

Специальный ядерный практикум

Лабораторная работа №3

Флуктуации ионизационных потерь

Ильина Н.П., Силаев А.А., Силаев А.А., Широков А.В., Анохина А.М., Гуляева В.В.

В данной лабораторной работе специального ядерного практикума изучаются флуктуации ионизационных потерь в тонком поглотителе. Используемая экспериментальная установка позволяет регистрировать мюоны и электроны вторичного космического излучения с помощью пластиковых сцинтилляторов и фотоэлектронных умножителей. В качестве конкретной цели работы ставится задача калибровки амплитудного анализатора. Задача разработана преподавателем кафедры физики космоса физического факультета МГУ Натальей Петровной Ильиной для специального практикума отделения ядерной физики. Установка и соответствующее матобеспечение созданы в НИИЯФ МГУ Силаевым А. А., Силаевым А. А. (мл.), Широковым А. В. В 2024 г. Анохиной А. М. и Гуляевой В. В. внесены дополнительные упражнения, связанные с анализом и представлением результатов, отредактирован и дополнен текст описания.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Космические лучи	4
2 Ионизационные потери заряженных частиц в среднем, формула Бете — Блоха	5
3 Флуктуации ионизационных потерь, распределение Ландау	11
4 Экспериментальная установка, сцинтилляционный детектор	15
5 Выполнение работы	18
А Пример расчета средних и наиболее вероятных значений ионизационных потерь	22
В δ-электроны. Сечение образования δ-электронов	24
Литература	25

ВВЕДЕНИЕ

Все заряженные частицы при прохождении слоя вещества теряют энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Такие потери энергии называются ионизационными. Ионизационные потери позволяют регистрировать и идентифицировать частицы с помощью различных детекторов (пропорциональных счетчиков, фотоэмульсий, пузырьковых камер, сцинтилляционных счетчиков, полупроводниковых приборов и т. д.). Если известен заряд частицы, то измерения ионизационных потерь и импульса (в определенном энергетическом диапазоне) позволяют определить их массу. Если же масса частицы известна, то измерение ионизационных потерь дает возможность определить ее энергию (также в определенном диапазоне).

Статистический характер процесса ионизации, а именно большие потери энергии с образованием δ -электронов, приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. В 1915 году Н. Бор показал, что флуктуации ионизационных потерь в **толстых поглотителях** подчиняются закону Гаусса. В 1944 году расчет ожидаемых флуктуаций ионизационных потерь провел Л. Д. Ландау. Характерное несимметричное распределение ионизационных потерь в **тонких поглотителях** носит его имя. В 1950 году О. Блунк и С. Лейзеганг уточнили решение Л. Д. Ландау, в 1957 году П. В. Вавилову удалось найти наиболее точное решение задачи о флуктуациях ионизационных потерь тяжелых частиц в тонких поглотителях и определить условия, при которых можно пользоваться распределениями Гаусса и Ландау ([3, 5, 6]).

Настоящая Лабораторная работа посвящена изучению флуктуаций ионизационных потерь с помощью экспериментальной установки, на которой регистрируется энерговыделение в пластиковых сцинтилляторах при прохождении через них атмосферных мюонов.

§1. Космические лучи

Космические лучи были открыты в 1912 г. В. Гессом. Первичные космические лучи (ПКЛ) — это потоки атомных ядер высоких энергий, приходящих на Землю из просторов Вселенной. В результате взаимодействия ПКЛ с ядрами атмосферы возникает большое число вторичных частиц (см. рис. 1). Такой каскад покрывает большую территорию и называется широким атмосферным ливнем.

В одном акте взаимодействия первичный протон обычно теряет $\sim 50\%$ своей энергии, а в результате взаимодействия возникают в основном пионы, а также вторичные протоны, нейтроны, каоны и т. д. Каждое последующее взаимодействие первичной (лидирующей) частицы добавляет в каскад новые адроны, которые летят преимущественно по направлению первичной частицы, образуя адронную компоненту ливня.

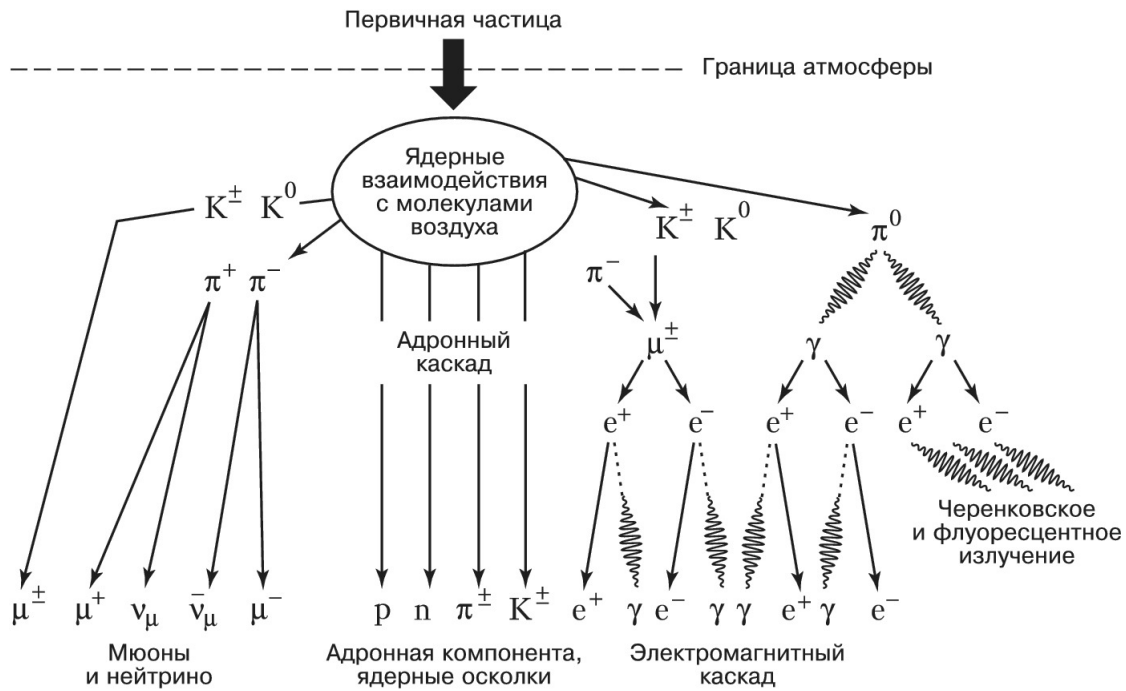


Рисунок 1. Широкий атмосферный ливень

Образующиеся пионы могут взаимодействовать с ядрами атмосферы, а могут распадаться, формируя мюонную и электронно-фотонную компоненты ливня. Адронная компонента до поверхности Земли практически не доходит, превращаясь в мюоны, нейтрино и γ -кванты.

Мюоны составляют основную часть заряженных частиц космических лучей на уровне моря. Средняя энергия мюонов на уровне моря ≈ 5 ГэВ.

§2. Ионизационные потери заряженных частиц в среднем, формула Бете — Блоха

Основные закономерности, описывающие ионизационные потери энергии тяжелыми заряженными частицами, можно получить из сравнительно простых качественных соображений, основанных на классических представлениях*). Впервые эти закономерности были получены в 1915 г. Н. Бором.

Формула Бора для удельных ионизационных потерь энергии тяжелых заряженных частиц:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi \cdot z^2 Z e^4 n}{m v^2} \ln \frac{2m v^2}{I(1 - \beta^2)}$$

С учетом квантовых и релятивистских эффектов Ф. Бете и Х. Блохом была выведена более точная формула для средних ионизационных потерь энергии тяжелых заряженных частиц.

* подробный вывод есть в <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ihem/ihem02.htm>

Формула Бете — Блоха определяет **средние** удельные потери на ионизацию:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{cp}} = \frac{2\pi \cdot e^4 z^2 Z n}{m v^2} \left(\ln \frac{2m v^2 T_{\text{max}}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta - U \right), \quad (1)$$

где n — число электронов в 1 см^3 вещества, m — масса электрона, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), ez — заряд частицы, I — средний потенциал ионизации атомов среды ($I \cong 13.5 \cdot Z \text{ эВ}$), T_{max} — максимальная энергия, передаваемая налетающей частицей атомному электрону:

$$T_{\text{max}} = 2 \frac{(T + Mc^2 + mc^2)^2 mc^2}{M^2 c^4}, \quad (2)$$

T — кинетическая энергия частицы с массой M ; δ — поправка на эффект плотности, обусловленный поляризацией среды, величина U учитывает связь атомных электронов и существенна при малых энергиях.

2.1. Зависимость ионизационных потерь от скорости частицы

Рассмотрим общие свойства формулы Бете — Блоха (1) для удельных ионизационных потерь тяжелых заряженных частиц в зависимости от скорости частицы, см. рис.2.

(BC). Участок (BC) рис.2 соответствует случаю, когда, с одной стороны, частица нерелятивистская, т.е. $E < Mc^2$ и $\beta < 1$, с другой стороны, она настолько быстрая, что все электроны атомов могут считаться свободными.

Чем меньше скорость частицы, тем больше время ее взаимодействия с электроном атома, а, следовательно, и больше импульс, переданный электрону. Переданный при столкновении импульс p пропорционален времени взаимодействия τ или $1/v$, а соответствующая ему передача энергии $p^2/2m$ пропорциональна $1/v^2$, что объясняет уменьшение ионизационных потерь при увеличении энергии (скорости) частицы.

Поведение кривой в этой области (BC) определяется коэффициентом перед скобками в формуле Бете — Блоха.

(CD). На участке (CD) удельные ионизационные потери увеличиваться с ростом энергии частицы. Этот рост потерь обусловлен ростом величины логарифмического члена, так как при $\beta \rightarrow 1$, то $1/(1 - \beta^2) \rightarrow \infty$. Логарифмический рост начинается после того, как dE/dx достигнет минимальной величины при $v \cong 0.96c$.

Частично этот подъем происходит за счет близких столкновений, так как увеличивается максимальная передаваемая энергия T_{max} (см. (2)), а ча-

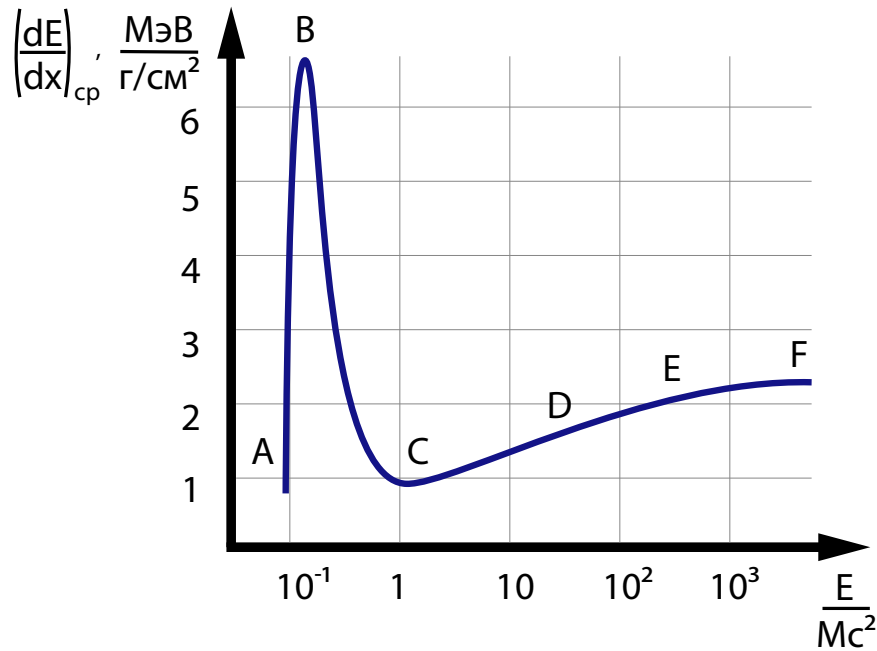


Рисунок 2. Зависимость ионизационных потерь энергии от энергии тяжелых заряженных частиц. Кривая Бете — Блоха.

стично за счет далеких столкновений из-за релятивистского увеличения прицельного параметра частицы (b_{max}).

Такой рост потерь происходит из-за релятивистского сжатия кулоновского поля частицы в продольном направлении (вдоль траектории частицы) и расширения поля в поперечном направлении (рис. 3). Таким образом, все большее число электронов среды попадает в область воздействия пролетающей частицы. Растет b_{max} , и все большему числу электронов частица передает свою энергию. Следовательно, и потери энергии частицей на ионизацию на единице ее пути растут.

(DE). Казалось бы, эффект релятивистского сжатия поля должен был бы приводить к неограниченному увеличению потерь. Однако это не так. При дальнейшем увеличении энергии частицы b_{max} может стать больше расстояния между атомами среды. В этом случае возникает так называемый **эффект плотности**, который особенно существенен для плотных веществ.

Эффект плотности связан с тем, что поле летящей частицы поляризует атомы среды. В результате поляризации многих атомов возникает поле диполей, направлен-

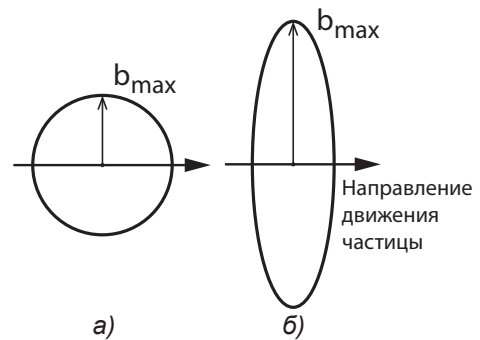


Рисунок 3. Форма эквипотенциальной поверхности кулоновского поля: для нерелятивистской (а) и релятивистской (б) частицы.

ное в сторону, противоположную полю частицы. Оно ослабляет поле частицы и как бы экранирует от него далеко расположенные электроны. На некотором расстоянии от траектории частицы поле ее компенсируется полностью противоположным полем диполей.

(**EF**). В области кривой (EF) рост потерь энергии существенно замедляется из-за возрастания **эффекта плотности** (член δ в (1) и (3)). Остается только рост потерь за счет увеличения передаваемой энергии, которое обязательно росту T_{max} .

Поскольку поляризация среды прямо пропорциональна плотности электронов n_e , то этот эффект сильно зависит от плотности вещества. Отсюда и его название — «эффект плотности».

Поправка на эффект плотности в несколько упрощенном виде впервые была рассчитана Э. Ферми в 1939 г. и поэтому область (EF) часто называют «плато Ферми».

В крайнем релятивистском случае поправка на эффект плотности имеет вид:

$$\delta = -\ln(1 - \beta^2) - \Psi,$$

где Ψ — константа, зависящая от свойств вещества,

$$\Psi = \ln \frac{I^2}{h^2 (ne^2/\pi m)^4} + 1,$$

h — постоянная Планка.

Член $-\ln(1 - \beta^2)$ в формуле для δ и член $\ln(1 - \beta^2)$ в формуле Бете — Блоха (1) взаимно уничтожаются. Следовательно, часть релятивистского возрастания ионизационных потерь, связанная с ростом поперечных размеров электромагнитного поля частицы, полностью компенсируется **эффектом плотности**.

Для полноты картины на рис. 4 представлена зависимость от импульса полных, не только ионизационных, потерь энергии мюонов (Stopping power) в меди на одну массовую единицу длины из обзора PDG (Particle Data Group)*.

Важно отметить, что в области больших импульсов основной вклад в потери энергии вносят уже не ионизационные, а радиационные потери.

*<http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-passage-particles-matter.pdf>

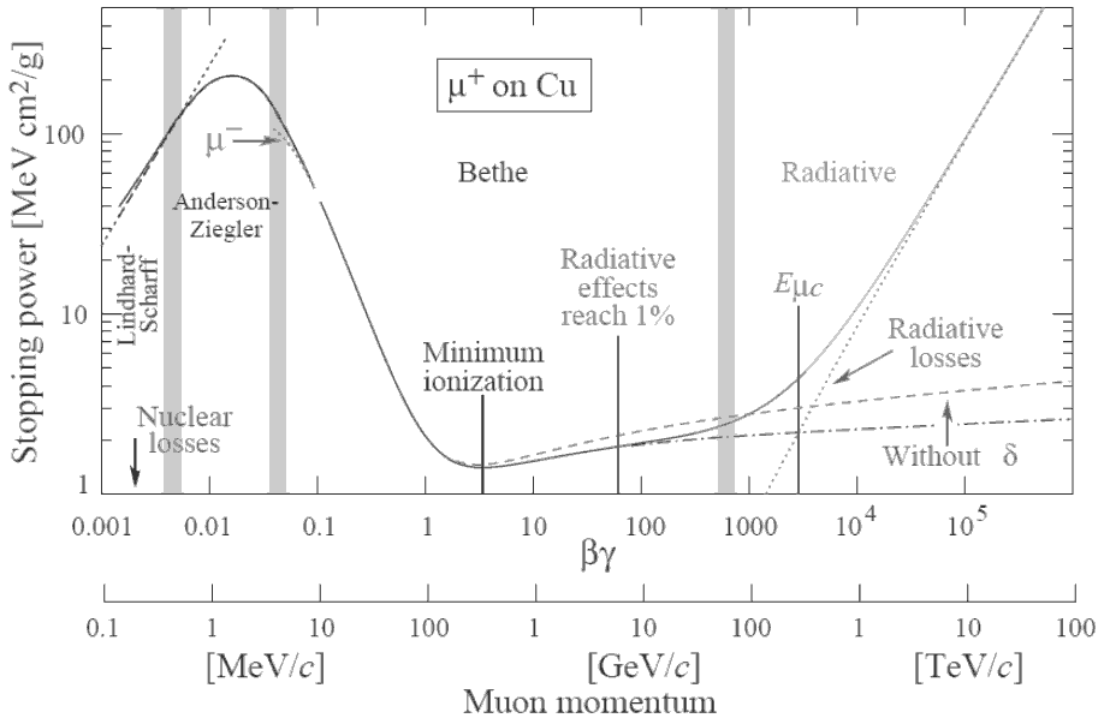


Рисунок 4. Потери энергии положительным мюоном в меди за счет различных процессов (Stopping power) для широкого диапазона энергий. Сплошная кривая описывает суммарные потери энергии за счет процессов. Кривая потерь для области $\beta\gamma$ левее ~ 0.1 построена по данным эксперимента ICRU49. Короткими штрихами иллюстрируется «эффект Баркаса». Вертикальные полосы обозначают различные области кривой потерь, обсуждаемые в настоящем пособии

2.2. Формула Бете — Блоха для численных расчетов

Для численных расчетов удобнее пользоваться несколько иным видом записи формулы Бете — Блоха (1) для ионизационных потерь на массовую единицу длины:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ср}} = \frac{A}{\beta^2} \left(B + 0.69 + \ln \frac{P}{Mc} + \ln T_{\text{max}} - 2\beta^2 - \delta - U \right), \quad (3)$$

ρ — плотность среды, выраженная в $\text{г}/\text{см}^3$, T_{max} , δ , U — в МэВ. Постоянные A и B даются следующими выражениями:

$$A = \frac{2\pi \cdot N_A \cdot Z^2 e^4}{mc^2 \rho} = 0.1536(Z/A_0),$$

Z — атомный номер, N_A — число Авогадро, A_0 — атомный вес вещества, в котором происходит ионизация;

$$B = \ln \frac{mc^2}{I^2},$$

здесь mc^2 выражено в МэВ, I — в эВ.

Величину δ можно найти из следующих выражений: Параметры

$$\begin{aligned} \delta &= 4.606y + C + a(y_1 - y)^S && \text{при } y_0 < y < y_1; \\ \delta &= 4.606y + C && \text{при } y > y_1; \\ \delta &= 0 && \text{при } y < y_0, \text{ где } y = \lg(P/m). \end{aligned}$$

y_0, y_1, C, a и S зависят только от вещества и вычислены для многих веществ. Способ вычисления ионизационных потерь, а также значений параметров y_0, y_1, C и S для различных веществ приведены в приложении 3 в книге [1]. В таб. 1 даны значения A, B, y_0, y_1, C, a, S для ряда веществ.

Таблица 1. Значение параметров для вычисления δ

параметры	Воздух	Водород	Полистерол	Свинец
$A, \text{МэВ}/(\text{г см}^{-2})$	0.0768	0.1524	0.0826	0.0608
B	17.69	21.07	18.65	12.81
$-C$	10.70	9.5	3.15	6.93
a	0.126	0.505	0.429	0.0652
S	3.72	4.72	2.85	3.42
y_1	4.0	3.0	2.0	4.0
y_0	1.87	1.85	0.13	0.4
$\rho, \text{г}/\text{см}^3$	$1.29 \cdot 10^{-3}$	$0.0899 \cdot 10^{-3}$	1.05–1.09	11.35
$I, \text{эВ}$	94	18.7	63.1	926
I/I_H	6.95	1.4	4.69	86.8
$Z, \text{эВ}$	7.37	1	88	82
A_0	-	1	-	207.2

2.3. Формула Бете — Блоха для сложного вещества

Формулы (1) и (3) для ионизационных потерь справедливы и для сложного вещества. Ионизационные потери для такой среды вычисляются как сумма ионизационных потерь для различных элементов, составляющих данную среду. При этом средний потенциал ионизации и поправка на эффект плотности представляют собой усредненные величины \bar{I} и $\bar{\delta}$, определяемые из следующих выражений:

$$\ln \bar{I} = \sum_i f_i \ln I_i, \bar{\delta} = \bar{Z} f_i \delta_i,$$

где $f_i = n_i Z_i / \sum n_i Z_i$, n_i — число атомов элемента с атомным номером Z_i , I_i — средний потенциал ионизации i -го элемента; δ_i — поправка на эффект плотности для i -го элемента; f_i — соответствует силе осциллятора атомных электронов i -го элемента.

Постоянную A в формуле (3) в случае сложного вещества следует вычислять по формуле:

$$A = 0.1536 \left(\frac{\sum_i n_i Z_i}{\sum_i n_i A_{0i}} \right),$$

где A_{0i} — атомный вес i -го элемента.

§3. Флуктуации ионизационных потерь, распределение Ландау

Потери энергии заряженной частицей есть статистический процесс, т.к. различные столкновения, ответственные за эти потери, представляют собой независимые события. Поэтому при прохождении через определенный слой вещества Δx частицы одного и того же сорта и одинаковой энергии ($E_0, E_0 + dE_0$) теряют не одно и то же количество энергии. В среднем энергия частиц уменьшается за счет ионизационных потерь на величину $\Delta E_{\text{ср}} = (dE/dx)_{\text{ср}} \cdot \Delta x$, где $(dE/dx)_{\text{ср}}$ — средние ионизационные потери на единице пути (формула Бете — Блоха (3)).

Реальные ионизационные потери флуктуируют около средних по двум причинам. Во-первых, флуктуирует число актов столкновения, особенно в данном случае важны столкновения с большой передачей энергии в данном слое dx , и во-вторых — флуктуирует величина потерь энергии в каждом отдельном столкновении частицы с электроном среды.

Результатом флуктуации ионизационных потерь пучка моноэнергичных частиц является возникновение энергетического разброса после прохождения слоя вещества Δx . Статистические флуктуации потерь энергии заряженной частицей с массой $M \gg m_e$ сравнительно малы, т.к. в каждом отдельном случае передача энергии мала, а число столкновений велико.

Для электронов, которые входят в состав вторичной компоненты космического излучения на уровне моря, ионизационные потери энергии вообще не являются главной причиной энергетических потерь и, тем более, главной причиной, вызывающей флуктуации этих потерь (для электронов особенно важны радиационные потери). Поэтому обычно проблему флуктуации ионизационных потерь энергии связывают с тяжелыми заряженными частицами (мюонами, пионами, протонами и др.).

Характер возникающего при этом энергетического распределения частиц зависит от толщины слоя Δx .

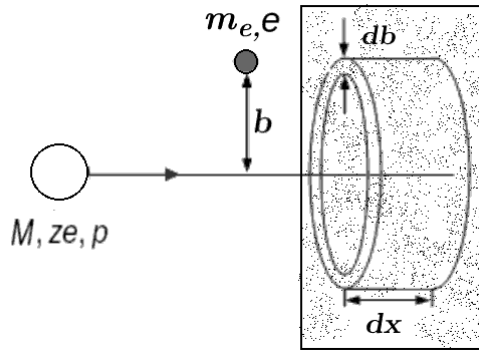


Рисунок 5. Схема пролета тяжелой заряженной частицы (M, ze, p) через вещество. Показан кольцевой цилиндр, в пределах объема которого электроны вещества оказываются с прицельными параметрами от b до $(b + db)$

В 1915 г. Н. Бор показал, что флуктуации ионизационных потерь в **толстых поглотителях** (т.е. в таких, в которых происходит усреднение многих актов столкновения и разных передач энергии электронам вещества) подчиняются закону Гаусса:

$$p(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \cdot \exp \left[-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2D} \right] \quad (4)$$

где $\overline{\Delta E}$ — средние потери энергии в слое Δx , а $D = 4\pi \cdot e^4 z^2 N Z \Delta x$ — дисперсия распределения. Распределение Гаусса симметрично, наиболее вероятные потери совпадают со средними потерями. Но на практике обычно используются **тонкие поглотители**.

Поскольку характер энергетического распределения частиц, проходящих слой Δx , зависит от толщины этого слоя, то необходимо количественно определить понятия «толстый» и «тонкий» слой вещества.

Назовем слой поглотителя толстым, если в нем происходит много актов столкновения с максимальной передаваемой энергией (имеется в виду с энергией, обеспечивающей образование δ -электронов): $N(> T_e^{max}) \gg 1$ (или $N_\delta \gg 1$).

Найдем число столкновений на пути Δx с передачей электрону энергии в интервале $(T_e, T_e + dT_e)$, необходимой для образования δ -электронов.

При прохождении частицей (ионом) пути Δx она передает энергию T_e каждому из электронов среды, находящихся в объеме кольцевого цилиндра радиуса b , с площадью кольца $2\pi b db$ и длиной Δx . Объем такого кольцевого цилиндра — $2\pi b db \Delta x$, а количество электронов, находящихся в нем — $n_e \cdot 2\pi b db \Delta x$, где n_e — плотность электронов в среде.

Следовательно, на единице своего пути в веществе частица образует следующее число δ -электронов с энергией в интервале энергий $(T_e, T_e + dT_e)$:

$$dN_\delta = 2\pi b db \Delta x \cdot n_e = n_e \Delta x d\sigma_\delta,$$

где $d\sigma_\delta = 2\pi b db$ — сечение образования δ -электронов.

Вывод выражения для $d\sigma_\delta$ можно найти в Приложении 2 или в учебнике [10].

Подставляем выражение для $d\sigma_\delta$:

$$d\sigma_\delta = \frac{2\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{V^2} \frac{|dT_e|}{T_e^2}.$$

Получаем число столкновений на пути Δx с передачей электрону энергии в интервале $(T_e, T_e + dT_e)$:

$$dN_\delta(T_e) = \frac{2\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{V^2} \cdot n_e \cdot \Delta x \cdot \frac{dT_e}{T_e^2}. \quad (5)$$

С учётом того, что $n_e = N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot \rho$, число столкновений в слое Δx с передачей энергии $T_e \geq T_e^{max}$ будет (интегрируем по энергии, переданной электронам вещества T_e):

$$N(\geq T_e^{max}) = \int_{T_e^{max}}^{\infty} dN(T_e) = \frac{2\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot n_e \cdot \Delta x \cdot \frac{1}{T_e^{max}}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) можно получить условие «**толстого поглотителя**».

Наложив условие $N(T \geq T_{max}) \gg 1$, получаем

$$\frac{2\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot n_e \cdot \Delta x \gg T_{max}.$$

Если с электроном сталкивается тяжелая нерелятивистская частица, то $T_e^{max} = 2m_e V^2$. Отсюда получаем, что **слой Δx поглотителя толстый**, если

$$\frac{2\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot n_e \cdot \Delta x \gg 2m_e V^2. \quad (7)$$

Если же в слое Δx произошло мало столкновений с большой передачей энергии электронам $N(T \geq T_{max}) \ll 1$, то такой слой будем называть **тонким**. Этому понятию соответствует соотношение

$$\frac{2\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot n_e \cdot \Delta x \ll 2m_e V^2. \quad (8)$$

Исходя из этого факта в 1944 г. Л.Д. Ландау впервые получил функцию распределения для ионизационных потерь в тонком поглотителе с максимумом, соответствующим наиболее вероятному значению $\varepsilon_{\text{вер}}$, и дал выражение для этого наиболее вероятного значения (9).

$$\varepsilon_{\text{вер}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{вер}} = \frac{Ax}{\beta^2} \left(B + 1.06 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (9)$$

Полученное распределение называется кривой Ландау и имеет вид, схематически изображенный на рис. (6). Распределение Ландау для «тонких» поглотителей существенно несимметрично: положение максимума кривой ($\Delta E = \Delta E_{\text{вер}}$) не совпадает со средними потерями энергии: $\Delta E_{\text{ср}} = 1.4\Delta E_{\text{вер}}$.

Пологий спад связан со сравнительно редкими и близкими столкновениями, в которых образовавшимся δ -электронам передается значительная доля энергии. Максимально возможная передача энергии осуществляется при лобовом соударении заряженной частицы с атомными электронами. Выражение (9) с учетом [5] имеет вид:

$$\varepsilon_{\text{вер}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{вер}} = \frac{Ax}{\beta^2} \left(B + 0.891 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (10)$$

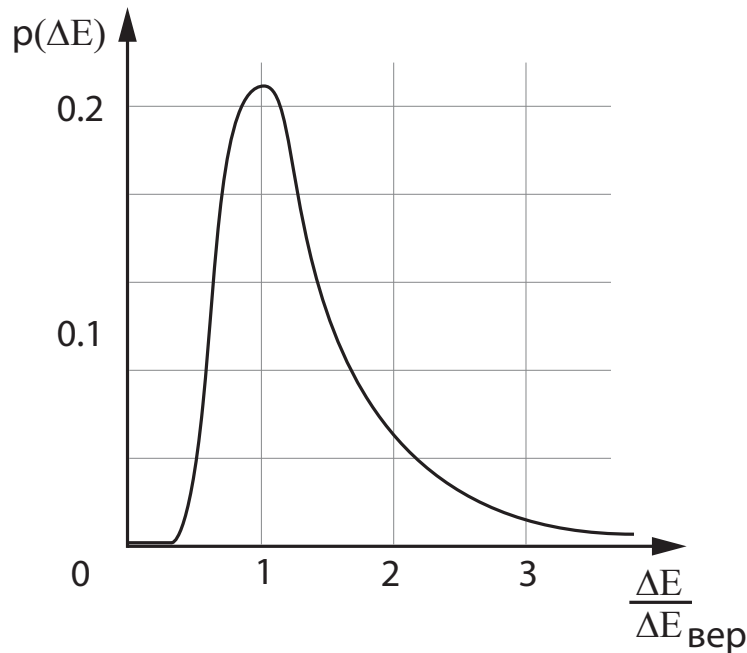


Рисунок 6. Распределение ионизационных потерь в тонком поглотителе Ландау.

3.1. Область применения решения Ландау

$$\xi = \frac{2\pi \cdot z^2 e^4}{m v^2} n_e \Delta x$$

Ширина распределения на половине высоты близка к 4ξ . Асимметрия обусловлена сравнительно редкими близкими столкновениями, в которых образовавшимся δ -электронам передается значительная доля энергии частицы, следовательно, при этом наблюдаются большие потери энергии.

С увеличением толщины слоя вещества происходит постепенный переход от распределения Ландау к распределению Гаусса для потерь энергии. Функция распределения Ландау оказалась довольно похожей по форме на наблюдаемые на опыте распределения, но полуширина наблюдаемого распределения больше, чем дает Ландау.

В 1950 г. О. Блунк и С. Лейзеганг уточнили решение Ландау, учтя следующий член в разложении при вычислении функции распределения. В работе [6] получена функция распределения потерь при учете резонансных столкновений с атомарными электронами (следствие связи электронов в атоме). Учет резонансных явлений особенно существен для релятивистских частиц.

В 1957 г. П.В. Вавилову удалось найти точное решение задачи о флуктуациях ионизационных потерь тяжелых частиц в тонких поглотителях [3] и определить условия, при которых можно пользоваться распределениями Гаусса и Ландау:

если $\xi \leq 0.01 T_{max}$, то справедливо решение Ландау с уточнением Блунка-Лейзеганга;

если $0.01 T_{max} \leq \xi \leq T_{max}$, то надо использовать решение Вавилова;

если $\xi \gg T_{max}$, то справедливо распределение Гаусса.

§4. Экспериментальная установка, сцинтилляционный детектор

В настоящей работе исследуются распределения ионизационных потерь мюонов и электронов вторичного космического излучения, которые регистрируются с помощью сцинтилляционных детекторов и амплитудного анализатора компьютера. Частица, проходя через сцинтиллятор, возбуждает атомы среды. Со временем возбуждение спадает с высвечиванием фотонов, которые попадают на фотокатод ФЭУ с определенной вероятностью (это зависит от регистрируемого излучения, среды и соотношений вещества в сцинтилляторе). Когда происходит ионизация, частица передает электрону атома энергию больше энергии связи, вследствие чего электрон покидает энергетическую оболочку атома. Если частица передает электрону энергию настолько боль-

шую, что электрон становится Δ -электроном, то он сам производит ионизацию среды, возбуждая атомы, которые также попадут на фотокатод ФЭУ.

На фотокатоде ФЭУ в результате фотоэффекта свет преобразуется в поток электронов, который усиливается диодной системой за счет механизма вторичной электронной эмиссии. Анодный токовый сигнал ФЭУ через усилитель подается на вход измерительного прибора — амплитудного анализатора.

При этом необходимо, чтобы амплитуда импульса на выходе ФЭУ была пропорциональна интенсивности световой вспышки в сцинтилляторе, которая должна быть пропорциональна энергии частицы, потерянной в сцинтилляторе на ионизацию. Энергия E , потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей, равна $(-dE/dx)_{\text{ион}} \cdot x$ (x — толщина слоя сцинтиллятора в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$). Для большинства сцинтилляторов величина световой вспышки пропорциональна поглощенной энергии. Фотоумножители также обладают линейной характеристикой в широком диапазоне напряжения питания. Амплитуда на выходе ФЭУ может быть определена из соотношения:

$$F = \frac{Q_0}{c} = \frac{n_0 e k}{c} = E \frac{\alpha \beta \varepsilon_e k}{c}$$

Здесь n_0 — число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке, e — заряд электрона, k — коэффициент усиления ФЭУ, c — емкость анодной цепи ФЭУ, E — энергия в эВ, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей на ионизацию, α — световой выход фосфора, β — коэффициент, учитывающий неполное собирание света на фотокатоде, ε_e — эффективность фотокатода, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света.

Выделившаяся энергия E зависит от величины пути x , проходимого частицей в сцинтилляторе. Частицы вторичного космического излучения могут приходить под разными зенитными углами, из-за чего величина пути частицы может меняться. Поэтому необходимо обеспечить постоянство величины пути, проходимого частицей в сцинтилляторе, или, по крайней мере, ограничить разброс его значений. Это достигается с помощью выбора соответствующей геометрии установки, а именно введением режима совпадений двух сцинтилляторов (рис. (7)). Разброс возможных значений, шумы и флуктуации в ФЭУ приводят к симметричному расширению кривой распределений флуктуаций (рис. (6)).

Установка состоит из двух сцинтилляционных детекторов, свинцового фильтра, научно-исследовательского измерительного комплекса (НИИК) и персонального компьютера. Сцинтилляционный детектор представляет собой ФЭУ 49 (диаметр фотокатода 170 мм) и сцинтиллятор (полистирол с добавкой терфенила) толщиной 50 мм и диаметром 160 мм, плотность сцинтиллятора $1,1 \text{ г}/\text{см}^3$. Применение в установке двух сцинтилляционных детекторов, расположенных один против другого и включенных в режиме совпадения,

обеспечивает регистрацию заряженных частиц, проходящих в узком телесном угле (рис. (7)), а это, в свою очередь, ограничивает разброс длин пути, проходимого частицей в сцинтилляторе. В данной установке частица проходит порядка 5 см вещества сцинтиллятора. Величина может регулироваться изменением расстояния между фотоумножителями.

С помощью данной установки изучаются ионизационные потери и флуктуации ионизационных потерь мюонов и электронов космических лучей.

Ионизация именно от проходящих мюонов регистрируется при условии совпадений сигналов в обоих каналах сцинтилляционных детекторов и наличии между детекторами свинцового фильтра толщиной не менее 10 см. При отсутствии свинцового поглотителя между сцинтилляционными детекторами регистрируется ионизация и от мюонов и от электронов. Вычитая результаты измерений ионизации от мюонов из суммарной, получим распределение ионизации от электронов.

Регистрация амплитуд импульсов с выхода ФЭУ и все управление установкой осуществляется с помощью НИИК, созданного в отделе частиц сверхвысоких энергий НИИЯФ МГУ Силаевым А. А., Силаевым А. А., Широковым А. В. и используемого в других экспериментальных установках спецпрактикума ОЯФ. Научно-измерительный комплекс выполнен на базе крейта «Евромеханика» с платами определенного функционального назначения: платой низковольтного питания, платой с двумя управляемыми высоковольтными источниками (0-2000 В), двухвходовым амплитудным анализатором, платой контроллера крейта, кабелем связи с персональным компьютером (РС) и адаптером РС. Отбор анализируемых сигналов производится на аппаратном уровне с использованием микросхем программируемой логики. Комплекс управляется с компьютера типа IBM РС. Полученные распределения отображаются на экране дисплея компьютера (рис. (7)) и записываются в его память.

Применяемые в настоящей работе сцинтилляционные детекторы и вся электронная схема управления и анализа зарегистрированных событий позволяет получить линейную зависимость между величиной ионизационных потерь в сцинтилляторе и величиной импульса, зарегистрированного амплитудным анализатором. Поэтому, как уже упоминалось выше, амплитудное распределение, полученное на анализаторе, и будет распределением ионизационных потерь.

Управление установкой, рекомендуемые режимы работы ФЭУ (высокое напряжение, коэффициенты усиления в каналах ФЭУ и т.п.) приведены в дополнительной инструкции, находящейся на рабочем столе.

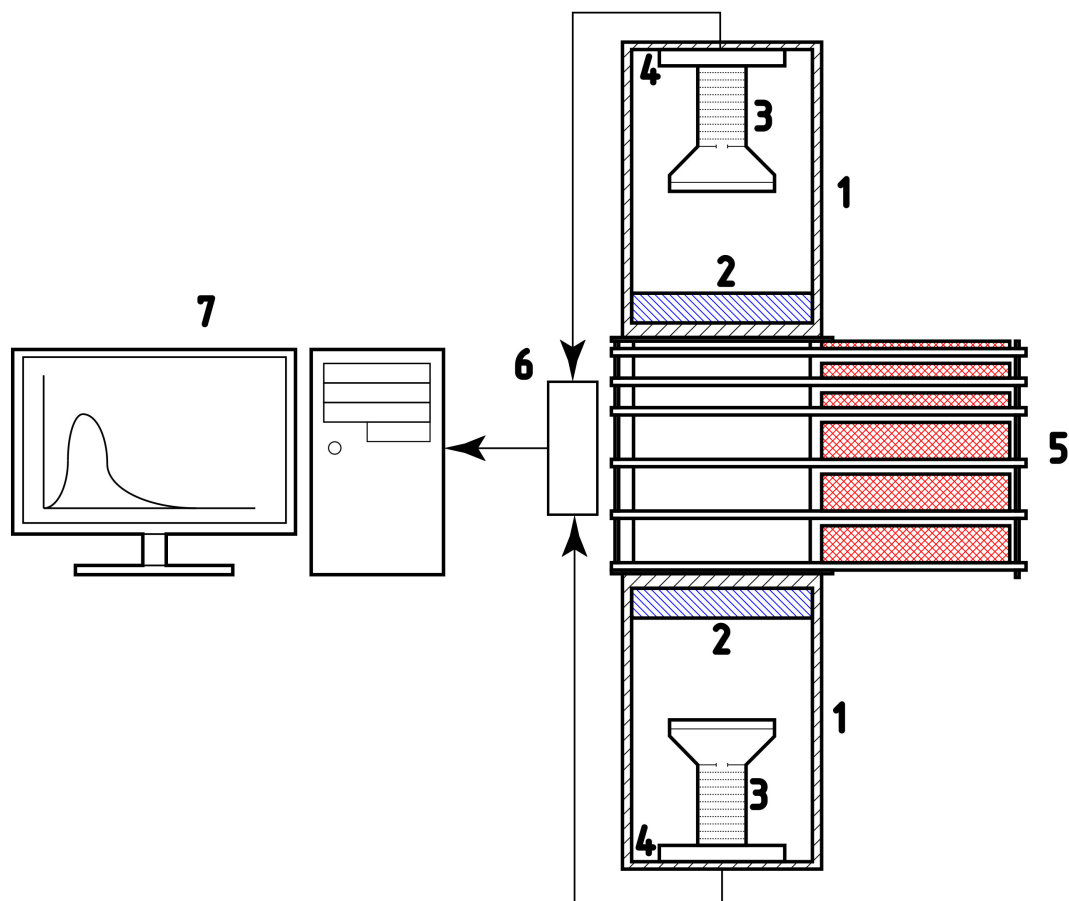


Рисунок 7. Схема установки.

§5. Выполнение работы

Порядок работы.

1. Включить установку и компьютер.
2. Запустить программу S1 (виджет S1 на рабочем столе компьютера). Должно открыться окно, подобное изображенному на рис. 8.
3. Провести измерение импульсов от ионизации, вызванной мюонами.
 - 3.1 Установить все пластины свинцового фильтра между верхним и нижним сцинтилляционными детекторами.
 - 3.2 Нажать на правой панели экрана стоп, затем сброс.
 - 3.2.1 Выбрать ФЭУ (K1, а затем K2), с выхода, которого будет идти регистрация импульсов.
 - 3.2.2 Установить рекомендованные режимы работы: высокое напряжение, усиление. Включить совпадения. Для этого нужно выключить (снять галочки) данные режимы, а затем включить (проставить галочки), рис. 8.
 - 3.2.3 Выбрать HV1, проверить верны ли установленные значения и нажать «Enter».

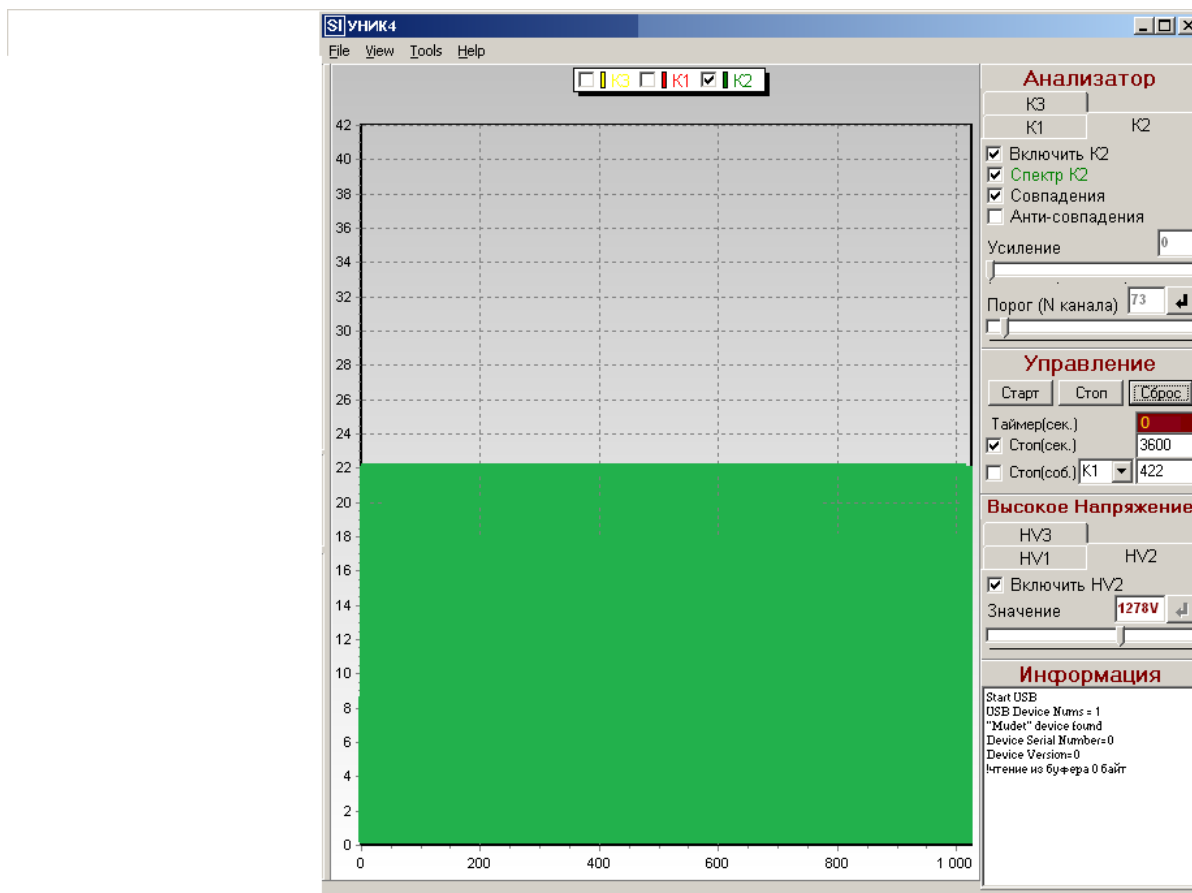


Рисунок 8. Запуск программы S1.

- 3.2.4 Проверить верны ли установленные значения для Усиления и Высокого напряжения, сравнить с тем, что написано на корпусах установок.
- 3.3 Аналогично пункту 3.2.1 поступить с другим ФЭУ, выбирая K2 и HV2.
- 3.4 Произвести набор статистики в течение 1 часа. Установить 3600 сек в окне Таймер. На рис. 9 изображена управляющая панель установки в процессе набора данных.
- С помощью вкладки View можно открыть панель с визуализацией данных. Вкладка Tools позволит использовать вертикальные маркеры для определения максимумов экспериментальных распределений.
- 3.5 По окончании набора статистики сохранить полученное распределение в файле с оригинальным именем.
4. Измерить распределение ионизации от суммарного космического излучения (мюонов и электронов).
- 4.1 Убрать свинцовый фильтр между сцинтилляционными детекторами.
- 4.2 Повторить пункты 3.2-3.5

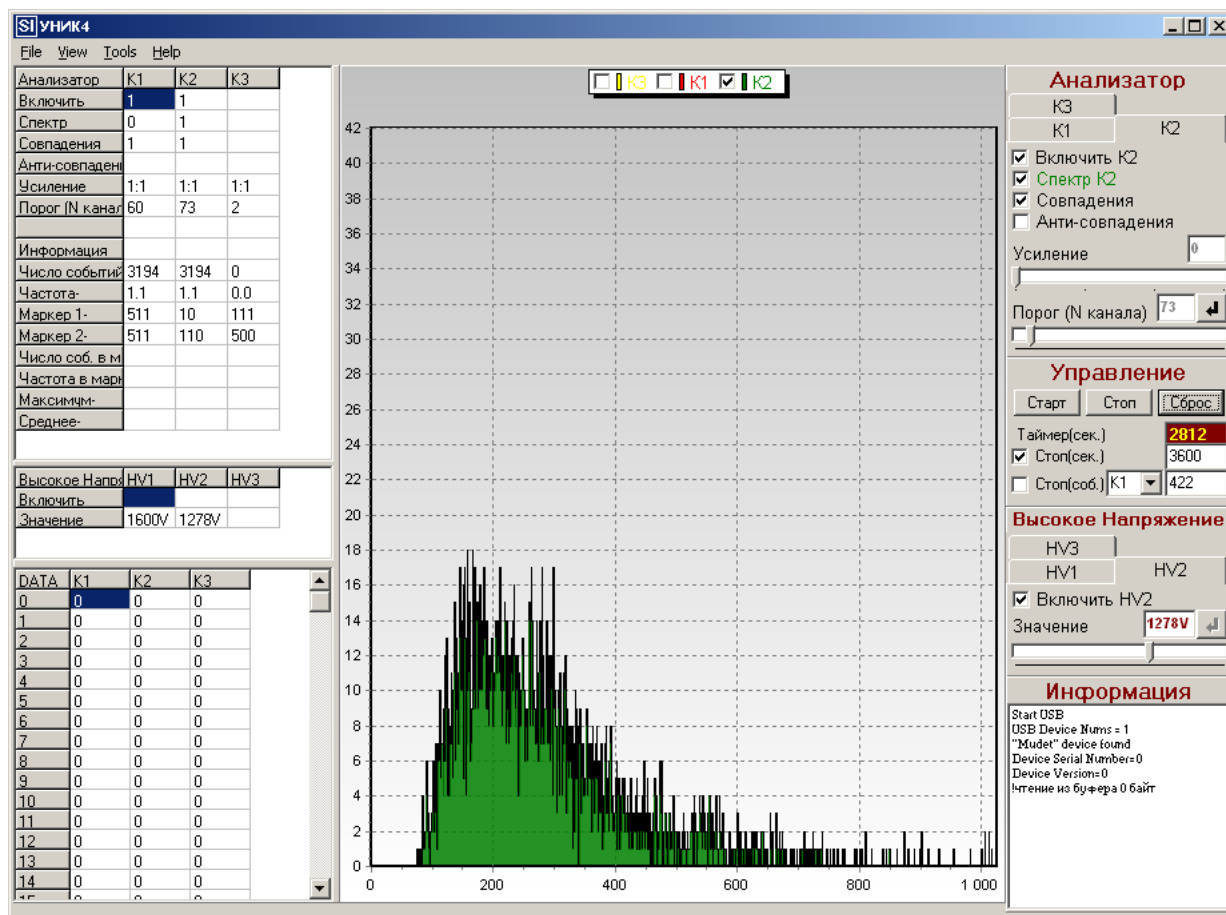


Рисунок 9. Процесс набора событий в каналах анализатора.

Обработка результатов.

1. Получить калибровочную прямую для распределения ионизации мюонов.
 - 1.1 Вычислить, пользуясь формулами Бете — Блоха и Ландау, средние и наиболее вероятные ионизационные потери мюонов в сцинтилляторе (полистирол) толщиной 5 см. Пример такого расчета приведен в Приложении 1.
 - 1.2 Определить по получившемуся распределению наиболее вероятную и среднюю ионизацию от мюонов (в номерах каналов).
 - 1.3 Построить по вычисленным значениям калибровочную прямую по двум точкам.
2. Перевести номера каналов в эВ и построить гистограмму ионизационных потерь в энергетических единицах.
3. Наложить на полученную гистограмму распределение Гаусса, отнормированное по экспериментальным данным.
4. Сравнить скорости счета мюонов и электронов.

5. Построить гистограммы энерговывделений, полученных с помощью моделирующего комплекса GEANT4 для двух типов поглотителя (маленькой и большой плотности) с различными толщинами (данные получить у преподавателя). Примеры таких гистограмм приведены на рис. 10. Провести анализ полученных гистограмм энерговывделений, определить для каждого распределения толщину и вещество поглотителя.

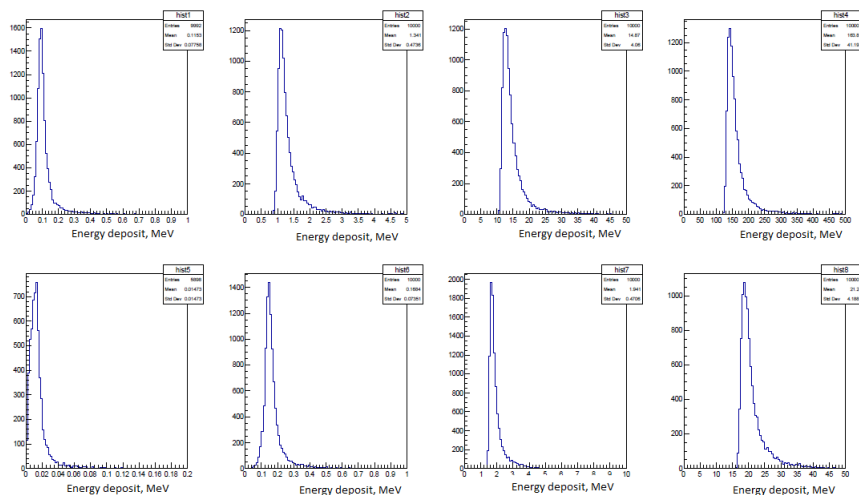


Рисунок 10. Примеры гистограмм энерговывделений в различных поглотителях.

Приложение 1. Пример расчета средних и наиболее вероятных значений ионизационных потерь

В качестве примера вычислим средние $\varepsilon_{\text{ср}}$ и $\varepsilon_{\text{вер}}$ наиболее вероятные ионизационные потери (по формулам (3) и 10 соответственно), создаваемых мюонами с кинетической энергией $T = 5$ ГэВ на 1г/см^2 свинца.

1. Для вычисления $\varepsilon_{\text{ср}}$ и $\varepsilon_{\text{вер}}$ нам понадобится знание ряда определенных величин:

$$T_{\text{max}} = 2 \frac{(T + Mc^2 + mc^2)^2 mc^2}{M^2 c^4} = 2387 \text{ МэВ};$$

$$Mc^2 = 105 \text{ МэВ}; \quad mc^2 = 0.511 \text{ МэВ};$$

$$\ln T_{\text{max}} = 8.517; \quad \beta^2 = 0.9995535; \quad \lg \frac{P}{Mc} = \lg \beta\gamma; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

$$\gamma = 47.325; \quad Y = \lg \beta\gamma = 1.675; \quad \ln \beta\gamma = 3.857.$$

2. Из таб. 1 находим значения коэффициентов для вычисления δ -поправки на эффект плотности:

$$A = 0.00608; \quad -C = 6.93; \quad B = 12.81; \quad a = 0.0652;$$

$$S = 3.42; \quad Y_1 = 4.0; \quad Y_0 = 0.4$$

3. Определяем по какой из формул следует вычислять δ . Видно, что $Y_0 < \lg \beta\gamma < Y_1$, следовательно величину δ можно найти из выражения:

$$\delta = 4.606 + Y + C + a(Y_1 - Y)^s; \quad \delta = 1.93$$

4. Находим средние ионизационные потери $\varepsilon_{\text{ср}}$ $\left(\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}\right)$:

$$\varepsilon_{\text{ср}} = \frac{0.0608}{0.9995535} [12.81 + 0.69 + 2 \cdot 3.857 + 8.517 - 1.999107 - 1.95293]$$

$$\varepsilon_{\text{ср}} = 1.57 \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}\right)$$

5. Аналогично найдем наиболее вероятные потери $\varepsilon_{\text{вер}} \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} \right)$:

$$\varepsilon_{\text{вер}} = \frac{0.0608}{0.9995535} \left[12.81 + 0.891 + 7.714 + \right. \\ \left. + \ln \frac{0.0608}{0.9995535} - 0.9995535 - 1.95293 \right]$$

$$\varepsilon_{\text{вер}} = 0.952 \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} \right)$$

Приложение 2. δ -электроны. Сечение образования δ -электронов

δ -электроны — это электроны высокой энергии ($T_e \gg I$), которые выбиваются из атомов в результате прохождения через вещество тяжелой заряженной частицы. δ -электроны ответственны за «волосатость» треков заряженных частиц, наблюдаемых в камере Вильсона или фотоэмульсиях. По числу δ -электронов, создаваемых частицами сверхвысоких энергий в космических лучах или от ускорителей, можно надежно судить о заряде этих частиц (в некотором диапазоне).

При столкновении заряженной частицы с электроном среды в случае достаточно малого параметра удара $b \sim a$ электрон может получить такую энергию, что сам будет вызывать ионизацию других атомов. Такие электроны называются δ -электронами. При ионизационных потерях в каждом столкновении пролетающей частицы с электроном среды в среднем ею теряется очень небольшая порция энергии. Но, в редких случаях передается значительная энергия, т.е. образуется δ -электрон.

В учебном пособии [6] описано, как получить приблизительное соотношение между энергией электрона T_e и параметром удара b :

$$T_e = \frac{2}{m_e} \frac{z^2 e^4}{V^2 b^2}, \quad b^2 = \frac{2e^4 z^2}{m_e V^2 T_e} \quad (11)$$

где (z — заряд, V — скорость, частицы)

Из (11) следует, что большая передача энергии с образованием δ -электрона осуществляется при малых параметрах удара. Фиксируем некий параметр удара b , при котором возможна большая передача энергии электронам среды с образованием δ -электронов в интервале энергий ($T_e, T_e + dT_e$), см. рис. 5.

Поэтому вероятность образования δ -электронов определяется вероятностью оказаться электрону среды в кольце площадью $2\pi b db$ около траектории частицы, т.е. сечение образования δ -электронов есть

$$d\sigma_\delta = 2\pi b db.$$

Продифференцируем второе уравнение (11):

$$d(b^2) = 2b db = (-1) \frac{2e^4 z^2}{m_e V^2} \frac{|dT_e|}{T_e^2}, \quad (12)$$

умножим правую и левую части (12) на π и получим выражение для сечения процесса образования δ -электронов:

$$d\sigma_\delta = \frac{2\pi e^4 z^2}{m_e V^2} \frac{|dT_e|}{T_e^2}. \quad (13)$$

Список литературы

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. *Множественные процессы при высоких энергиях* // -М.: Атомиздат, (1974), с. 51–69, 351–358.
2. Мурзин В. С. *Введение в физику космических лучей* // -М.: Изд-во Моск. ун-та, (1998), п. 3.2.
3. Вавилов П. В // *ЖЭТФ*, 32, 920, (1957).
4. Хаякава С. *Физика космических лучей* // -М.: Мир, 1973, ч. 1, п. 2, с. 105–116.
5. Массавее Н. О., Papworth D. G. // *Phys. Lett.*, 30A, 241, (1969).
6. Blunck O., Leisegang S. Z. // *Physik*, 128, 500, (1950).
7. Силаев А. А. и др. *Многоканальный спектрометрический комплекс* // *ПТЭ*, 4, 161 (2003).
8. Янке Е., Эмде Ф. *Таблицы функций с формулами и кривыми* // -М.: Физматгиз, с. 97–100, (1959).
9. Копоть Е. А. *Исследование ионизации, производимой релятивистскими заряженными частицами в очень тонких слоях газа* // Дисс. к.ф.-м.н. –М.: НИИЯФ МГУ, (1974).
10. Анохина А. М., Гуляева В. В. *Взаимодействие излучений высокой энергии с веществом. Курс лекций.* // : НИИЯФ МГУ, (2023).