Распределение Ландау и измерение энергетических потерь мюонов в веществе.

Зателепин А. 423 гр.
Сукачёв Д. 424 гр.

Руководитель Хохлов Ю.А.

10 мая 2007 г.

Содержание

1 Введение **2**

2 Космические лучи **2**

3 Сцинтилляционный детектор **2**
3.1 Пластиковый сцинтиллятор 2
3.2 ФЭУ 3

4 Ионизационные потери энергии в веществе **4**
4.1 Среднее значение потерь 4
4.2 Флуктуации ионизационных потерь 5

5 Измерение ионизационных потерь **6**
5.1 Экспериментальная установка 6
5.2 Измерения 6

6 Одноэлектронный спектр ФЭУ **7**
6.1 Измерения 8

7 Компьютерное моделирование **10**

8 Заключение **11**

1 Введение

В данной работе исследовался спектр энергетических потерь при прохождении мюонов космических лучей через пластиковый сцинтиллятор. Получена оценка параметров исходного распределения энергетических потерь (распределения Ландау). Для этого определён отклик сцинтилляционного детектора путём измерения одноэлектронного спектра ФЭУ.

2 Космические лучи

Мюоны составляют основную часть заряженных частиц космических лучей на уровне моря. Большинство мюонов рождается в верхних слоях атмосферы и теряют примерно 2 ГэВ по пути к поверхности Земли. Средняя энергия мюонов на уровне моря $\approx$ 4Гэв. Среднее распределение мюонов по углам $\propto \cos^2\theta$. Средняя интенсивность мюонов для горизонтальных детекторов $I \approx 1$ см$^{-2}$мин$^{-1}$.

3 Сцинтилляционный детектор

Излучение, попадая в вещество, производит в нём ионизацию. При этом в ряде веществ образуется свечение в оптическом диапазоне, называемое сцинтилляцией. Излученный свет собирается — в спектральном диапазоне прозрачности сцинтиллятора — на фотоприёмник. В качестве последнего часто служит фотоэлектронный умножитель. На фотокатоде ФЭУ в результате фотоэффекта свет преобразуется в поток электронов, который усиливается динодной системой за счёт механизма вторичной электронной эмиссии. Анодный токовый сигнал ФЭУ — через усилитель или непосредственно - подается на вход измерительного прибора – счетчика импульсов, осциллографа, аналого-цифрового преобразователя и т.п.

3.1 Пластиковый сцинтиллятор

В сцинтилляторе часть ионизационных потерь конвертируется в оптическое излучение. Процесс сцинтилляции происходит в три этапа:

- поглощение ионизирующего излучения;
- передача части поглощенной энергии центрам люминесценции с их возбуждением в излучающее состояние;
- излучательный возврат с некоторой эффективностью центра люминесценции в основное состояние.

Органические вещества, являющиеся эффективными сцинтилляторами, относятся в основном к классу ароматических углеводородов. Пластмассовые сцинтилляторы обычно представляют собой раствор органического сцинтиллирующего вещества в полистироле или поливинилтолуоле.

В работе использовался пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола с p-терфинил в качестве излучателя. Характеристики сцинтиллятора таковы: излучаемая длина волны $\lambda \approx 360$ нм (синий цвет), эффективность высвечивания до 2% по энергии, среднее время высвечивания ≈ 3 нс

3.2 ФЭУ

В сцинтилляционной спектрометрии регистрируются световые вспышки, для чего применяется тот или иной фотоприемник, в нашем случае ФЭУ. При этом непосредственно измеряемой величиной является амплитуда (точнее, заряд) токового импульса ФЭУ, зависящая от характеристик детектора и регистрируемого излучения.

В основе испускания катодом ФЭУ электронов под действием света лежит внешний фотоэффект. Вероятность выбивания электрона называется квантовой чувствительностью, или эффективностью, фотокатода.

Ток электронов, эмитированных катодом, усиливается так называемой динодной системой ФЭУ – рядом электродов, находящихся под последовательно возрастающими потенциалами. В основе процесса усиления лежит эффект вторичной электронной эмиссии – выбивания из вещества (вторичных) электронов в результате "бомбардировки" его поверхности достаточно энергичными (первичными) электронами. Эффект характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии (к.в.э.) – отношением тока вторичных электронов к току первичных. Усиление в системе из n каскадов усиления (динодов) $M = \prod_{i=1}^{n} \delta_i$, где δ_i – (средний) коэффициент вторичной эмиссии i-го динода.

Принципиально статистический характер физических процессов, лежащих в основе работы сцинтилляционного детектора (высвечивание фотонов, их конверсия в электроны, размножение последних и др.), а также погрешности измерений, вносимые несовершенством приборов, приводит к разбросу величины сигнала вокруг среднего значения при регистрации строго определенного энерговыделения ионизирующей частицей.

Рассмотрим разрешение сцинтилляционного детектора в импульсном режиме. Пусть сцинтилляционным детектором регистрируются акты полного поглощения ионизирующих частиц фиксированной энергии. Полный заряд Q в анодном импульсе ФЭУ представляется в упрощённом виде как

$$\overline{Q} = \overline{N_\gamma}\,\overline{p}\,\overline{M} \qquad (1)$$

В дальнейшем знак усреднения -– черту над символом — будем опускать. Здесь N_γ — число фотонов в сцинтилляционной вспышке, M — коэффициент усиления ФЭУ, p — эффективность передачи фотонов, равная отношению числа первичных электронов, возникших на входе ФЭУ, к числу фотонов: $p = N_{el}/N_\gamma$. По формуле распространения ошибок дисперсия (в этом разделе все дисперсии подразумеваются относительными) заряда (1) просто складывается из дисперсий предполагаемых независимыми сомножителей:

$$\sigma^2(Q) = \sigma^2(N_\gamma) + \sigma^2(p) + \sigma^2(M)$$

Можно показать, что $\sigma^2(N_\gamma) + \sigma^2(p) = \sigma^2(N_{el}) = 1/N_{el}$, а флуктуации усиления в простой модели размножения $\sigma^2(M) = 1/\delta$.

В реальном детекторе различные факторы вносят свой вклад в дисперсию. Во-первых, дисперсия числа фотонов не является чисто пуассоновской: $\sigma^2(N_\gamma) = 1/N_\gamma + \sigma^2_{sc}$. В нашей установке добавочный член σ^2_{sc} обусловлен в основном большим размером запускающего счётчика и следующими из этого изменениями светосбора в зависимости от места пересечения мюонного трека с детектором.

Во-вторых, флуктуации анодного тока ФЭУ не ограничиваются одними статистическими флуктуациями размножения. Дисперсию увеличивают такие факторы, как междинодный пролёт электронов, темновой ток, и другие. Поэтому вклад флуктуаций усиления часто заменяют совокупной величиной – так называемым коэффициентом избыточного шума ФЭУ B. Окончательно, имеем

$$\sigma^2(Q) = \sigma_{sc}^2 + \frac{1+B}{N_{el}} \tag{2}$$

4 Ионизационные потери энергии в веществе

Значительная часть (если не большинство) детекторов частиц, включая сцинтилляционные, основана на регистрации тем или иным способом т.н. ионизационных потерь энергии частицы.

Ионизационное торможение – главный механизм потерь энергии при прохождении заряженной частицы через вещество. Движущаяся через вещество частица испытывает кулоновское взаимодействие с электронами и передаёт часть энергии на их возбуждение и ионизацию.

4.1 Среднее значение потерь

Плотность ионизационных потерь, т.е. потери энергии dE на единицу пройденной в среде "толщины" $dx = \rho dl$, где ρ – плотность вещества, а dl имеет размерность длины, определяется формулой Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2\right]$$

Здесь N_a – число Авогадро, Z и A – атомный номер и массовое число вещества, I – его *средний потенциал ионизации*, z – заряд (в единицах e) ионизирующей частицы, β – её скорость (в единицах скорости света c), e и m – заряд и масса электрона.

Характерный вид кривой для плотности ионизационных потерь представлен на рис. 1. Для достаточно медленных частиц, при скорости, сравнимой с орбитальной скоростью атомных электронов, применимость формулы Бете-Блоха ставится под вопрос. Иногда в этой области, слева от максимума кривой, плотность потерь энергии считают линейно растущей с β. Но наиболее адекватное описание требовало бы учёта электронной оболочечной структуры атомов конкретного вещества.

Основные закономерности, вытекающие из формулы Бете-Блоха, таковы:

1. Потери не зависят от массы, квадратично зависят от заряда частицы и являются функцией её скорости:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

2. Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей $\beta \ll 1$ (но больших по сравнению с "внутриатомными скоростями" электронов, см. выше) изменяется как $1/\beta^2$, т.е. по мере замедления нерелятивистской частицы её торможение резко усиливается. С ростом β функция достигает (при $\gamma \sim 3 \div 4$) минимума. Поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют "минимально ионизирующей". При дальнейшем росте β потери медленно ($\sim \ln\gamma$) растут.

3. 1.Зависимость dE/dx от свойств среды главным образом определяется отношением Z/A, близким к $1/2$ для большинства веществ. В этом состоит практичность выражения плотности потерь в единицах "толщины", а не длины. Влияние среднего потенциала ионизации I, стоящего

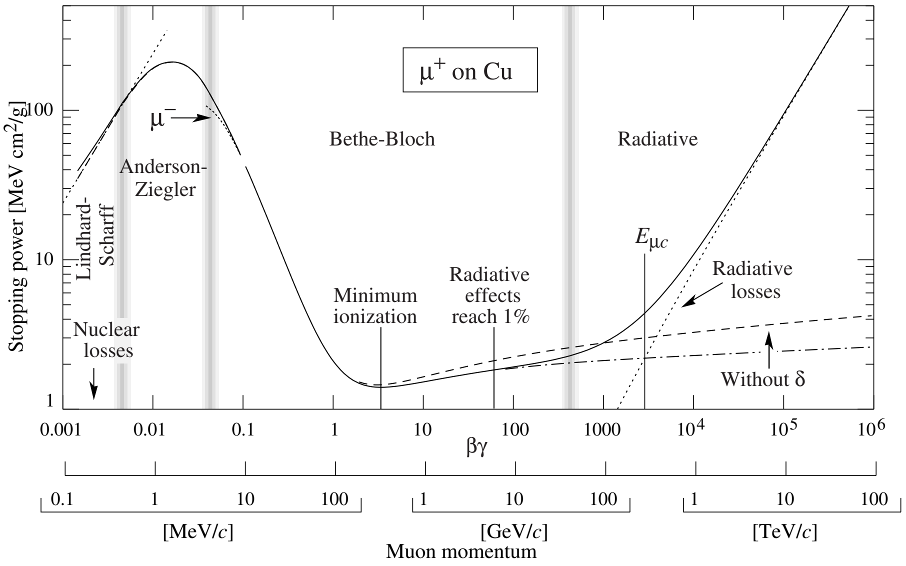

Рис. 1: Характерный вид зависимости плотности ионизационных потерь однозарядной частицей от произведения её скорости β на релятивистский фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

> “под логарифмом”, мало. Для *однозарядной минимально ионизирующей частицы* потери составляют от 1 до 2 Мэв см^2/г.

В представленном виде формула Бете-Блоха справедлива, вообще говоря, для тяжёлых ($M \gg m_e$) частиц без спина. Однако учёт спина и расширение формулы на лёгкие частицы – позитроны и электроны, а также учет тождественности сталкивающихся частиц в последнем случае, не существенно (для наших целей) изменяют функциональный вид ионизационных потерь и их численные значения. Это же замечание касается - в интересующей нас области медленных и умеренно релятивистских частиц, - и других поправок, возникающих в квантово-механическом расчёте эффекта и опущенных в упрощённом варианте формулы ионизационных потерь.

4.2 Флуктуации ионизационных потерь

Формула Бете-Блоха даёт лишь средние потери энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение. Для тонких поглотителей имеются сильные флуктуации вокруг средних потерь энергии. Распределение потерь сильно ассиметрично. Оно может быть параметризовано распределением Ландау, пример которого можно посмотреть на Рис. 8. В своей оригинальной работе Ландау вывел это распределение путём решения кинетического уравнения в задаче о столкновениях частицы с электронным газом.

Альтернативный метод получения этого распределения – свёртка большого числа распределений, характеризующих флуктуации потерь энергии в единичном столкновении. Энергетический спектр выбиваемых электронов приблизительно даётся выражением

$$\frac{dN}{dT} \propto \frac{1}{T^2} \qquad ,\text{при } I \ll T \leq T_{max}$$

При пролёте через вещество частица испытывает много таких элементарных столкновений. Разумеется, в согласии с центральной предельной теоремой рано или поздно флуктуации ионизационных потерь станут гауссовскими. Однако из-за сильной ассиметрии энергетического спектра ионизируемых электронов, для этого требуется довольно толстый слой поглотителя. В некоторой промежуточной области действует распределение Ландау.

5 Измерение ионизационных потерь

5.1 Экспериментальная установка

Оборудование, использовавшееся в эксперименте:

- Два пластиковых сцинтилляционных детектора. В детекторах используется фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84.
- Высоковольтный источник питания ФЭУ. Во всех опытах напряжение питания составило 1.4 кВ.
- Широкополосный (500 МГц) цифровой осциллограф (Tectronix TDS-3052 с высокой частотой оцифровки ($5 \cdot 10^9$ c^{-1}), опрашиваемый компьютером по интерфейсу GPIB.
- ЭВМ с установленным пакетом обработки данных ROOT.

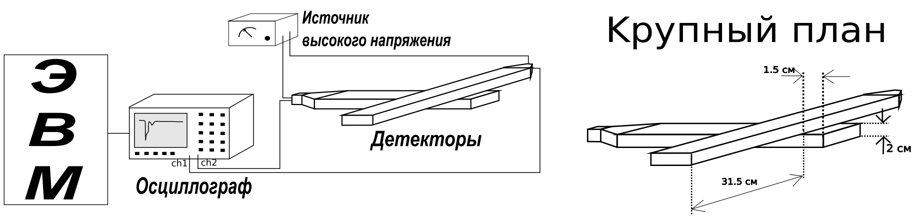

Рис. 2: Экспериментальная установка для изучения энергетических потерь в сцинтилляторе.

5.2 Измерения

Осциллограф запускался по каналу 1 (верхний детектор), после чего осциллограммы обоих каналов считывалась на компьютер и интегрировалась.

Получившиеся значения (протёкший заряд) пропорциональны потерям энергии пролетевшей частицы. Они записывались в гистограммы для каждого канала. Существенную часть сигналов составляли шумы. Но если в гистограмме для канала 1 отделить их от сигналов, вызываемых мюонами, сложно, то для канала 2 интеграл от сигнала шума близок к нулю и отделить его от сигнала частиц довольно легко.

Всего было обработано 30000 событий. Из них частиц, прошедших через оба детектора примерно 1/10. Гистограмма для канала 2 с обрезанными шумами представлена на Рис. 4. Это распределение позволяет оценить коэффициент светосбора сцинтиллятора. Если принять, что в среднем на первом фотокатоде выбивалось 60 электронов, паспортная эффективность ФЭУ $\approx 8\%$ на этой длине волны, мюоны в среднем оставляли в детекторе 2 МэВ, а средний световыход сцинтиллятора 2%, то получим, что коэффициент светосбора составляет примерно 3%

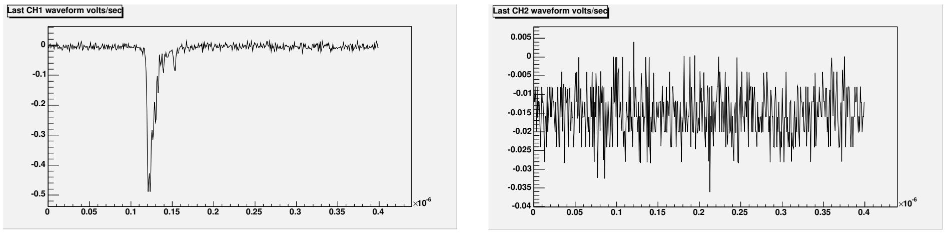

Рис. 3: Пример осциллограмм для сигнала и шума.

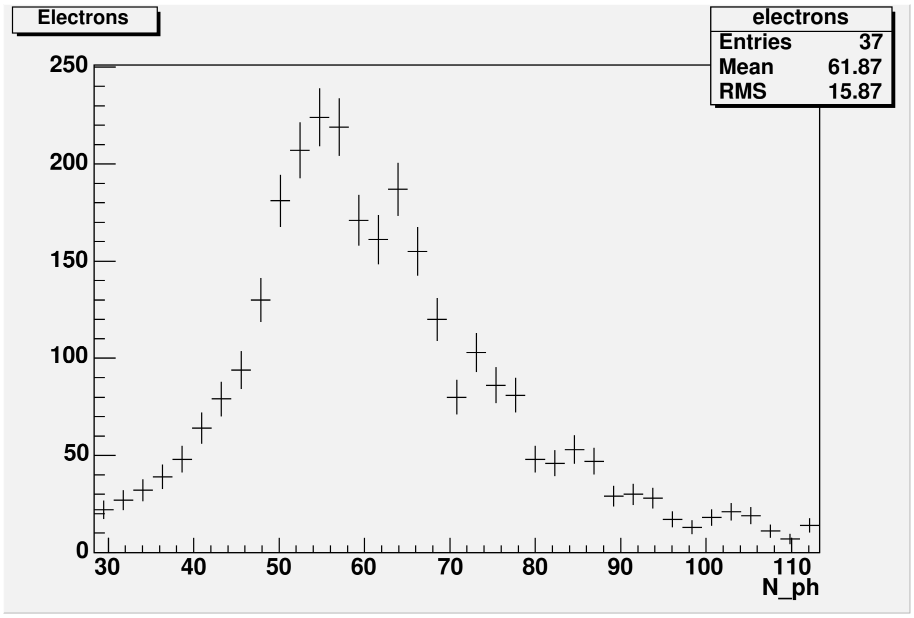

Рис. 4: Гистограмма для канала 2. Ось X нормирована на число фотоэлектронов.

Полученное распределение не является распределением Ландау (подгонка даёт очень плохие результаты), но сохраняет его характерную несимметричность. Причина этого в том, что отклик сцинтилляционного детектора на потери энергии постоянной величины имеет заметную ширину (сопоставимую с "естественной" шириной распределения потерь энергии). Для определения отклика измерялся одноэлектронный спектр ФЭУ.

6 Одноэлектронный спектр ФЭУ

Коэффициент шума ФЭУ B варьируется от десятых долей для "хороших" типов и образцов ФЭУ до нескольких единиц. Он может быть измерен в принципе из амплитудного распределения одноэлектронных импульсов (р.о.и., или одноэлектронного спектра), т.е. анодных сигналов, вызываемых вылетом из катода одного электрона:

$$B = \frac{\sigma_1^2}{\mu_1^2}$$

где μ_1 и σ_1^2 – соответственно среднее значение и абсолютная дисперсия р.о.и.

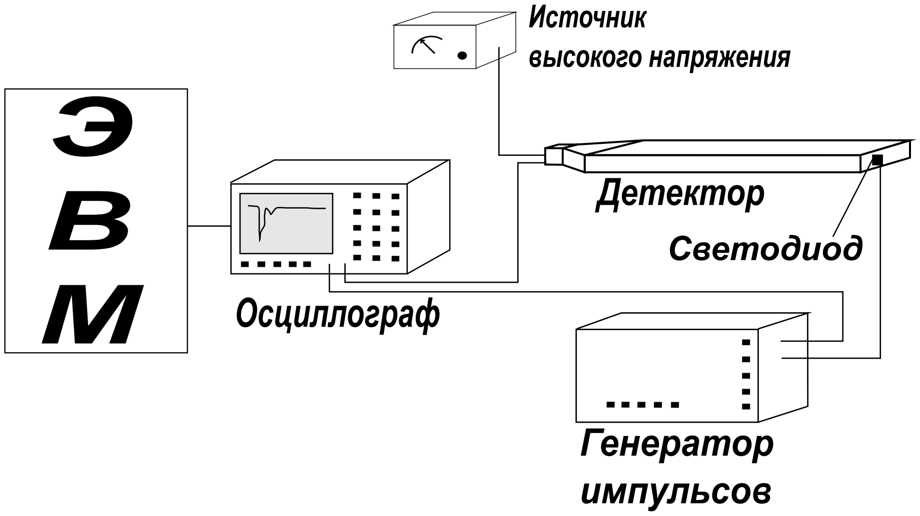

Рис. 5: Измерение одноэлектронного спектра.

Для получения р.о.и. нами использован метод слабых синхронных световых вспышек. Фотокатод освещался короткими вспышками от импульсного источника света. Интенсивность вспышек уменьшают так, что среднее число фотоэлектронов $\mu \ll 1$. Об этом можно судить, оценивая по осциллографу интенсивность "нулевой" линии развертки в канале измерения анодного сигнала. Она должна составлять большую долю (> 0.9) от всех запусков развёртки осциллографа, синхронизированных со вспышкой. При этом, исходя из пуассоновской статистики, вероятность "нулевого" сигнала $\mathrm{P}(0) = e^{-\mu}$ близка к единице, а подавляющая часть остального спектра — одноэлектронные импульсы.

6.1 Измерения

В этом опыте экспериментальная установка несколько видоизменялась. В толщу сцинтиллятора исследуемого детектора вводился синий светодиод, который был подключён к генератору прямоугольных импульсов. Параметры импульса: Амплитуда 4 В, базовое смещение 0.5 В, длительность импульса 10 нс, время между импульсами 10 мс.

Амплитуда импульса подбиралась так, что среднее число фотоэлектронов, вылетающих с фотокатода, составляло 0.1. Таким образом, полученный спектр с хорошей точностью является суммой "шумового" спектра, получаемого в отсутствие вылетевшего электрона, и отклика на один электрон: $G(q) = P(0)G_0(q) + P(1)G_1(q)$.

Осциллограф запускался от генератора, полученная осциллограмма передавалась на компьютер и интегрировалась. Полученные значения записывались в гистограмму. Для того, чтобы избавиться от спектра шумов, спектр на ограниченном интервале подгонялся гауссовским распределением, которое после этого вычиталось из спектра. Полученный спектр и принимался за $G_1(q)$.

При соответствующем выборе единиц спектр представляет собой распределение усиления ФЭУ. Среднее значение $M = (2.2 \pm 0.2) \cdot 10^7$, стандартное отклонение $\sqrt{\sigma^2(M)} = (1.49 \pm 0.1) \cdot 10^7$. Получаем значение для коэффициента шума ФЭУ $B = 0.45 \pm 0.05$

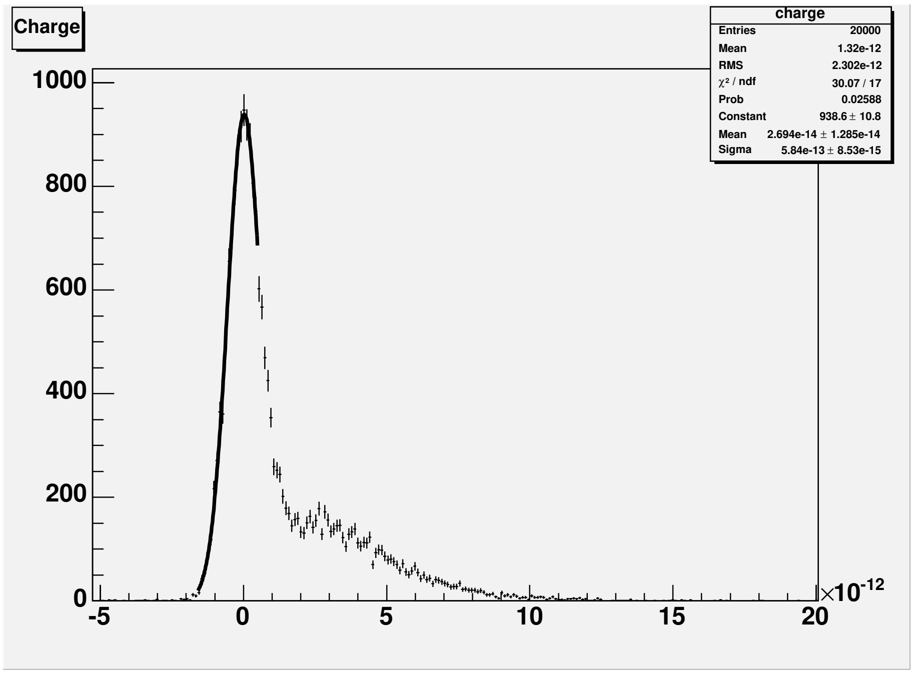

Рис. 6: Спектр отклика детектора на импульс.

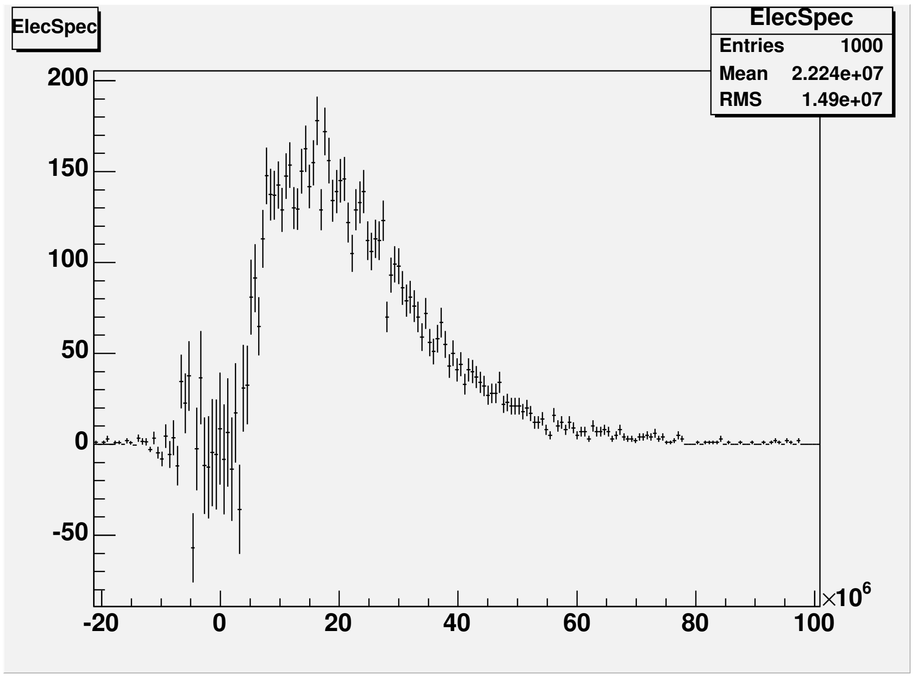

Рис. 7: Одноэлектронный спектр, полученный вычитанием шумов. Ось X нормирована на заряд электрона.

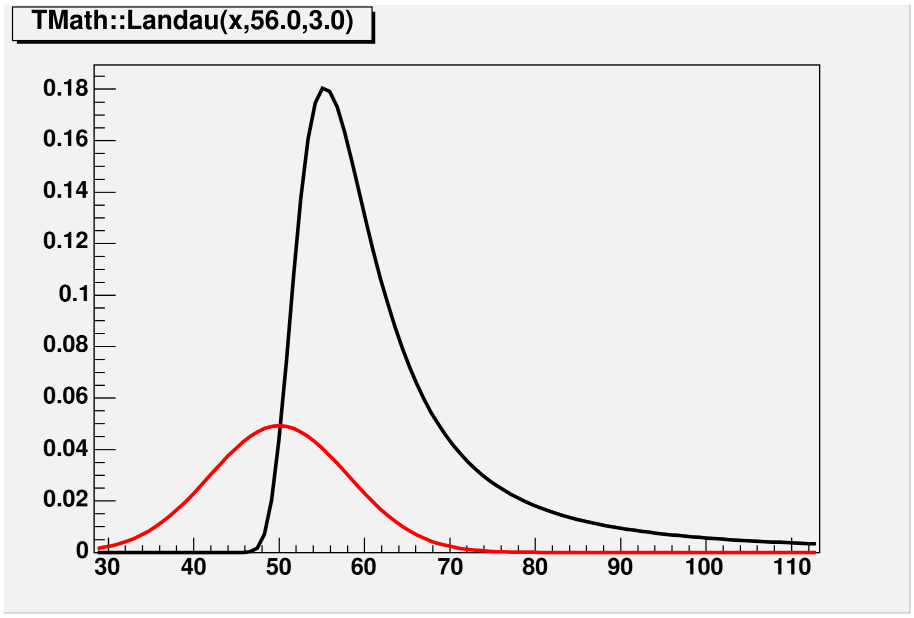

Рис. 8: Свёртка распределения энергетических потерь с откликом детектора

7 Компьютерное моделирование

Для того, чтобы получить распределение сигналов с ФЭУ по заряду (при этом заряд измеряется в единицах $M \times e$, где M – среднее усиление ФЭУ), нужно "свернуть" (см. Рис. 8) распределение ионизационных потерь частицы $L(x)$ с откликом прибора, который описывается гауссовским распределением с дисперсией, определяемой формулой (2).

$$G(N-x,D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \exp\left\{-\frac{(N-x)^2}{2D}\right\}, \text{ где } D = N(1+B)$$

B – коэффициент шума детектора, определённый при измерении одноэлектронного спектра. Распределение $f(N)$ (на Рис. 4) было получено экспериментально.

$$f(N) = \int_{-\infty}^{\infty} L(x)G(N-x,D)dx$$

Эта операция не является свёрткой в строгом математическом смысле, так как дисперсия гауссовского распределения зависит от N.

Вид распределения $L(x)$ считался заданным, для нахождения его параметров применялся метод последовательных приближений. Подсчёт "свёртки" производился численно. К случайной величине, распределённой по закону $L(x)$, прибавлялась случайная величина, распределённая по закону $G(N-x,D)$. Полученные спектры сравнивались. У экспериментально полученного спектра есть неприятная особенность – заметный пьедестал. Он аппроксимировался линейной функцией и прибавлялся к спектру, полученному численно. Результаты наилучшего приближения изображены на Рис. 9. Видно, что численное моделирование довольно хорошо воспроизводит экспериментально полученный спектр.

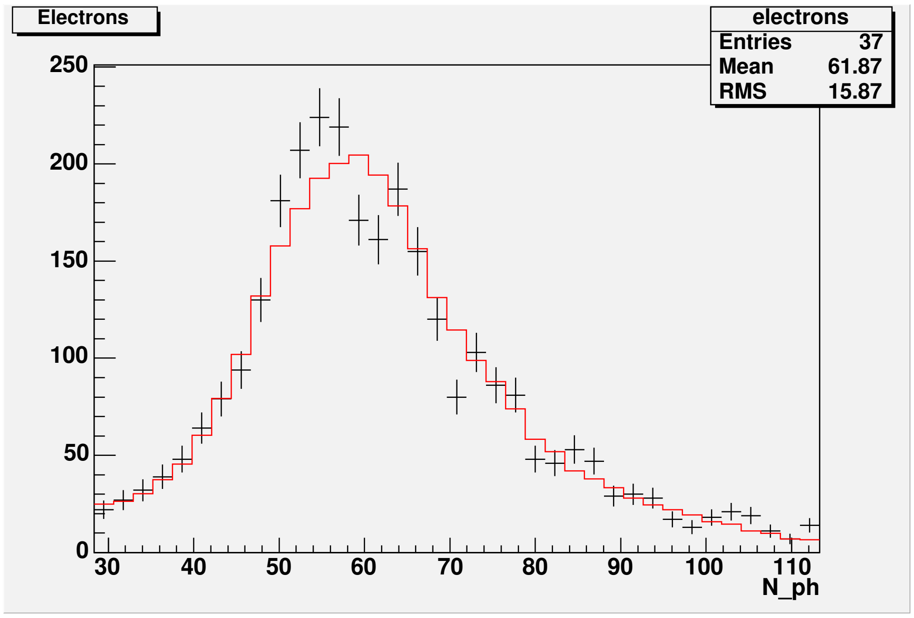

Рис. 9: Экспериментально полученный спектр (точки) и результат численного эксперимента (сплошная линия).

8 Заключение

Измерен спектр сцинтилляционных вспышек от мюонов космических лучей. На основе измерения одноэлектронного спектра ФЭУ получено: коэффициент усиления ФЭУ $M = (2.2\pm0.2)\cdot10^7$, фактор шума $B = 0.45\pm0.05$. Спектр энергетических потерь мюонов откалиброван в фотоэлектронах, из него путём обращения "свёртки" методом последовательных приближений получен спектр собственно ионизационных потерь. Параметры полученного распределения Ландау: $MPV \approx 56$, $\sigma \approx 3$. Задача обращения является весьма вычислительно неустойчивой, поэтому точность результатов невелика.

К сожалению, не удалось выполнить моделирование возникновения распределения Ландау путём свёртки распределений потерь в элементарном столкновении, так как обнаруженная "особенность" пакета ROOT не позволяет получать случайные значения, распределённые в большом интервале.

Сравнение экспериментально полученного распределения с ожидаемым станет возможным, если увеличить коэффициент светосбора, уменьшив влияние геометрии детектора. Этого можно достигнуть, если поставить запускаемый счётчик ближе к ФЭУ, уменьшив его размеры, пусть и ценой увеличенного времени экспозиции.