1. Введение

Физическая программа детектора СНД включает процессы, содержащие π и K мезоны в конечном состоянии. Для их разделения при разных энергиях используются дрейфовая камера и пороговый аэрогелевый черенковский счетчик. В аэрогелевом счетчике разделение частиц производится путем измерения амплитуды сигнала, источником которого служит черенковское излучение. Часть черенковских фотонов, испущенных в месте пролета заряженной частицы, преодолев аэрогель, поглощается в спектросместительной пластине. После переизлучения и захвата в угол полного внутреннего отражения, часть из них достигает фотокатода ФЭУ. В аэрогеле, а также в окисляющихся со временем примесях металлов происходит поглощение черенковских фотонов. Таким образом, амплитуда сигнала, будучи пропорциональной эффективности сбора света, зависит как от координат пересечения счетчика частицей, так и от длительности его эксплуатации. Для использования черенковского счетчика в анализе данных необходимо учитывать координатное распределение амплитуды и эффективности регистрации. В данной работе исследуется и калибруется неоднородность светосбора аэрогелевого черенковского счетчика для данных 2017 года.

Цель работы – калибровка неоднородности светосбора счетчика.

Для достижения цели работы были поставлены следующие задачи:

1. Измерить карту неоднородности светосбора.
2. Провести калибровку амплитуды и эффективности регистрации.
3. Проверить калибровку на допороговой эффективности каонов.

Калибровка производится по событиям Баба-рассеяния, отобранным из коллинеарного потока 2017 года. Электронов во всем диапазоне энергий пучков, используемых на ВЭПП-2000, большое количество, они ультрарелятивистские и легко выделяются, что в сумме дает возможность собрать большую статистику и выполнить калибровку счетчика с высокой точностью.

2. Система сбора данных

2.1 Детектор СНД

ВЭПП-2000 является электрон-позитронным коллайдером, работающим в диапазоне энергий от 0.3 до 2 ГэВ в центре масс, немного выше порога рождения нуклонов. Проектная светимость на энергии 2 ГэВ составляет $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [1]. Сферический нейтральный детектор (СНД) расположен в одном из двух мест встречи пучков электронов и позитронов на ускорителе ВЭПП-2000. В другой точке расположен детектор КМД-3. Схема детектора СНД изображена на рис. 1. Трековая система представлена дрейфовой и пропорциональной камерами, помещенными в единый газовый объем, с разрешением 0.55° по азимутальному углу и 1.2° по полярному. Вершина определяется с точностями 0.12 см и 0.45 см по двум осям цилиндрической системы координат. Трехслойный электромагнитный калориметр толщиной $13.5 X_0$ на основе кристаллов NaI (Tl) позволяет измерять энергосодержание частиц и использовать в анализе его продольное распределение [2]. Разделение частиц производится с помощью дрейфовой камеры, в основном при импульсах частицы до 300 МэВ/с, и порогового аэрогелевого счетчика, при больших импульсах [3].

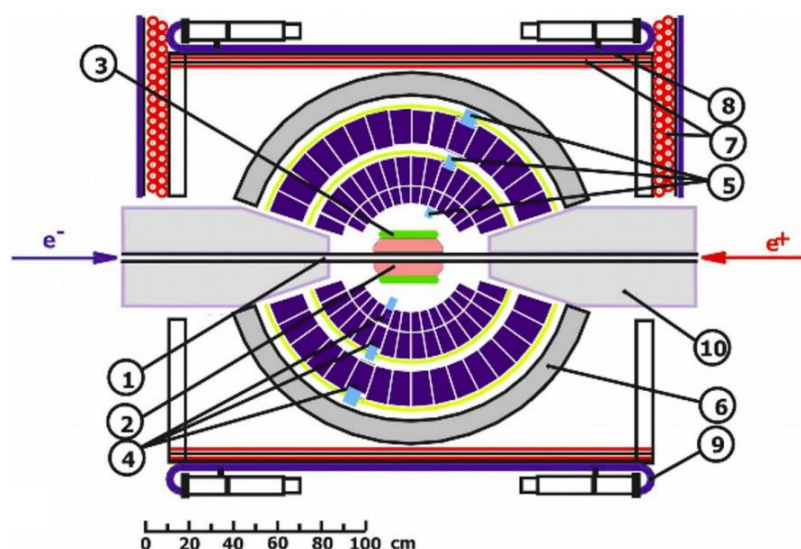


Рис.1. Схема детектора СНД. 1 — вакуумная труба, 2 — трековая камера, 3 — аэрогелевый черенковский счетчик, 4 — кристаллы калориметра NaI(Tl), 5 — фототриоды, 6 — железный поглотитель мюонов, 7-9 — мюонный детектор, 10 — фокусирующий соленоид.

2.2 Устройство черенковского счетчика

Черенковское излучение – это излучение, возникающее при пролете заряженной частицы через среду со скоростью, большей чем скорость распространения света в этой среде в результате поляризации атомов среды. При скорости меньше пороговой, равной c/n , возбуждение противоположных диполей взаимно компенсируется и излучения не происходит, тогда как при скорости больше пороговой, диполи расположены не симметрично и появляется ненулевой дипольный момент, что приводит к излучению (рис. 2, А, В). Согласно принципу Гюйгенса, в результате формируется конический фронт вокруг траектории пролета частицы, наклоненный к ней под углом $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$, как показано на рис. 2, С. Количество излученных фотонов определяется выражением

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta(\lambda) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (1)$$

где N – число фотонов, x – расстояние, λ – длина волны, α – постоянная тонкой структуры, z – заряд частицы. На единице длины в видимом спектре это выражение дает $490z^2 \sin^2 \theta [\frac{\text{фотонов}}{\text{см}}]$ [4]. Условие $v > c/n$ эквивалентно условию $E^2 > \frac{m^2 n^2}{n^2 - 1}$, что позволяет разделять частицы по массе при фиксированной энергии. Так, вещество с показателем преломления 1.13 позволяет отделять каоны от более легких частиц в области энергий до 1 ГэВ, так как порог излучения для каонов получается равным 1059 МэВ.

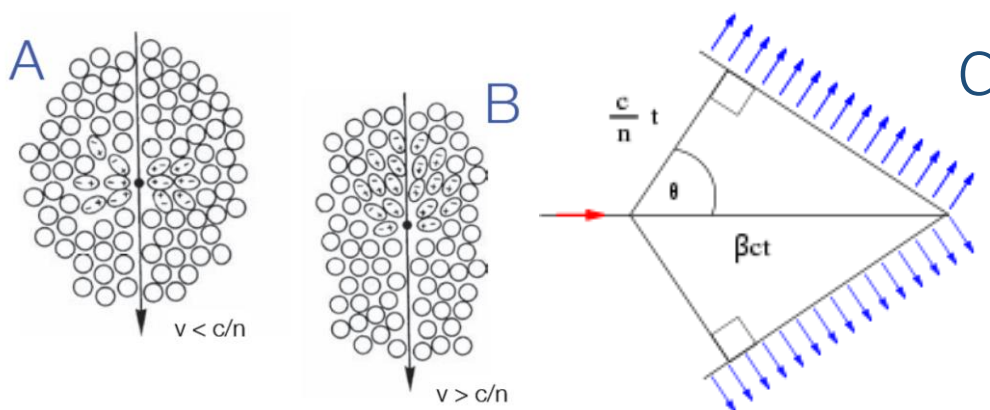


Рис.2. Механизм возникновения черенковского излучения.

Схематический вид пороговой черенковской системы показан на рис. 3. Система выполнена в виде цилиндра в алюминиевом корпусе, разделена на 9 независимых светоизолированных счетчиков и покрывает 60% полного телесного угла. Рабочим веществом являются блоки аэрогеля (сильно пористого диоксида кремния) с двумя вариантами показателей преломления: 1.05 для e/π разделения в области до 450 МэВ/с и 1.13 для π/K разделения при импульсах больше 350 МэВ/с. Каждый счетчик состоит из трех рядов аэрогеля, пластины шифтера и ФЭУ с МКП и мультищелочным фотокатодом. Аэрогель покрыт отражающим покрытием – тефлоном. Шифтер, выполненный из полиметилметакрилата, собирает и переизлучает свет на ФЭУ в угле полного внутреннего отражения. В него добавлена примесь ВВQ для смещения спектра черенковского излучения в максимум квантовой эффективности ФЭУ (Рис. 4). Шифтер сдвинут на 5 градусов от центра счетчика для повышения эффективности регистрации коллинеарных событий. Толщина всей системы составляет 0.09 X0 [5].

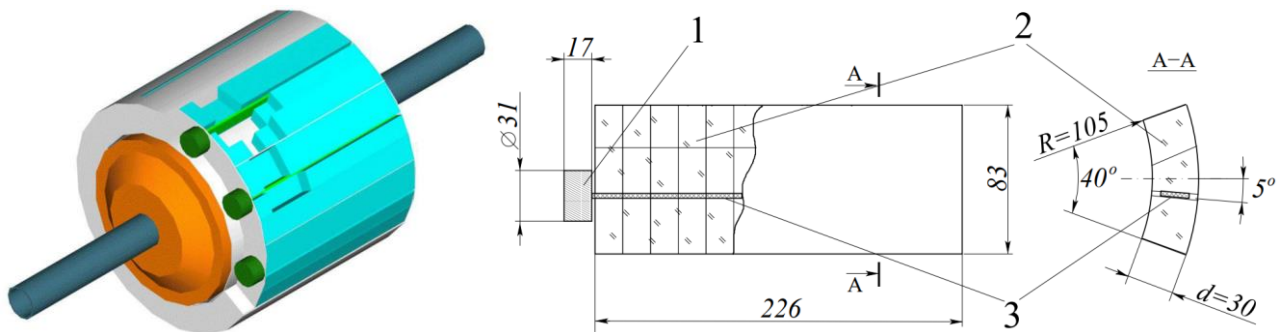


Рис.3 Черенковский счетчик СНД. 1 – ФЭУ, 2 – блоки аэрогеля, 3 – шифтер. Расстояния приведены в мм.

Длина поглощения света в аэрогеле определяется примесями тяжелых металлов и меняется от 1 до 100 см при увеличении длины волны с 200 до 350 нм и выше (Рис. 5), поэтому область ультрафиолета с максимальным излучением не имеет практического значения в пороговом счетчике. В аэрогеле из-за сильной пористости преобладает релеевское рассеяние, длина рассеяния

пропорциональна длине волны в четвертой степени и для аэрогеля с $n = 1.13$ равна 1.7 см при $\lambda = 400\text{ нм}$ [4][5].

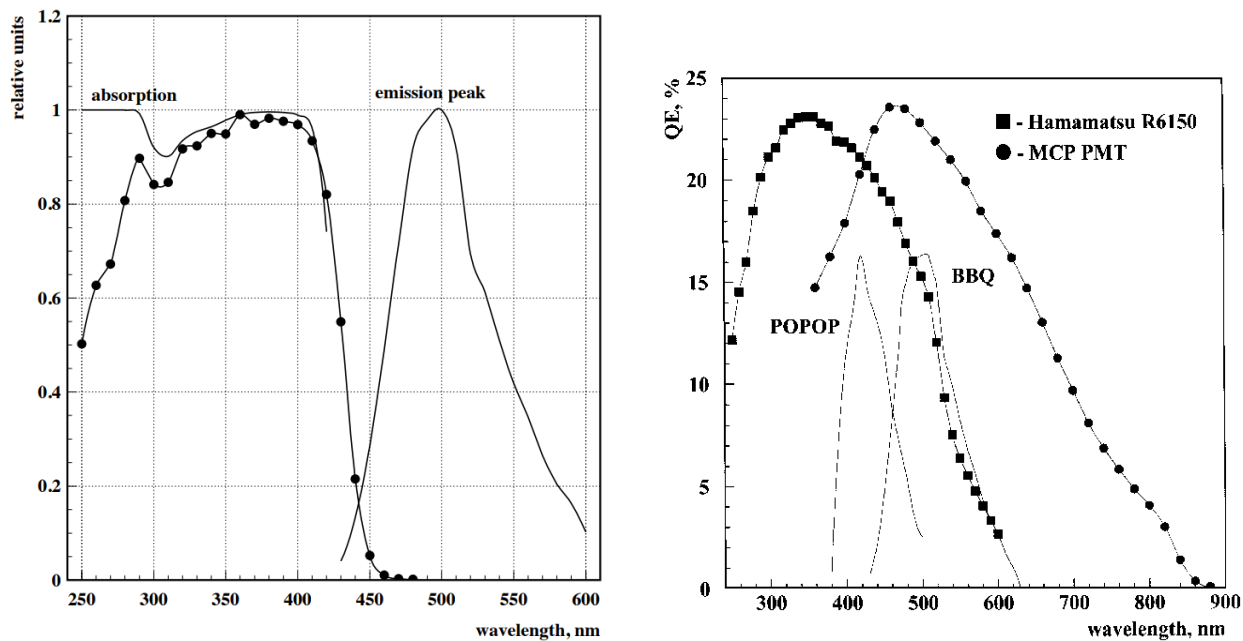


Рис.4. Спектры поглощения и излучения BBQ (слева). Квантовые эффективности двух вариантов фотокатодов и спектры излучения предлагаемых к использованию переизлучателей (справа).

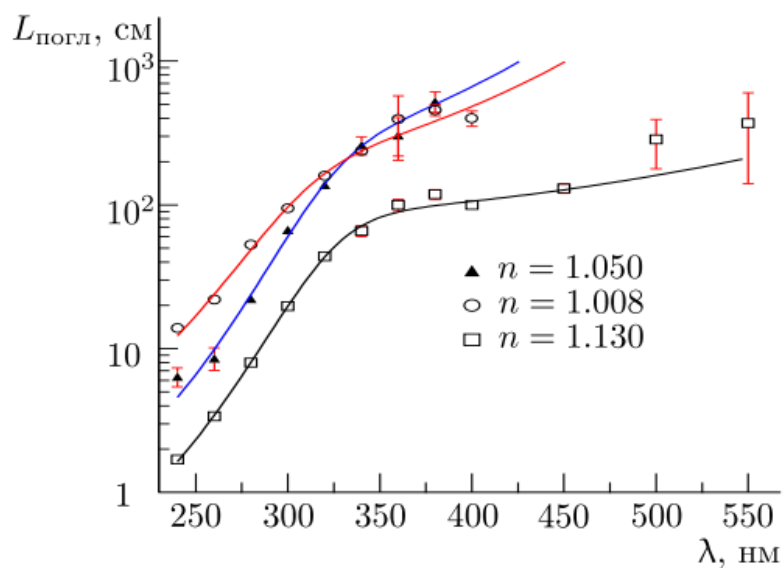


Рис.5. Длины поглощения для разных видов аэрогелей.

2.3 Тракт электроники счетчика

Блок-схема системы сбора сигнала со счетчиков приведена на рисунке 6. Она состоит из предусилителя с коэффициентом усиления 200, разветвителя-дискриминатора, счетчика срабатываний и флэш-АЦП (аналого-цифрового преобразователя прямого преобразования). С флэш-АЦП сигнал, в виде осциллограммы, поступает на компьютер для дальнейшей обработки. Амплитудная калибровка шкалы электронного тракта выполняется раз в неделю путем освещения фотокатода импульсным источником света со средней амплитудой сигнала 0.3 фотоэлектрона [6].

До 2017 года вместо флэш-АЦП стоял зарядово-цифровой преобразователь, время старта оцифровки которого определялось триггерным сигналом. Из-за особенностей формирования триггерного сигнала, базирующегося на срабатывании калориметра, в нескольких процентах событий триггерный сигнал привязывался не к истинной фазе столкновения пучков, а к одной из соседних. Поскольку длительность сигнала на выходе разветвителя-дискриминатора составляет примерно 40 нс, что меньше периода обращения электронов и позитронов в кольце ВЭПП-2000 (~80 нс), сигналы события в случае проскока фазы не попадали в ворота оцифровки и терялись. Поэтому после экспериментов 2010-2013 годов было принято решение заменить ЗЦП на флэш-АЦП. Флэш-АЦП непрерывно производит оцифровку входного сигнала и после прихода сигнала триггера передает осциллограмму шириной 200 каналов, соответствующих 1 микросекунде, на специализированную ферму компьютеров для дальнейшей обработки. Обработка осциллограммы включает поиск сигнала как вблизи основного положения фазы, так и вблизи нескольких фаз до и после основного положения. Для каждого положения фазы записывается амплитуда и время оцифрованного сигнала в случае превышения им заранее установленного порога по амплитуде. Таким образом, в событии для каждого счетчика может быть записано несколько сигналов. Такой подход

позволяет избежать просчетов триггера, и записать сигнал даже в случае перескока фазы.

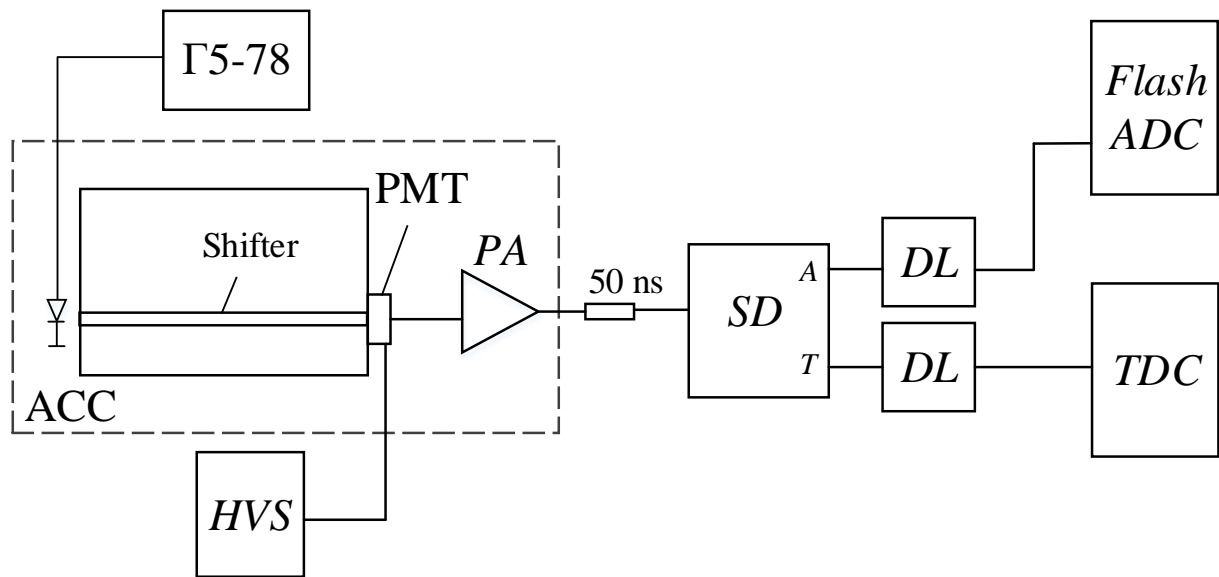


Рис.6. Блок-схема канала электроники. (Г5-78) генератор импульсов, (HVS) источник высокого напряжения, (PA) предусилитель, (SD) разветвитель-дискриминатор, (DL) линии задержки, (Flash ADC) аналого-цифровой преобразователь прямого преобразования, и (TDC) счетчик срабатываний.

3. Методы

3.1 Набор экспериментальных данных

Всего за 2017 год было собрано 50 пб^{-1} данных в энергетическом диапазоне 1.68-2.0 ГэВ [2]. Для калибровки используются события Баба-рассеяния, самого вероятного процесса e^+e^- аннигиляции с ультрарелятивистскими конечными частицами, что дает необходимую статистику. В 2017 году измерения проводились с двумя видами аэрогеля: с начала февраля до конца марта был установлен аэрогель с $n = 1.05$, а с апреля по июль с $n = 1.13$, в работе изучается неоднородность аэрогеля второго типа. Амплитуда сигнала, усредненная по всем счетчикам и выраженная в фотозлектронах ФЭУ, за сезон 2017 года с аэрогелем 1.13 приведена на рис. 7. Как видно из графика, амплитуда сигнала изменялась не больше чем на 3 процента, при таком изменении средней амплитуды карта неоднородности не может сильно измениться, поэтому калибровать можно сразу весь сезон, получая

максимальную статистику. Перестановка аэрогеля между сезонами требует новой калибровки, поскольку счетчик может быть установлен со сдвигом относительно трековой системы.

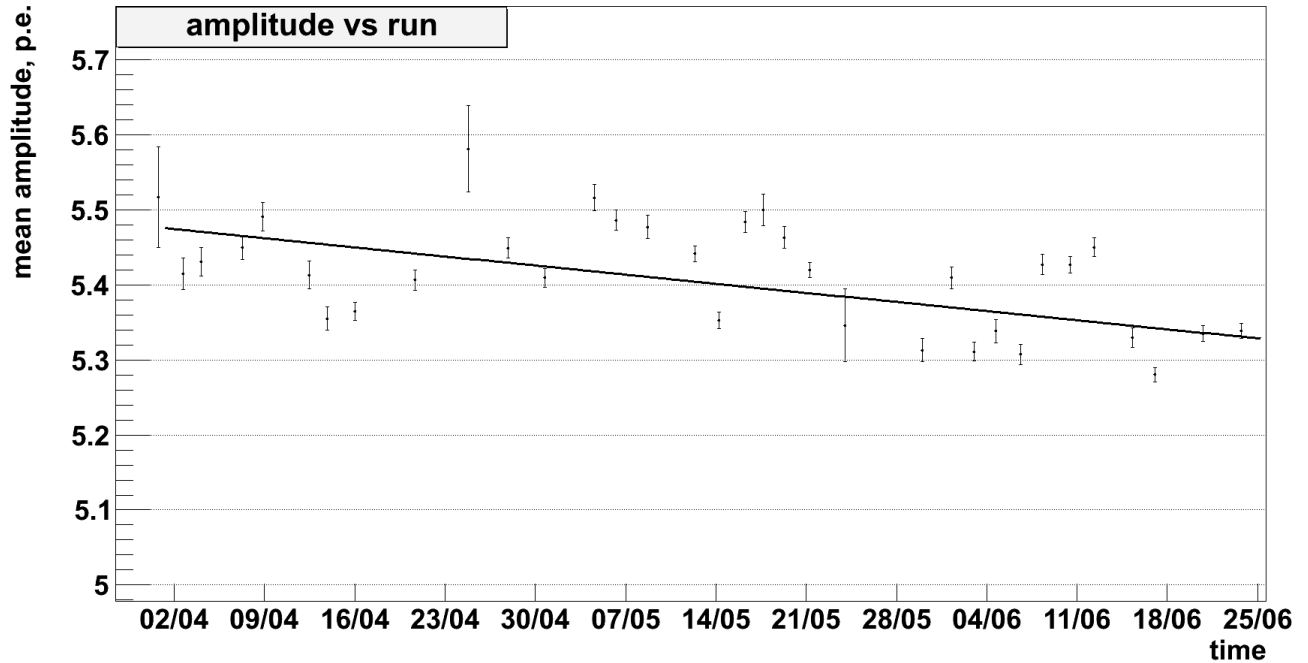


Рис.7. Средняя амплитуда сигнала счетчика в зависимости от времени измерения.

3.2 Отбор событий

Для выделения событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ отбирались коллинеарные процессы с двумя заряженными частицами, вылетевшими из места встречи электрона и позитрона: $|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 6.9^\circ$, $|\varphi_1 - \varphi_2| - \pi| < 5.7^\circ$, $|z_{0_1} - z_{0_2}| < 1$ см, $|d_{0_1} - d_{0_2}| < 0.5$ см, здесь θ и φ реконструированные полярный и азимутальный углы вылета частицы в сферической системе координат с углом θ отсчитанным от оси ускорителя, z_0 и d_0 – координаты точки вылета частицы по оси вдоль трубы и в перпендикулярной плоскости соответственно. Фоновыми процессами к Баба-рассеянию являются события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и космика. В калориметре электроны рождают электромагнитный ливень, поэтому их энергосодержание близко к 100 процентам, мюоны в 200 раз тяжелее электронов и не дают ливней. Пионы участвуют в сильном взаимодействии, поэтому в части случаев дают широкое

энергетическое распределение, покрывающее весь возможный диапазон энергий. Каоны также могут дать энергосигнал соизмеримый с электронным в результате сильного взаимодействия, но число таких событий пренебрежимо мало. Для выделения электронов использовались условия $E_1/E_{beam} > 0.8$ и $E_2/E_{beam} > 0.7$, где E_{beam} – энергия пучка, а E_1 и E_2 – энергосигнал частиц, с учетом того, что один из электронов может, например, потерять часть энергии, излучив гамма-квант в начальном или конечном состоянии (ISR или FSR). Для исключения космиков использовался сигнал вето мюонной системы.

Как было сказано ранее, для каждого из 9 счетчиков возможно присутствие нескольких сигналов в одном событии. Для определенности в этой работе используется сигнал с наибольшей амплитудой, распределение по времени получения такого сигнала приведено на рис. 8, ось времени в каналах ВЦП инвертирована. На один оборот пучков приходится ровно 16 каналов ВЦП, что примерно соответствует 5 нс на канал. Хорошо видно, что большая часть событий попадает в основной пик, соответствующий основной фазе. Доля перескочивших на другую фазу сигналов среди сигналов максимальной амплитуды не больше 4%. Для наглядности этого эффекта на рис. 8 внутри приведено то же распределение в логарифмическом масштабе. Чтобы исключить из анализа случайные срабатывания до столкновения пучков было введено условие на время получения основного пика: $t < 110$ каналов ВЦП. Доля вторичных сигналов с меньшей амплитудой в диапазоне $t < 110$ порядка 20% от основных. Они объясняются наличием длинных осциллирующих хвостов у сигналов на выходе ФЭУ, поэтому они не физичны и не используются в данной работе.

Дополнительно были поставлены условия на дату измерения. Экспериментальные события на ВЭПП 2000 разделены по времени на так называемые заходы (runs), в каждом из которых своя интегральная светимость и энергия. Для определения «хороших» заходов ставилось условие на количество событий в заходе (>2500) и условие на среднюю эффективность счетчиков ($>80\%$), исключающее ситуации, когда какие-либо счетчики вообще

не работали. После всех вышеуказанных условий количество событий составило 28 млн из изначальных 75 млн коллинеарного потока 2017 года.

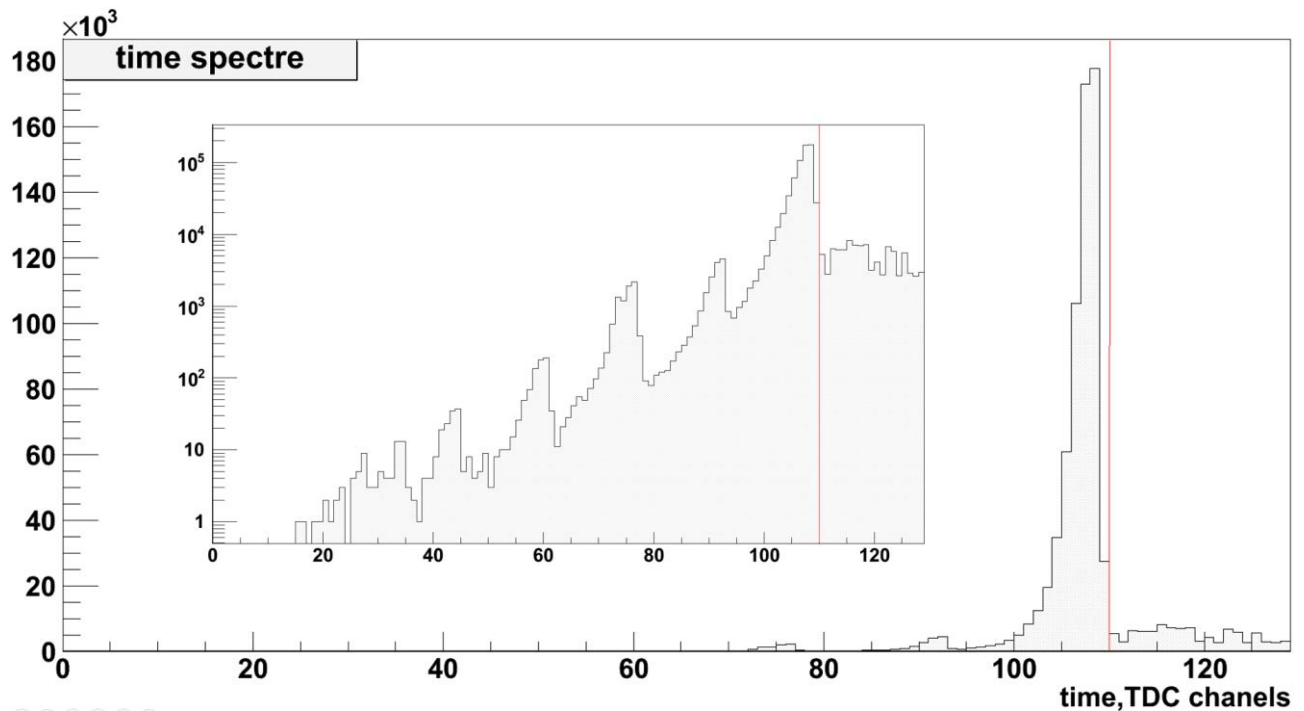


Рис.8. Время срабатывания 7 счетчика. Внутри это же распределение в логарифмическом масштабе.

4. Результаты исследований

4.1 Карта неоднородности светосбора

Для получения карты светосбора измерялась амплитуда сигнала в фотоэлектронах катода ФЭУ в зависимости от координат пересечения счетчика, выбранных в цилиндрической системе, где координата вдоль оси z пересчитана на расстоянии 12.25 см от центра трубы: $z = 12.25/\tan \theta + z_0$. Чтобы получить неоднородность сбора света, длина трека нормировалась на толщину аэрогелевого счетчика, для чего амплитуда сигнала умножалась на $\sin \theta$. На рисунке 9 сверху приведено распределение амплитуды сигнала умноженной на $\sin \theta$ по координате z на примере одного из 9 счетчиков. Так как ФЭУ расположен с одной стороны счетчика, наблюдается рост амплитуды при приближении к нему. В области ФЭУ видно увеличение амплитуды, что объясняется излучением фотонов при попадании частицы во входное окно

ФЭУ. Наличие сигнала за границами счетчика объясняется тем, что аннигиляция электронов с позитронами происходит на разных расстояниях от центра счетчика с $RMS = 2.8$ см. Поэтому в одной точке по z возможен пролет частиц под существенно разным углом к счетчику, $\sigma(\theta) \sim 12.6^\circ$. Толщина системы равна 3 см, и на границе частицы при одном z могут пересекать разную толщину счетчика, не описываемую просто синусом, что и дает такой результат. Границы аэрогеля и тем более область ФЭУ при обработке событий обычно обрезаются, поэтому и в этой работе не учитываются в дальнейшем анализе.

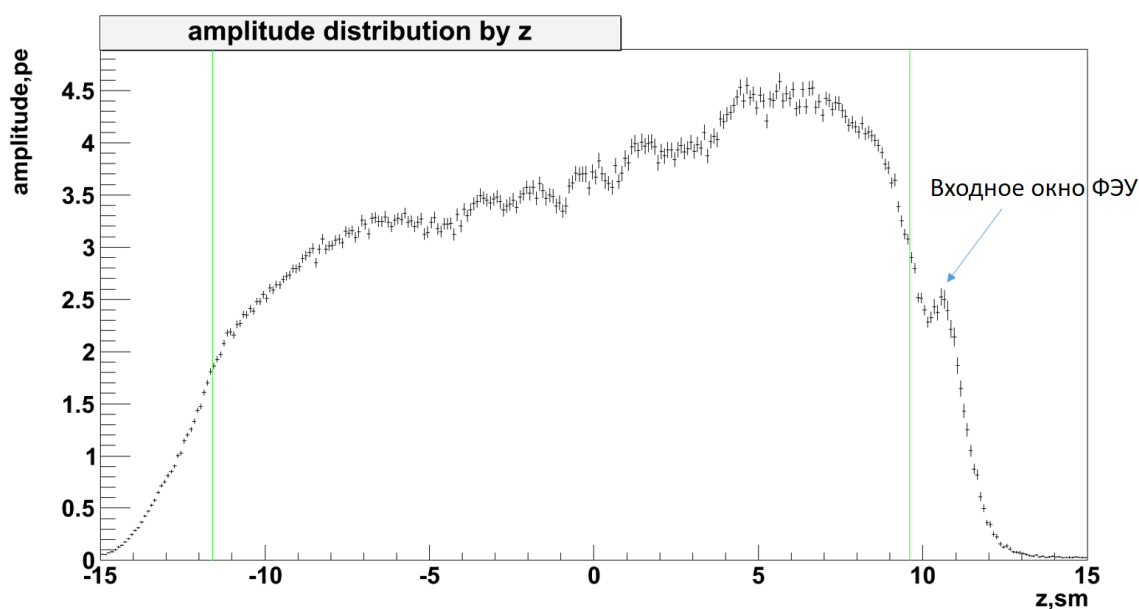


Рис. 9. Распределение амплитуды сигнала второго счетчика в зависимости от продольной координаты пересечения счетчика z , зеленые линии – границы используемых областей.

Для параметризации карты каждый из 9 счетчиков был поделен на 14 областей по z так, чтобы ширина областей примерно соответствовала ширине блока аэрогеля. В каждой области построено распределение по азимутальному углу вылета частицы. Примеры таких распределений для двух разных счетчиков и областей по координате z приведены на рисунке 10. Черные точки с ошибками – экспериментальные данные, красная линия – функция фита. В центре расположен пик шифтера, видно границы счетчика и рядов аэрогеля. Сигнал за границами счетчика здесь присутствует по нескольким причинам,

основными из которых являются точность восстановления трека дрейфовой камерой, неровность краев аэрогеля и многократное рассеяние в толще счетчика. Распределение аппроксимировались полиномами третьей степени, свернутыми с гауссом. Границы областей определялись в процессе аппроксимации методом максимального правдоподобия с помощью процедуры MINUIT.

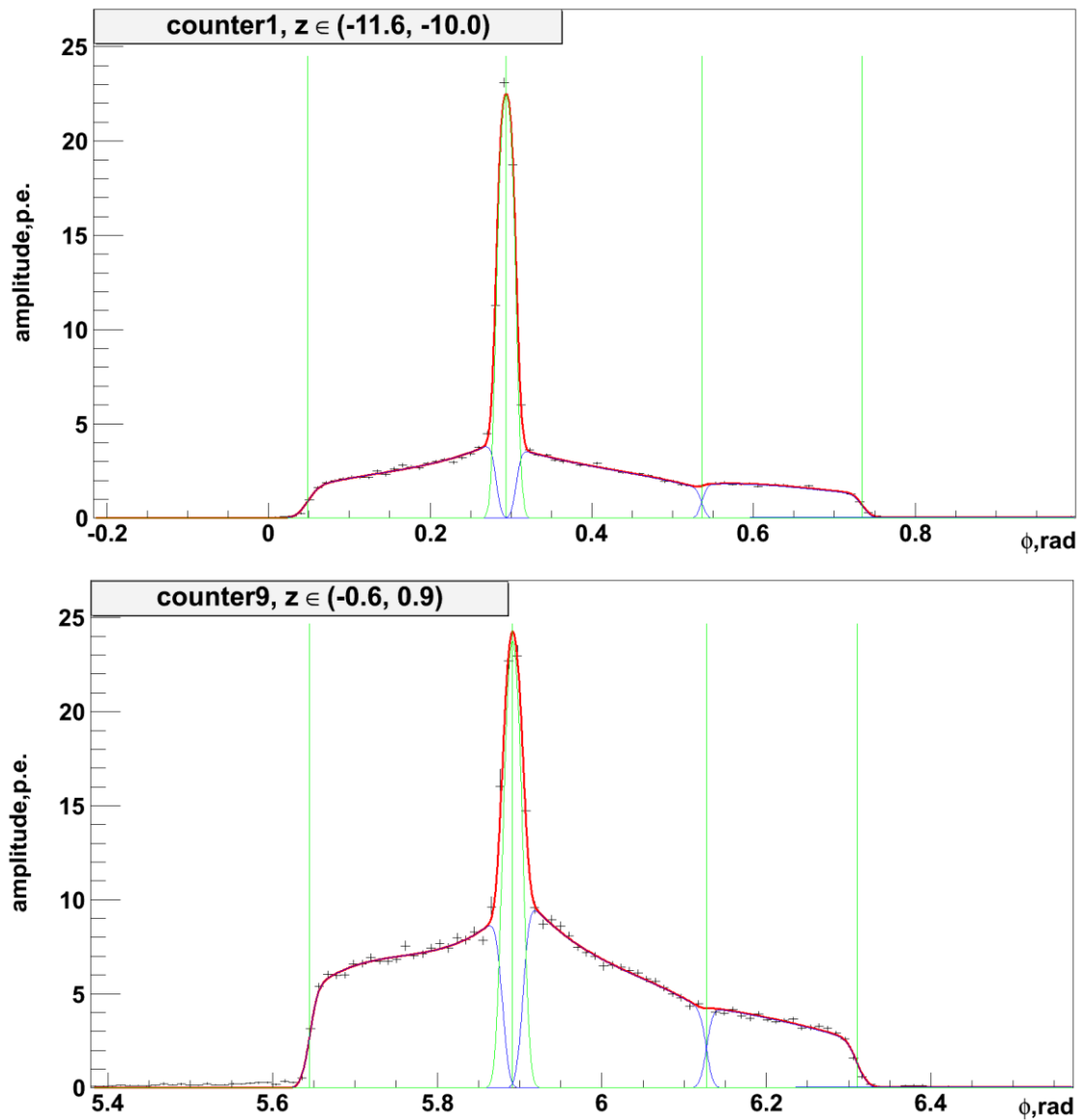


Рис. 10. Распределение по азимутальному углу вылета частицы и функции фита для разных счетчиков и областей по координате z .

4.2 Исследование эффективности регистрации

Количество зарегистрированных фотонов распределено по Пуассону: вероятность увидеть k фотонов равна $e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!}$, математическое ожидание количества фотонов равно λ . Идеальная теоретическая эффективность счетчика, т.е. вероятность зарегистрировать хотя бы 1 фотон при пролете электрона равна $1 - e^{-\lambda}$. Отобранные электроны всегда летят со скоростью выше черенковского порога, поэтому экспериментальную эффективность можно определить, как долю событий, давших сигнал выше некоторого порога в счетчике при пролете электрона через него. Порог по амплитуде выбран равным 0.2 ф.э., что позволяет подавить срабатывания счетчика от шумов электроники. Таким образом, эффективность должна выходить на единицу при увеличении средней амплитуды сигнала в числе фотоэлектронов. На рисунке 11 представлена зависимость измеренной эффективности от измеренной средней амплитуды при разбиении одного из счетчиков на маленькие участки, где амплитуду можно считать постоянной. Видно, что эффективность выходит на уровень, близкий к единице, и неэффективность электроники, то есть уровень просчетов не превышает 0.4%, максимальные эффективности счетчиков, при данном ее определении, показаны на рисунке 12, средняя неэффективность составляет порядка 0.25%. Отличие экспериментальной зависимости от теоретической в основном связано с тем, что амплитудные распределения в каждом из участков счетчика не подчиняются распределению Пуассона, а являются сверткой распределения Пуассона и углового распределения пролетающих частиц, возникающего в следствие разброса места встречи. Этот результат – малый уровень просчетов, свидетельствует о хорошей настройке электроники. В дальнейшем измеренный уровень просчетов может быть использован для уточнения моделирования.

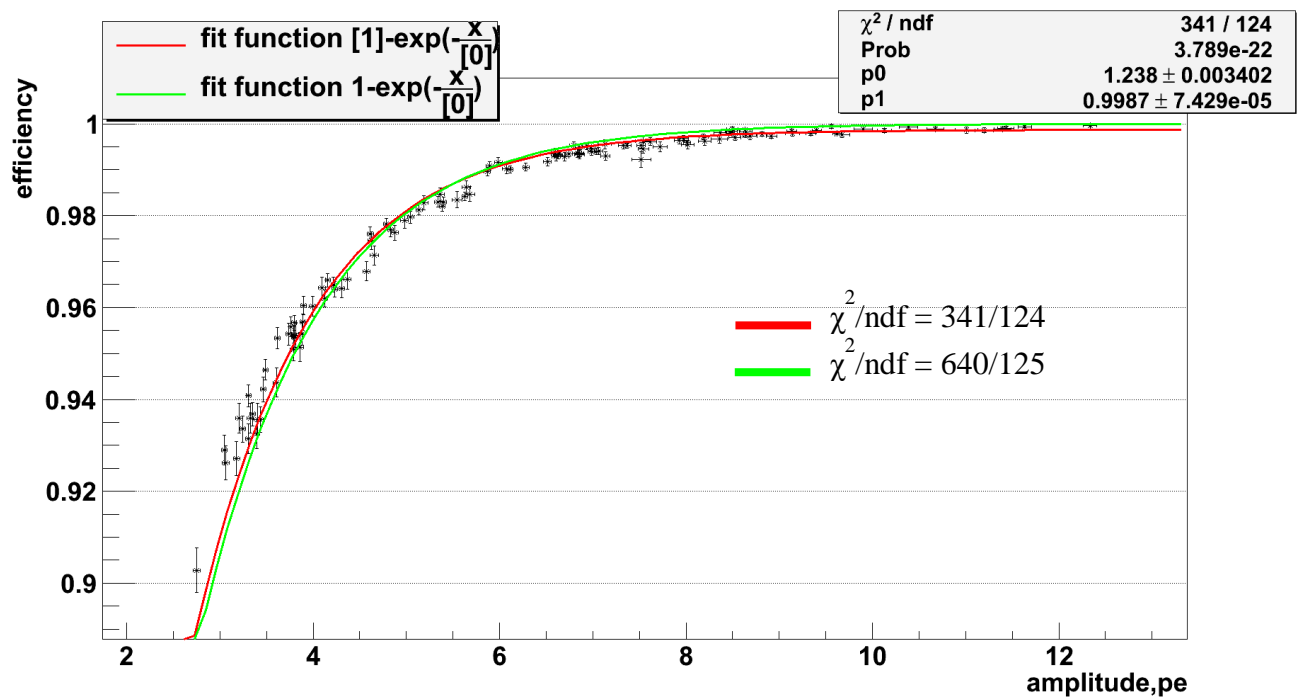


Рис 11. Измеренная эффективность в зависимости от измеренной средней амплитуды.
Каждая точка – область счетчика.

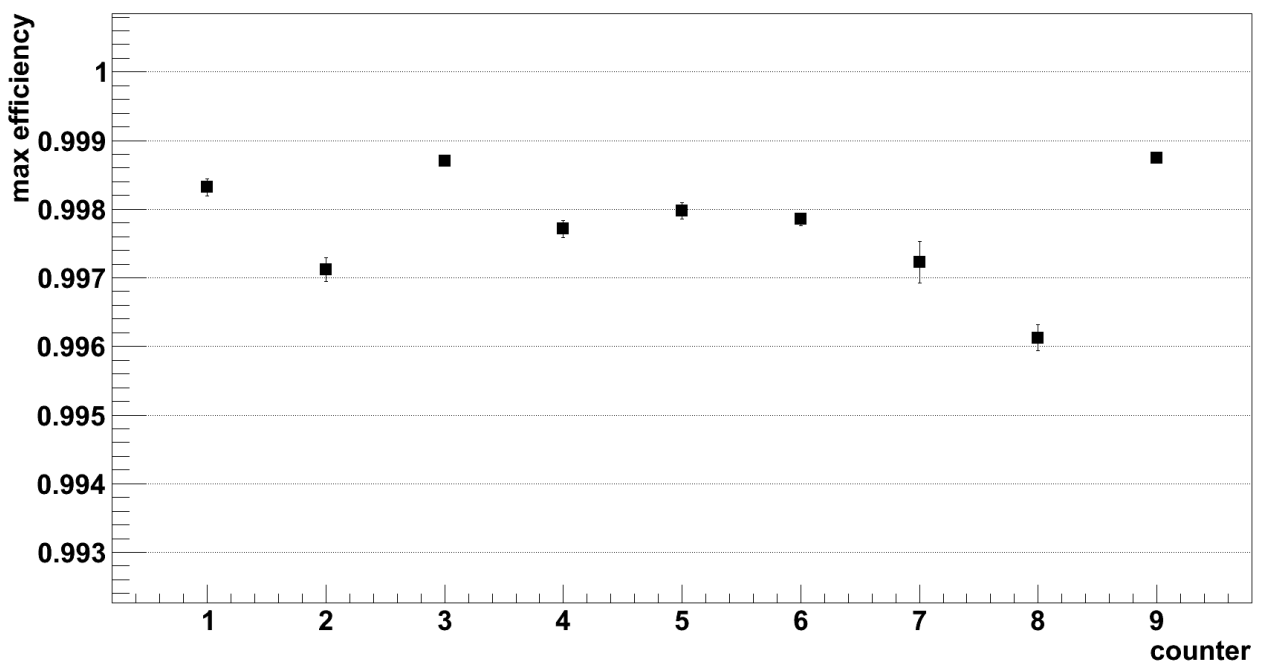


Рис 12. Максимальные эффективности счетчиков с ошибками определения параметра фита.

4.3 Калибровка светосбора

Суть калибровки заключается в настройке моделирования на правильное воспроизведение эксперимента. На СНД моделирование детектора

производится с помощью пакета Geant4. Для калибровки в моделирование закладываются найденные выше полиномы и амплитуда пика шифтера, в то время как границы счетчика зафиксированы в идеальном положении. Далее моделируется отклик счетчика на события Баба рассеяния, к которым примешиваются генераторные события для воспроизведения космического, пучкового и других фонов. Каждой частице, проходящей через аэрогель, приписывается средний экспериментальный сигнал с учетом пересчета скорости по формуле (2) и выдается амплитуда сигнала согласно распределению Пуассона, с соответствующим средним.

$$\overline{A}_{\text{мод}} = \overline{A}_{\text{эксп}} \frac{1 - 1/n^2 \beta^2}{1 - 1/n^2} \quad (2)$$

От моделирования обычно требуется правильное воспроизведение не всего амплитудного спектра, а лишь средней амплитуды сигнала и эффективности регистрации на пороге 0.2 ф.э. в зависимости от координат пересечения счетчика частицей.

Для калибровки средней амплитуды необходимо учесть черенковское излучение вторичных частиц. В черенковской системе присутствуют процессы рождения пар, тормозного излучения, рождения дельта-электронов и т.д. В эксперименте все эти процессы суммируются в итоговый сигнал, т.е. он содержит добавки, в основном от черенковского излучения дельта-электронов, летящих быстрее пороговой скорости. При заложении в моделирование этот увеличенный сигнал приписывается не только начальной частице, как в эксперименте, но и ко всем вторичным, поэтому на выходе моделируемого счетчика получается еще больший сигнал. Сравнивая, что было заложено и что получено на выходе, можно вычислить, какую долю приносят вторичные частицы и учесть ее, вычтя полученный процент от амплитуды перед заложением карты неоднородности в моделирование.

В процессе калибровки усреднение амплитуды производилось слоями по z , т.к. распределение по полярному углу вылета в событиях рассеяния Баба неоднородное. Также для усреднения были вырезаны область шифтера и

границы аэрогеля. При обрезании учитывалось, что в моделировании положения шифтера и границ счетчика зафиксированы в идеальном варианте, тогда как в эксперименте счетчик может быть установлен неровно и его смещение по азимутальному углу может достигать 1 градуса. В моделировании программа совмещает заложенное в нее положение шифтера с идеальной позицией и сдвигает экспериментальные полиномы соответственно. Поэтому границы используемых при усреднении областей были выбраны для моделирования и эксперимента с таким же сдвигом.

Вклад вторичных частиц в амплитуду в зависимости от координаты z приведен на рисунке 13 с усами статистических ошибок. Доля сигнала от вторичных частиц в середине счетчика хорошо описывается константой, равной $7.5 \pm 0.5\%$.

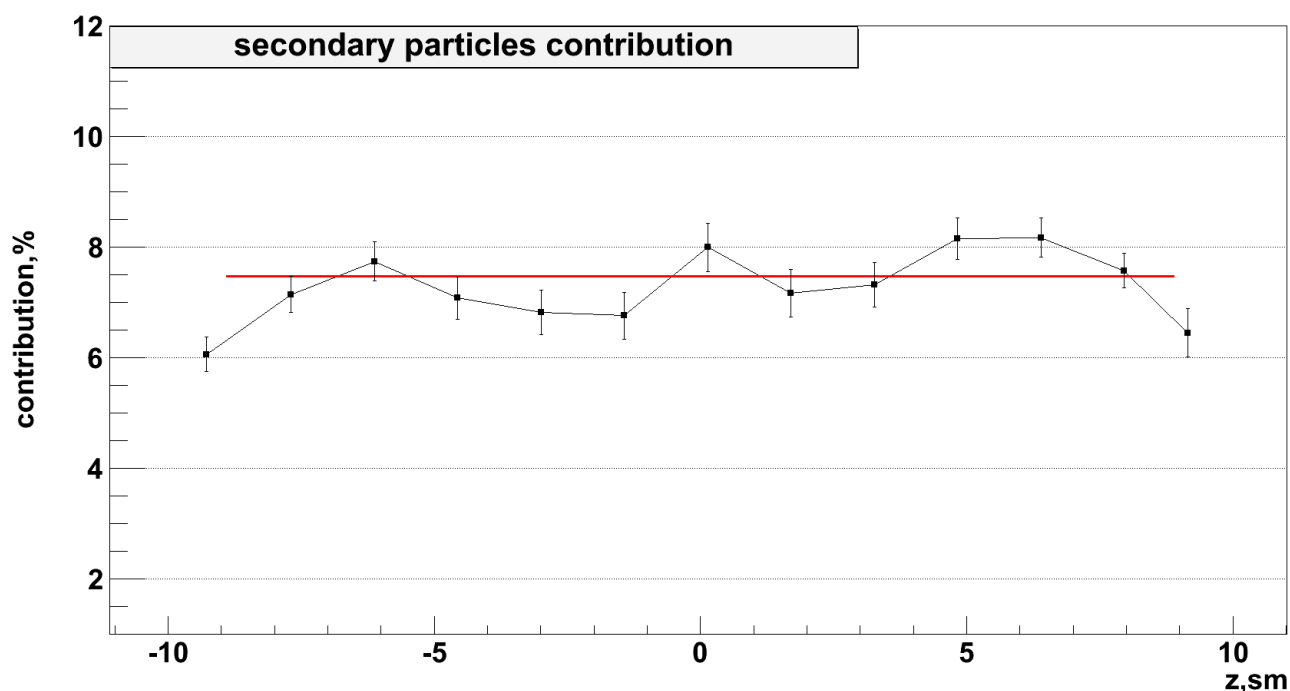


Рис.13. Вклад вторичных частиц в амплитуду экспериментального сигнала в зависимости от координаты z .

При совпадении экспериментальной и моделируемой средней амплитуды, эффективности регистрации частиц могут не совпадать. При одинаковом среднем, распределение может сильно отличаться, пример такого эффекта приведен на рисунке 14. Смещение в сторону малых амплитуд в левой части

экспериментального распределения компенсируется большим количеством событий в его хвосте. Такое отличие может быть связано с неточной калибровкой одноэлектронного спектра. Зависимость моделируемой и экспериментальной эффективности от координаты z показана на рисунке 15. Видно, что моделируемая эффективность при одинаковой средней амплитуде больше экспериментальной на 0.2-0.3%. Это отличие находится в согласии с величиной неэффективности электроники, так как в моделировании этот эффект не учитывается: зависимость эффективности регистрации от средней амплитуды по областям счетчика для моделирования показана на рисунке 16.

Для улучшения качества моделирования предлагается уточнить построение амплитудного спектра счетчика, в частности одноэлектронную калибровку амплитудной шкалы. Тем не менее для правильного моделирования эффективности достаточно вычесть из вероятности зарегистрировать частицу постоянный множитель.

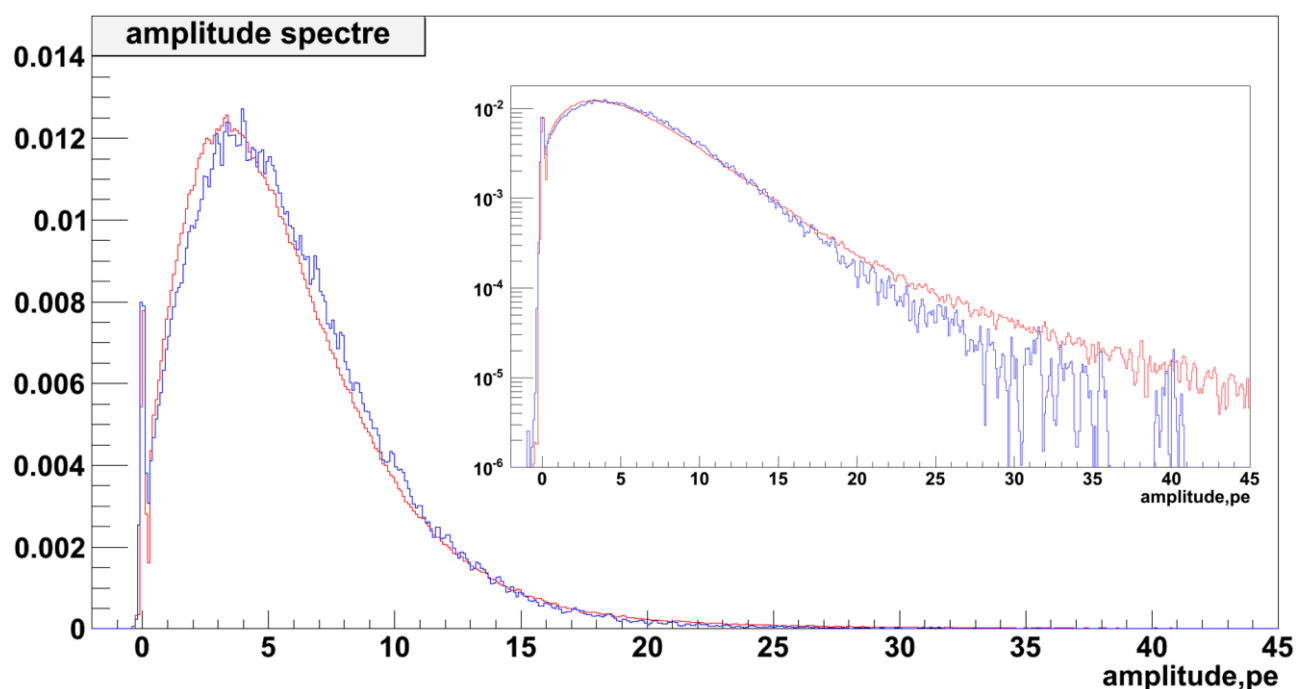


Рис.14. Распределение амплитуды в одиннадцатом слое счетчика. Красным-эксперимент, синим-моделирование.

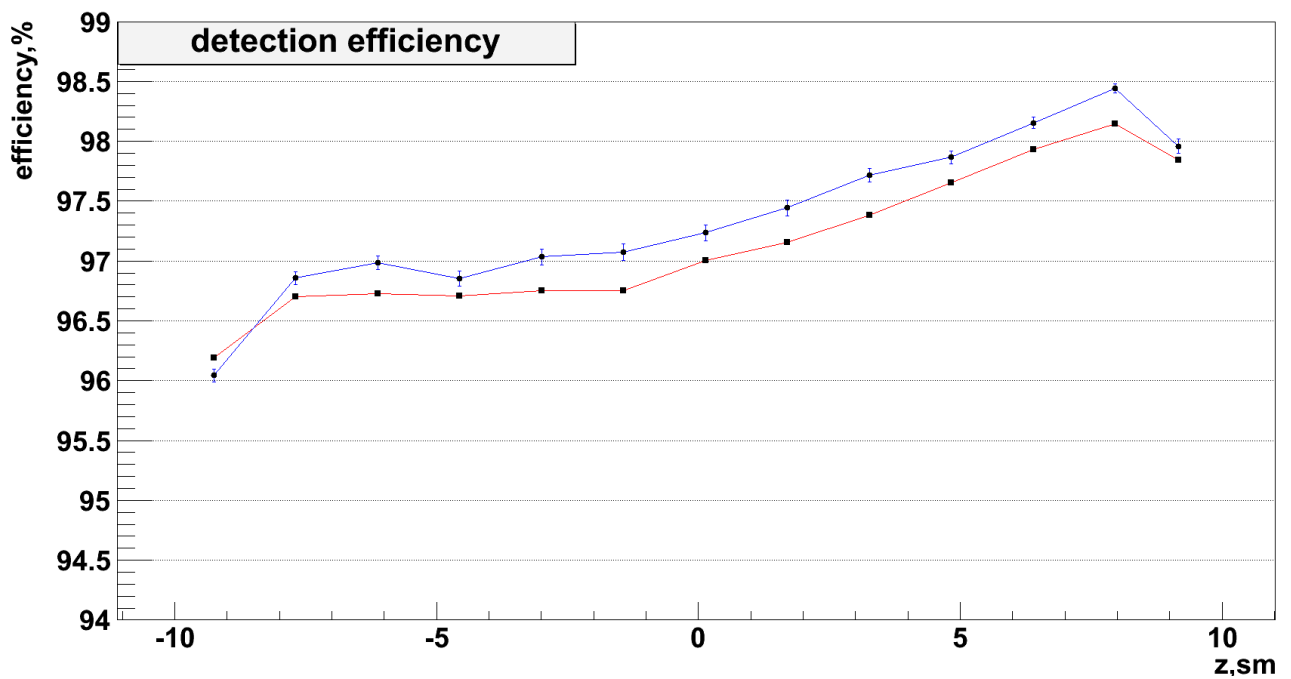


Рис.15. Экспериментальные (красным) и соответствующие смоделированные (синим) эффективности регистрации в зависимости от координаты пересечения счетчика по оси z.

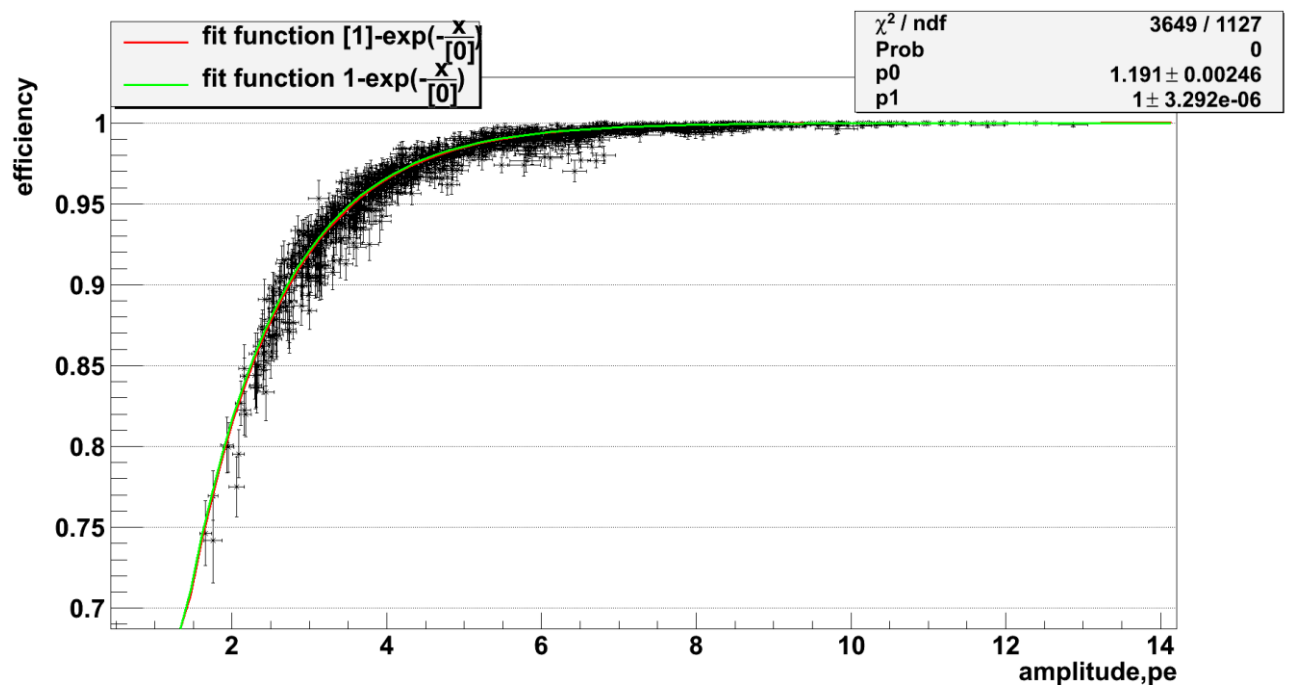


Рис.16. Эффективность в зависимости от средней амплитуды для данных моделирования. Каждая точка – область счетчика.

Наконец, важно правильно воспроизводить допороговую эффективность регистрации каонов, в основном обусловленную черенковским излучением дельта-электронов. Для проверки моделируемости этого явления отбираются события с энерговывделением выше пика мюонов и ниже электронов.

Экспериментальная эффективность вычисляется как доля частиц, давших сигнал в счетчике при условии, что противоположная частица сигнала не дала. Большая доля событий Баба-рассеяния может вносить сильную систематику из-за наличия длинного радиационного хвоста в энерговыделении электронов и событий с несрабатыванием одного из счетчиков. Результаты анализа допороговой эффективности ожидаются в ближайшее время после завершения моделирования процесса K^+K^- с заложенной картой неоднородности.

5. Заключение

В результате проделанной работы получены следующие результаты:

- 1) Исследована и измерена карта неоднородности светосбора аэрогелевого черенковского счетчика СНД.
- 2) Проанализирована эффективность регистрации счетчиков, найден уровень просчетов системы электроники.
- 3) Карта неоднородности параметризована и заложена в моделирование.
- 4) Получены результаты калибровки счетчика – найден и учтен вклад в сигнал черенковского излучения вторичных частиц, равный $7.5 \pm 0.5\%$.
- 5) Проверена моделируемость эффективности счетчика.

В дальнейшем необходимо проверить допороговую эффективность каонов и провести анализ систематических ошибок. Также для улучшения калибровки счетчика предлагается уточнить одноэлектронную калибровку и заложить в моделирование неэффективность электроники.

Результаты работы представлены на 58-ой международной научной студенческой конференции.

6. Список литературы

1. Shatunov P. Y. et al. Status and perspectives of the VEPP-2000 //Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2016. – Т. 13. – №. 7. – С. 995-1001.
2. Beloborodov K. I. Study of e^+e^- annihilation to hadrons at the VEPP-2000 collider [Электронный ресурс] //15th international workshop on meson physics, 7-12 June 2018, Krakow. URL: <http://meson.if.uj.edu.pl/indico/event/4/session/14/contribution/29/material/slides/0.pdf> (дата обращения: 01.06.20).
3. Achasov M. N. et al. Spherical Neutral Detector for experiments at VEPP-2000 e^+e^- collider //Nuclear Physics B-Proceedings Supplements. – 2012. – Т. 225. – С. 66-68.
4. Онучин А. П. Экспериментальные методы ядерной физики. – 2010.
5. Бузыкаев А. Р. Разработка черенковских счётчиков АШИФ для детектора КЕДР: Дисс. к.ф.-м.н. ИЯФ СО РАН. 2017.
6. Barnyakov A. Y. et al. Testing aerogel Cherenkov counters with $n= 1.05$ using electrons and muons //Instruments and Experimental Techniques. – 2015. – Т. 58. – №. 1. – С. 30-35.
7. Barnykov M. Y. et al. Development of aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1998. – Т. 419. – №. 2-3. – С. 584-589.
8. Grupen C., Shwartz B. Particle detectors. – Cambridge university press, 2008. – Т. 26.
9. Martin K. et al. Aerogel Cherenkov counters for experiments at VEPP-2000 e^+e^- collider with SND detector //PoS. – 2014. – С. 076.
10. Barnyakov A. Y. et al. Particle identification system based on dense aerogel //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2013. – Т. 732. – С. 330-332.