Министерство образования и науки Российской Федерации.
Московский физико-технический институт.
Государственный Университет

Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра

"Изучение характеристик и калибровка многоканального черенковского счётчика установки ВЕС"

Студент 124 гр. Маковский М.А.
Руководитель: Хохлов Ю.А.

Москва, 2005г.

Содержание

1 Введение

Данная работа посвящена изучению и калибровке большого черенковского счётчика С28 на установке ВЕС (ВЕршинный Спектрометр). Установка ВЕС является магнитным спектрометром для изучения процессов

$$\pi^- N \to n\pi^\pm mK^\pm k\gamma N'$$

Для получения полной информации о частице необходимо измерить её 4-импульс. По отклонению в магнитном поле можно измерить импульс заряженной частицы. На установке ВЕС использован дипольный магнит, создающий поле с интегралом 2.2 Т*м в зазоре между полюсами. Расстояние между полюсами 1м. Трековая система позволяет с высокой точностью восстанавливать координаты частицы. Для измерения скорости частицы используется большой черенковский счётчик.

Принцип работы счётчика заключается в следующем: при прохождении через прибор релятивистской частицы излучается черенковский свет, который собирается оптической системой на окно фотоумножителя. Сигнал с фотоумножителя попадает в систему сбора данных. По амплитуде сигнала можно судить о скорости частицы, предварительно откалибровав прибор.

Черенковское излучение создаётся частицей при движении в среде со скоростью, большей чем фазовая скорость света в этой среде. Угол, под которым излучаются фотоны, и их количество определяются скоростью частицы и коэффициентом преломления среды.

На установке ВЕС большой черенковский счётчик используется для идентификации π и K мезонов.

В работе описаны методы калибровки и принципы обработки данных.

2 Описание работы счётчика

C28 состоит из корпуса, оптической системы и 28ми фотоумножителей. Дюралевый корпус заполняется рабочим газом – смесью фреона–12 и азота для получения нужного коэффициента преломления. Коэффициент преломления измеряется 2х плечевым интерферометром ЛИР–1. Оптическая система – это 28 сферических зеркал, фокусирующих свет от частиц, летящих в разных направлениях и светосборники. В корпусах фотоумножителей находятся усилители сигнала. Зеркала стоят на задней стенке прибора и направляют свет от частиц на фотоумножители, расположенные сверху и снизу, вне апертуры прибора. Так как свет излучается не в одной точке, а вдоль всего трека частицы, сферические зеркала не могут сфокусировать весь свет в окно фотоумножителя. Вогнутое сферическое зеркало работает аналогично собирающей линзе, но не надо забывать, что это справедливо для лучей входящих под малыми углами к оптической оси, а зеркало стоящее под углом 45 градусов будет вести себя сложнее. В частности, такое зеркало соберёт пучок параллельных лучей в полосу на экране, стоящем расстоянии R/2 (фокусное расстояние) от центра. Светосборники должны повысить эффективность оптической системы. В переднюю стенку вмонтировано 28 светодиодов для пробной засветки.

Питание делителей фотоумножителей осуществляется с помощью многоканального источника высокого напряжения CAEN. Использовано 3 канала, напряжения 1700, 2100 и 2100 В. От каждого канала питается группа из 8–10 ФЭУ. Потребляемый ток около 2 мА на канал. С источника напряжение подаётся на стойку с распределителем, с помощью которого можно измерять и подстраивать напряжения для каждого ФЭУ в отдельности. Источник питания усилителей (6В) находится в той же стойке. На рисунке 1 приведена схема подключения кабелей к фотоумножителям и взаимное расположение зеркал. На этом рисунке квадратом изображено зеркало, цифра в центре – номер сигнального провода, слева вверху – номер модуля в корзине и место в модуле (сверху вниз, нумерация с 1), слева внизу – номер провода от светодиода стоящего напротив зеркала, и наконец справа внизу – римская цифра это номер группы (в каркасе с распределителем нумерация сверху вниз) и через запятую номер высоковольтного кабеля.

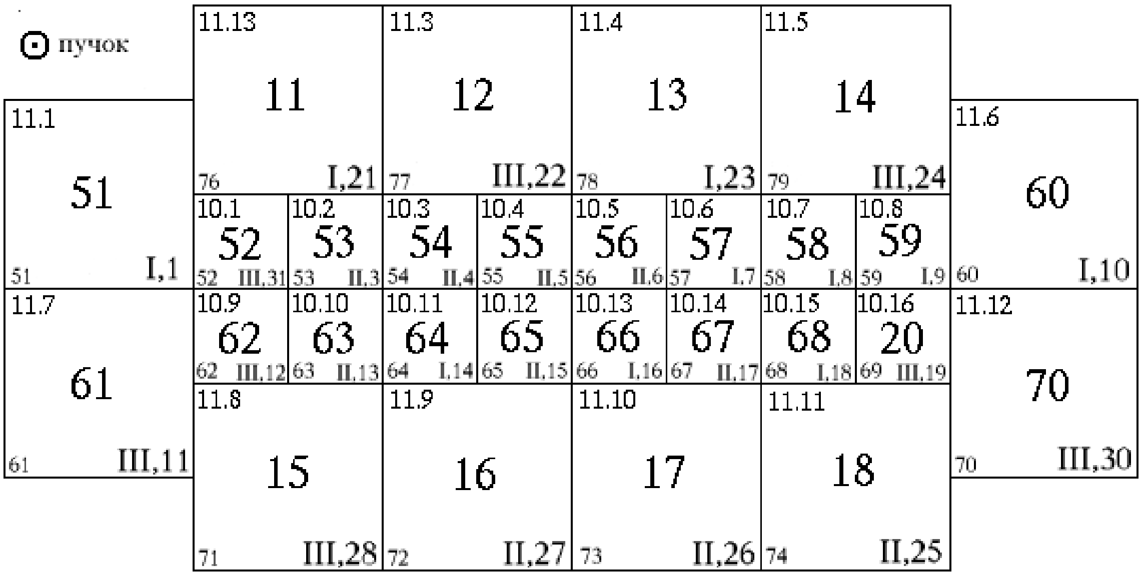

Рис. 1: Схема подключения кабелей

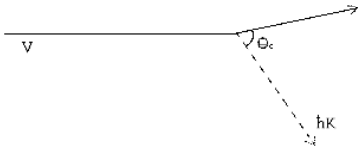

Рис. 2: Излучение кванта света

Рассмотрим работу счётчика более детально, предположив, что через него пролетает релятивистская частица. Из-за взаимодействия со средой частица может излучить квант света см. рис.2 Из законов сохранения энергии и импульса, предположения о мягкости фотона и диперсионного соотношения

$$\omega^2 - \frac{k^2c^2}{\epsilon} = 0$$

следует простая формула для угла, под которым излучается фотон:

$$\sqrt{\epsilon}\frac{v}{c}\cos\theta_c = 1$$

. В области прозрачности диэлектрическая проницаемость - действительная величина, поэтому при $v < \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ частица не излучает. Коэффициент преломления подбирается таким образом, чтобы в большом диапазоне энергий излучали только π мезоны, а K мезоны находились ниже порога. Зависимость сигнала от импульса видна на рис. 3. Она получена из обработки реальных данных. По оси x отложен импульс, по y – величина сигнала с одного из каналов. Видно, что в большая часть частиц имеет порог 4.5 Гэв (π мезоны), но заметно также присутствие частиц с порогом 15 Гэв – K мезоны.

Количество фотонов в единичном интервале частот, испущенных релятивистской частицей на единице пройденной длины описывается формулой

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\alpha}{c}\sin^2\theta$$

Где $\sin^2\theta = 1 - 1/\beta^2\epsilon$. Предполагаем далее, что все эти фотоны соберутся оптической системой на окне одного фотоумножителя. В C28 используется 2 типа ФЭУ: ФЭУ–110 и ФЭУ–125. Оба типа имеют по 12 динодов, рабочие диаметры фотокатодов 63 мм и 150 мм соответственно. Квантовая эффективность фотокатода используемых ФЭУ 110 и ФЭУ 125 составляет около 10%. Это значение взято из описания, так как измерение квантовой эффективности представляет собой сложную задачу. Из фотокатода ФЭУ вылетит несколько фотоэлектронов. После прохождения системы динодов сигнал попадает на усилитель и после – в АЦП. Усилители применены для того, чтобы сигналы с C28 можно было оцифровывать при помощи таких же АЦП какие используются для оцифровки сигналов с электро-магнитного калориметра, сигналы с которого существенно больше. В связи с этим возникает неоднозначность при выборе коэффициентов усиления ФЭУ и усилителя. Коэффициент усиления ФЭУ можно регулировать напряжением питания, однако получить необходимую величину сигнала без применения усилителя не получается. Подав на ФЭУ достаточно большое напряжение питания можно увидеть существенное изменение его работы. Величина напряжения зависит от конкретного образца. При засветке, после основного импульса, с задержкой 200-300 нс видны дополнительные импульсы, причиной которых наиболее вероятно является так называемая ионная обратная связь. Это явление состоит в том, что электрон между динодами ионизует молекулу газа, которая, разгоняясь электрическим полем, может выбить электрон из динода. Такой электрон, усиливаясь в динодной системе, создаст послеимпульс. Задержка возникает из-за того, что ион значительно тяжелее электрона и следовательно будет лететь к диноду медленнее. Наличие послеимпульсов нежелательно. Наряду с этим

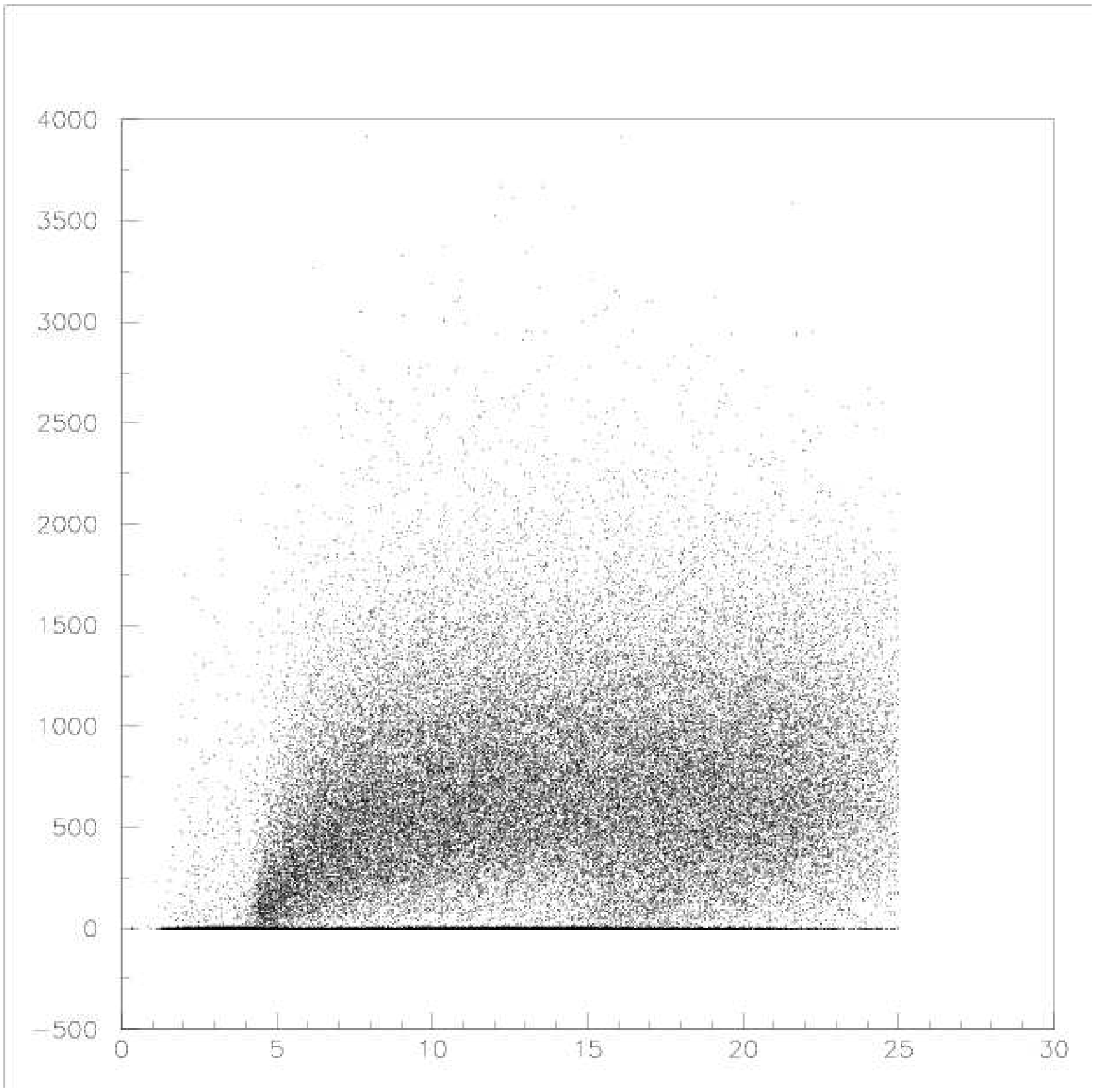

Рис. 3: Зависимость сигнала от импульса

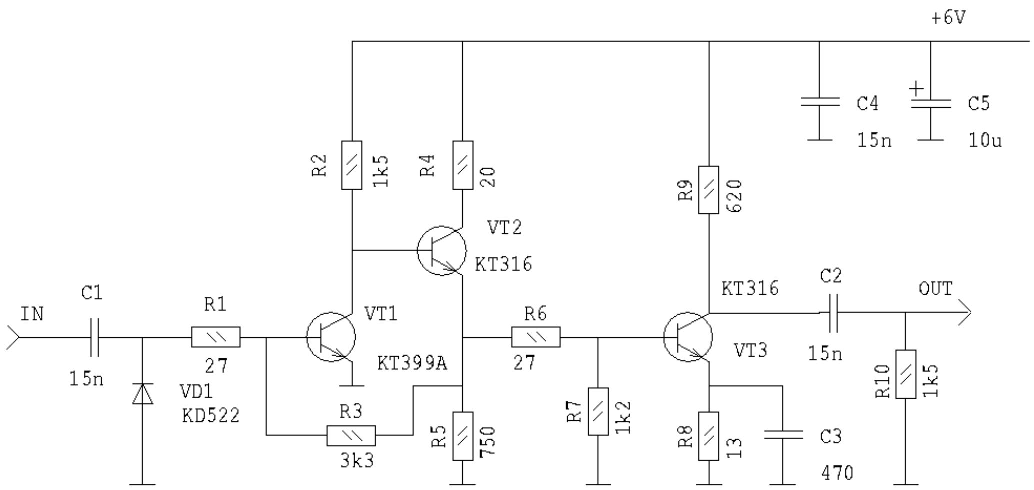

Рис. 4: Схема усилителя

явлением, заметно возрастает уровень шумов, и вероятность испортить фотоумножитель. Подаваемое напряжение питания обеспечивает максимально возможный коэффициент усиления, оставляя ФЭУ в нормальном режиме работы.

Схема усилителя приведена на рис.4 Коэффициент усиления по напряжению равен 100, входное сопротивление - 75 Ом. В последнем каскаде в эмиттерной цепи включён конденсатор. Так как коэффициент усиления зависит от сопротивления эмиттерной цепи, такое решение позволило улучшить АЧХ усилителя. В отсутствие такой коррекции прямоугольные сигналы с амплитудой порядка 100 мВ и фронтом 5 нс удлинняются, если ёмкость конденсатора увеличить, появляется "звон". Сигналы с похожими характеристиками возникают при засветке оптической системы светодиодами.

В системе сбора данных используются 12 битные интегрирующие АЦП. Принцип их работы такой: входящий сигнал заряжает ёмкость. Процесс зарядки управляется внешним сигналом - "воротами". То есть приём сигнала происходит при наличии логической единицы на управляющем входе. Когда приём сигнала закончен, начинается его обработка. Ёмкость разряжается через источник тока, время за которое она разрядится измеряется с помощью генератора и счётчика импульсов. Генератор имеет частоту 50МГц, поэтому максимальное время оцифровки (4096 отсчётов) составляет около 100мкс. Конструктивной особенностью этого АЦП является наличие так называемого пьедестала. Это значение, получаемое при оцифровке нулевого сигнала. Характерная величина составляет 200-250 отсчётов. Из-за помех усилителя и температурной нестабильности пьедестальные значения "дрожат", ширина его составляет 5-10 отсчётов. Это создаёт трудности при их вычитании. Например, для таких-же АЦП в электро-магнитном калориметре ширина пьедесталов составляет 1-2 отсчёта.

Все элементы, начиная с ФЭУ и заканчивая АЦП имеют заметный разброс параметров. То есть коэффициент преобразования "фотоны "отсчёты АЦП"оказывается разным для каждого из 28 каналов. На каждый фотоумножитель подаётся подобранное для него высокое напряжение, чтобы как-то скомпенсировать разброс усиления. Фотоумножители находятся в довольно сильном магнитном поле. Чтобы уменьшить его воздействие они помещаются в экраны, применяются катушки, компенсирующие магнитное поле. Усилители находятся непосредственно за фотоумножителями. Необходимо откалибровать цепочку: ФЭУ $\rightarrow$ усилитель $\rightarrow$ АЦП. Ситуация осложняется тем, что от одной частицы получается очень мало света, причём по частоте свет лежит в УФ области, а фотокатоды чувствительны в области 350-850нм (ФЭУ-125) и 300-900нм (ФЭУ-110); Для повышения эффективности перед фотокатодом расположен переизлучатель – плёнка на внешней стороне стекла, которая смещает спектр излучения в длинноволновую область.

3 Параметризация отклика ФЭУ

Для описания отклика ФЭУ была сделана попытка учесть форму амплитудного одноэлектронного спектра. Причину того, что при попадении в динодную систему одного электрона, сигнал на выходе от раза к разу будет отличаться, легко описать качественно, а получить аналитическое выражение не представляется возможным. Дело в том, что при ударе электрона о динод количество выбитых им электронов – случайная величина. Электрон может и вовсе не попасть на динод. Известно также, что чувствительность фотокатода различается для центра и периферии.

Задачу калибровки и, самое важное, распознавания частиц помогает решить параметризация отклика системы на определённое количество света. С учётом сказанного выше, отклик ФЭУ на выбивание с фотокатода n фотоэлектронов будет выражаться n–кратной свёрткой амплитудного одноэлектронного спектра.

Рассмотрим наиболее простой и употребимый способ параметризации. Считая, что ширина отклика определяется только статистикой выбитых фотоэлектронов, можно записать известную формулу:

$$\frac{\sigma}{A} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Где N – среднее число электронов, A – средний сигнал, σ – ширина распределения. То есть не учитываются процессы в динодной системе и нестатистические ошибки.

Следующим шагом будет расширение этого способа. Была измерена зависимость щирины от среднего. Для большей наглядности полученные результаты нарисованы в осях $\sigma^2 - A$. Будем считать, что ошибка определения числа фотонов, т.е. ширина спектра при постоянной засветке, складывется из двух независимых ошибок разной природы. Первая - это статистическая ошибка, пропорциональная корню из числа фотоэлектронов. Вторая ошибка не связана со статистикой. Её причина - несовершенство оборудования, помехи. Это так называемый константный член, т.к. относительная ошибка получается квадратичным сложением статистического члена и константы:

$$\left(\frac{\sigma}{A}\right)^2 = \frac{1 + 1/\delta}{N} + b$$

Здесь δ – параметр, отвечающий за уширение спектра из-за процессов в динодной системе. Измерение зависимости ширины от среднего позволяет выделить константный член b, но не δ. Типичная зависимость видна на рис.5

b в пределах ошибок совместим с нулём. Спектры подгонялись функцией Гаусса, поэтому при недостаточном количестве света из-за ассиметрии спектра описание становилось неправдоподобным.

Таким образом, подтвердилось предположение о статистической природе ширины спектра фотоумножителя.

В процессе измерений была замечена и впоследствии устранена неисправность работы одного из каналов. Спектр 6-го канала имел аномально малую ширину при больших засветках. Причина была в том, что усилитель входил в насыщение. Уменьшение коэффициента усиления решило проблему.

В работе по реконструкции событий В.В.Костюхина была выбрана параметризация, позволяющая описывать ассиметричные спектры. Ко-

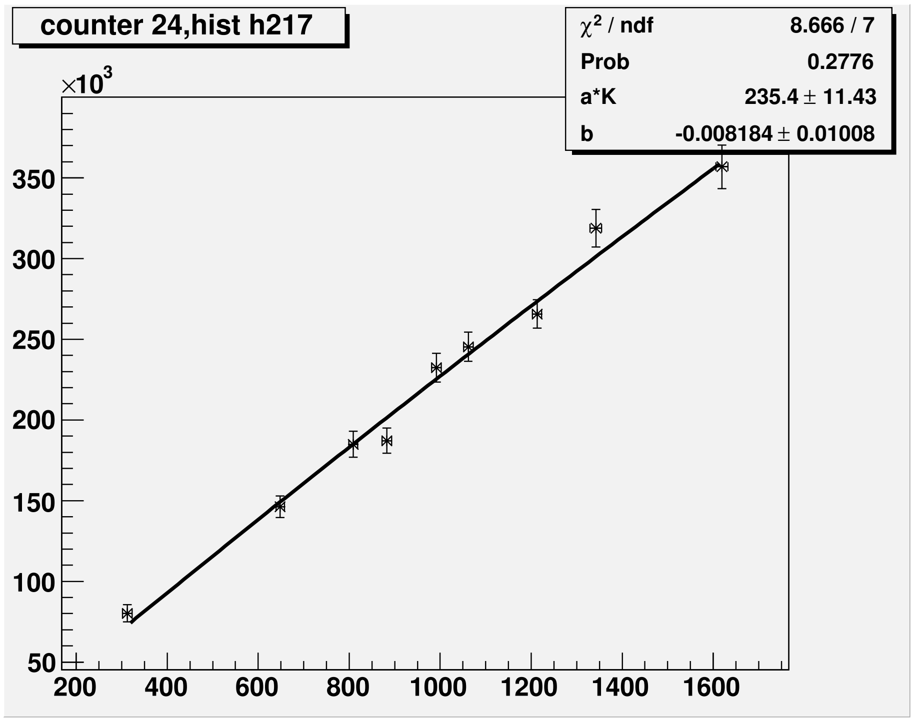

Рис. 5: Зависимость ширины от среднего

личество фотоэлектронов, выбитых с фотокатода заданным числом фотонов, распределено по Пуассону. Одноэлектронный сигнал считается принебрежимо узким. ($\delta = \infty$) Аппроксимирующая функция для отклика ФЭУ была выбрана в следующем виде

$$\frac{dA}{dx} = C\frac{x_0^x e^{-x_0}}{\Gamma(1+x)}$$

Где x_0 - среднее число электронов, x - число электронов, переход к отсчётам АЦП производится через коэффициент усидения k: $N = k * x$. Эта функция является ненормированной непрерывной огибающей распределения Пуассона:

$$P(n) = \frac{e^{-x_0} x_0^n}{n!}$$

Результаты подгонки светодиодного спектра такой функцией показаны на рис 7.

Для более точного описания отклика ФЭУ необходимо учесть форму одноэлектронного спектра. Были проведены его измерения. Для этого

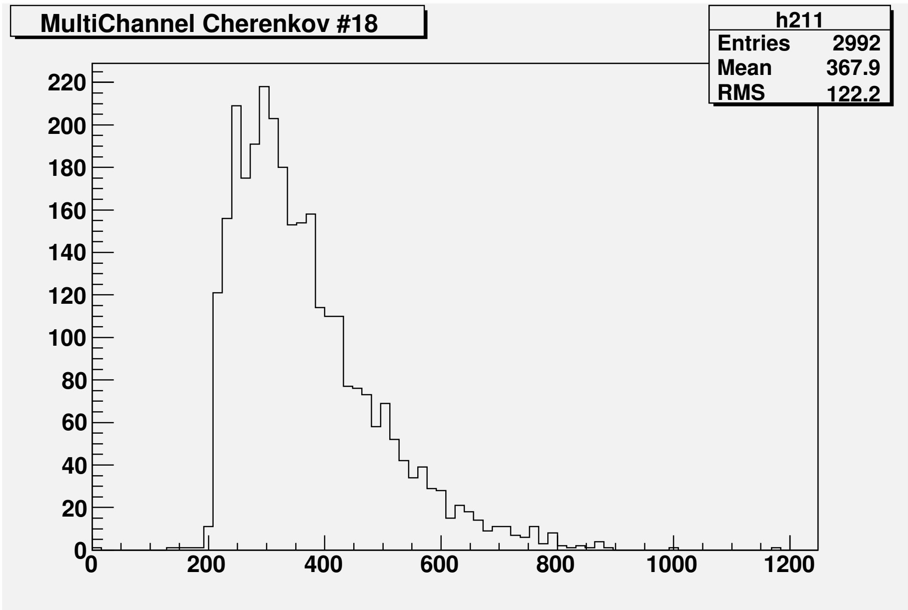

Рис. 6: ассиметричный спектр

было необходимо, чтобы наблюдаемые сигналы с ФЭУ были вызваны одним электроном. Измерения проводились при помощи цифрового осциллографа Tektronix TDS3032, что позволило передавать осциллограммы непосредственно в компьютер, сохраняя при этом форму импульса. Соединение с компьютером осуществлялось через протокол GPIB. Использовался метод синхронного измерения сигнала в момент поджига светодиода. Вспышка ослаблялась до степени, когда среднее число фотоэлектронов меньше 0.1. Согласно распределению Пуассона при среднем 0.1 вероятность 0 составляет 0.9, вероятность найти 1 электрон 0.09, а вероятность найти 2 - 0.005, и т.д. Поэтому мы считали, что отличная от пъедестала часть и есть одноэлектронный спектр. см. рис 8.

Часто, для не очень хороших ФЭУ спектр напоминает вид функции $e^{-x/\lambda}$. Выбор такой простой функции обьясняется тем, что для получения формы спектра нужно вычислить n кратную свёртку. Аналитически это легко осуществимо для экспоненты или функции Гаусса, которая в нашем случае подходит хуже. После элементарных выкладок можно получить следующий вид функции распределения для n электронов:

$$W_n(y) = \frac{1}{\lambda} e^{-y/\lambda} \frac{y^{n-1}}{(n-1)!}$$

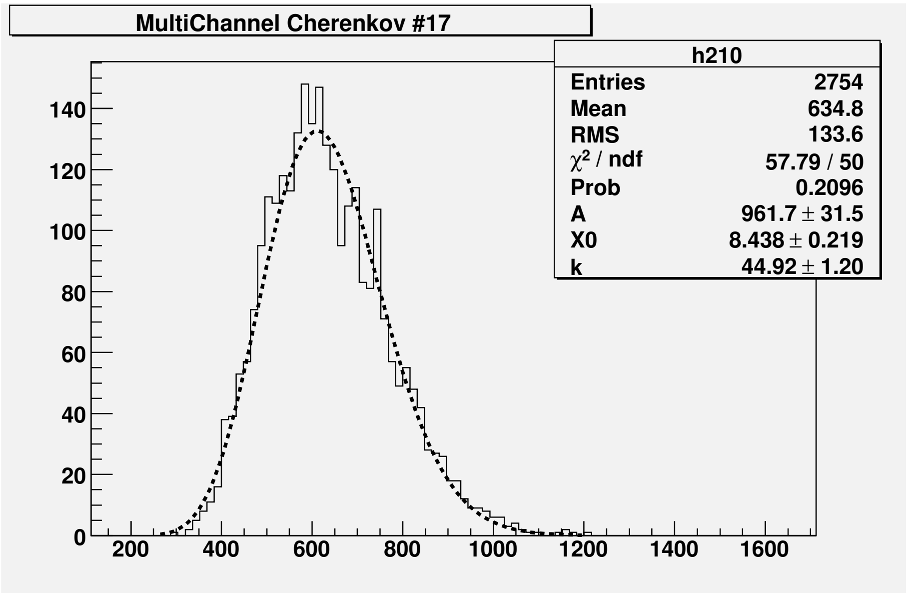

Рис. 7: Подгонка светодиодного спектра

Далее можно предположить, что отклик на попадание n фотоэлектронов будет выражаться суммой спектров с коэффициентами распределения Пуассона со средним равным n_0 . В таком случае итоговое распределение будет выглядеть так:

$$W(y) = e^{-n_0 - y/\lambda} \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{n_0 y}{\lambda}\right)^n \frac{n}{y(n!)^2}$$

Использование такой параметризации даёт хорошее описание спектров, начиная от тех, которые только "оторвались"от пъедестала, и до тех, которые ещё входят в диапазон АЦП. Несмотря на громоздкий вид, подгонка этим выражением занимает не слишком много времени. (в несколько раз больше, чем при параметризации с Г-функцией) Описание одноэлектронного спектра экспонентой имеет следующую особенность: так как и ширина и среднее описывается одним параметром λ, то с одной стороны это упрощает подгонку, но не позволяет определить вид одноэлектронного спектра. Спектры полученные при обработке реальных данных также хорошо описываются такой функцией. Отбирались события, в которых весь свет от частицы собирался одним зеркалом и импульс частицы был больше 10 Гэв. Для каналов, в которых было достаточно статистики,

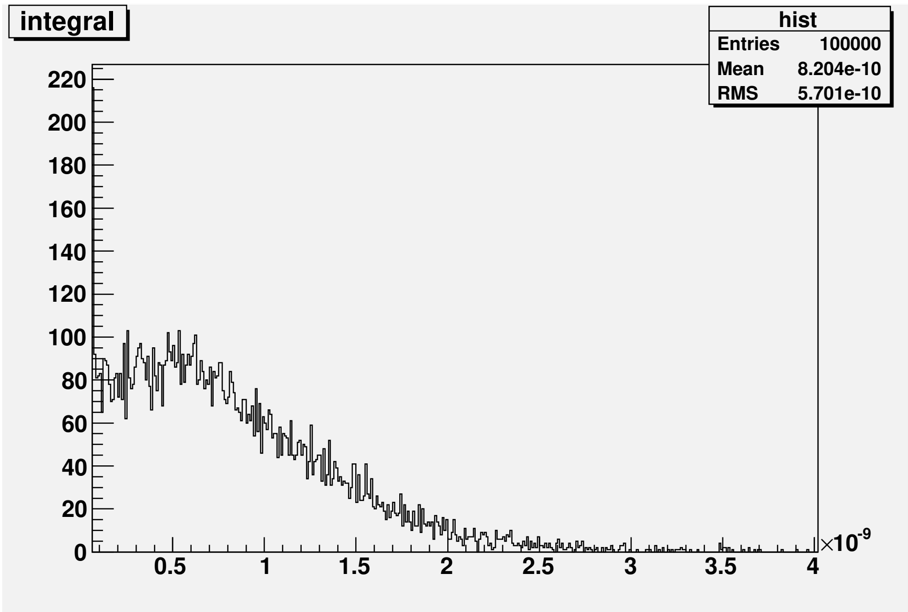

Рис. 8: Одноэлектронный амплитудный спектр одного из каналов

получены значения n_0 5-10 электронов, что согласуется с оценками. см. рис. 9

Снятый одноэлектронный спектр был апроксимирован полиномом, после чего были смоделированы отклики на попадание 1,2,..,9 электронов. Результаты видны на рис. 10 и 11.

Значения, полученные обеими параметризациями, оказались пропорциональными "истинному"числу электронов. Для данного канала более предпочтительной оказалась параметризация “с Г функцией”, чем “с экспонентой”, так как отношение полученного числа электронов к “истинному” для первой устанавливается уже с 2х “электронов”, а для второй – с 5ти.

При попытке получить параметризацию, в которой в качестве одноэлектронного спектра берётся сумма $e^{-x/\lambda}$ и функции Гаусса с весовыми множителями, мы столкнулись со значительным усложнением выкладок из-за интегрирования перекрёстных членов. В результате качество описания заметно не улучшилось, а время счёта возросло на порядки.

Наилучшее описание отклика можно получить, измеряя вид одноэлектронного спектра для каждого ФЭУ. В этом случае для калибровки необходимо будет автоматизированно измерять одноэлектронные спек-

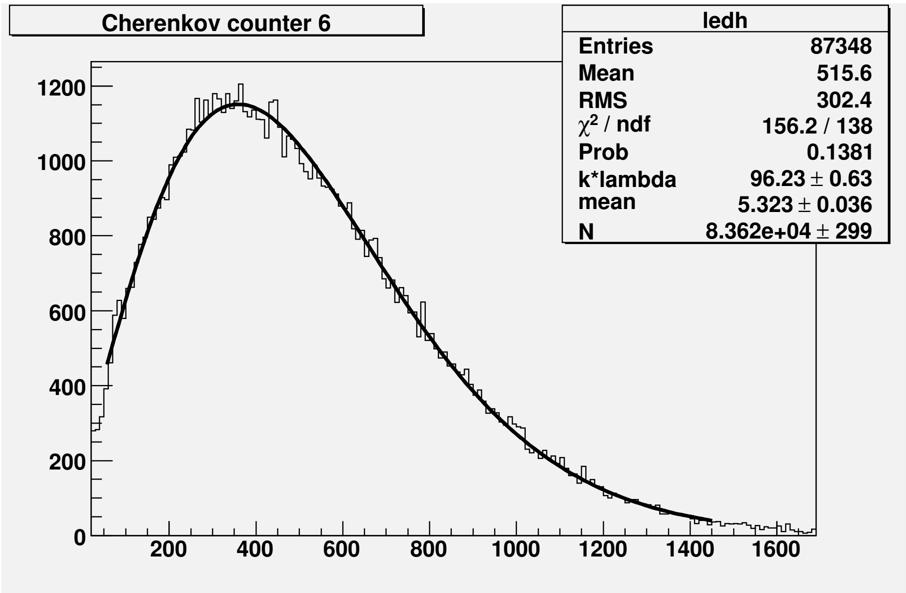

Рис. 9: Подгонка спектра света от частиц

тры во всех каналах, и при обработке численно брать свёртки.

4 Принцип обработки данных

Рассмотрим основной принцип работы программы реконструкции, написанной В.В.Костюхиным, использующейся в настоящее время. Трековая система и магнит позволяют определить координаты частицы и её импульс. Основной задачей С28 является разделение π и K мезонов, так как электроны могут быть идентифицированы с помощью электромагнитного калориметра и трековой системы. Программа реконструкции вычисляет количество света от каждого трека, попавшее в каждое зеркало, для двух гипотез: π и K. Трек внутри радиатора аппроксимируется прямой. Далее используется параметризация, описанная выше. В результате получается 2 возможных значения - число отсчётов АЦП для каждого зеркала для 2х гипотез. Дальнейшие вычисления зависят от конфигурации события. В случае, когда свет от одной заряженной частицы полностью лежит внутри одного зеркала, вероятность считается

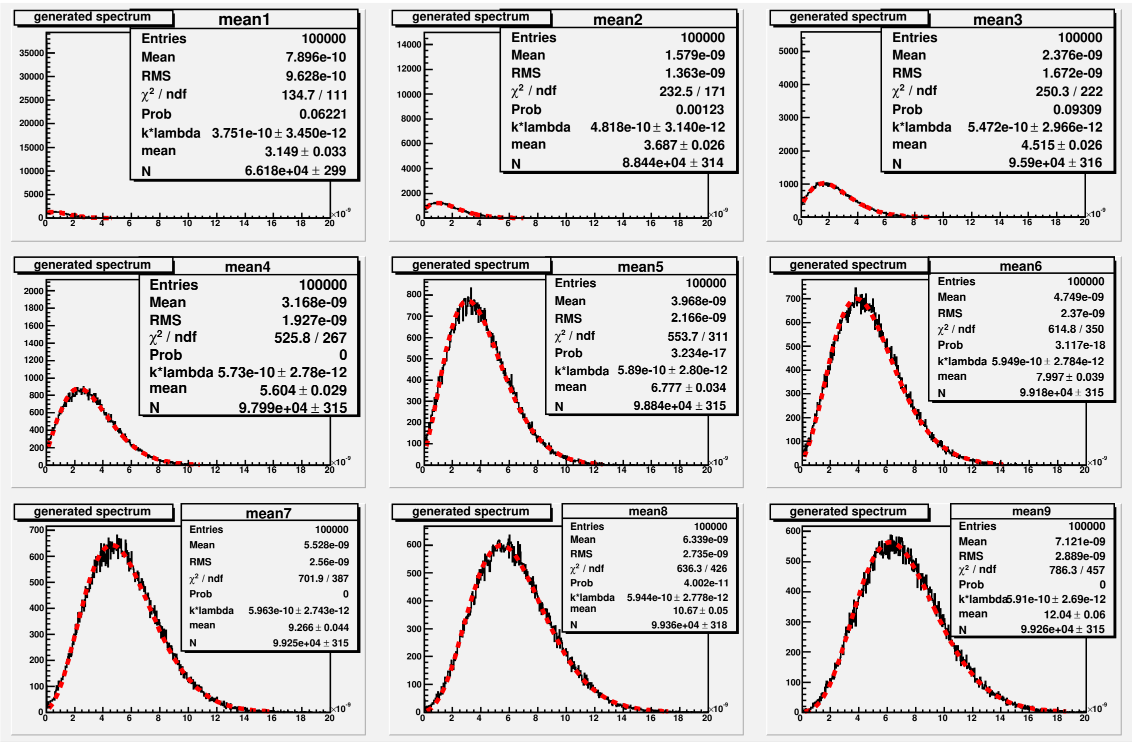

Рис. 10: Апроксимация одноэлектронного спектра "экспонентой"

по формуле Байеса:

$$p(\pi|x) = \frac{p_0(\pi)p(x|\pi)}{p_0(\pi)p(x|\pi) + p_0(K)p(x|K)}$$

Где $p(x|\pi)$ и $p(x|K)$ результаты распределения с x_0 вычисленным для гипотез π и K. $p_0(\pi)$ и $p_0(K)$ - априорные вероятности быть π и K для одной частицы. Они зависят от типа взаимодействия и множественности события. $p_0(\pi)$ и $p_0(K)$

В случае, когда свет от одной заряженной частицы делится между двумя зеркалами, функция отклика будет двумерной. Поскольку сигналы в различных ФЭУ независимы, то эта функция будет произведением соответствующих одномерных функций

$$p(x_1, x_2|\pi) = p(x_1|\pi)p(x_2|\pi)$$

Ситуация усложняется, когда в одно зеркало попадает свет от нескольких частиц. Описанным выше способом можно получить, например, для

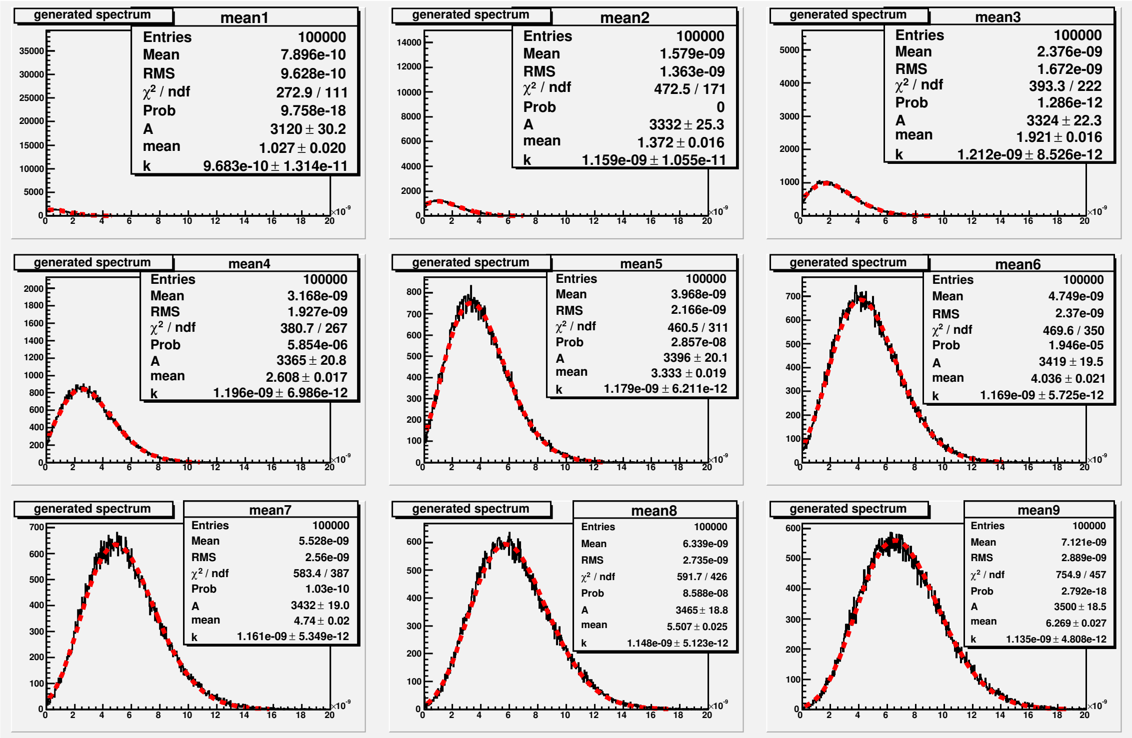

Рис. 11: Подгонка спектров огибающей распределения Пуассона

системы из 2х частиц комбинированные вероятности быть $\pi\pi$, πK, или KK. Чтобы не хранить большой набор вероятностей в обработанных событиях, особенно при большой множественности, каждой частице в результате приписывалась одна вероятность быть π или K. В случае перекрывающихся сигналов такая вероятность получается последовательными приближениями. Сигнал в зеркале апроксимируется по наиболее вероятным значением:

$$X = p(\pi)X_\pi + p(K)X_K$$

где X_π, X_K – количества света с данного трека в случае гипотез π или K. В качестве начальной оценки берутся априорные вероятности $p_0(\pi)$ и $p_0(K)$, а окончательные значения получаются итерациями – на каждом этапе наиболее вероятный сигнал от частицы считается по вероятностям с предыдущего этапа.

Таким образом, для каждой частицы и каждого зеркала с использованием параметризации и данных о треке и энергии, вычисляются вероятности $p(x|\pi)$ и $p(x|K)$. Свет от остальных частиц в данном зеркале апроксимируется наиболее вероятными зачениями. Результирующая вероятность получается по формуле Байеса. Дальше пересчитываются наиболее веоятные количества света и итерации повторяются до достижения сходимости.

5 Результаты, выводы

При выполнении данной работы были устранены незначительные неисправности и намечены дальнейшие пути улучшения самого детектора и алгоритмов обработки.

Дополнительной регулировкой высоковольтного питания ФЭУ и коэффициента усиления усилителя можно будет снизить "дрожание"пьедесталов АЦП и уровень шумов.

Построение более детальнй модели оптической системы и учёт кривизны трека могут улучшить качество обработки событий.

Предложена новая процедура калибровки с помощью измерения одноэлектронных амплитудных спектров.

6 Используемая литература

Kostyukhin V.V. "Data Reconstruction in the VES Facility. Study of the reaction Pi-Be–>K+K-Pi-Be",2000

IFVE-94-101, (1994). 19p.Data acquisition system for IHEP VERTEX SPECTROMETER facility. S.I. Bityukov , Yu.B. Bushnin, V.S. Vanev, N.K. Vishnevskii, E.V. Vlasov, P.I. Goncharov, Yu.P. Gouz, R.I. Dzhelyadin , A.V. Ekimov , A.M. Zaitsev, S.A. Zimin, Yu.M. Ivanyushenkov, A.N. Isaev, A.N. Karyukhin, G.A. Klyuchnikov, A.K. Konoplyannikov, S.V. Kopikov, M.E. Kostrikov, V.D. Matveev, V.A. Medovikov, V.F. Obraztsov, A.P. Ostankov , V.A. Senko, M.M. Soldatov, O.V. Solovyanov , E.A. Starchenko, Yu.A. Khokhlov, N.R. Chernyavskii, N.A. Shalanda, V.I. Yakimchuk

ПТЭ N4, 1975 С.С. Ветохин, Ю.В. Голубев, И.Р. Гулаков, А.Н. Перцев, И.В. Резников, И.К. Скутов "Изучение и прогнозирование одноэлектронных характеристик ФЭУ–71, –85, –86, –87"

Н.А. Соболева, А.Е. Меламид "Фотоэлектронные приборы"