

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	4
Основные сведения о космических лучах	6
Описание экспериментальной установки	23
Лабораторная работа № 1. Лептонная компонента космического излучения на уровне моря	30
Лабораторная работа № 2. Угловое распределение и время жизни мюонов	36
Лабораторная работа № 3. Флуктуации ионизационных потерь.....	42
Лабораторная работа № 4. Черенковское излучение и черенковский детектор.....	60
Лабораторная работа № 5. Статистика. Ошибки измерений	92
ЛИТЕРАТУРА	105

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сборник «Лептоны космического излучения» содержит описания лабораторных работ, охватывающих широкий круг вопросов физики космических лучей на уровне моря, состоящих преимущественно из лептонов (мюонов и электронов).

В настоящее время в практикуме по физике космических лучей и специальном ядерном практикуме создан цикл лабораторных работ, базирующихся на одной и той же экспериментальной установке.

Для обеспечения работы этой экспериментальной установки используется универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК), который включает источники питания, усилители, управляющие цифро-аналоговые преобразователи, амплитудно-цифровой преобразователь, программируемую логику управления, USB-контроллер связи с компьютером. Установка имеет автоматизированное управление и обработку экспериментальных данных при помощи специальных компьютерных программ.

Следует отметить, что источником излучения во всех лабораторных работах служит природное космическое излучение.

Лабораторные работы знакомят студентов с основными свойствами космического излучения: составом, интенсивностью на уровне моря, угловым распределением мюонов и временем их жизни.

Большое внимание в описаниях уделяется процессам взаимодействия лептонов с веществом, а также физическим принципам, на которых основана работа детекторов излучения. В начале приводятся самые общие сведения о возможных источниках

первичного космического излучения (ПКИ), химическом составе ПКИ, и его сравнении с распространенностью элементов во Вселенной, о прохождении ПКИ через атмосферу (взаимодействие с ядрами атомов воздуха, механизмы образования и поглощения мюонов и электронов).

Приводится список дополнительной литературы, знакомство с которой позволит более эффективно работать в практикуме.

Заслуга создания экспериментальных установок, УНИК и компьютерных программ управления и обработки полностью принадлежит сотрудникам НИИЯФ МГУ Отдела ЧСВЭ Силаеву А.А. и Силаеву А.А. (мл.).

В написании настоящего учебного пособия принимали участие сотрудники кафедры физики космоса Ильина Н.П., Кузнецова Г.П., Аминова Т.П. и сотрудники ОЧСВЭ НИИЯФ МГУ Силаев А.А., Силаев А.А.(мл.).

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Первичное космическое излучение – это потоки атомных ядер высоких энергий, приходящих на Землю из просторов Вселенной. Кроме того, к космическим лучам принято относить и вторичное излучение, возникшее в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы Земли.

1. Краткая история изучения космических лучей

Впервые указание на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения было получено в начале XX века в опытах по изучению проводимости газов. Обнаруженный спонтанный электрический ток в газе не удавалось объяснить ионизацией, возникающей от естественной радиоактивности Земли. Наблюдаемое излучение оказалось настолько проникающим, что в ионизационных камерах, экранированных толстыми слоями свинца, все равно наблюдался остаточный ток.

В 1911-1912 годах был проведен ряд экспериментов с ионизационными камерами на воздушных шарах. Гесс обнаружил, что излучение растет с высотой, в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы падать с высотой. В опытах Кольхерстера было доказано, что это излучение направлено сверху вниз.

В 1921-1925 годах американский физик Милликен, изучая поглощение космического излучения в атмосфере Земли в зависимости от высоты наблюдения, обнаружил, что в свинце это

излучение поглощается так же, как и гамма-излучение ядер. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами.

В 1925 году советские физики Л.А.Тувим и Л.В.Мысовский провели измерение поглощения космического излучения в воде: оказалось, что это излучение поглощалось в десять раз слабее, чем гамма-излучение ядер. Мысовский и Тувим обнаружили также, что интенсивность излучения зависит от атмосферного давления – открыли "барометрический эффект". Опыты Д.В.Скобельцына с камерой Вильсона, помещенной в постоянное магнитное поле, дали возможность "увидеть", за счет ионизации, следы (треки) космических частиц. Д.В.Скобельцын открыл ливни космических частиц.

Л.В.Мысовский предложил использовать толстые фотоэмульсии для регистрации ядерного излучения. Этот метод широко используется и в настоящее время для изучения взаимодействий космических лучей со средой.

В ряде экспериментов было обнаружено, что в космических лучах есть как бы две различные по своей проникающей способности компоненты. Оказалось, что есть частицы, которые полностью поглощаются в пластинах 10 см свинца - их назвали мягкими. Остальные частицы, интенсивность которых после прохождения слоя свинца толщиной 10 см оставалась практически постоянной, назвали жесткими. Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны, а жесткую - мюоны.

Дальнейшие опыты по изучению зависимости интенсивности излучения от высоты показали, что максимум интенсивности космических частиц

находится на высоте 20 км над уровнем моря. На больших высотах интенсивность космических лучей несколько уменьшается, а затем, начиная с высоты 60 км, становится постоянной.

Эксперименты в космических лучах позволили сделать ряд принципиальных для физики микромира открытий.

В 1932 году Андерсон открыл в космических лучах позитрон. В 1937 году Андерсоном и Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада. В 1947 году открыли π - мезоны. В 1955 году в космических лучах установили наличие К-мезонов, а также и тяжелых нейтральных частиц - гиперонов.

В опытах с космическими лучами появилась квантовая характеристика "странность". Именно в экспериментах с космическими лучами появились указания на несохранение четности, обнаружались процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях. Эти эксперименты позволили также определить величину эффективного сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Появление космических ракет и спутников привело к новым открытиям – обнаружению в 1958 г. радиационных поясов Земли (С.Н.Вернов и А.Е.Чудаков и, независимо от них в том же году, – Ван-Аллен), и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространств.

Физика космических лучей изучает:

1. Проблемы собственно ядерной физики и физики элементарных частиц, сейчас уже в области сверхвысоких ($>10^{15}$ эВ) энергий, которые выше энергий, достигнутых в настоящее время на ускорителях.

2. Взаимодействие космических лучей с космическими объектами, планетами, их атмосферой и магнитными полями и явления, связанные с ними.

3. Процессы рождения космических лучей и их ускорение в космическом пространстве.

2. Первичное космическое излучение

Как уже упоминалось, космические лучи представляют собой потоки ядер атомов, в основном протонов, рожденных и ускоренных в объектах космического пространства. Интенсивность космического излучения в период минимума солнечной активности составляет $J \sim 0,23 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

Энергия космических частиц заключена в широком диапазоне от 10^9 до 10^{20} эВ. Важнейшими характеристиками космического излучения являются его химический состав и энергетический спектр.

Состав первичного космического излучения. Изучение состава первичных космических лучей проводилось с помощью фотоэмульсий, сцинтилляционных и черенковских детекторов, установленных на самолетах и шарах-зондах, на спутниках и автоматических космических станциях. Оказалось, что первичное излучение состоит на 90% из протонов, 7% приходится на альфа-частицы и 3% на долю ядер с $Z > 2$.

Знание химического состава первичного излучения необходимо для решения вопроса о происхождении космических лучей. Космические лучи – это составная часть нашей Вселенной, и поэтому их химический состав должен соответствовать распространенности элементов во Вселенной. Любые аномалии в составе могут служить

указанием на особенности рождения и распространения космических лучей в межзвездном пространстве.

В космических лучах при исследовании поведения химического состава принято объединять ядра в определенные группы в зависимости от величины заряда Z . В группу P входят протоны, дейтоны и ядра трития, а группу α составляют ядра гелия. Группа L (легкие ядра) объединяет ядра лития (Li), бериллия (Be) и бора (B); группа M (средние ядра) состоит из ядер углерода (C), кислорода (O), азота (N) и фтора (F). Группу тяжелых ядер (H) образуют ядра с $Z > 10$ и группу сверхтяжелых – ядра с $Z > 20$.

Сравнение распространенности элементов в космических лучах и во Вселенной (рис.1) выявляет, во-первых, избыток тяжелых ядер в космических лучах, что, возможно, связано с более эффективными процессами их образования. Во-вторых, в космических лучах наблюдается значительный избыток ядер группы L (Li , Be , B) - ядер весьма редких во Вселенной. Соотношение в первичном излучении числа ядер групп L и M составляет $N_L / N_M = 0,30$, что в 10^6 раз больше соотношения этих групп ядер в нашей Галактике.

Избыток ядер группы L в космическом излучении связан с тем, что при движении к Земле тяжелые ядра взаимодействуют с межзвездным веществом, расщепляются (фрагментируют) на более легкие ядра. Сопоставление соотношения N_L / N_M в космических лучах с вероятностью фрагментации тяжелых ядер позволяет оценить возраст космических лучей (время их блуждания в космическом пространстве) - оно составляет 10^8 лет. При этом

оказывается, что космические лучи проходят путь в 5 г/см^2 .

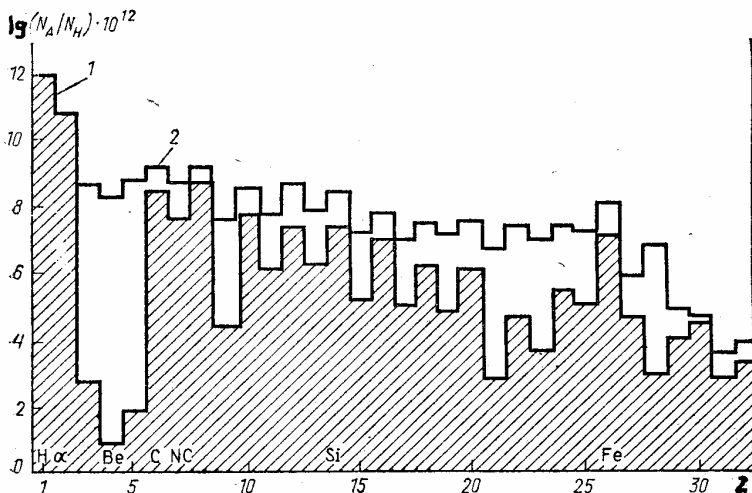


Рис. 1. Химический состав космических лучей:
1 – Галактика; 2 – космические лучи (нормировано по содержанию водорода).

Электронов в первичном космическом излучении в 100 раз меньше, чем протонов.

Исследования, проведенные в последние годы на спутниках и на Луне, показали, что химический состав первичного космического излучения мало меняется с энергией частиц: доля ядер группы L и ядер с зарядом $17 < Z < 25$ уменьшается с ростом энергии (при энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон).

Энергетический спектр первичного космического излучения. Как уже упоминалось, диапазон

энергий частиц, зарегистрированных в космических лучах, весьма велик: от 10^9 до 10^{20} эВ.

Разнообразны и методы исследования зависимости интенсивности J космических лучей от их энергии E_0 . Это и методы, использующие геомагнитные эффекты (энергии до десятков ГэВ), и ионизационные калориметры, установленные на спутниках (интервал энергий от 10 до 10^6 ГэВ); и изучение черенковской вспышки от частиц, идущих в составе, так называемых, широких атмосферных ливней (энергии $10^6 - 10^{11}$ ГэВ).

Проведенные эксперименты показали, что с ростом энергии интенсивность космических лучей резко уменьшается, а сам энергетический спектр космических лучей можно описать степенной функцией:

$$J(E_0)dE_0 = AE_0^{-\gamma} dE_0, \quad (1)$$

где $\gamma = 2,75$ (до энергии $\sim 10^6$ ГэВ). В интервале энергий $(1-3) \cdot 10^6$ ГэВ наблюдается изменение наклона спектра до значений $\gamma = 3,2$. В области энергий $E_0 \sim 10^9$ ГэВ, по некоторым данным, происходит новое изменение наклона спектра - возвращение к значению $\gamma = 2,7$ (рис.2). Этот результат нуждается в уточнении.

Самые высокие зарегистрированные значения энергии частиц достигают $2 \cdot 10^{20} - 10^{21}$ эВ. Регистрация частиц, обладающих столь высокой энергией, вызывает повышенный интерес, поскольку существуют доказательства в пользу того, что в космических лучах не должно быть частиц таких высоких энергий. Дело в том, что наша Вселенная заполнена ионизованным и нейтральным газом, в котором существуют хаотические и регулярные магнитные поля, а также некоторым фоновым

(реликтовым) излучением, возникшим на ранних

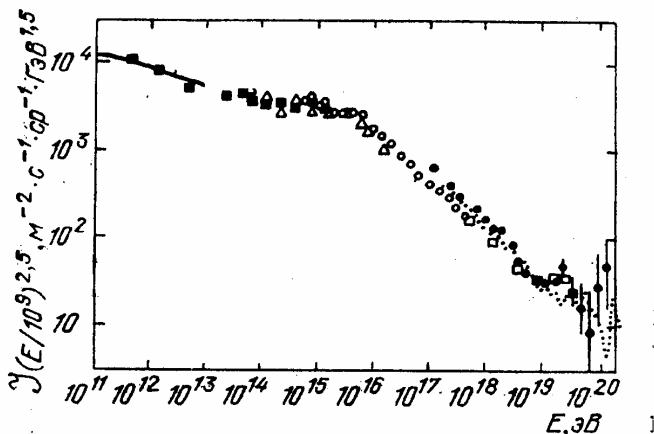


Рис. 2. Экспериментальный энергетический спектр ПКИ в дифференциальной форме в широком интервале энергий (интенсивность умножена на $E_0^{2.5}$)

стадиях её развития. Вселенная со временем расширяется, а излучение охлаждается, и к нашему времени реликтовое излучение имеет максимум интенсивности в микроволновом диапазоне. Плотность же его составляет $n \sim 400$ фотонов/см³.

Грейзен и независимо от него Г.Т.Зацепин и В.А.Кузьмин в 1966 г. предположили, что существование реликтового излучения должно привести к обрезанию спектра первичного излучения в области энергий, больших 10^{20} эВ, из-за фоторождения пионов во взаимодействиях первичных протонов с фоновыми фотонами. В последнее время появились сообщения, что наблюдаются и события с энергией $>10^{20}$ эВ.

Поэтому вопрос о существовании реликтового

обрезания остается открытым.

Источники космических лучей. Окончательной теории происхождения космических лучей в настоящее время пока еще нет. Любая модель, претендующая на эту роль, должна объяснить основные экспериментально установленные характеристики первичных космических лучей, а именно:

1. Форму энергетического спектра.
2. Химический состав.
3. Полную энергию.
4. Практически постоянную во времени интенсивность.

Одна из первых гипотез происхождения космических лучей была разработана В.Л.Гинзбургом (1963 г.). Посмотрим, какие космические объекты предлагает эта модель в качестве источников космических лучей.

Космические лучи заполняют Галактику – сферу радиуса $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см. Объем V такой сферы равен $V_R \sim 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$. Плотность энергии космических лучей принимается постоянной во времени и равной плотности космических лучей около Земли. Плотность энергии космических лучей составляет $W_C \sim 10^{-12}$ эрг/см³. Тогда полная энергия $W_{\text{к.л.}}$ космических лучей будет

$$W_{\text{к.л.}} = W_C \cdot V_R \sim 10^{56} \text{ эрг} \sim 10^{68} \text{ эВ.} \quad (2)$$

Как уже упоминалось, во время путешествия космических лучей от их источника к Земле они проходят путь $L \sim 5 \text{ г/см}^2$.

Отсюда можно оценить время T жизни космических лучей:

$$T = L/\rho c \sim 5/10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10} c \sim 1,5 \cdot 10^{16} c \sim 5 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad (3)$$

где $\rho \sim 10^{-26} \text{ г/см}^3$ - плотность межзвездного вещества, c – скорость движения частиц принимается равной скорости света. Теперь можно оценить мощность, которой обладают источники космических лучей:

$$P = W_{\text{к.л.}} / T \sim 10^{56} \text{ эрг} / 10^{16} c = 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (4)$$

Какие же из межзвездных объектов могут обеспечить такую мощность? Мощность Солнца составляет $\sim 10^{23} \text{ эрг/с}$. Звезд типа Солнца в Галактике $\sim 10^{11}$, следовательно, они могут обеспечить суммарную мощность лишь 10^{34} эрг/с , что много меньше требуемой. Конечно, в Галактике есть и более мощные, чем Солнце, звезды, но и их суммарная мощность далека от требуемой.

В.Л.Гинзбург показал, что наиболее возможными источниками космических лучей могут быть вспышки сверхновых звезд. Суммарная энергия космических лучей от сверхновых, по оценке, близка к 10^{49} эрг/с . Частота вспышек сверхновых звезд - два раза в столетие. Теперь можно найти среднюю мощность $P_{\text{с.н.}}$ вспышек сверхновых:

$$P_{\text{с.н.}} = W_{\text{к.л.}} / T \sim 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (5)$$

Следовательно, вспышки сверхновых звезд могут обеспечить постоянную интенсивность космических лучей.

Может возникнуть вопрос, почему не рассмотреть в качестве основных источников космических лучей квазары и радиогалактики, в которых содержится в

тысячи раз больше космических лучей, чем в обычных галактиках? Однако, хотя энергия, выделяемая квазарами, порядка энергии, выделяемой всеми активными галактиками, число квазаров в 10^5 раз меньше полного числа галактик. Количество же радиогалактик порядка нескольких сотен, т.е. в тысячу раз меньше числа нормальных галактик, поэтому их суммарное энерговыделение оказывается порядка на три меньше энерговыделения всех галактик.

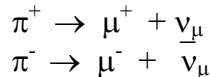
3. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли

Наша задача дать, в основном, качественную картину прохождения первичных космических лучей через земную атмосферу.

Итак, на верхнюю границу атмосферы Земли после длительного путешествия приходят частицы первичного космического излучения. Им предстоит преодолеть до уровня моря (по вертикали) почти 1030 г/см^2 вещества, в то время как в космосе весь их путь составил 5 г/см^2 . Атмосфера Земли состоит в основном из азота ($\text{N}_2 \sim 75,5\%$ массовых) и кислорода ($\text{O}_2 \sim 23\%$ массовых) и углекислого газа. Плотность атмосферы на уровне моря $0,0012 \text{ г/см}^3$.

На высотах порядка нескольких десятков километров ($\sim 10^6 \text{ см}$) от поверхности Земли первичные космические лучи испытывают сильные (ядерные) взаимодействия с ядрами атомов воздуха. В этих взаимодействиях рождаются различного рода частицы: пионы – π , каоны – K , нуклон – антинуклонные пары, гипероны и т.д. Как правило, одна из вторичных частиц, того же типа, что и первичная, получает, в среднем, около 50% начальной энергии (так называемый эффект

"лидирования"). Такая частица в состоянии еще несколько раз провзаимодействовать в атмосфере. Первичный нуклон с энергией $>10^{12}$ эВ может испытать до десятка таких последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха. Рожденные в этих взаимодействиях заряженные пионы – π^{\pm} затем или распадаются, или могут сами провзаимодействовать с ядрами. Время жизни заряженных пионов – $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8}$ с, а распадаются они с образованием мюонной компоненты и нейтрино:



Нейтральные пионы π^0 из-за малого времени их жизни $\tau \sim 10^{-16}$ с практически сразу распадаются на два гамма-кванта, давая, тем самым, начало электронно-фотонной компоненте ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Действительно, энергия, которую получает эта пара квантов, много больше массы покоя нейтрального пиона π^0 (~ 135 МэВ), и, следовательно, для таких γ – квантов наиболее вероятным процессом взаимодействия со средой будет образование электрон – позитронных пар (e^+e^-).

Электроны, в свою очередь, за счет тормозного излучения на ядрах атомов воздуха, дают опять высокоэнергичные γ -кванты, те опять – e^+e^- пару и т.д. Таким образом в воздухе появляется электронно-фотонный каскад.

Итак, мы видим, что в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т.д.) и, во-вторых, – электронно-

фотонный каскад за счет процессов тормозного излучения и образования пар (рис.3).

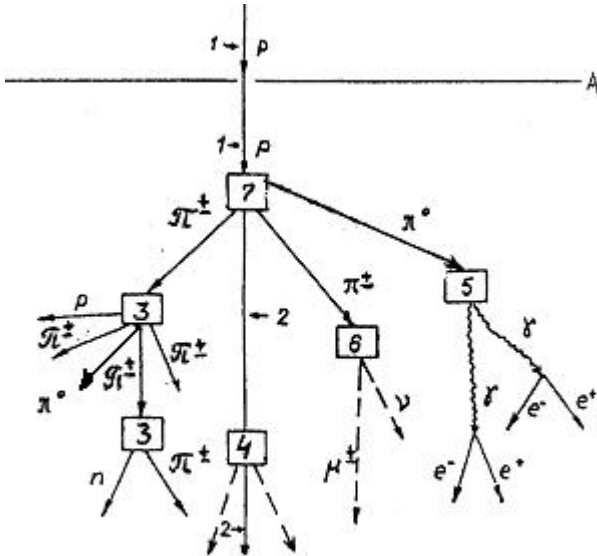


Рис.3. Развитие каскадного ливня от первичной космической частицы в атмосфере:

A – верхняя граница атмосферы, 1 – первичная частица (протон), 2 – вторичная лидирующая частица (нуклон), 3 – ядерные взаимодействия пионов, 4 – ядерные взаимодействия без образования релятивистских частиц, 5 – распад нейтрального пиона (возникновение электромагнитного каскада), 6 – распад заряженных пионов (возникновение мюонного компонента), 7 – взаимодействие высокоэнергичных частиц с ядрами атомов воздуха

Однако, размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии. Для ядерных каскадов с участием пионов и каонов такими диссипационными процессами будут распады частиц, в результате которых вместо ядерно-активных частиц рождаются ядерно-пассивные (мюоны и нейтрино) или, как в случае распада нейтрального пиона, энергия перейдет в электронно-фотонную компоненту. Например, для заряженных пионов можно показать, что распадный процесс для них станет преобладающим, когда их энергия достигнет некоторой критической величины $E_{кр} \sim m_{\pi} c^2 h / c\tau_0$, где h - геометрическая длина относительно ядерного взаимодействия. Значение $E_{кр}$ можно найти из условия равенства геометрической длины h пробегу относительно распада $L_{расп}$:

$$L_{расп} = c\tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = h, \quad (6)$$

но энергия пионов $E_{кр}$ равна

$$E_{кр} = m_{\pi} c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (7)$$

и тогда

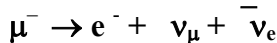
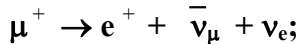
$$E_{кр} = m_{\pi} c^2 h / c\tau_0, \quad (7a)$$

где τ_0 - время жизни покоящегося пиона π^{\pm} , $m_{\pi} c^2$ - энергия покоя пиона. Для нижних слоев атмосферы $h \sim 0,6$ км и $E_{кр} \sim 10^{10}$ эВ. В случае электронно-фотонных каскадов диссипация энергии идет за счет ионизационных потерь электронов и комптон- и фотоэффектов для фотонов. Развитие электронно-фотонных каскадов продолжается до тех пор, пока

ионизационные потери электрона на одной радиационной длине не станут равными энергии $E_{кр}$ самой частицы. В воздухе значение критической энергии равно 81 МэВ.

Выше уже упоминалось, что в результате распада заряженных пионов в атмосфере появляются мюоны.

Мюон – частица нестабильная: его время жизни $\tau \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с. μ^- и μ^+ – это частица и античастица. Схемы их распадов зарядово-сопряженные. μ^- распадается на электрон e^- , мюонное нейтрино ν_μ и электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$. μ^+ распадается на позитрон e^+ , мюонное антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ и электронное нейтрино ν_e .



Масса и энергия покоя мюона соответственно равны $m_\mu = 210m_e = 105$ МэВ.

Максимальная генерация мюонов приходится на высоту $\sim 10-20$ км. Основными процессами, за счет которых мюоны поглощаются в атмосфере, являются распад и ионизационные потери. Посмотрим, какое расстояние сможет пролететь, не распавшись, мюон, имеющий, например, энергию $E \sim 2 \cdot 10^9$ эВ или скорость βc ($\beta \sim 1$), т.е. найдем его распадный пробег. Время жизни такого мюона равно:

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2} = \tau_0 E / m_\mu c^2. \quad (8)$$

Тогда

$$L_{расп} = \tau \beta c = \tau_0 \beta c E / m_\mu c^2 = 13 \text{ км}. \quad (8a)$$

Теперь видим, что до уровня моря с высоты преимущественной генерации мюонов (~20 км) могут долететь лишь частицы с энергией $E > 2 \cdot 10^9$ эВ.

На ионизацию в атмосфере мюоны теряют в среднем около $2 \text{ МэВ г}^{-1} \text{ см}^2$. В 30% случаев электрону передается столь большая энергия, что он сам превращается в быструю частицу. Такие электроны названы δ - электронами. δ - электроны, обладая энергией в $10^3 - 10^4$ эВ, могут сами испытывать ионизационные потери.

Радиационные же потери мюонов в воздухе из-за их большой массы малы по сравнению с потерями для электронов.

Действительно, ускорение, испытываемое при радиационном торможении мюонами, в m_μ / m_e , а излучение энергии - в $(m_\mu / m_e)^2$ раз меньше тех же величин для электронов. Потери энергии на излучение будут:

$$-(dE / dx)_{\text{рад.изл.}} \sim (m_e / m_\mu)^2 E_0.$$

Следовательно, энергия E_0 , теряемая мюоном на одной радиационной длине в $\sim (200)^2 = 40.000$ раз меньше, чем теряемая электроном на той же длине.

Таким образом, поток высокоэнергичных мюонов слабо поглощается в атмосфере. Ядерно-активные частицы быстро поглощаются в атмосфере. Поэтому, на уровне моря вторичное космическое излучение состоит в основном из мюонов (жесткая компонента), электронов и фотонов (мягкая компонента). Интенсивность заряженных частиц на уровне моря имеет следующие значения (для вертикального потока):

$$\begin{aligned} J_{\text{ж}} &= 0,82 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \text{ ср}^{-1}; \\ J_{\text{м}} &= 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \end{aligned}$$

Следует отметить, что состав жесткой компоненты на разных высотах в атмосфере неодинаков. На уровне моря жесткая компонента состоит из мюонов, а на верхней границе атмосферы - из протонов и α - частиц.

При сверхвысоких энергиях первичной частицы ($E_0 > 10^5$ ГэВ) число ее вторичных потомков в ядерных и электронно-фотонных каскадах в атмосфере Земли достигает 10^6 - 10^9 частиц. Это явление получило название широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Частицы широкого атмосферного ливня регистрируются с помощью многочисленных и разнообразных детекторов, размещенных на площади в несколько квадратных километров. Измерение числа частиц разной природы в широком атмосферном ливне, их энергетических и пространственных характеристик позволяет получить информацию о характеристиках первичных частиц и их взаимодействиях.

Итак, из-за наличия у Земли довольно толстого слоя атмосферы первичные космические лучи испытывают многократные взаимодействия, развиваются каскадные процессы, что является причиной появления широких атмосферных ливней, мюонов и электронов.

В заключение перечислим основные источники вторичного излучения в атмосфере.

1. Для мюонов – распад заряженных пионов.
2. Для электронно-фотонной компоненты:
 - а) распад нейтральных пионов с последующим образованием электронно-фотонного каскада,
 - б) распад мюонов и
 - в) образование мюонами δ -электронов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка, с помощью которой выполняются лабораторные работы, состоит из двух сцинтилляционных и одного черенковского детекторов, набора свинцовых фильтров общей толщиной 20 см, универсального научно-измерительного комплекса и персонального компьютера (рис. 1).

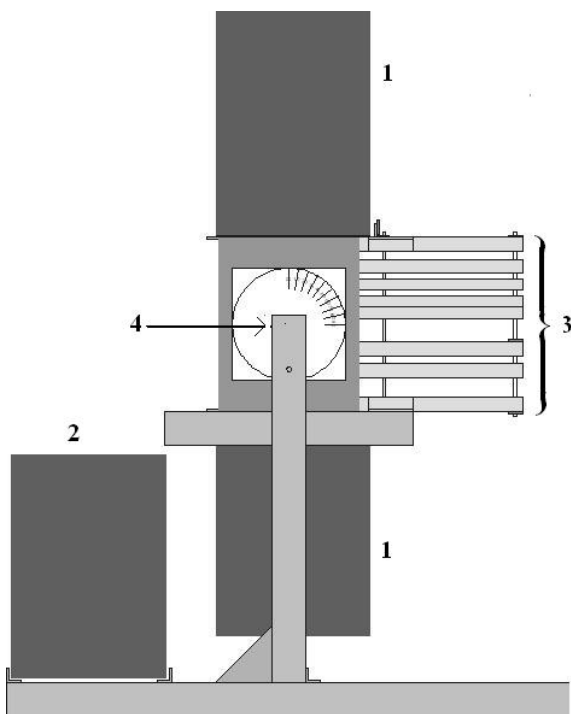


Рис. 1. Общий вид установки

1 – сцинтилляционный детектор; 2 – черенковский детектор;
3 – пластины свинцового фильтра; 4 – поворотный механизм

Сцинтилляционный детектор (рис.2) состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующие частицы вызывают вспышку люминесценции, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока, и электронной системы, регистрирующей эти электрические импульсы [6].

Сцинтилляционные детекторы применяются не только для регистрации ионизирующего излучения, но и для детектирования γ -квантов и нейтронов. В этих случаях сцинтилляционный детектор регистрирует не сами фотоны и нейтроны, а возникающие при их взаимодействиях с веществом сцинтиллятора ионизирующие частицы: электроны, ядра отдачи и осколки расщепленных ядер.

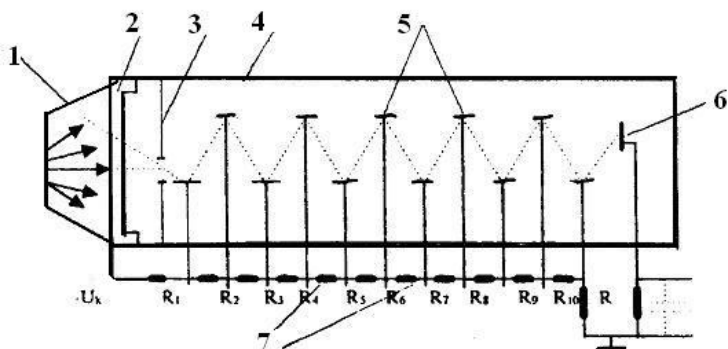


Рис.2. Сцинтилляционный детектор:

1 - сцинтиллятор; 2 - фотокаод; 3 - диафрагма; 4 - корпус ФЭУ; 5 - диноды; 6 - анод; 7 - делитель напряжения

Таким образом, сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать все виды радиоактивного излучения, причем, в отличие от газоразрядных счетчиков, эффективность регистрации

высокоэнергетичных γ -квантов в сцинтилляционных детекторах может быть очень большой (50 или даже 100%).

Высокая временная разрешающая способность позволяет использовать сцинтилляционные детекторы при высоких скоростях счета и проводить измерения коротких интервалов вплоть до десятых долей секунды. Благодаря этому свойству стали возможны прямые измерения времени жизни короткоживущих возбужденных состояний ядер, позитронов и мезонов.

В нашей установке в сцинтилляционном детекторе используются ФЭУ-49 (диаметр фотокатода 160 мм) и сцинтиллятор полистирол с добавкой терфенила толщиной 50мм и размером 250мм \times 250мм, плотность сцинтиллятора $\sim 1,1$ г/см³.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких эмиттеров (динодов) и анода. Все электроды ФЭУ помещены в баллон с высоким вакуумом.

В применяемом в настоящей работе фотоумножителе ФЭУ-49 имеется 14 электродов: фотокатод 2, фокусирующая диафрагма 3, одиннадцать эмиттеров и анод 6 (рис.2). Познакомиться более подробно с устройством сцинтилляционного детектора и механизмом его работы можно в описании лабораторной работы “Сцинтилляционный метод” спецпрактикума по современным методам физических исследований [6].

Черенковский детектор. В среде с показателем преломления $n > 1$ скорость света равна $c' = c/n < c$ и заряженная частица может двигаться со скоростью V

большей фазовой скорости $V > c/n$ света. При этом под воздействием электрического поля этой движущейся заряженной частицы в среде возникает электромагнитное излучение, названное по имени открывшего его Черенкова П.А. “черенковским” (познакомиться более подробно с устройством и механизмом работы черенковского детектора можно в описании лабораторной работы “Черенковский детектор” спецпрактикума по современным методам физических исследований [7] и “Черенковское излучение и черенковский детектор” настоящего сборника).

Черенковское излучение наблюдается по направлению движения частицы под определенным углом θ относительно ее траектории

$$\cos \theta = 1/\beta n, \quad \text{где } \beta = V/c.$$

Черенковское излучение регистрируется специальным детектором. Черенковский детектор (рис. 3) состоит из радиатора (среды, в которой возникает черенковское излучение), оптической системы, направляющей излучаемый радиатором свет в регистрирующий прибор, и самого регистрирующего прибора. В качестве последнего служит ФЭУ-49. Радиатор выполнен из плексигласса толщиной 5 см.

Сцинтилляционные детекторы (или сцинтилляционный и черенковский детекторы) располагаются один против другого и включаются на совпадения (рис.4). Схема совпадений срабатывает только тогда, когда одна и та же частица пройдет через оба детектора, т.е. регистрируются частицы, прошедшие в пределах телесного угла Ω .

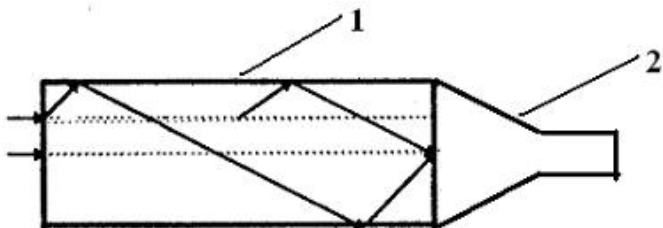


Рис.3. Схема черенковского детектора: 1– радиатор; 2 – ФЭУ

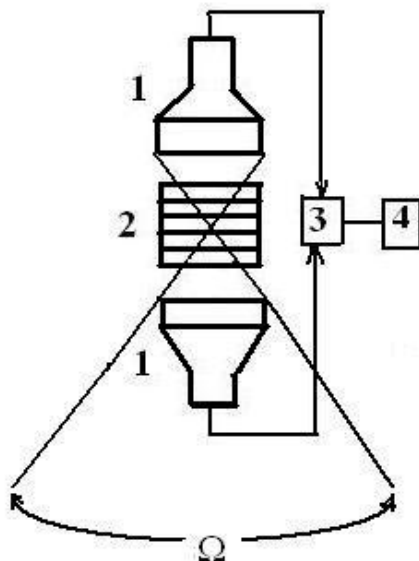


Рис.4. Схема фрагмента установки, работающей на совпадения:

1 – сцинтилляционные детекторы; 2 – свинцовый фильтр; 3 – универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК); 4 – компьютер

Свинцовые фильтры устанавливаются между сцинтилляционными детекторами. Их толщина определяется условиями конкретной лабораторной работы. Назначение свинцовых фильтров – разделить мюоны и электроны. Электроны довольно быстро поглощаются в свинце за счет потерь энергии на радиационное излучение. При включении сцинтилляционных детекторов на совпадение и при толщине свинца между ними более 10 см, будут регистрироваться практически только мюоны.

Предусмотрен также и такой вариант включения детекторов, когда один из них работает в режиме антисовпадений с двумя другими (см. описание лабораторной работы N2).

Универсальный научно-измерительный комплекс УНИК включает источники питания, усилители, управляющие цифро-аналоговые преобразователи, амплитудно – цифровой преобразователь, программируемая логика управления, USB контроллер связи с компьютером.

Управление работой установки осуществляется с помощью комплекса специальных компьютерных программ и ведется с дисплея компьютера. Получаемая информация также выводится на дисплей и сохраняется в индивидуальных файлах. При этом на экран монитора одновременно может быть выведена и обработана информация от обоих работающих детекторов.

С помощью данной установки могут быть выполнены различные лабораторные работы, в которых рассматриваются свойства космического излучения и его взаимодействия со средой:

1. Изучение состава и интенсивности лептонной компоненты космического излучения на уровне моря.
2. Изучение углового распределения мюонов космического излучения на уровне моря и определение их времени жизни.
3. Ионизационные потери и их флуктуации.
4. Изучение черенковского детектора.
5. Изучение статистических закономерностей (распределения Пуассона, Гаусса).

Подробные описания того, какие именно детекторы требуются для выполнения конкретной лабораторной работы, а также порядок получения и обработки информации, приведены в соответствующих разделах.

Кроме того, на рабочих столах имеются инструкции по управлению установкой.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ЛЕПТОННАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ МОРЯ

Известно, что космические лучи на уровне моря состоят в основном из лептонов – мюонов и электронов. Различия в свойствах электронов и мюонов хорошо видны при изучении поглощения этих частиц в плотных средах, например, в свинце.

В предлагаемой лабораторной работе изучаются состав и интенсивность космического излучения на уровне моря.

Состав и интенсивность лептонной компоненты космического излучения

Для изучения состава и интенсивности лептонов на уровне моря служит установка (рис.1.1), состоящая из двух сцинтилляционных детекторов, расположенных один против другого.

Между сцинтилляционными детекторами размещаются пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, при которых частица проходит через оба детектора. Это происходит с помощью специальной электронной схемы – схемы двойных совпадений. Для этого каждый детектор подключен к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда одна и та же частица пройдет через оба сцинтилляционных детектора.

В сцинтилляционных детекторах используется

ФЭУ-49 и в качестве сцинтилляторов полистирол с добавкой терфенила. Сцинтилляторы имеют толщину 5 см и площадь 250 мм × 250 мм, плотность ~ 1,1 г/см³.

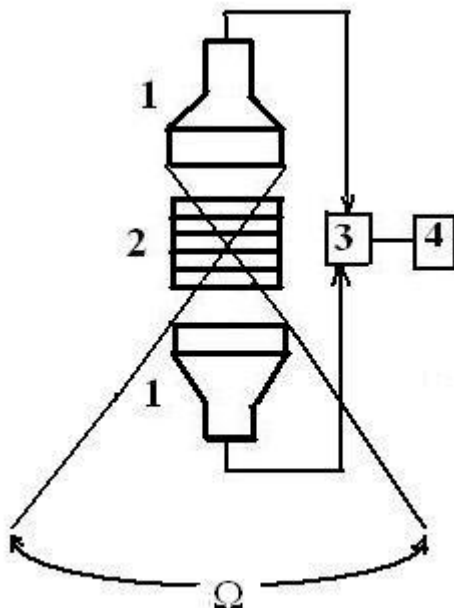


Рис.1.1. Схема фрагмента установки, работающей на совпадения:

- 1 – сцинтилляционные детекторы; 2 – свинцовый фильтр;
- 3 – универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК);
- 4 – компьютер

Расположение детекторов и требование их одновременного срабатывания в обоих рядах (схема совпадений) выделяет в пространстве определенный телесный угол Ω (см. рис.1.1). Регистрируются

только те заряженные частицы, которые прошли внутри телесного угла Ω . Такую установку называют телескопом.

С помощью телескопа нужно получить кривую поглощения, т.е. зависимость интенсивности космического излучения от толщины фильтра, в данном случае, свинца (рис 1.2).

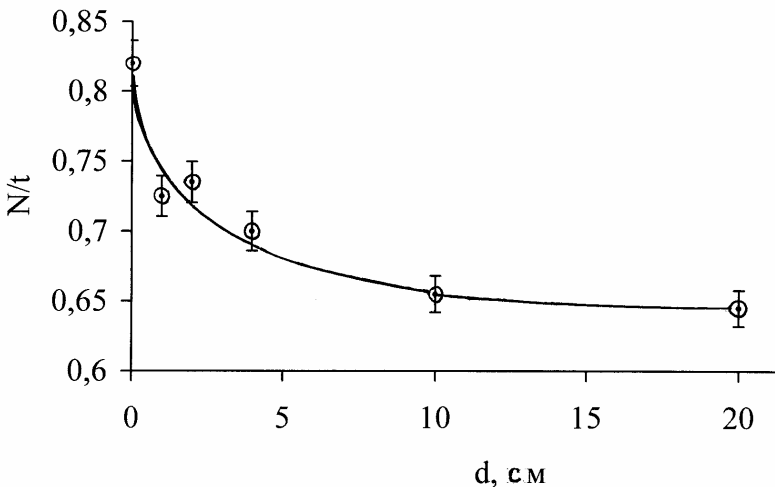


Рис.1.2. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

По изменению поглощения излучения в свинце можно видеть, что космическое излучение на уровне моря состоит из двух компонент – мягкой, которая быстро поглощается свинцом, и жесткой, которая проходит практически без поглощения 20 см свинца. Как уже упоминалось выше, мягкая компонента состоит из электронов и фотонов, которые быстро поглощаются свинцом, жесткая компонента состоит из мюонов. В настоящее время известно, что электроны и

мюоны относятся к одному классу частиц – лептонов, которые не участвуют в сильных взаимодействиях и являются бесструктурными, точечными частицами. Взаимодействие заряженных лептонов с веществом происходит только за счет электромагнитных процессов. У электронов – это тормозное излучение, у мюонов – ионизационное поглощение. Эти процессы – определяющие при невысоких энергиях частиц.

Перед началом работы следует ознакомиться с инструкцией, находящейся на рабочем столе.

Все измерения следует проводить с 3% статистической точностью (относительная ошибка

$$\delta = 1/\sqrt{N}, \text{ где } N - \text{число измерений}).$$

Порядок работы

Включить сетевое питание «сеть».

- Установить, согласно инструкции, рабочее высокое напряжение и усиление электронного тракта на сцинтилляционных детекторах.

- Измерить общую интенсивность (мюонов и электронов) космического излучения без свинцового фильтра. При достижении требуемой статистики остановить набор. Записать зарегистрированное число отсчетов N и время набора t (в секундах).

- Кнопкой «сброс» установить режим для следующего набора статистики.

- Поставить поочередно свинцовые фильтры толщиной 1, 2, 4, 10 и 20 см и измерить соответствующее число частиц и время набора. Данные занести в таблицу.

Таблица 2.1

Оформление результатов 1-го упражнения

ТОЛЩИНА ФИЛЬТРА Pb		КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, с	J = N/t
см	г/см ²			
0				
1				
2				
4				
10				
20				

Обработка результатов

1. Построить график зависимости интенсивности космического излучения в единицу времени от толщины фильтра x , измеренной в г/см²:

$$x[\text{г/см}^2] = x[\text{см}] \cdot \rho[\text{г/см}^3]; \rho_{\text{Pb}} = 11,34 \text{ г/см}^3.$$

2. Определить интенсивность мюонов J_{μ} (число частиц в секунду) и электронов J_e (число частиц в секунду). За интенсивность потока мюонов J_{μ} следует принять интенсивность излучения, прошедшего 10 см свинцового фильтра. Интенсивность потока электронов J_e будет равна разности общей и мюонной интенсивностей: $J_e = J - J_{\mu}$.

3. Определить абсолютные значения общей интенсивности космического излучения на уровне моря J_0 (число частиц/см².с.стер), а также мюонной J_μ^{abc} и электронной J_e^{abc} компонент и их отношение.

Абсолютная интенсивность связана с измеренным значением интенсивности как $J_0 = J / k$ (число частиц/см².с.стер), где k – геометрический фактор установки. Геометрический фактор включает в себя телесный угол установки и угловое распределение космического излучения на уровне наблюдения (в данном случае – на уровне моря). Вычисление геометрического фактора довольно трудоемкая процедура, поэтому мы приводим его значение в инструкции на рабочем столе.

4. Сравнить полученные значения J_e^{abc} и J_μ^{abc} с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см. также раздел “Основные сведения о космических лучах” настоящего сборника).

5. Проанализировать форму кривой поглощения с точки зрения характера взаимодействия электронов и мюонов в свинце.

Обработка экспериментальных данных может быть выполнена с помощью специальных компьютерных программ.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ МЮОНОВ

Мюоны с энергией $\sim 10^9$ эВ благодаря их массе слабо отклоняются кулоновским полем атомных ядер воздуха и практически не излучают тормозных фотонов.

Основным видом потерь энергии мюонов при прохождении ими воздуха являются потери на ионизацию атомов. Для релятивистских частиц, т.е. частиц, скорость которых $v \approx c$ (в данном случае именно такие мюоны мы и регистрируем), потери энергии на ионизацию атомов вещества не зависят от энергии частицы и определяются в основном свойствами среды, и для данной среды они постоянны. Так, для воздуха при прохождении релятивистской частицей длины пути, равной 1 г/см^2 (или геометрической длины пути $1 \text{ г/см}^2 / \rho_{\text{возд}} \text{ г/см}^3 \approx 10^3 \text{ см}$; $\rho_{\text{возд}} = 0,00129 \text{ г/см}^3$) мюон теряет энергию, равную $1,8 \text{ МэВ}$. Обозначим эти удельные потери энергии через ε . Несмотря на сравнительно небольшие потери энергии мюонами в воздухе, не все мюоны, образованные в верхних слоях атмосферы Земли, достигают её поверхности. Действительно, те из мюонов, у которых энергия меньше, чем $E_{\text{мин}} \approx 1,8 \text{ МэВ} / \text{г/см}^2 \cdot 1000 \text{ г/см}^2 = 1,8 \cdot 10^9 \text{ эВ}$, будут поглощаться. Без существенной ошибки можно считать, что основная часть мюонов, достигающая уровня моря, зарождена в верхнем слое атмосферы до давления $100 - 150 \text{ г/см}^2$. На рис.2.1 условно показан слой атмосферы толщиной Δx , в котором в

основном образуются мюоны. Мюон, генерированный в слое Δx , проходит от точки генерации до уровня наблюдения путь

$$L(\theta) = \frac{L(0)}{\cos\theta}. \quad (2.1)$$

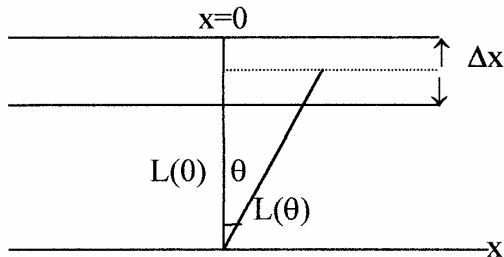


Рис.2.1. Путь мюона в атмосфере

На этом пути мюон испытывает как потери энергии на ионизацию атомов воздуха, так и имеет вероятность распасться. И то, и другое приводит к уменьшению интенсивности мюонов с ростом зенитного угла θ .

Экспериментальные данные и расчеты показывают, что угловое распределение мюонов $J_1(\theta)$ вследствие их поглощения в атмосфере Земли только из-за ионизационных потерь (без учета их распада) будет:

$$J_1(\theta) = J(0)\cos^\gamma(\theta) \quad (2.2)$$

где $J(0)$ – интенсивность мюонов при $\theta = 0$, а $\gamma = 1,6$. Процесс распада мюонов с энергией E характеризуется пробегом распада $L_{\text{расп}}$ и вероятностью распада (на пути L) $w(L)$:

$$L_{\text{расп}} = c\tau = c\tau_0 E / m_{\mu} c^2, \quad (2.3)$$

$$w(L) = 1 - e^{-L/L_{\text{расп}}}. \quad (2.4)$$

В качестве величины E возьмем ту минимальную энергию, которая необходима мюону для достижения без распада уровня наблюдения от точки генерации $E_{\text{мин}} = \varepsilon L(\theta) = \varepsilon L(0) / \cos \theta$ и тогда

$$L_{\text{расп}} = c\tau_0 \varepsilon L(0) / m_{\mu} c^2 \cos \theta. \quad (2.5)$$

При учете распада мюона на пути $L(\theta)$ зависимость $J(\theta)$ будет определяться более высокой степенью при $\cos \theta$, т.е. в действительности можно ожидать

$$J(\theta) = J(0) \cos^n \theta, \quad (2.6)$$

где $n > 1,6$.

Найдем теперь время жизни мюона τ . Экспериментально мы определяем интенсивности мюонов, пришедших на уровень наблюдения как по вертикали $J(0)$, так и под разными углами $\theta - J(\theta)$. Пути, которые прошли мюоны в атмосфере, различаются на величину ΔL

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = L(0)(1/\cos \theta - 1) \text{ см}, \quad (2.7)$$

Выше было показано, что, если поглощение мюонов идет только за счет ионизации, то под углом θ их интенсивность будет $J_1(\theta) = J(0) \cos^{1,6} \theta$. Тогда из эксперимента получим число мюонов $\Delta J(\theta)$, распавшихся по дороге к поверхности Земли

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (2.8)$$

С другой стороны, величина $\Delta J(\theta)$ может быть получена, если учтем вероятность $w(\Delta L(\theta))$ распада мюонов на пути $\Delta L(\theta)$

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta)w(\Delta L) = J_1(\theta)(1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}). \quad (2.9)$$

Приравняв оба выражения для $\Delta J(\theta)$ (2.8) и (2.9)), получим

$$J_1(\theta)(1 - e^{-\Delta L/L_{\text{расп}}}) = J_1(\theta) - J(\theta). \quad (2.10)$$

Отсюда с учетом (2.5) и (2.7)

$$L_{\text{расп}} = \frac{\Delta L(\theta)}{\ln \frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}} = \frac{c\tau_0 L(\theta)}{m_\mu c^2 \cos\theta} \quad (2.11)$$

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2}{cE_{\text{мин}}} \times \frac{\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} = \frac{m_\mu c^2}{c\varepsilon} \times \frac{1 - \cos\theta}{\ln\left(\frac{J_1(\theta)}{J(\theta)}\right)} \quad (2.12)$$

Для получения углового распределения и времени жизни мюонов служит установка с телескопом (как и в первом упражнении). Ось телескопа можно наклонять на заданный угол по отношению к вертикали (рис. 2.1).

Однако в этом варианте установки имеются некоторые особенности.

Во-первых, установка должна регистрировать только мюоны, поэтому между рядами счетчиков телескопа установлен свинцовый фильтр толщиной 10 см. Установка состоит из сцинтилляционного и

черенковского детекторов, включенных в схему двойных совпадений. Такое включение детекторов позволяет более точно вырезать требуемый зенитный угол при измерениях и тем самым повысить точность определения времени жизни мюонов.

Кроме того, для исключения регистрации электронно-фотонных ливней из стен и потолка помещения, добавлен еще один сцинтилляционный детектор, включенный в схему антисовпадений с детекторами (черенковским и сцинтилляционным) телескопа. При наличии ливня из стен или потолка сработают все 3 детектора и на выходе схемы антисовпадений не будет сигнала, т.е. такое событие не будет зарегистрировано.

Порядок работы

Перед началом работы следует ознакомиться с инструкцией, находящейся на рабочем столе.

Включить сетевое питание «сеть».

Установить, согласно инструкции, рабочее высокое напряжение на сцинтилляционных детекторах и усиление электронного тракта.

1. Измерить интенсивность космического излучения с 10% статистической точностью для следующих зенитных углов: 0° , 30° , 50° и с 20% статистической точностью для углов 70° и 90° .

Данные занести в таблицу.

Таблица 2.1

Оформление результатов 2-го упражнения

УГОЛ θ°	КОЛИЧЕСТВО ОТСЧЕТОВ N	ВРЕМЯ t, c	$J = N/t$
0°			
30°			
50°			
70°			
90°			

Обработка результатов

1. Построить полученное экспериментальное распределение $J_{\text{эксп}}(\theta)$. Сравнить его с функцией $J(\theta) \cos^2\theta$.

2. Выделить долю частиц, поглотившихся из-за распада. Для этого на построенный график $J_{\text{эксп}}(\theta)$ нанести график $J_1(\theta) = J(0) \cos^{1,6}\theta$, где $J(0) = J_{\text{эксп}}(\theta)$ при $\theta = 0^\circ$.

3. Определить время жизни мюона τ_0 для разных значений зенитного угла $\theta > 0^\circ$.

4. Определить абсолютную интенсивность J_0 вертикального потока мюонов на уровне моря.

Абсолютная интенсивность связана с измеренным значением интенсивности как $J_0 = J / k$ (число частиц/см².с.стер).

Значение геометрического фактора для данной установки k – смотри в инструкции на рабочем столе.

Так же, как и в лабораторной работе № 1, обработку экспериментальных данных и получение результатов можно провести с помощью компьютерных программ.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ФЛУКТУАЦИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Все заряженные частицы при прохождении слоя вещества теряют энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Эту энергию называют ионизационными потерями. Величины ионизационных потерь используются для идентификации частиц с помощью различных детекторов (пропорциональных счетчиков, фотоэмульсий, пузырьковых камер, сцинтилляционных счетчиков и т. д.). Для частиц с данным зарядом измерения ионизационных потерь и импульса позволяют определить их массу. Если же масса частицы известна, то измерение ионизационных потерь дает возможность определить ее энергию. Изучение ионизационных потерь в веществах различной плотности и сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами показали, что в плотных средах существенную роль играет эффект плотности (см. ниже), влияние которого особенно заметно в области высоких энергий частиц.

Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. Впервые расчет ожидаемых флуктуаций ионизационных потерь провел Ландау.

Позднее такими же расчетами занимались и другие авторы (см. например [10]).

Ионизационные потери заряженных частиц

Теоретическое рассмотрение ионизационных потерь основывается на формуле Бете-Блоха

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi \cdot z^2 e^4 n}{mv^2} \left(\ln \frac{2mv^2 T_{\text{макс}}}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 - \delta - U \right), \quad (3.1)$$

где n - число электронов в 1 см³ вещества, m - масса электрона, $\beta = v/c$ (v - скорость частицы), ez - заряд частицы, I - средний потенциал ионизации атомов среды ($I \cong 13,5 \cdot Z$ эВ), $T_{\text{макс}}$ - максимальная энергия, передаваемая налетающей частицей атомному электрону:

$$T_{\text{макс}} = 2 \frac{(T + Mc^2 + mc^2)^2 mc^2}{M^2 c^4}, \quad (3.2)$$

где 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.

Для численных расчетов удобнее пользоваться несколько иным видом записи формулы (3.1)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left(B + 0,69 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln T_{\text{макс}} - 2\beta^2 - \delta - U \right). \quad (3.3)$$

(ρ - плотность среды, выраженная в г/см³; $T_{\text{макс}}$, δ , U - в МэВ). Постоянные A и B даются следующими выражениями:

$$A = \frac{2\pi \cdot n \cdot Z^2 e^4}{mc^2 \rho} = 0,1536(Z/A_0) \text{ МэВ}/(\text{г} \cdot \text{см}^{-2}),$$

Z - атомный номер, A_0 - атомный вес вещества, в котором происходит ионизация;

$$B = \ln \frac{mc^2}{I^2} \text{ МэВ}/(\text{г.см}^{-2}),$$

здесь mc^2 выражено в МэВ, I - в эВ.

Величину δ можно найти из следующих выражений:

$$\delta = 4,606y + C + a(y_1 - y)^S \text{ при } y_0 < y < y_1;$$

$$\delta = 4,606y + C \quad \text{при } y > y_1;$$

$$\delta = 0 \quad \text{при } y < y_0, \text{ где } y = \lg \frac{P}{m}.$$

Параметры y_0, y_1, C, a и S зависят только от вещества и вычислены для многих из них. Способ вычисления ионизационных потерь, а также значений параметров y_0, y_1, C и S для различных веществ приведены в приложении 3 в книге [5]. В табл. 3.1 даны значения A, B, y_0, y_1, C, a, S для ряда веществ.

Рассмотрим общие свойства формулы Бете-Блоха (3.1) для удельных ионизационных потерь в зависимости от скорости частицы.

При малых скоростях частицы ионизационные потери быстро падают с ростом скорости частицы (как $1/v^2$, рис.3.1). Физический смысл такой зависимости очевиден: чем меньше скорость частицы, тем больше время взаимодействия ее с электроном атома, а, следовательно, и больше импульс, переданный электрону.

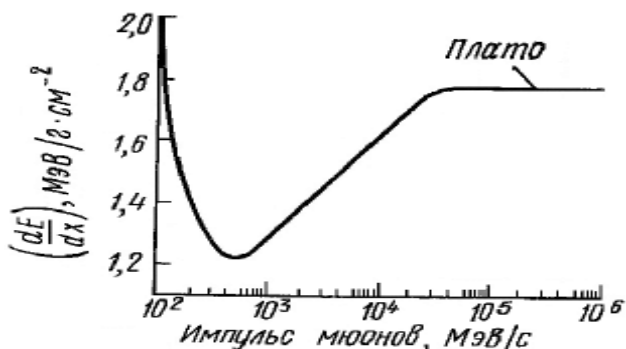


Рис.3.1. Ионизационные потери мюонов

Переданный при столкновении импульс p пропорционален времени взаимодействия τ или, $1/v$, а соответствующая ему передача энергии $p^2/2m$ пропорциональна $1/v^2$.

В релятивистской области ($v \approx c$) зависимость ионизационных потерь от скорости целиком определяется членами формулы (3.1), стоящими в скобках (при $v \cong c$ величина $1/v^2$ практически не меняется). В этой области скоростей начинается логарифмическое возрастание ионизационных потерь с ростом энергии частицы (ионизационные потери $(-dE/dx)_{\text{ион}}$ достигают минимума при $v \cong 0,96c$). Рост потерь при $v \rightarrow c$, связан с релятивистским сжатием поля в продольном направлении и возрастанием роли далеких соударений. Кроме этого, частичный вклад в логарифмический рост потерь вносят и близкие соударения за счет роста

максимальной энергии $T_{\text{макс}}$, передаваемой частицей атомному электрону, с возрастанием энергии частицы.

В плотных средах увеличение радиуса области вокруг траектории частицы, где происходят ионизация и возбуждение, ведет одновременно к возрастанию эффекта плотности (член δ в (3.1) и (3.3)). Под воздействием поля движущейся частицы атомы, расположенные вблизи ее траектории, поляризуются, причем возникающее электрическое поле направлено навстречу полю частицы. На некотором расстоянии от траектории (это расстояние зависит от плотности среды) поле движущейся частицы полностью компенсируется и ионизационные потери за счет далеких соударений перестают возрастать с энергией. Поскольку поляризация среды прямо пропорциональна плотности электронов n , то этот эффект сильно зависит от плотности вещества. Отсюда и его название - “эффект плотности”. 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 (3.1) взаимно уничтожаются. Следовательно, часть релятивистского возрастания ионизационных потерь, связанная с ростом поперечных размеров электромагнитного поля частицы, полностью компенсируется эффектом плотности.

Формулы (3.1) и (3.3) 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:

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

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.

Таблица 3.1.

Значение параметров для вычисления δ

Параметры	Воздух	Водород	Полистирол	Свинец
A , МэВ/гсм ⁻²	0,0768	0,1524	0,0826	0,0608
B	17,69	21,07	18,65	12,81
$-C$	10,70	9,50	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
ρ , г/см ³	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$0,0899 \cdot 10^{-3}$	1,05-1,09	11,35
I , эВ	94	18,7	63,1	926
I/I_H	6,95	1,40	4,69	86,8
Z	7,37	1	88	82
A_0	-	1	-	207,2

Постоянную A в формуле (3.3) 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.

Флуктуации ионизационных потерь

Выражение (3.1) определяет средние потери на ионизацию. В силу статистического характера столкновений ионизационные потери частицы при прохождении слоя вещества сильно флуктуируют.

Еще в работах Бора было показано, что распределение ионизационных потерь нерелятивистских частиц в толстых поглотителях подчиняется закону Гаусса с дисперсией $\sigma = 4\pi \cdot e^4 z^2 NZx$ (x - толщина поглотителя, N - число атомов в 1 см^3).

В 1944 г. Л. Д. Ландау впервые получил функцию распределения для ионизационных потерь в тонком поглотителе около наиболее вероятного значения $\mathcal{E}_{вер}$ и дал выражение для этого наиболее вероятного значения.

Кинетическое уравнение для функции распределения $f(\kappa, \Delta)$ имеет вид:

$$\frac{\partial f(x, \Delta)}{\partial x} = \int_0^R W(\varepsilon) f(x, \Delta - \varepsilon) d\varepsilon - f(x, \Delta) \int_0^{\varepsilon_{\max}} W(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.4),$$

где x - толщина слоя вещества, пройденного частицей с начальной энергией E_0 ; Δ - потери энергии частицы на пути x ; $\varepsilon_{\max} \equiv T_{\max}$ - максимальная энергия, переданная в одном столкновении; $R = \Delta$ при $\Delta < \varepsilon_{\max}$, $R = \varepsilon_{\max}$ при $\Delta > \varepsilon_{\max}$; $W(\varepsilon)$ - потери энергии ε частицей с энергией $E_0 \gg \varepsilon$ ($W(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon > \varepsilon_{\max}$). При составлении уравнения предполагалось, что потери энергии Δ в слое вещества толщиной x малы по сравнению с

начальной энергией (условие “тонкого” поглотителя). Поэтому вероятность потерь на единицу пути $W(\varepsilon)$ практически не зависит от конечной энергии E ($\Delta = E_0 - E$).

Решение уравнения (3.4) имеет вид:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \varphi(\lambda),$$

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi \cdot i} \int_{-i\infty+\delta}^{i\infty+\delta} e^{u \ln u + \lambda u} du, \quad u = \xi \cdot p; \quad (3.5)$$

$$\xi = x \frac{2\pi \cdot Ne^4 \rho \Sigma Z}{mv^2 \Sigma A}; \quad \lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}.$$

Функция $\varphi(\lambda)$ имеет максимум при $\lambda = -0,05$. Отсюда получается следующее выражение для наиболее вероятных потерь энергии Δ_0 в случае тонкого поглотителя (толщина слоя x в г/см²):

$$\Delta_0 = \varepsilon_{\text{вер}} = \frac{2\pi \cdot ne^4 Z^2 \kappa}{mv^2 \rho} \left(\frac{\ln \frac{2mv^2 (2\pi \cdot ne^4 Z^2 t (mv^2 \rho))}{I^2 (1 - \beta^2)}}{-\beta^2 - \delta - U + 0,37} \right). \quad (3.6)$$

Или, вводя постоянные A и B , получим

$$\varepsilon_{\text{вер}} = \frac{Ax}{\beta^2} \left(B + 1,06 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (3.7)$$

На рис. 3.2 представлено распределение $\varphi(\lambda)$, полученное в работе Ландау (кривая L).

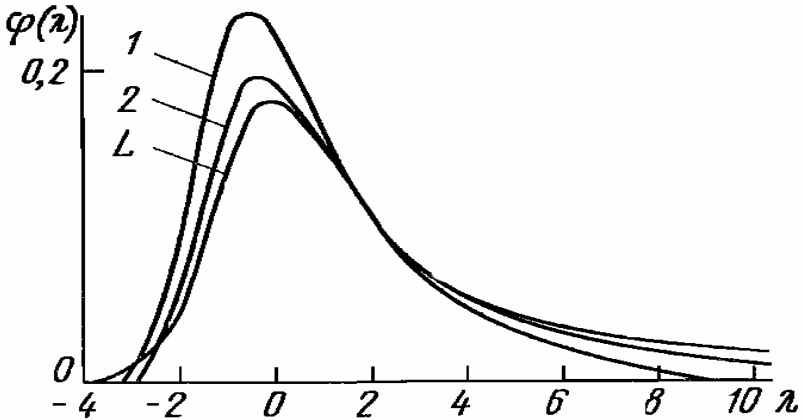


Рис.3. 2. Флуктуация ионизационных потерь энергии

Кривые: 1 - для $K_{\text{макс}} = 0,1$;

2 - для $K_{\text{макс}} = 0,01$; L - функция Ландау

Это асимметричное распределение с максимумом при наиболее вероятном значении потерь энергии и с пологим спадом в области высоких значений потерь. 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. В работе [12] было показано, что функция $\varphi(\lambda)$ имеет максимум при

$\lambda = -0,225$, а не при $\lambda = -0,05$. Теперь выражение (3.7) имеет вид:

$$\varepsilon_{\text{вер}} = \frac{Ax}{\beta^2} \left(B + 0,891 + 2 \ln \frac{P}{Mc} + \ln \frac{Ax}{\beta^2} - \beta^2 - \delta - U \right). \quad (3.8)$$

Полуширина распределения на половине высоты максимума после указанного уточнения составила 4,02.

В работе [13] 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 работе [10] точно решена задача о флуктуациях ионизационных потерь тяжелых частиц в тонких поглотителях. В этом решении при нахождении функции распределения $f(x, \Delta)$ вместо бесконечного (как в решении Ландау) был взят конечный предел интегрирования, равный $\varepsilon_{\text{макс}}$. Функция распределения $f(x, \Delta)$ в этом случае имеет вид:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\pi \xi} \kappa_{\text{макс}} e^{\kappa_{\text{макс}}(1+\beta^2 c)} \times \int_0^{\infty} e^{\kappa_{\text{макс}} f_1} \cos(u\lambda + \kappa_{\text{макс}} f_2) du ;$$

$$f_1 = \beta^2 (\ln u - Ci(u)) - \cos u - uSi(u);$$

$$f_2 = u(\ln u - Ci(u)) + \sin u + \beta^2 Si(u), \quad (3.9)$$

где Si и Ci - интегральные синус и косинус, $\kappa_{\text{макс}} = \xi / \varepsilon_{\text{макс}}$, $\xi = 0,3x(mc^2 / \beta^2)Z / A_0$,

$k = 0,577$ – постоянная Эйлера, $\varepsilon_{\text{макс}} = 2mc^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$. На рис.3.2 приведены распределения $\varphi(\lambda) = \xi f(\kappa, \Delta)$, полученные по формулам (3.9) для значений $\kappa_{\text{макс}} = 0,1$ (кривая 1) и $\kappa_{\text{макс}} = 0,01$ (кривая 2) для значений $\beta^2 = 0,9$. На том же рисунке для сравнения показана и функция Ландау (кривая L). При $\kappa_{\text{макс}} \leq 0,01$ справедливо решение Ландау. В области $0,01 < \kappa_{\text{макс}} < 0,1$ необходимо пользоваться точным решением (3.9); в области $\kappa_{\text{макс}} \geq 1$ решение переходит в кривую Гаусса.

Экспериментальная часть

В настоящей работе исследуются распределения ионизационных потерь мюонов и электронов вторичного космического излучения, которое регистрируется с помощью сцинтилляционных детекторов и амплитудного анализатора компьютера. Одновременно может быть получена информация об интенсивности мюонов и электронов на уровне моря. Потери энергии заряженной частицы, проходящей через сцинтиллятор, преобразуются в световую вспышку, регистрируемую затем фотоэлектронным умножителем. При этом необходимо, чтобы интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе была пропорциональна энергии частицы, потерянной в сцинтилляторе на ионизацию, и чтобы амплитуда импульса на выходе ФЭУ была пропорциональна интенсивности световой вспышки. 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:

$$F = \frac{Q_0}{C} = \frac{n_0 e k}{C} = E \frac{\alpha b \varepsilon_e k}{C}.$$

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, b - коэффициент, учитывающий неполное собиране света на фотокатод, ε_e - эффективность фотокатода, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света. Энергия E , потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей, равна $(-dE/dx)_{ион} x$ (x - толщина слоя сцинтиллятора в г·см⁻²). Таким образом, регистрируя на амплитудном анализаторе распределение импульсов с выхода ФЭУ, мы получим распределение энергии E , потерянной в сцинтилляторе заряженной частицей. При этом необходимо обеспечить постоянство величины пути x , проходимого частицей в сцинтилляторе, или, по крайней мере, ограничить разброс его значений (это достигается с помощью выбора соответствующей геометрии установки). Разброс возможных значений x , шумы и флуктуации в ФЭУ приводят к расширению кривой распределений флуктуаций (рис. 3.2).

Установка состоит из двух сцинтилляционных детекторов, свинцового фильтра, универсального научно-измерительного комплекса (УНИК) и персонального компьютера.

Сцинтилляционный детектор представляет собой ФЭУ-49 (диаметр фотокатода 160 мм) и сцинтиллятор (полистирол с добавкой терфенила) толщиной 50 мм и размером 250 мм x 250 мм, плотность сцинтиллятора ~ 1,1 г/см³. Применение в установке двух сцинтилляционных детекторов, расположенных один против другого и включенных на совпадения, обеспечивает регистрацию заряженных частиц, проходящих в узком телесном угле Ω (рис. 3.3), а это, в свою очередь, ограничивает разброс длин пути, проходимого частицей в сцинтилляторе. Величина Ω может регулироваться изменением расстояния между фотоумножителями.

С помощью данной установки изучаются ионизационные потери и их флуктуации от мюонов и электронов космических лучей.

Ионизация от 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 суммарная ионизация от мюонов и 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 УНИК. Отбор анализируемых сигналов производится на аппаратном уровне с использованием микросхем

программируемой логики. Комплекс управляется с компьютера типа IBM PC. Полученные распределения отображаются на экране дисплея компьютера и записываются в его память.

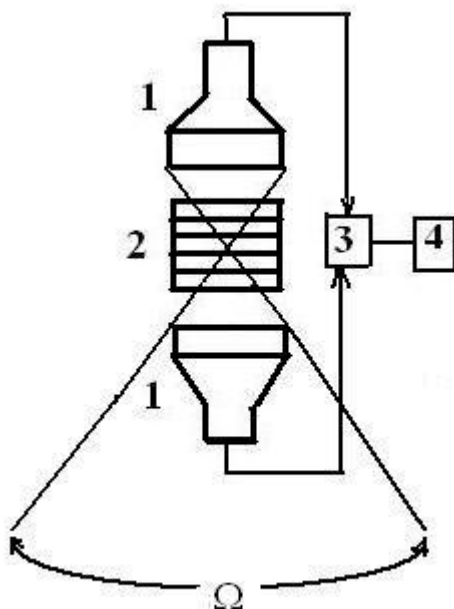


Рис.3.3. Схема фрагмента установки, работающей на совпадения:

1 – сцинтилляционные детекторы; 2 – свинцовый фильтр; 3 – универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК); 4 – компьютер

УНИК позволяет одновременно вести регистрацию событий, выводить на дисплей и обрабатывать информацию, поступающую с обоих

сцинтилляционных детекторов.

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, ознакомиться с которой следует перед началом работы.

Порядок работы

1. Включить установку УНИК, компьютер. Запустить программу.

2. Руководствуясь инструкцией, изучить панель управления на экране дисплея.

3. Провести измерение импульсов от ионизации, вызванной мюонами.

3.1. Установить свинцовый фильтр между сцинтилляционными детекторами.

3.2. Выбрать ФЭУ, с выхода которого будет идти регистрация импульсов.

3.3. Установить рекомендованные режимы работы: высокое напряжение, усиление. Включить совпадения.

3.4. Набирать статистику в течение 2 часов.

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. Информацию снимать с того же ФЭУ, что и в п. 3.

4.3. Режимы работы остаются те же, что и в п. 3.3.

4.4. Набирать статистику в течение 2 часов.

4.5. По окончании набора статистики сохранить полученное распределение в отдельном файле.

Обработка результатов измерения

1. Вычислить, пользуясь формулами (3.3) и (3.8), средние и наиболее вероятные ионизационные потери мюонов в сцинтилляторе (полистирол) толщиной 1 см и 5 см, а также на 1 см воздуха и на 1 см свинца.

2. Обработать полученные экспериментальные распределения от мюонов, пользуясь программным обеспечением:

- Определить номера каналов, соответствующих наиболее вероятной и средней ионизации от мюонов ($N_{\text{наиб.вер.}}$ и $N_{\text{ср.}}$), определить дисперсию экспериментального $D_{\text{экс.}}$ распределения.
- Обратить внимание на то, что номера каналов, соответствующие наиболее вероятным $N_{\text{наиб.вер.}}$

- и средним $N_{\text{ср.}}$ ионизационным потерям различаются, причем $N_{\text{наиб.вер.}} < N_{\text{ср.}}$.
- Сравнить экспериментальное распределение ионизаций от мюонов с распределением Гаусса, рассчитанного для значений среднего $\langle N \rangle$ и дисперсии D равных экспериментальным:
 $\langle N \rangle = N_{\text{ср.}}$; $D = D_{\text{эк.}}$
 - Сопоставить данные экспериментального распределения ионизации от мюонов с расчетными, приведенными на рис. 3.2.
 - Определить интенсивность мюонов, зарегистрированных с помощью сцинтилляционного детектора.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЧЕРЕНКОВСКИЙ ДЕТЕКТОР

Черенковское излучение

В 1934 г. П.А.Черенков, работавший под руководством С.И.Вавилова, открыл новый вид излучения, названный впоследствии “черенковским”. П.А.Черенков занимался экспериментальным исследованием люминесценции растворов ураниловых солей под действием γ -излучения радия. Открытое им излучение нельзя было объяснить обычным механизмом возбуждения флуоресценции. Дальнейшее исследование открытого излучения показало, что оно обладает рядом новых свойств.

1. Свечение вызывают не γ -кванты, а заряженные частицы. (в опытах Черенкова – электроны), движущиеся в среде.

2. Свечение испускается под определенным углом к направлению движения частицы.

3. Интенсивность излучения не зависит от среднего заряда Z ядер среды, т.е. оно не может быть радиационного происхождения.

4. Спектр свечения является сплошным с максимальной интенсивностью в синей части спектра.

Объяснить механизм черенковского излучения удалось И.Е.Тамму и И.М.Франку на основе классической электродинамики. Утверждение классической электродинамики об отсутствии излучения при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы связано с предположением о том, что скорость движения частицы в среде меньше скорости распространения

света. В среде с показателем преломления $n > 1$ это предположение может быть нарушено. В такой среде скорость света равна $c' = c/n < c$ и частица может двигаться со скоростью V , превышающей скорость распространения ее собственного электромагнитного поля:

$$V > c' = c/n.$$

Механизм возникновения черенковского излучения объясняется когерентным излучением диполей, возникающих в результате поляризации атомов или молекул среды под влиянием движущейся в ней заряженной частицы. Под действием электрического поля пролетающей заряженной частицы электронное облако атома смещается относительно ядра. Атом поляризуется. При удалении частицы из данной области атом возвращается в нормальное состояние. Переход атома в нормальное состояние сопровождается излучением. На самом же деле прохождение заряженной частицы через вещество не всегда сопровождается электромагнитным излучением. Действительно, если заряженная частица движется в среде сравнительно медленно, то поляризационный эффект, вызванный частицей в каждый данный момент времени, оказывается сферически симметричным относительно положения частицы. В этом случае излучение поляризованного атома будет гаситься излучением, испускаемым в противоположной фазе симметричным ему атомом.

Для частицы, имеющей большую скорость движения, поляризационный эффект может оказаться несимметричным вдоль траектории частицы и

результатирующее поле возникших диполей может также оказаться отличным от нуля как в самой области поляризации, так и на больших от нее расстояниях. Последнее, однако, возможно только для скоростей частицы, превышающих скорость распространения света в данной среде c/n : $V > c/n$.

Можно показать, что в случае, если скорость движения частицы меньше скорости распространения света в среде, то напряженность результирующего поля в удаленных точках равна нулю. Это объясняется тем, что излучения, испускаемые отдельными элементами поляризованного объема, при интерференции оказываются в разных фазах и гасят друг друга.

Примем за начальную фазу излучения в момент появления частицы в данной точке ее траектории - точки A_1, A_2, A_3 и т.д. (рис.4.1). К моменту времени, когда частица оказывается в точке B своей траектории, излучение, отвечающее начальной фазе, распространится на расстояние

$$r_1 = \frac{c}{n} \cdot \frac{A_1 B}{V}, \quad r_2 = \frac{c}{n} \cdot \frac{A_2 B}{V}$$

и т. д. (времена пролета частицы от точек A_1, A_2, \dots до точки B соответственно равны $t_1 = \frac{A_1 B}{V}, t_2 = \frac{A_2 B}{V}$).

Однако, так как скорость частицы $V < c/n$, радиус сфер когерентного излучения всегда будет больше расстояний, пройденных частицей ($r_1 > A_1 B, r_2 > A_2 B, \dots$), и, следовательно, исключается возможность положительной интерференции.

Если же скорость частицы V превышает скорость распространения света в среде $V > c/n$, то в этом

случае будет испускаться электромагнитное излучение, наблюдаемое лишь под определенным углом θ относительно траектории частицы (рис.4.2). Электромагнитные волны, возникающие в точках траектории A_1, A_2, \dots будут когерентны, лишь распространяясь под углом θ .

Они образуют волновой фронт BC. Когерентность будет иметь место при условии, что частица проходит путь AB за то же время AB/V , которое необходимо для распространения излучения из A в C

$$\left(\frac{AC}{c/n}\right), \frac{AB}{V} = \frac{AC}{c/n}.$$

Отсюда следует соотношение:

$$\cos\theta = 1/\beta n, \quad \text{где } \beta=V/c \quad (4.1)$$

Выражение (4.1) и есть условие существования излучения. Из условия (4.1) следует, что:

1) черенковское излучение испускается лишь при соблюдении определенного соотношения между скоростью движения частицы V и показателем преломления n : $\beta \geq 1/n$. При скоростях частицы $\beta < \beta_{\min}$ излучения не происходит. При скорости, равной пороговой, направление излучения совпадает с направлением движения частицы;

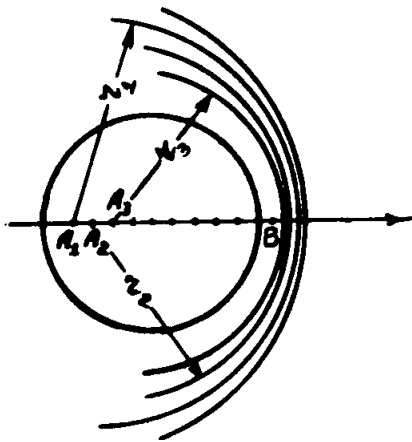


Рис. 4.1. Схема возникновения излучения при скоростях

частицы $V < \frac{c}{n}$

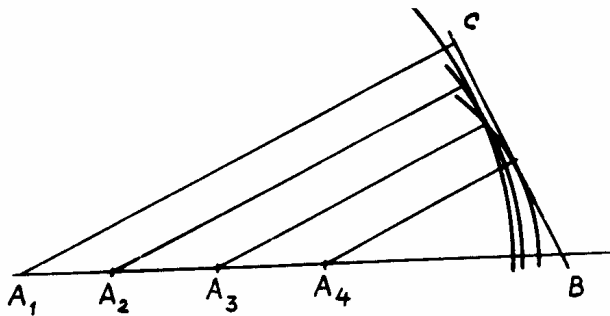


Рис.4.2. Схема возникновения когерентного излучения

2) при увеличении скорости частицы V угол θ растёт от нуля (при $\beta=1/n$) до максимального $\theta_{\max} = \arccos(1/n)$ (при $\beta=1$);

3) в соответствии с механизмом возникновения черенковского излучения обладает непрерывным спектром частот. Практическое значение имеет лишь излучение, лежащее в видимой части спектра (4000-7000 $\overset{0}{\text{Å}}$), так как обычные среды, служащие в черенковских детекторах радиаторами, непрозрачны для ультрафиолета.

Теория Тамма-Франка даёт выражение для числа фотонов N , испускаемых частицей с зарядом Z , движущейся со скоростью β в среде с показателем преломления n в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 :

$$N = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta, \quad (4.2)$$

где α – постоянная тонкой структуры ($\alpha=e^2/\hbar c=1/137$); l – длина пути частицы в радиаторе.

Согласно формуле (4.2) число фотонов, излучаемых частицей с зарядом Z на единице длины пути в веществе с постоянным показателем преломления, составляет

$$N \approx 500 \sin^2 \theta Z^2 \quad (4.3)$$

Сравним число фотонов, испускаемых, например, электроном с энергией 10 МэВ на пути в 1 см в случае черенковского излучения и в случае тормозного излучения, в диапазоне длин волн от $\lambda_1=3500 \overset{\circ}{\text{Å}}$ до

$\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ в воде. Напомним, что число фотонов, испускаемых электроном на радиационной единице длины за счет тормозного излучения (радиационная единица длины или так называемая “t-единица” – это расстояние, на котором энергия частицы вследствие радиационного торможения уменьшается в e раз), можно подсчитать по формуле: $N = 4/3 \ln(\lambda_2/\lambda_1)$.

Для воды радиационная единица равна 34 см. Следовательно, на 1 см пути в воде электрон испустит $3 \cdot 10^{-2}$ фотонов в видимой части спектра за счет тормозного излучения. Потери же на черенковское излучение тем же электроном на 1 см пути составят 263 фотона, т. е. в видимой части спектра интенсивность черенковского излучения приблизительно в 10^4 раз больше интенсивности тормозного излучения.

Из формулы (4.2) видно, что интенсивность излучения существенно зависит от величины угла θ . Для одной и той же среды при увеличении скорости частицы интенсивность излучения увеличивается.

Быстрая заряженная частица при движении через твердое вещество вызывает черенковское излучение с интенсивностью порядка 100 фотонов/см, а в газообразных средах - около 10 фотонов/см ($n \approx 1,01$). Даже такое малое количество света оказывается достаточным, чтобы черенковское излучение можно было использовать для регистрации высокоэнергичных заряженных частиц с помощью специальных “черенковских счетчиков”.

Как видно из формул (4.2) и (4.3), интенсивность черенковского излучения быстро возрастает с ростом заряда частицы Z . Поэтому черенковские детекторы

успешно используются в физике релятивистских многозарядных ионов.

Черенковские детекторы

Черенковский детектор состоит в основном из радиатора (среды, в которой возникает черенковское излучение), оптической системы, направляющей излучаемый радиатором свет в регистрирующий прибор, и самого регистрирующего прибора. В качестве последнего обычно служит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). В случае, когда интенсивность регистрируемых частиц обеспечивает большой световой выход, черенковское излучение может быть сфотографировано.

В качестве радиатора в черенковских счетчиках наиболее часто употребляются прозрачные пластмассы, например, плексиглас. Пластмассы обладают хорошей прозрачностью в области регистрируемых длин волн (от 0,035-0,3 до 2-1,2 мкм), высоким коэффициентом преломления ($n \cong 1,5$) при малой дисперсии, небольшой плотностью ($\rho \sim 1,1$ г/см³) и малым атомным номером ($Z \cong 6$). Пластмассы легко поддаются обработке, что также делает их удобными для использования в качестве радиаторов. Если условия эксперимента позволяют применять радиаторы больших объемов, то удобно использовать дистиллированную воду ($n=1,333$).

В зависимости от особенностей оптической системы черенковские детекторы разделяются на пороговые (детекторы без фокусировки) или интегральные и угловые или дифференциальные (детекторы с фокусировкой).

Пороговые детекторы используются обычно для подсчета количества частиц, проходящих через радиатор. При этом регистрируются только те частицы, скорость которых удовлетворяет условию $\beta \geq 1/n$. Так, при радиаторе из плексигласа ($n=1,5$) энергетический порог регистрации составляет 330 МэВ для протонов и 180 кэВ для электронов. Пороговый черенковский детектор представляет собой некоторый объем, заполненный радиатором и просматриваемый фотоумножителем. Оптическая система детектора чувствительна к свету, испущенному в широком интервале углов. Примером порогового детектора (детектора без фокусировки) может служить счетчик, созданный впервые Джелли для регистрации космических частиц (рис.4.3).

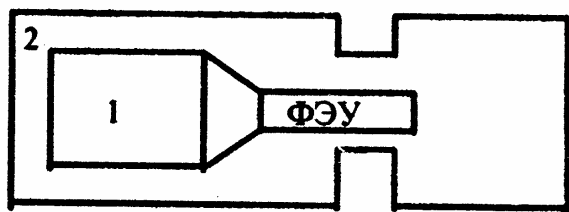


Рис.4.3. Схема порогового счетчика Джелли:
1– водный радиатор; 2– стеклянный контейнер

Детектор состоит из водного радиатора 1, заключенного в стеклянный контейнер 2 с посеребренными боковыми внутренними стенками. Черенковское излучение отражается от посеребренных стенок и попадает на фотокатод ФЭУ. Серебрение стенок дает возможность собирать черенковский свет с наименьшими потерями.

Основное преимущество черенковских детекторов по сравнению с другими типами детекторов (при регистрации интенсивности частиц) – высокая разрешающая способность по времени.

Конечная длительность светового импульса черенковского излучения, наблюдаемого на некотором расстоянии от траектории частицы, связана с зависимостью показателя преломления от длины волны (дисперсия). Наличие дисперсии приводит к некоторому размытию угла θ черенковского излучения для частиц с данной скоростью V . Так, для красного и фиолетового концов спектра, для которых показатели преломления соответственно n_k и n_ϕ , черенковское излучение будет испускаться под углами

$$\theta_k = \arccos(1/\beta n_k), \quad \theta_\phi = \arccos(1/\beta n_\phi).$$

Так как в случае нормальной дисперсии $n_\phi > n_k$, то величина размытия угла

$$\Delta\theta = \theta_\phi - \theta_k = \arccos(1/\beta n_\phi) - \arccos(1/\beta n_k).$$

Такое размытие угла приводит к существованию конечной длительности волнового фронта для наблюдателя, находящегося в некоторой точке L на расстоянии l от траектории частицы AC .

Пусть в момент времени, когда частица находится в точке C , через точку L будет проходить красный фронт черенковского излучения (рис.4. 4).

Фиолетовый фронт излучения в тот же момент времени проходит через точку N . Длительность излучения τ в точке наблюдения L будет определяться временем, необходимым для прохождения фиолетовым фронтом расстояния OL ($OL \perp NC$), т.е.

$$\tau = OL / (c/n_\phi) = LN \cdot \cos \theta_\phi / (c/n_\phi),$$

$$LN = AC - BC = l (\operatorname{tg} \theta_\phi - \operatorname{tg} \theta_k),$$

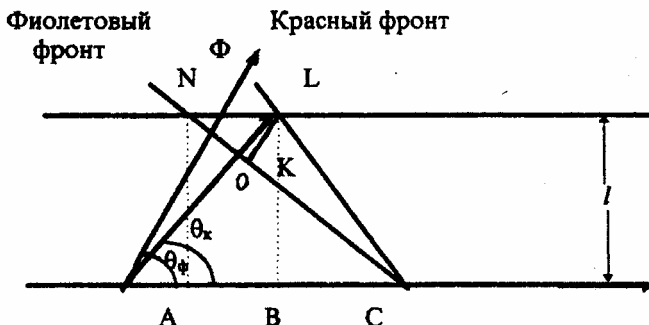


Рис.4.4. Схема, поясняющая существование конечной длительности волнового фронта черенковского излучения

а $\cos \theta_\phi = 1/\beta n$. Тогда получим $\tau = \frac{l}{\beta c} (\operatorname{tg} \theta_\phi - \operatorname{tg} \theta_k)$.

Чтобы иметь представление о порядке величины τ , оценим длительность светового импульса черенковского излучения на расстоянии $l=10$ см от траектории релятивистской частицы ($\beta \approx 1$), движущейся в плексиглазе с показателем преломления $n_\phi = 1,501$ ($\lambda_\phi = 4538 \text{ \AA}$) и $n_k = 1,489$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$)

$$\theta_\phi = \arccos (1/n_\phi) = 48^\circ 10',$$

$$\theta_k = \arccos (1/n_k) = 47^\circ 45',$$

$$\tau = \frac{10}{3 \cdot 10^{10} \text{ cm/c}} \cdot 0,0162 = 5,4 \cdot 10^{-12} \text{ c}.$$

Временное разрешение черенковского детектора без фокусировки определяется временем нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ и временными характеристиками самого ФЭУ. Время нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ несколько больше длительности собственного светового импульса черенковского излучения (10^{-12} - 10^{-11} с), так как черенковское излучение в детекторах без фокусировки прежде чем попасть на фотокатод, испытывает отражение от стенок радиатора. Поэтому время нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ зависит от отражающих свойств стенок радиатора. В радиаторах с диффузным отражателем это время превышает длительность собственного черенковского излучения и составляет около 10^{-8} с. При зеркальном отражении разрешающее время составляет $\sim 10^{-10}$ с для радиаторов небольших размеров (20-30 см).

Дифференциальные счетчики или счетчики с фокусировкой предназначаются для определения скорости быстрых частиц согласно выражению (4.1). Для этого необходимо обеспечить такую конструкцию счетчика, чтобы происходила фокусировка черенковского света, идущего под определенным углом θ к направлению движения частицы, на фотокатод ФЭУ. Конструкция радиатора выбирается так, чтобы сохранить имеющееся соотношение между углом светового конуса и направлением движения частицы и дать возможность измерить этот угол. Этим условиям отвечает, например, радиатор в форме цилиндра из прозрачного твердого вещества (плексигласа, например), основание и поверхность которого тщательно полируются.

Если быстрые заряженные частицы проходят через основание цилиндра параллельно его оси (рис.4.5), то черенковское излучение будет идти все время под одним и тем же углом к оси цилиндра. Черенковское излучение, вызванное частицами с одинаковыми скоростями, будет выходить из торца радиатора под одним и тем же углом. Излучение от частиц, движущихся с другими скоростями, будет выходить под другими углами. Выходящее под определенным углом из радиатора излучение должно быть сфокусировано оптической системой на фотокатод ФЭУ.

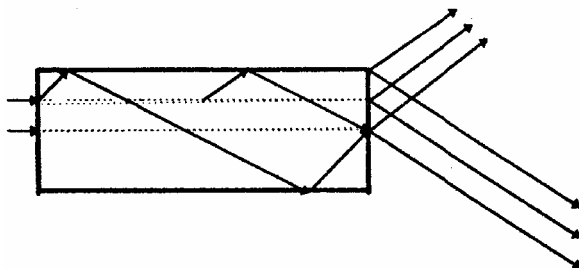


Рис.4.5. Схема цилиндрического радиатора

Существуют оптические системы с фиксированным и регулируемым положением фокуса.

Назначение первых – селекция частиц по скоростям (энергиям), поэтому их применяют в тех случаях, когда требуется из потока частиц разных энергий отобрать частицы с заданной энергией.

Детекторы второго типа используют для измерения энергий (скорости) при работе с монохроматическими потоками частиц.

Наиболее простой черенковский счетчик с фиксированным фокусом оптической системы

состоит из радиатора в форме длинного цилиндра, переходящего в конус с углом раствора θ , равным углу черенковского излучения (рис.4.6).

Частица, движущаяся параллельно оси радиатора, создает черенковский свет, если ее скорость удовлетворяет условию $\beta=1/(n\cos\theta)$. Черенковский свет испытывает полное внутреннее отражение от боковой поверхности цилиндра (для обеспечения зеркального отражения поверхность радиатора покрывается металлической фольгой) и падает на боковую поверхность конуса. При этом угол падения оказывается равным половине угла θ . Поэтому после отражения свет выйдет через основание конуса параллельным пучком, который собирается и фокусируется с помощью линзы на фотокатод ФЭУ.

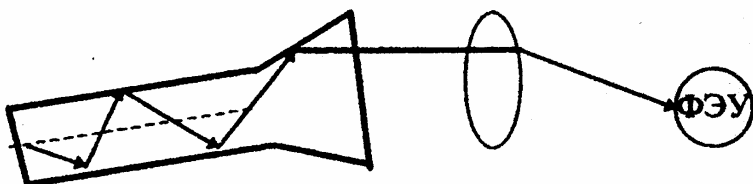


Рис.4.6. Схема черенковского счетчика с фиксированным фокусом

Черенковское излучение, вызванное в радиаторе частицами других скоростей, выйдет из конуса расходящимся или сходящимся пучком и не попадет на фотокатод ФЭУ. Следовательно, из пучка частиц с разными скоростями данным счетчиком будут зарегистрированы только частицы со скоростью $\beta=1/(n\cos\theta)$.

Примером схемы счетчика с регулируемым фокусом может служить счетчик, изображенный на рис.4.7. В этом счетчике радиатор в форме части сферы радиуса R помещается внутри цилиндрического зеркала. Пучок частиц направляется по оси радиатора.

Черенковский свет, возникший в линзе-радиаторе, фокусируется на цилиндрическое зеркало, которое отражает его на два плоских зеркала. Плоские зеркала расположены

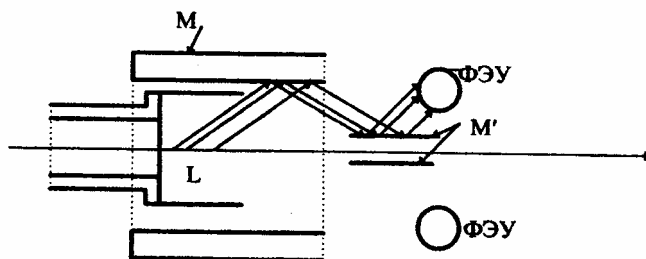


Рис.4.7. Схема черенковского счетчика с регулируемым фокусом: L – линза-радиатор; M – цилиндрическое зеркало; M' – плоское зеркало

симметрично относительно оси. Отраженный от плоских зеркал свет регистрируется фотоумножителями. Фокусируется свет, испущенный под разными углами θ , путем передвижения радиатора в цилиндрическом зеркале при фиксированном положении ФЭУ. Тем самым достигается раздельная регистрация частиц с различными скоростями.

Надо заметить, что от типа применяемого радиатора (жидкий, твердый или газообразный) зависят селективные свойства дифференциальных черенковских детекторов. Выражение для

разрешающей способности детектора по скоростям можно получить, продифференцировав соотношение (4.1):

$$\Delta\beta/\beta = \operatorname{tg} \theta \Delta\theta = (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2} \Delta\theta . \quad (4.4)$$

Показатель преломления жидких или твердых радиаторов лежит в интервале значений от 1,3 до 1,8, т.е. в довольно узкой области. Поэтому счетчики с такими радиаторами имеют хорошую разрешающую способность по скоростям только для частиц, скорости которых не слишком близки к скорости света. Для частиц же со скоростями близкими к скорости света ($\beta \sim 1$) различие в скорости будет очень малым ($\Delta\beta < 1\text{см}$ (4.4)) и селективные свойства таких счетчиков будут неудовлетворительными. Так, например, для радиатора из плексигласа показатель преломления $n=1,5$ и пороговая скорость $\beta_{\min} = 0,7$. В этом случае углы излучения близки к максимальному $\cos\theta_{\max} = 1/n$, и разница в углах излучения для частиц разных скоростей очень мала, так как $\Delta\theta \sim \Delta\beta$, $\Delta\beta \ll 1$. Поэтому для разделения по скоростям частиц высоких энергий ($\beta \rightarrow 1$) применяются черенковские детекторы с газовыми радиаторами, у которых показатель преломления $n \approx 1,01$.

Обычно энергетическое разрешение черенковских детекторов с фокусировкой составляет 5-10%. Однако в детекторах, предназначенных для точного определения энергии частиц, с помощью специальных мер разрешение может быть доведено до 10^{-5} . Разработаны прецизионные приборы с коррекцией эффекта хроматической дисперсии, которые позволяют получить $(\Delta\beta / \beta) \approx 10^{-6} - 10^{-7}$.

Временное разрешение детекторов с фокусировкой определяется временными свойствами фотоумножителей, так как длительность черенковского излучения 10^{-11} - 10^{-12} с, а ФЭУ обычно воспроизводят без искажения лишь световые сигналы длительностью 10^{-10} - 10^{-9} с.

Быстрыми счетчиками, нашедшими широкое применение в физике высоких энергий, являются черенковские ливневые детекторы. Эти детекторы эффективно регистрируют гамма-кванты высокой энергии, порождающие электронно-фотонные ливни в радиаторах из свинцового стекла.

Экспериментальная часть

В настоящей работе проводится параллельное исследование некоторых характеристик черенковского и сцинтилляционного детекторов (изложение работы сцинтилляционного детектора смотри в [6], описание лабораторной работы №1 “Сцинтилляционный метод”). Сопоставление результатов измерений, полученных с помощью черенковского и сцинтилляционного детекторов, работающих в одинаковых условиях, позволяет наглядно показать их особенности, обусловленные различием механизмов регистрации частиц в этих детекторах. Схема установки приведена на рис.4.8.

Черенковский и сцинтилляционный детекторы работают от частиц космического излучения – в основном мюонов.

В черенковском детекторе используются радиатор из плексигласа с коэффициентом преломления $n=1,5$ (размер радиатора – диаметр 16 см и толщина 5 см.) и ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 16 см.

В сцинтилляционном детекторе используются пластический сцинтиллятор (“полистирол”) размером 25см x 25см и высотой в 5 см. и ФЭУ-49.

Крепление черенковского и сцинтилляционного счетчиков обеспечивает их поворот на 180° .

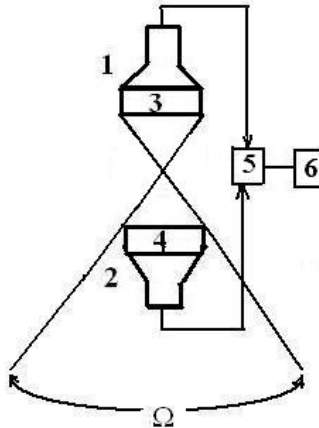


Рис. 4.8. Схема установки: 1– сцинтилляционный детектор;
2– черенковский детектор; 3 – сцинтиллятор; 4 – радиатор;
5–универсальный научно-измерительный комплекс (УНИК);
6 – компьютер

Программа управления установкой и обработки получаемых экспериментальных данных предусматривает как раздельное включение черенковского и сцинтилляционного детекторов, так и их работу в режиме совпадений, то есть в таком режиме, когда регистрируются только те частицы, которые одновременно прошли через оба детектора.

При этом выделяется определенный телесный угол (см. рис.4.8) и регистрироваться будут

космические частицы, которые прошли внутри этого угла.

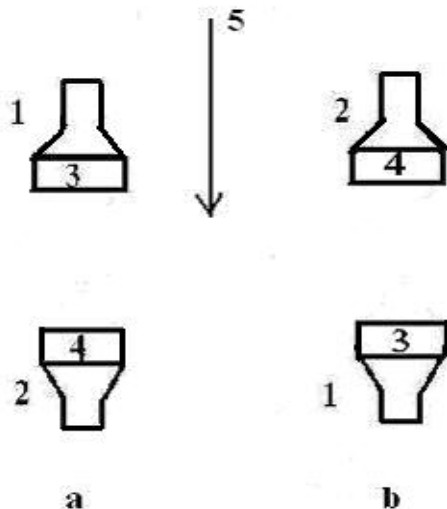


Рис.4.9. Возможные ориентации черенковского (2) и сцинтилляционного (1) детекторов относительно потока космического излучения (5)

a – сцинтилляционный детектор (1) – положение “сцинтиллятором (3) вниз”; черенковский детектор (2) – положение “радиатором (4) вверх”.

b – черенковский детектор (2) – положение “радиатором (4) вниз”; сцинтилляционный детектор (1) – положение “сцинтиллятором (3) вверх”;

Телесный угол установки зависит от величины радиуса фотокатодов ФЭУ-49 и расстояния между черенковским и сцинтилляционным детекторами. Оба канала (черенковский и сцинтилляционный) имеют одинаковые телесные углы, следовательно, через оба детектора в единицу времени проходит одинаковое

число космических частиц. Импульсы с детекторов регистрируются с помощью амплитудного анализатора, встроенного в компьютер, причем предусмотрена одновременная регистрация (а также сохранение и обработка) событий и в черенковском и в сцинтилляционном детекторах.

Предусмотрена возможность работы ФЭУ в обоих каналах при подсветке их фотокатодов световым диодом.

Используется генератор световых сигналов, собранный на световом диоде типа АЛ-107. Световой диод вставляется в специальный разъем на корпусе кожуха ФЭУ и размещается непосредственно перед фотокатодом ФЭУ.

На световой диод подается импульсное питание от специального генератора. Поскольку один и тот же световой диод поочередно используется в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов, интенсивность световых вспышек на фотокатодах ФЭУ в этих детекторах будет практически одинакова. Поэтому можно имитировать прохождение заряженной частицы через детекторы, что важно для наладки, контроля и калибровки экспериментальной установки. Сигналы с анодов ФЭУ поступают в специальный блок аппаратуры УНИК, в котором находятся все элементы управления работой установки (формирователи, дискриминаторы, усилители и т.д.) Здесь же расположены и источники высоковольтного и низковольтного питания.

Управление установкой ведется с дисплея компьютера.

Перед началом выполнения упражнений следует ознакомиться с устройством ФЭУ-49, с конструкцией всех частей установки, а также с командной панелью

на дисплее компьютера, с помощью которой идет управление установкой, а также с инструкцией о порядке работы на установке. Инструкция содержит сведения о рабочих режимах – величинах высокого напряжения на ФЭУ и коэффициентах усиления в сцинтилляционном и черенковском каналах.

После знакомства с инструкцией включить установку, выставить высокое напряжение на делителях ФЭУ черенковского и сцинтилляционного детекторов.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Определение коэффициентов усиления в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов

(Упражнение выполняется при выключенной схеме совпадений)

В упражнении используется генератор световых сигналов, дающий монохроматические красные вспышки постоянной интенсивности. В качестве генератора световых сигналов служит, как уже отмечалось, световой диод, который поочередно подключается к фотокатодам ФЭУ черенковского и сцинтилляционного детекторов (см. рис.4.8 и 4.9).

Для дальнейшей обработки результатов (упр.3) понадобится знать, как различаются коэффициенты усиления ФЭУ в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов. Определение этого отношения K и проводится в этом упражнении.

Фотокатоды ФЭУ черенковского и сцинтилляционного детекторов подсвечиваются практически одинаковыми по интенсивности вспышками от светового диода. Отношение K

величин амплитуд $A^{ци}$, $A^{чер}$, зарегистрированных анализатором от сцинтиляционного и черенковского детекторов $K = \frac{A^{ци}}{A^{чер}}$, будет обусловлено различием коэффициентов усиления электронных трактов $K_{чер}^э, K_{ци}^э$ и коэффициентов усиления $K_{ФЭУ}^{чер}, K_{ФЭУ}^{ци}$ самих ФЭУ в этих каналах. При этом следует понимать под “электронным каналом” или “трактом” путь от анода ФЭУ до входа анализатора.

Выполнение измерений

1. Черенковский детектор. Подключить световой диод к черенковскому детектору (вставить световой диод в соответствующий разъем и подать на него питание).

Записать при рекомендованном рабочем напряжении распределение амплитуд на анализаторе (напомним, что распределение от светового диода - это распределение Гаусса). В качестве искомой амплитуды $A^{чер}$ может служить номер канала, соответствующий максимуму полученного распределения.

Найти значение амплитуды, соответствующее максимуму полученного распределения $N_{чер}^{св.д}$.

Записать значение коэффициента усиления электронного тракта $K_{чер}^э$, при котором снималась амплитудная характеристика.

2. Сцинтилляционный детектор. Подключить световой диод к сцинтилляционному детектору.

Записать при рекомендованном рабочем напряжении распределение амплитуд на анализаторе.

Найти значение амплитуды, соответствующее максимуму полученного распределения $N_{сц}^{св.д}$.

Записать значение коэффициента усиления электронного тракта $K_{сц}^э$, при котором снималась амплитудная характеристика.

3. Вычисление соотношения коэффициентов усиления в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов. Поскольку, как упоминалось выше, фотокатоды ФЭУ в черенковском и сцинтилляционном детекторах подсвечивались одним и тем же световым диодом, то отношение K коэффициентов усиления в сцинтилляционном канале (коэффициент усиления ФЭУ + коэффициент электронного тракта) к соответствующему коэффициенту усиления черенковского канала будет равен

$$K = \frac{A_{сц}}{A_{чер}} = \frac{N_{сц}^{св.д}}{N_{чер}^{св.д}}$$

По окончании первого упражнения выключить питание светового генератора.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Определение рабочего положения черенковского детектора. Направленность черенковского излучения

Цель этого упражнения – наглядно продемонстрировать направленность черенковского излучения и, следовательно, найти рабочее положение черенковского детектора. Для этого мы проведем измерения интенсивности космических частиц (в основном мюонов) с помощью сцинтилляционного и черенковского детекторов при их различных положениях относительно направления прихода космического излучения. Назовем эти положения “радиатором (сцинтиллятором) вверх” и “радиатором (сцинтиллятором) вниз” (см. рис.4.9 а и б).

Определение рабочего положения черенковского детектора. Измерения проводятся с выключенной схемой совпадений.

Провести в течение 10 минут измерения интенсивности космического излучения с помощью сцинтилляционного детектора (положение – “сцинтиллятором вверх”) и черенковского детектора (“радиатором вниз”) (см.рис.4.9 б). Измерения в обоих детекторах проводятся одновременно.

Повернуть всю установку на 180° . Теперь черенковский детектор находится в положении “радиатором вверх”, а сцинтилляционный – в положении “сцинтиллятором вниз” (см.рис.4.9 а).

Провести одновременно измерения числа частиц с помощью черенковского и сцинтилляционного детекторов в таком перевернутом положении (10 минут).

Провести статистическую обработку полученных распределений. При этом границы обрабатываемых участков распределений для одного того же детектора (т.е. распределения, полученные в положении “вверх” и “вниз”) должны быть одинаковыми.

Найти интенсивность частиц, зарегистрированных при помощи черенковского детектора в положении

“радиатором вниз” $I_{вниз}^{чер} \frac{ч.ч.}{с}$ и в положении

“радиатором вверх” $I_{вверх}^{чер} \frac{ч.ч.}{с}$ (ч.ч. – число частиц).

Найти интенсивность частиц, зарегистрированных при помощи сцинтилляционного детектора в

положении “сцинтиллятором вверх” $I_{вверх}^{сц} \frac{ч.ч.}{с}$ и в

положении “сцинтиллятором вниз” $I_{вниз}^{сц} \frac{ч.ч.}{с}$.

Представить полученные результаты в следующем виде:

черенковский
детектор

сцинтилляционный
детектор

$$I_{вверх}^{чер} \frac{ч.ч.}{с} =$$

$$I_{вниз}^{сц} \frac{ч.ч.}{с} =$$

$$I_{вниз}^{чер} \frac{ч.ч.}{с} =$$

$$I_{вверх}^{сц} \frac{ч.ч.}{с} =$$

Объяснить полученные результаты по измерению числа частиц с помощью черенковского и

сцинтилляционных детекторов при положении ФЭУ “вверх” и “вниз”.

Определить абсолютную интенсивность космических частиц.

Интенсивность космических частиц I , измеренная с помощью сцинтилляционного или черенковского детектора, связана с абсолютным значением потока частиц I_0 соотношением $I=I_0k$, где k – так называемый ”геометрический фактор” установки. Геометрический фактор зависит от конкретной геометрии, а именно, от телесного угла установки и углового распределения на уровне моря (наш уровень наблюдения). Расчет геометрического фактора достаточно сложен, поэтому мы просто приводим его численное значение в инструкции на рабочем столе.

$$\text{Абсолютная интенсивность } I_0 \frac{\text{ч.ч.}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стер}},$$

то есть число частиц, зарегистрированное в секунду на единице площади (см^2) в единице телесного угла (стер), потока космических частиц на уровне моря находится из выражения

$$I_0=I/k \frac{\text{ч.ч.}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стер}}$$

Измерения при включенной схеме совпадений.

Включить черенковский и сцинтилляционный детекторы на совпадения.

Черенковский детектор должен находиться в положении “радиатором вверх” (см. рис.4.9а). При таком положении черенковского детектора провести одновременно измерения в течение 40 минут для черенковского (положение “радиатором вверх”) и

сцинтилляционного (положение “сцинтиллятором вниз”) детекторов. Каждое измерение регистрируется на анализаторе компьютера в виде соответствующего распределения.

Полученные распределения записать в память компьютера в индивидуальные файлы.

Провести статистическую обработку полученных распределений.

Найти интенсивность частиц, зарегистрированных при помощи черенковского детектора в положении

“радиатором вверх” $I^{чер} \frac{ч.ч.}{с}$ и интенсивность

частиц, зарегистрированных при помощи сцинтилляционного детектора в положении

“сцинтиллятором вниз” $I^{сц} \frac{ч.ч.}{с}$.

Найти абсолютную интенсивность

$$I_0^{чер} \frac{ч.ч.}{с \cdot см^2 \cdot стер} \text{ и } I_0^{сц} \frac{ч.ч.}{с \cdot см^2 \cdot стер}.$$

Определить номера каналов, соответствующих максимальному $N_{чер}^{макс}$, $N_{сц}^{макс}$ и среднему

значениям распределений $N_{чер}^{сред}$, $N_{сц}^{сред}$ ($\bar{N}_{чер}$, $\bar{N}_{сц}$).

Сравнить форму распределений, зарегистрированных в черенковском и сцинтилляционном детекторах и объяснить полученный результат.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Сравнение световых потоков на фотокатодах ФЭУ черенковского и сцинтилляционного детекторов при регистрации частиц данной энергии

Цель данного упражнения - сравнить экспериментально найденное отношение световых потоков на фотокатодах ФЭУ-49, образованных частицами одной и той же энергии, в сцинтилляторе и в радиаторе черенковского детектора.

К сожалению, из-за статистических флуктуаций трудно судить о соотношении величин вспышек света от одной и той же частицы одновременно в черенковском и сцинтилляционном детекторах. Но поскольку мы имеем дело со статистическим процессом, то можем получить распределение энергетических потерь от большого числа мюонов, прошедших через них, и работать уже с этими распределениями.

Нахождение экспериментального отношения световых потоков. Ранее, в упражнении 2 уже были получены распределения энергетических потерь от заряженных частиц космического излучения (в основном, мюонов), зарегистрированных черенковским (для положения ФЭУ-49 “радиатором вверх”) и сцинтилляционным (для положений ФЭУ-49 “сцинтиллятором вниз”) детекторами.

Из полученных распределений были найдены номера каналов $N_{чер}^{макс}$, $N_{сц}^{макс}$, соответствующих максимуму этих распределений.

Как же теперь оценить различие M в величине световых потоков в сцинтилляторе

сцинтилляционного и в радиаторе черенковского детекторов, образованных при прохождении через них частиц одной и той же энергии?

Если бы, во-первых, оба ФЭУ имели одинаковое усиление и, во-вторых, коэффициенты усиления электронных трактов в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов тоже были одинаковы,

то измеренное отношение $M = \frac{N_{сц}^{макс}}{N_{чер}^{макс}} \frac{N_{сц}^{макс}}{N_{чер}^{макс}}$ и

было бы искомым. В нашей установке коэффициенты усиления в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов различные. В упражнении 1 мы получили значение K равное

отношению этих коэффициентов $K = \frac{N_{сц}^{св.д}}{N_{чер}^{св.д}}$.

Напомним, что K учитывает коэффициенты усиления черенковского и сцинтилляционного каналов, во-первых, и, во-вторых – различия коэффициентов усиления ФЭУ, стоящих в этих каналах.

Если теперь в величину M внесем поправку K , то величина $M_{эксп.} = M \cdot K$ и будет экспериментально найденным отношением световых потоков, зарегистрированных в сцинтилляторе и радиаторе:

$$M_{эксп.} = M \cdot K = \frac{N_{сц}^{св.д}}{N_{чер}^{св.д}}.$$

Затем экспериментальное отношение $M_{экс}$ надо сравнить с ожидаемым.

Оценка ожидаемого отношения световых потоков в черенковском и сцинтилляционном детекторах. В случае черенковского излучения число фотонов, генерируемых заряженной частицей с зарядом $Z=1$ на единице длины пути, дается формулой (4.3)

$$N_q \cong 500 \sin^2 \vartheta.$$

Считая, что мы регистрируем релятивистские мюоны ($\beta \rightarrow 1$) и, учитывая, что для плексигласа $n=1,5$ можно найти число фотонов, генерированных мюонами в плексигласе на 1 см пути.

По определению световой выход:

$$q = \frac{\text{энергия, испускаемая путем флуоресценции}}{\text{энергия, расходуемая заряженной частицей на флуоресценцию}} = hv/E_\omega.$$

Отсюда можно определить величину энергии, расходуемой частицей на образование одного фотона с энергией hv :

$$E_\omega = h\nu/q. \quad (4.5)$$

В случае если заряженная частица с минимальной ионизацией dE_{\min} проходит в пластическом сцинтилляторе путь в 1 см, число фотонов $N_{сц}$ во вспышке составит

$$N_{сц} = dE_{\min}/E_\omega \quad (4.6)$$

В выражения (4.5) и (4.6) входят величины $h\nu$, q и dE_{\min} . Для полистирола $q=1,2\%$, $dE_{\min} \approx 2$ МэВ/см (в случае частицы с $Z=1$ и $\beta \rightarrow 1$) и $h\nu=2,8$ эВ (энергия фотона с длиной волны $\lambda=4400\text{Å}$ - средней длиной волны спектра испускания для полистирола).

Отношение N_{cu}/N_c и есть ожидаемое отношение интенсивностей вспышек в черенковском и сцинтилляционном счетчиках.

Однако следует заметить, что теоретическое отношение N_{cu}/N_c найдено при условии одинакового собирания света в черенковском и сцинтилляционном счетчиках, одинаковой чувствительности фотокатодов ФЭУ в этих счетчиках и одинаковых коэффициентов усиления ФЭУ. Реальное, экспериментально определенное отношение амплитуд на выходе ФЭУ при регистрации заряженных частиц одной и той же энергии будет отличаться (возможно в два – три раза) от ожидаемого отношения N_{cu}/N_c . Причина этого – трудности сбора света, в основном, в сцинтилляционном детекторе, несмотря на все светоотражающие покрытия.

Дополнительное задание.

Найти значение пороговой энергии регистрации мюонов космического излучения в черенковском детекторе данной работы. Масса покоя мюона $m_\mu=105$ МэВ, показатель преломления плексигласа $n=1,5$.

После выполнения данной работы вы должны иметь представление о том, какие частицы регистрирует черенковский детектор, каков механизм возникновения черенковского излучения и как устроен черенковский детектор. Вы теперь знаете, что

черенковское излучение направлено вдоль движения заряженной частицы и, что поэтому у черенковского детектора есть определенное рабочее положение (“радиатором вверх”) относительно этого направления. В сцинтилляционном же детекторе возникшее излучение изотропно и положение ФЭУ со сцинтиллятором относительно упавшей на детектор частицы не критично.

Следует также помнить, что интенсивность световых потоков, возникших при прохождении одной и той же заряженной частицы через сцинтилляционный и черенковский детекторы (при одинаковой толщине сцинтиллятора и радиатора) в 5 – 7 раз больше в сцинтилляторе.

С помощью черенковского детектора измеряют не только интенсивность заряженных частиц, но и их распределение по скоростям (если у вас работает дифференциальный детектор). Если же известна масса детектируемых частиц, то можно перейти к распределению по энергии этих частиц.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

СТАТИСТИКА. ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Результат измерения какой-либо физической величины всегда является случайным. Возникающие при этом ситуации можно условно разделить на два класса.

В первом из них точное значение измеряемой величины существует (например, нет сомнений в существовании вполне определенной массы покоя электрона или протона), а случайность результата измерения является следствием несовершенства измерительной аппаратуры и/или методики измерения.

Во втором случае измеряемая величина принципиально случайна, так что результат конкретного измерения зависит от того, с какой вероятностью реализуется то или иное значение. Примерами такого рода могут служить энергия, получаемая электроном (позитроном) при β – распаде, время жизни радиоактивного ядра от его образования до распада, а также число очков, выпадающих при бросании игральной кости, число космических частиц, регистрируемых детектором за определенное время, число отказов аппаратуры в течение года и многое другое. В такой ситуации принято говорить о статистических ошибках, которые будут рассмотрены в дальнейшем.

Предварительно остановимся на практически важном случае, когда отклонение результата измерения от истинного значения (ошибка измерения) складывается из большого числа малых случайных и систематических ошибок, допускаемых при

измерении. При этом в достаточно широких предположениях ошибка, обусловленная случайными отклонениями, подчиняется известному закону распределения Гаусса.

Согласно закону Гаусса, называемому также нормальным законом, вероятность в результате измерения величины x получить значение в пределах $x, x \pm dx$ равна

$$W(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\alpha)^2}{2\sigma^2}} dx, \quad (5.1)$$

где $\alpha = \bar{x} = M[x]$ - математическое ожидание величины x , $\sigma^2 = D[x]$ - дисперсия величины x .

Дисперсия характеризует ошибки отдельного измерения и является характеристикой экспериментальной установки и методики измерений. Чем грубее измерения (больше разброс), тем больше дисперсия. Величина $\sigma = \sqrt{D[x]}$ называется среднеквадратичной ошибкой измерения.

В большинстве случаев дисперсия заранее неизвестна и может быть определена только из разброса результатов измерения. Приблизительно принимают дисперсию равной среднему квадрату отклонений результатов измерений от их среднего значения

$$\sigma^2 = D(x) = \overline{(x-\bar{x})^2} = \left(\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right) / N, \quad (5.2)$$

где $\bar{x} = \frac{\sum x_i}{N}$ - среднее значение, полученное в данной серии измерений, N - число измерений.

Несмещенная оценка величины σ^2 получается, если в (5.2) вместо N подставить $(N-1)$, т.е.

$$\sigma^2 = \frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N-1} . \quad (5.2a)$$

Усредненный результат серии измерений, естественно, меньше отклоняется от точного значения, чем отдельные измерения. Можно показать, что величина x'_m , полученная в результате усреднения по m измерениям, $x' = \left(\sum_{i=1}^m x_i \right) / m$, подчиняется гауссову распределению с дисперсией в m раз меньшей дисперсии распределения отдельных величин x :

$$\sigma^2(x') = D[x'] = \frac{D[x]}{m} = \frac{(x - \bar{x})^2}{m} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{m(N-1)} . \quad (5.3)$$

Зная дисперсию, можно с помощью закона Гаусса оценить надежность измерения, т.е. ответить на вопрос: с какой вероятностью действительное значение измеренной величины лежит в пределах $\bar{x} + \varepsilon$, $\bar{x} - \varepsilon$, где \bar{x} – результат измерения, а $\varepsilon > 0$ произвольное число. Искомая вероятность равна:

$$P(\varepsilon) = \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} W(\xi) d\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} e^{-\frac{(\xi-x)^2}{2\sigma^2}} d\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\varepsilon/\sigma}^{\varepsilon/\sigma} e^{-z^2/2} dz$$

или

$$P(\varepsilon / \sigma) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\varepsilon/\sigma} e^{-z^2/2} dz . \quad (5.4)$$

Таблица интеграла $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-y^2/2} dy$ (интеграл

ошибок Гаусса) приводится в каждом курсе теории вероятностей. С помощью таблиц находим

$$P(1) = 0,68 , \quad P(2) = 0,95 , \quad P(3) = 0,997 .$$

Это означает, что с вероятностью 68% истинное значение отличается от результата измерения не более чем на одну среднеквадратичную ошибку, с вероятностью 95% - не более чем на две среднеквадратичных ошибки и с вероятностью 99,7% - не более чем на 3 ошибки. Результат измерения приводится всегда вместе со своей ошибкой. Так, например, для некоторой величины

$$T = 2,25 \pm 0,04 \text{ мин} \quad (0,04 - \text{ср.кв.ошибка}),$$

где T – время измерения в минутах.

Как следует из сказанного выше, это отнюдь не означает, что ошибка измерения не превосходит 0,04 мин; наоборот, вероятность большей ошибки значительна – 32%. Делая выводы из результатов измерений, нужно считаться с реальностью двукратной ошибки, вероятность больших отклонений уже мала – 5%.

Нередко точки, отличающиеся от среднего значения более чем на три ошибки, отбрасывают на том основании, что вероятность таких отклонений всего 0,3%. Это допустимо только при достаточном числе измерений. При малом числе точек приближения, сделанные при выводе соотношений (5.2) и (5.4), влекут за собой недооценку вероятности больших ошибок. В этом случае вместо распределения Гаусса следует пользоваться распределением Стьюдента. Точный расчет дает, например, для 5 измерений вероятность ошибки большей двукратной – 12% и большей трехкратной – 4% вместо 5% и 0,3%.

Статистические ошибки

Обратимся теперь к ситуации, когда измеряемая величина принципиально случайна. В этом случае мы говорим о так называемых статистических ошибках, зависящих не от несовершенства измерительной аппаратуры, а от вероятностного характера самой измеряемой величины. Статистические ошибки – это флуктуации измеряемой величины вокруг своего среднего значения. При измерении числа частиц или зависящих от него величин флуктуации проявляются тем резче, чем с меньшим числом частиц мы имеем дело. При измерениях со счетчиками, когда производится счет небольшого числа частиц, флуктуации нередко являются основным источником погрешности и прочими случайными ошибками можно пренебречь.

Так как функция распределения в этом случае дается известной формулой Пуассона (в упражнении 3 показано, каким образом можно убедиться в справедливости должного утверждения), то

дисперсию можно вычислить теоретически. Пусть среднее число частиц, пересекающих счетчик за интервал t , равно \bar{n} . Тогда вероятность пролета за этот же интервал n частиц выражается формулой Пуассона

$$W(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!}. \quad (5.5)$$

Оказывается, что дисперсия числа частиц $D[n]$ при вероятности $W(n)$, определяемой формулой (5.5), равна:

$$D[n] = \bar{n}. \quad (5.6)$$

Таким образом, дисперсия числа частиц, пролетающих за некоторый интервал времени, равна среднему числу пролетающих за этот интервал частиц. Истинное среднее значение \bar{n} , как правило, неизвестно, поэтому приближенно в качестве \bar{n} используется экспериментальный результат измерений

$$D[n] \approx \bar{n}. \quad (5.7)$$

Среднеквадратичная ошибка равна корню из числа частиц:

$$\sigma = \sqrt{D[n]} = \sqrt{\bar{n}}. \quad (5.8)$$

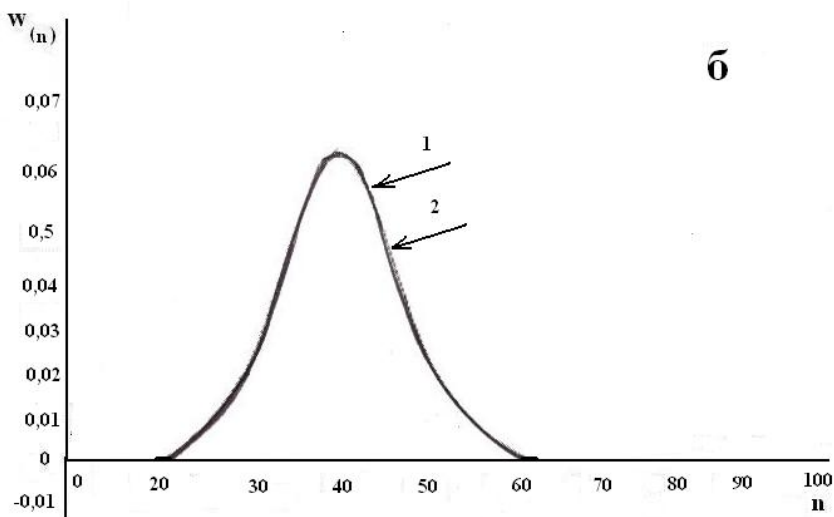
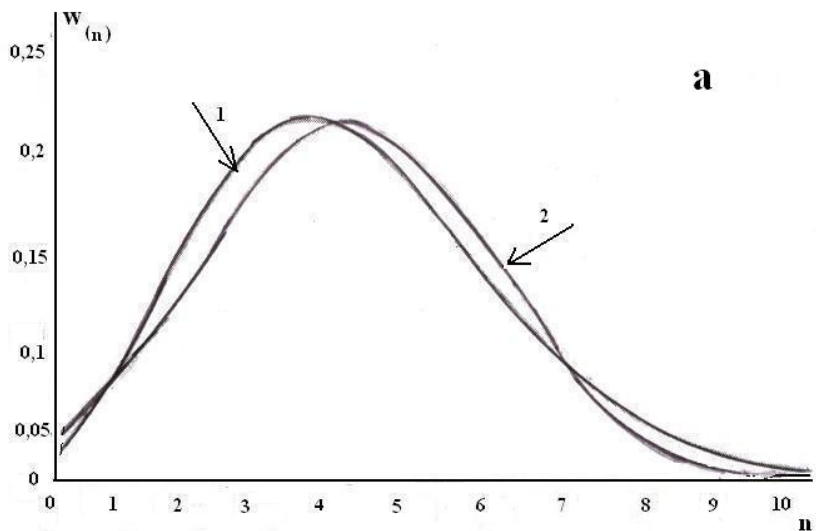


Рис.5.1. Теоретические распределения Пуассона (1) и Гаусса (2):
а) для $\bar{n} = 4$; б) для $\bar{n} = 40$;

На рис.5.1 (а и б) представлены теоретические распределения Пуассона для $\bar{n} = 4$ и $\bar{n} = 40$ и распределения Гаусса для $\bar{n} = 4$ и $\bar{n} = 40$. Видно, что для средних значений $\bar{n} \geq 20$ распределения Пуассона и Гаусса (с дисперсией σ^2) практически совпадают. Относительная ошибка δ - обратно пропорциональна корню из числа сосчитанных частиц:

$$\delta = \frac{\sigma}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (5.9)$$

Отсюда можно найти число частиц, которые нужно сосчитать для получения заданной точности:

$$n = 1 / \delta^2. \quad (5.10)$$

Таким образом, чтобы измерить среднее число частиц с точностью $\sim 10\%$, нужно сосчитать 100 частиц, с точностью $\sim 1\%$ - 10^4 частиц, с точностью $\sim 0,1\%$ - 10^6 частиц.

Ошибка функции измеренных величин

Пусть x_1, x_2 - независимые случайные величины со средними значениями \bar{x}_1 и \bar{x}_2 , с дисперсиями σ_1^2, σ_2^2 и пусть $F(x_1, x_2)$ - некоторая функция этих величин. Определим, по какому закону распределяются значения $F(x_1, x_2)$ вокруг своей средней величины и какова дисперсия $D[F(x_1, x_2)]$.

В теории вероятности [14–16] (для независимых случайных величин, подчиняющихся распределению Гаусса) доказывается, что:

1. Умножение случайной величины на постоянное число и прибавление постоянной только меняют масштаб и сдвигают начало отсчета. После таких операций функция распределения остается гауссовой, но с другим средним значением и дисперсией.

2. Прибавление к случайной величине постоянного числа не меняет ее дисперсию.

$$D[x + c] = \overline{[(x + c) - (\overline{x + c})]^2} = \overline{(x - \bar{x})^2} = D[x]. \quad (5.11)$$

3. При умножении случайной величины на постоянное число дисперсия изменяется пропорционально квадрату этого числа

$$D[cx] = \overline{(cx - c\bar{x})^2} = c^2 \overline{(x - \bar{x})^2} = c^2 D[x] \quad (5.12)$$

4. Сумма (разность) независимых случайных величин, подчиняющихся распределению Гаусса, подчиняется тому же распределению, но с суммарной дисперсией.

$$\sigma_{x_1 \pm x_2}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2, \quad (5.13)$$

и

$$\sigma_{x_1 \pm x_2} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (5.14)$$

Из (5.12) вытекает совершенно очевидное следствие. Пусть за время t зарегистрировано N частиц, т.е. число частиц в единицу времени $n = N/t$.

Дисперсия

$$\sigma_n^2 = \frac{\sigma_N^2}{t^2} = \frac{nt}{t^2} = \frac{n}{t} \quad (5.15)$$

Среднеквадратичная ошибка n равна

$$\sigma_n = \sqrt{n/t}.$$

Приводя результаты измерений, необходимо всегда указывать их среднеквадратичную ошибку. Если результаты приводятся в виде графиков, то для каждой точки наносится среднеквадратичная ошибка, как указано, например, на рис.5.2

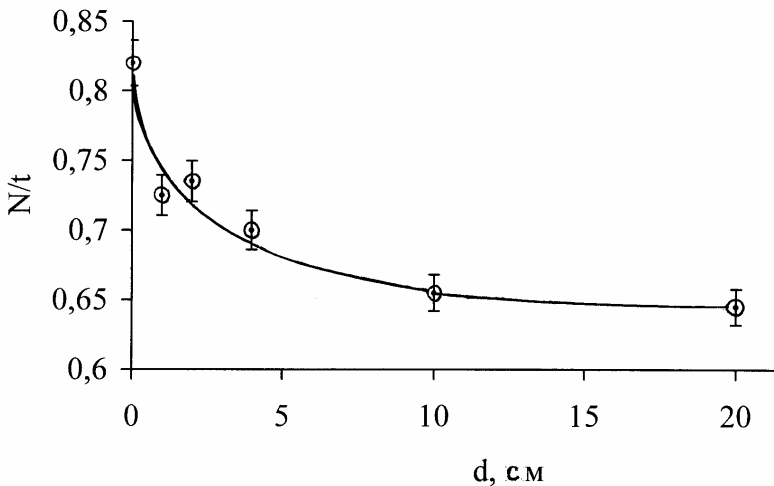


Рис.5.2 Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце

У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

1. Подобрать временной интервал Δt измерения числа n частиц так, чтобы среднее значение $\bar{n} = 3-4$. При этом допускается использование различной комбинации детекторов, а именно:
 - одиночный сцинтилляционный детектор;
 - оба сцинтилляционных детектора, включенных на совпадение;
 - одиночный черенковский детектор;
 - черенковский и сцинтилляционный детекторы, включенные на совпадение.
2. С выбранным временным интервалом Δt провести ~ 240 повторных измерений.
3. Построить полученное распределение - число отсчетов с данным n - $J(n)$. Найти среднее значение \bar{n} для полученного распределения.
4. Построить распределение Пуассона для найденного среднего значения \bar{n} и сравнить с экспериментальным.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

1. Используя полученные 240 измерений, построить распределения:
 - для удвоенного интервала $2\Delta t$ (распределение 2);
 - для интервала $4 \Delta t$ (распределение 4);
 - для интервала $8 \Delta t$ (распределение 8).
2. Найти значения средних \bar{n} для этих распределений.

Построить распределения Пуассона и Гаусса для среднего значения \bar{n} , соответствующего временному интервалу $\delta\Delta t$ и сравнить их.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

В математической статистике принято описывать степень соответствия экспериментальных данных какому-либо теоретическому закону, пользуясь различными критериями согласия, из которых наиболее часто используется критерий χ^2 (критерий Пирсона). Покажем, каким образом можно проверить, что изучаемое нами распределение числа отсчетов при регистрации падающих на установку частиц действительно следует закону Пуассона.

В качестве экспериментального распределения возьмем одно из полученных в упражнении 2, например, распределение 2.

Пусть полное число произведенных отсчетов равно N . Пусть, далее, число случаев, когда число зарегистрированных отсчетов равно k ($k=0,1,2,3\dots k_{\max}$)

составляет n_k . Очевидно, что $\sum_{k=0}^{k_{\max}} n_k = N$. Числа

n_k определяют эмпирическое распределение.

Вычислим среднее число отсчетов $\bar{n} = \frac{\sum k \times n}{N}$.

Предполагая, что исследуемое распределение есть распределение Пуассона, можно вычислить вероятность реализации того или иного k по формуле

$p_k = \frac{1}{k!} \bar{n}^k e^{-\bar{n}}$ и затем найти величины $N p_k$ -

теоретические наиболее вероятные значения отсчетов с данным k .

$$\text{Образуем величину } \chi^2 = \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{(n_k - Np_k)^2}{Np_k}.$$

При этом, если в каких-либо интервалах $Np_k \leq 5$, надо эти интервалы объединить с соседними. Пусть число интервалов (с учетом объединения) равно q . Учтем, кроме того, что на используемые нами величины наложены две связи: первая из них состоит в равенстве полного числа отсчетов n для теоретического и эмпирического распределений, а вторая – в равенстве величины среднего числа отсчетов \bar{n} .

Величина χ^2 следует так называемому закону распределения χ^2 с числом свободы $f=q-2$.

Это позволяет, выбрав определенный уровень значимости p_0 (обычно 0,05 или 0,10), найти из таблиц (см./14/ или любой курс по теории вероятности) значение χ_0^2 такое, что $P(\chi^2 \geq \chi_0^2) = p_0$.

Далее величина χ^2 , определенная по конкретным значениям n_k и Np_k сравнивается с χ_0^2 .

Если $\chi^2 \leq \chi_0^2$, то гипотеза о пуассоновости исследуемого распределения принимается, если наоборот, то отвергается на принятом уровне значимости.

Итак, вы провели сравнение полученного эмпирического распределения с теоретическим законом Пуассона по критерию χ^2 . Каков ваш вывод?

ЛИТЕРАТУРА

1. Ракобольская И.В., Калмыков Н.Н., Ковтюх А.С., Свертилов С.И. Введение в физику космической лучей (конспект лекций). -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2006.

2. Калмыков Н.Н. Космические лучи сверхвысоких энергий. Цикл лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.

3. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.

4. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1,2.-М.: Энергоатомиздат, 1996.

5. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. -М.: Атомиздат, 1974.

6. Ильина Н.П., Кузнецова Г.П., Силаев А.А., Сомиков А.В. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Лабораторная работа № 1. Сцинтилляционный метод. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004.

7. Ильина Н.П., Кузнецова Г.П., Силаев А.А., Сомиков А.В., Широков А.В. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Лабораторная работа № 6. Черенковский детектор. -М.:Изд-во Моск. ун-та, 2004.

8. Мурзина Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Учебное пособие. -М.: ООО “Изд-во “КДУ”, 2007.

9. Хаякава С. Физика космических лучей. -М.: Мир, ч. 1, 1973.

10. Вавилов П. В. // ЖЭТФ, Т. 32, С. 920, 1957.

11. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. -М.: Физматгиз, 1959.

12. Массавее Н. О. Papworth D. G. // Phys. Lett., Т. 30А, С. 241, 1969.

13. Blunck O., Leisegang S. Z. // Physik, Т. 128, С 500, 1950.

14. Боровков А.А. Теория вероятностей. -М.: Наука, 1984.

15. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Приложение. -М.:Изд-во Моск. ун-та, 2004.

16. Худсон Д. Статистика для физиков. -М.: Изд-во Мир, 1973.

Учебное пособие

**Наталья Петровна Ильина, Александр Алексеевич
Силаев, Алексей Александрович Силаев (мл),
Татьяна Павловна Аминова, Галина Павловна
Кузнецова**

ЛЕПТОНЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
СПЕЦИАЛЬНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО СОВРЕМЕННЫМ
МЕТОДАМ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**Электронная обработка текста и рисунков выполнены
Н.П.Ильиной, Г.П. Кузнецовой и Т.П.Аминовой.**

**Оригинал-макет подготовлен
Н.П.Ильиной, Г.П. Кузнецовой и Т.П. Аминовой**

Редактор: К.И. Стратилатова

Работа поступила в ОНТИ .2008г.

Отпечатано в типографии «КДУ», 2008.

Тираж 70 экз.