

В данной лабораторной работе общего ядерного практикума изучается интенсивность потока мюонов в зависимости от вертикального угла и определяется время жизни мюона.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Мюон	4
2 Генерация вторичных космических лучей в атмосфере	8
3 Изучение углового распределения мюонов на уровне моря	13
4 Экспериментальная установка	18
5 Выполнение работы	19
6 Геометрический фактор	21
7 Определение времени жизни мюона	25
А История открытия космических лучей	27
В Счетчик Гейгера — Мюллера	30
Литература	34

ВВЕДЕНИЕ

В начале XX века Виктором Гессом были открыты космические лучи. В. Гесс искал источник ионизации воздуха, являвшийся ответом давно известной загадки спонтанной разрядки электроскопов.

Наблюдения В. Гесса, Б. Росси и других выдающихся физиков того времени позволили детально изучить причину и предположить источник ионизирующего излучения в атмосфере Земли. Работы Д. В. Скобельцына и его коллег позволили установить, что излучение, регистрируемое в нижней части атмосферы (вторичное), отличается от излучения, приходящего на верхнюю границу атмосферы (первичного). Был открыт ядерно-активный каскад. В космических лучах К. Андерсоном были открыты позитроны и мюоны, позже были открыты странные частицы, обнаружено нарушение скейлинга.

Строго формально, вторичные космические лучи (или вторичное космическое излучение) генерируются в атмосфере Земли при попадании в неё частиц первичного космического излучения высокой энергии. При этом основной компонентой первичного космического излучения (всей совокупности всех частиц любых энергий), генерирующей вторичные космические лучи, являются первичные космические лучи (атомные ядра высокой энергии).

Процессы генерации вторичных частиц, а именно они регистрируются наземными детекторами, а также излучений, вызванных прохождением вторичных частиц через атмосферу, являются объектом изучения физики космических лучей. В рамках этого раздела физики высоких энергий (которая сама по себе — часть ядерной физики) изучаются и процессы взаимодействия частиц при энергиях, недоступных на ускорителях, и природа самих первичных космических лучей, а также ведётся поиск процессов и явлений за рамками стандартной модели физики частиц, поиск частиц тёмной материи.

§1. Мюон

Гипотетические заряженные частицы «промежуточной» массы, то есть тяжелее электрона и легче протона, были в центре внимания научного сообщества в середине и конце 1930х годов. Причиной послужила теория ядерного взаимодействия, созданная в 1934 году Х. Юкавой [1]. Данная теория описывала ядерное взаимодействие между протонами и нейтронами ядра как обмен бозоном (частицей с целым спином) массой около 200 масс электрона. Частиц такой массы известно не было, но теория Х. Юкавы хорошо объясняла ряд явлений (например, поведение сечения рассеяния нейтрона на тяжёлых ядрах с ростом энергии), не противоречила имеющемуся объёму экспериментальных данных и теоретических наработок. Также Х. Юкава предположил, что данная частица обладает слишком большой массой, чтобы проявляться в ядерных реакциях (ускорители уже изобрели, но разгонять они могли лишь протоны

и только до 4–5 МэВ), но вот в космических лучах проявляться должна в качестве первичной или вторичной.

Независимо от работ Х. Юкавы при изучении кривой поглощения космических лучей веществом возникла схожая гипотеза о существовании частицы промежуточной массы. При прохождении через железо или свинец космические лучи напоминали γ -излучение [2], в воде же они поглощались куда как слабее [3]. Развивавшаяся тогда квантовая электродинамика предсказывала, что пробег заряженных частиц в веществе должен зависеть от их массы. С одной стороны, в этом диапазоне, с ростом массы заряженной частицы должны расти и потери энергии при рассеянии в электрическом поле ядра, с другой стороны, должны падать потери энергии при столкновениях с электронами. Поведение одной из компонент космических лучей указывало, что она должна состоять как раз из частиц промежуточной массы.

Экспериментальный поиск таких частиц был чрезвычайно сложен, так как не существовало надёжного метода определения массы* частицы помимо её отклонения в магнитном поле — метода предложенного Дж. Томсоном для определения массы катодных лучей, и приведшего к открытию электрона, изотопов и появлению целого раздела прикладных дисциплин — масс-спектрометрии. Метод был хорошо развит Ф. Астоном, но для искусственных источников частиц не очень высокой энергии, то есть совершенно не подходил для наблюдений космических лучей. В масс-спектрометрии интенсивные пучки частиц или ионов низкой энергии напрямую засвечивали фотопластину, на которой, после проявки анализировались пятна потемнения. При изучении частиц космических лучей требовалось вручную осматривать фотографии отдельных треков частиц в камерах Вильсона†. Нормой было сделать, а затем просмотреть и обработать тысячу и более фотографий ради единственного «не такого» трека.

В таких условиях Дж. Стрит и Э. Стивенсон обнаружили при изучении частиц с кинетическими энергиями выше 400 МэВ фотографию следа от чего-то легче массы протона, но точно больше массы электрона [4] (см. рис. 1 слева). Но так как ради яркости следа, между срабатыванием счётчиков Гейгера, указывавших на попадание в камеру заряженной частицы, и вспышкой была введена задержка «примерно в 1 секунду», то треки на фотографиях получались расплывшимися, иногда полностью деформированными. Всё что могли указать исследователи, что в случае, если сильного искажения трека не было (а судя по фотографии сильные искажения маловероятны), то оставить его должно было что-то с массой порядка 130 масс электрона.

Такое же наблюдение сделали К. Андресон и С. Неддермейер в парал-

*Строго говоря, отношения заряд/масса, так как стандартного метода определения массы нейтральных частиц не существовало вообще.

†Первый трековый детектор. Изобретена в 1912 году Ч. Вильсоном. Нобелевская премия за 1927 г. С помощью камеры совершён ряд фундаментальных открытий, в т. ч. открыты К. Андерсеном позитрон и мюон, а Дж. Рочестером и К. Батлером — каон.

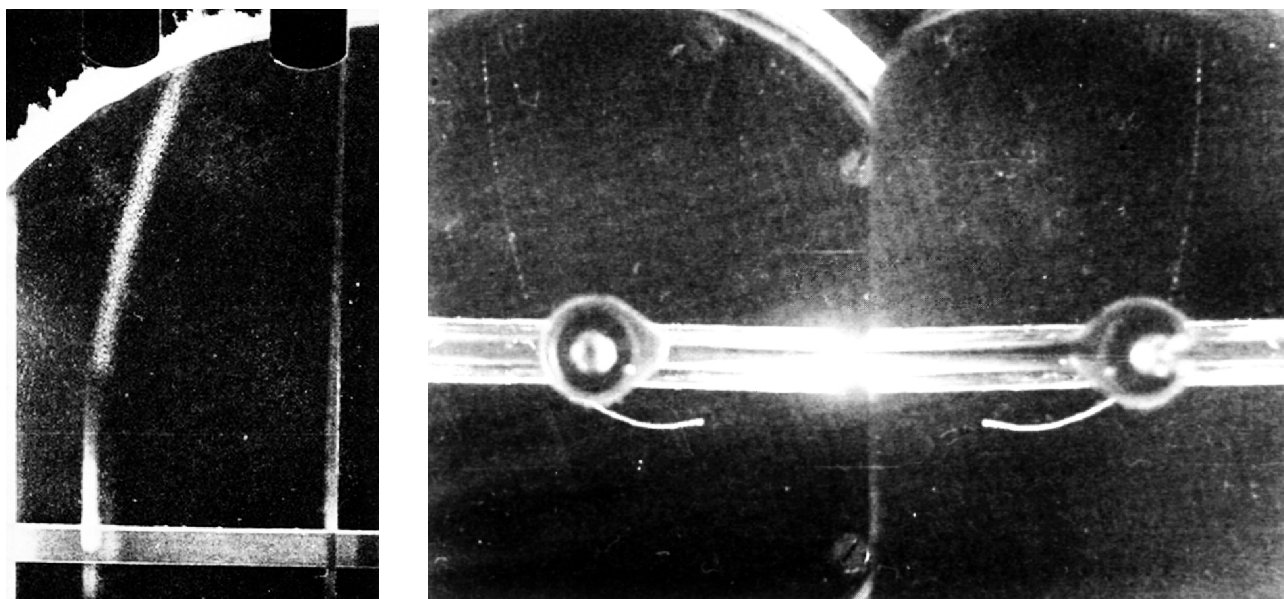


Рисунок 1. Слева: фотография трека (туманная полоса) в камере Вильсона, предположительно, мюона из работы Дж. Стрита и Э. Стивенсона [4]. Справа: фотография трека от мюона в камере Вильсона до и после прохождения через стеклянную пластину и счётчик Гейгера из работы С. Неддермейера и К. Андерсона [5]. В правой части фотографии отражение в зеркале, установленном для стереоскопических наблюдений треков. Считается открытием мюона.

лельной серии экспериментов [5]. Однако методика и постановка эксперимента отличались. К. Андерсон, за 12 лет до этого, также наблюдая частицы космических лучей в камере Вильсона, открывший позитрон, установил в камере стеклянную пластину, чтобы точно определять направление движения частицы, а, следовательно, и заряд. Также, для более точного определения заряда и изучения распадов частиц по их топологии в камере было установлено зеркало, то есть треки фотографировались одновременно под двумя разными углами. Такой подход позволил не только на единичной фотографии (см. рис. 1 справа) оценить массу зарегистрированной частицы 4 разными методами (около 240 масс электрона), её первичную энергию (10 МэВ), величину ионизационных потерь в газе счётчика (менее 170 ион-пар/см) и знак её заряда (+), но и заметить, что в конце пути частица скорее всего успела распасться, оставив после себя позитрон низкой энергии. Данная фотография считается первой надёжной регистрацией мюона.

Свежеоткрытая частица промежуточной массы, названная первооткрывателями мезотроном (от греческого $\mu\epsilon\sigma\sigma$, «средний», название, как понятно, не прижилось) сразу же привлекла внимание теоретиков. Как заметил сам Х. Юкава, наблюдение С. Неддермейера и К. Андерсона снимало последний критичный вопрос его теории. Началось активное изучение этих новых частиц с закрепившимся в литературе названием «мезон». И сразу же возникли вопросы. Хотя масса мюона почти точно соответствовала предсказанию Х. Юкавы ($m_\mu = 208 m_e$), сам мезон очень слабо взаимодействовал с веществом, хотя

теория предсказывала высокие сечения. К концу 1940х годов накопилось достаточно экспериментальных данных (включая данные по спектрам распадов) и достаточно развился аппарат квантовой теории, чтобы поставить под вопрос предположение о целом спине мезона — фундаментальном требовании теории Х. Юкавы.

В 1947 году группа под руководством С. Пауэлла открыла в космически лучах ещё одну заряженную частицу промежуточной массы, ещё один мезон [6]. Для того, чтобы различать их, Х. Юкава частице открытой С. Недермейером и К. Андерсоном дал обозначение μ -мезон, а частице открытой С. Пауэллом — π -мезон. Развитие ускорительной техники позволило получать π -мезоны в больших количествах в контролируемых лабораторных условиях и хорошо их изучить: π -мезон точно соответствовал положениям теории Х. Юкавы. Дальнейшее развитие ускорителей (применение принципа автофазировки, открытие метода охлаждения пучка и т.д.) позволило открыть ещё многие частицы со свойствами мезонов. Все они вели себя как π -мезон — хорошо взаимодействовали по сильному ядерному каналу, распадались на две частицы, имели нейтральную версию. Все, кроме, μ -мезона.

Действительно, μ -мезон не имел нейтральной версии, не взаимодействовал по сильному каналу, давал в распаде и нейтрино, и антинейтрино (а не только что-то одно), появлялся в распадах других мезонов. При этом, другие мезоны очень редко давали в распадах электрон, тогда как для μ -мезона электрон — основной продукт распада.

С установлением Стандартной модели и предложением кварковой теории строения «элементарных» частиц μ -мезон переставал быть мезоном. Мезонами стали называться частицы состоящие из кварк-антикварковой пары и взаимодействующие по всем каналам*. А вот за частицами, не участвующими в сильном ядерном взаимодействии, закрепилось название лептон. В ту же категорию попали электрон и нейтрино. Чтобы исключить путаницу, μ -мезон был сокращён до мюона (равно как π -мезон стал пионом, чего, однако, не произошло ни с одним другим мезоном).

Для физики 1970х годов мюон стал «просто тяжёлым электроном» и неприятной загадкой — зачем он вообще нужен в строении и функционировании Вселенной, если он не играет никакой роли в ядерных взаимодействиях и, соответственно, строении вещества? Открытие четвёртого кварка (очарованного или c -кварка в современной нотации) и выделение его вместе с s -кварком, мюоном и мюонным нейтрино во второе поколение частиц несколько снизило остроту вопроса, переводя его в стоящие и поныне фундаментальные вопросы ядерной физики: сколько всего поколений фундаментальных частиц, должно ли количество поколений кварков быть равным количеству поколений лептонов?

*Массы новых частиц, регистрируемых в ускорительных экспериментах, к этому времени уже давно превысили массу протона.

По современным представлениям мюон является фермионом (частицей с полуцелым спином) второго поколения с массой $m_\mu = 105,7$ МэВ, временем жизни $\tau = 2,197$ мкс и отличным от нуля мюонным лептонным числом. Магнитный момент мюона на данный момент вызывает повышенный интерес, так как его измеренная величина расходится с предсказаниями квантовой электродинамики в рамках Стандартной модели.

§2. Генерация вторичных космических лучей в атмосфере

Вторичные космические лучи генерируются во взаимодействиях первичных космических лучей с ядрами атомов атмосферы. Любое попадание частиц первичного космического излучения в атмосферу Земли может сопровождаться появлением вторичных излучений во взаимодействиях. Однако, попадание частиц достаточно высоких энергий сопровождается более сложным процессом, нежели простая ядерная реакция.

Исторически, первым, кто заметил не совсем случайный процесс прихода частиц на уровень моря, был Д. В. Скобельцын. В своих опытах с камерой Вильсона, помещённой в магнитное поле, он наблюдал одновременный приход множества заряженных частиц. Частота кратных приходов частиц была выше, чем можно было объяснить просто случайными совпадениями. Однако, Д. В. Скобельцын не придавал этому наблюдению значения, сконцентрировавшись на исследовании адронной компоненты космических лучей [7].

В 1938 году П. Оже, настраивая схему совпадений для изучения направления прихода космических лучей, заметил, что установка даёт срабатывания даже будучи разложенной в механически разобранном состоянии на столе. Это можно было бы объяснить, если бы в схеме совпадений было 2 счётчика. Существования горизонтально летящих частиц было известно и объяснялось кривизной Земли (то есть выходом в космос касательной к поверхности в данной точке). Но у П. Оже в схеме было больше счётчиков, экранированных 15 см свинца. Была оценена вероятность случайного совпадения (случайного одновременного попадания двух независимых частиц) для 2 счётчиков: при скорости счёта каждого счётчика 200 импульсов в минуту схема совпадений должна была пропускать не более 0,5 случайных совпадений в час. Вероятность случайного совпадения для 3 и 4 счётчиков оказалась пренебрежимо мала. Раздвижение счётчиков понижало частоту совпадений, но никак не до уровня случайных [8]. Частицы должны были приходить связанными группами и происходить из единого источника.

Открытое П. Оже явление — широкие атмосферные ливни частиц — является примером сложного каскадного процесса, его схематичное представление приведено на рисунке 2. Протон или иное ядро высокой энергии (от 10^{10} эВ и выше) попадает в атмосферу Земли. При столь высоких энергиях сечения взаимодействия адронов с веществом слабо зависят от энергии и пробег про-

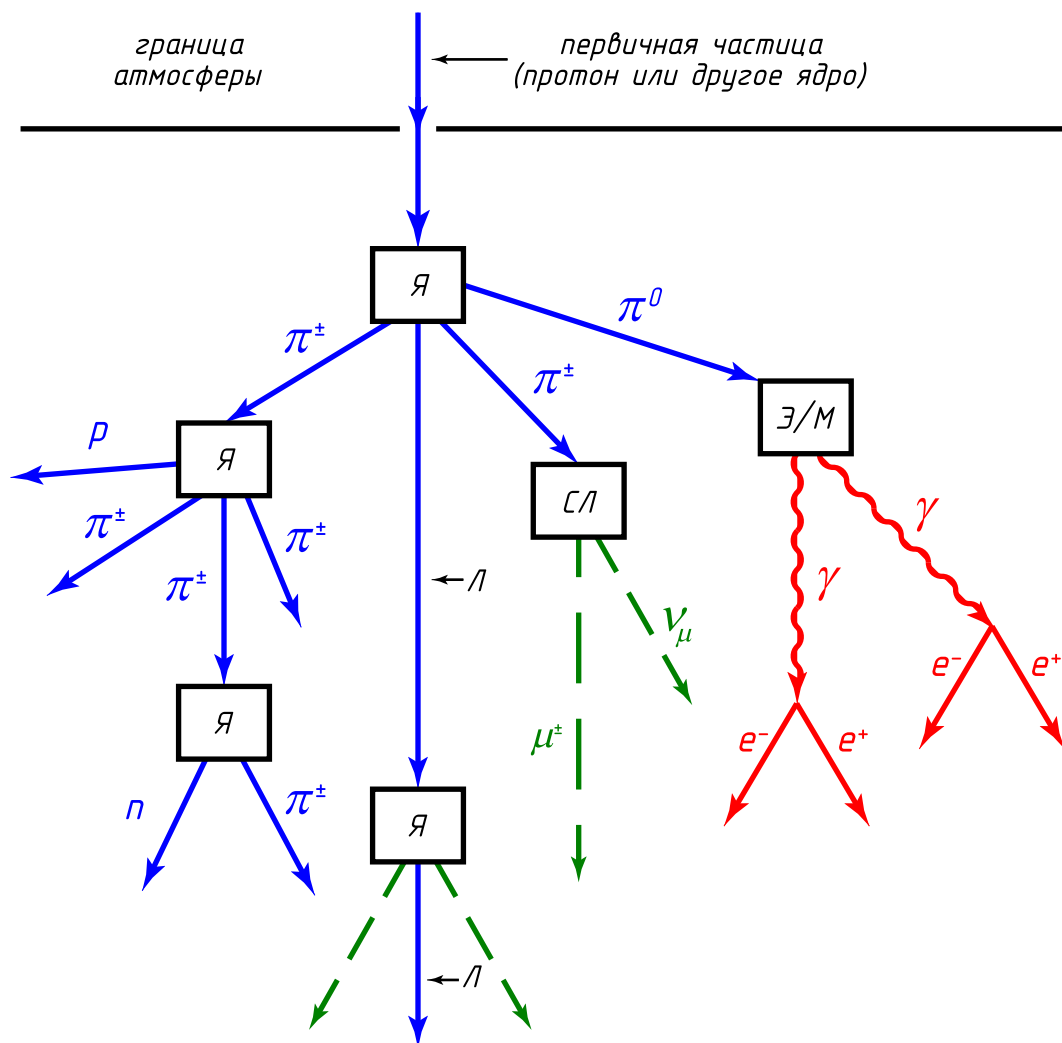


Рисунок 2. Качественная схема взаимодействия протона космических лучей с ядрами в земной атмосфере: Л — лидирующая частица; Я — ядерное взаимодействие; Э/М — электромагнитное; СЛ — слабое.

тона до взаимодействия — средняя толщина вещества, проходимая частицей, до того, как она провзаимодействует — составляет около 60 г/см^2 (для тяжёлых ядер он меньше и составляет около 21 г/см^2). Верхние слои атмосферы сильно разрежены, поэтому глубина атмосферы в 60 г/см^2 соответствует высоте около 20 километров. На этой высоте при неупругом взаимодействии первичной частицы рождается множество вторичных частиц, которым будет передано около половины энергии первичной частицы. Первичная частица, всё ещё обладая половиной начальной энергии, продолжит своё движение дальше, к следующему взаимодействию, где всё повторится. За счёт этого, так называемого, «эффекта лидирования» в атмосфере последовательно появляется несколько точек, из которых вылетает множество высокоэнергичных вторичных частиц.

В основном, вторичными частицами будут заряженные и нейтральные пионы (π^\pm, π^0) и каоны ($K^{\pm,0}$). При высоких энергиях (выше 100 МэВ/нуклон) во взаимодействиях свойства самих ядер, как систем нуклонов, уже не про-

являются, так как характерные энергии ядерных эффектов имеют порядок ниже энергии связи ядра (около 7 МэВ/нуклон). По сути взаимодействуют друг с другом отдельные нуклоны. При переходе к ещё более высоким энергиям — несколько ГэВ/нуклон, то есть за пределами, где появляются эффекты, связанные со структурой нуклона (а это сотни МэВ — характерная разница в массах адронов с одинаковой кварковой структурой) — взаимодействуют уже отдельные кварки. Диаграмма Фейнмана рождения вторичных кварковых систем приведена на рисунке 3а.

Заряженные пионы и все каоны обладают, по меркам ядерной физики, достаточно большими временами жизни. Вкупе с большой энергией это позволяет им проходить достаточно большие расстояния, в веществе превышающие их пробег до взаимодействия, прежде, чем они распадутся. Во взаимодействиях этих пионов и каонов будет также рождаться большое количество частиц, в основном пионов и каонов*, и также будет иметь место эффект лидирования. Процесс рождения ядерно-активных частиц (т. е. взаимодействующих через сильное ядерное взаимодействие) называется ядерно-активным каскадом. Наличие лидирующей частицы растягивает этот каскад в атмосфере.

Нейтральные пионы имеют время жизни около 10^{-16} с и, как правило, распадаются до того, как успевают пройти достаточный для взаимодействия слой вещества. Диаграмма распада приведена на рисунке 3в. В результате распада образуется 2 (реже 3) гамма-кванта высокой энергии. При движении в веществе, в поле ядра такие гамма-кванты порождают электрон-позитронные пары (диаграмма 3г), которые, в свою очередь, при движении в веществе, также испытывают рассеяние в поле ядра и излучают тормозные гамма-кванты (диаграмма 3д). Эти тормозные гамма-кванты имеют достаточно высокую энергию, чтобы иметь возможность породить новую электрон-позитронную пару. Процесс лавинообразного роста электронов и гамма-квантов — развитие электромагнитного каскада — продолжается до тех пор, пока средняя энергия частиц не упадёт ниже примерно 81 МэВ. При этой энергии электрон с большей вероятностью теряет энергию на ионизацию и упругие столкновения, нежели порождает тормозной гамма-квант высокой энергии. В свою очередь гамма-квант подобной энергии поглощается в фотоядерных реакциях, а не порождает электрон-позитронную пару. Таким образом, процессы диссипации энергии начинают преобладать над процессами генерации частиц.

Аналогично и в ядерно-активном каскаде процессы генерации новых пионов, приводящие, с одной стороны, к увеличению числа частиц, а с другой к уменьшению их средней энергии, также начинают «проигрывать» процессам выбывания частиц, а именно процессу распада заряженных пионов. При этом часть энергии ядерно-активного каскада будет передаваться в электромагнитный каскад через рождение нейтральных пионов.

*Строго говоря, могут рождаться любые частицы, но большая часть из рождаемых частиц будет пионами.

В распадах заряженных пионов будут рождаться мюонная и нейтринная компоненты широких атмосферных ливней (диаграмма 3б). Строго говоря, какое-то количество мюонов рождается в ливне из гамма-квантов через механизм рождения пар (аналогично рождению электрон-позитронных пар), однако вклад этого процесса мал, т. к. вероятность рождения пары мюонов вместо пары электронов обратно пропорциональна квадрату массы частиц (мюон в 208 раз тяжелее электрона).

В итоге, генерация вторичных космических лучей в процессе развития широких атмосферных ливней означает, что частицы рождаются, формально, по всей глубине атмосферы. Действительно, для первичного протона с энергией 10^{20} эВ, вошедшего в атмосферу под углом, близким к вертикали, ядерноактивный каскад не успеет полностью развиться в атмосфере и заметное количество ядерноактивных частиц достигнет земли. При этом число рождающихся в широком атмосферном ливне мюонов примерно пропорционально первичной энергии частиц. Т.е. от первичного протона с энергией 1000 ТэВ в процессе развития каскада появится примерно в 95 раз больше мюонов, чем от протона 10 ТэВ. Также, при равных первичных энергиях каскады от тяжёлых ядер дают больше мюонов, чем лёгкие ядра. Однако, как уже говорилось выше, пробег до взаимодействия для тяжёлых ядер гораздо меньше, чем для лёгких ядер, то есть инициируют каскад они выше.

Сложная на первый взгляд картина рождения мюонов, тем не менее, становится существенно проще, если принять во внимание энергетический спектр первичных космических лучей — распределение частиц по энергии. Измерения на спутниках, а позже и в крупных наземных экспериментах показали, что начиная с некоторой пороговой энергии, обусловленной магнитным полем Земли, энергетический спектр первичных космических лучей имеет степенную форму $J = AE^{-\gamma}$. Показатель наклона спектра γ в интегральной форме* составляет около 1,7. Т. е. частиц с энергией в 10 раз выше данной, будет в 50 раз меньше. А значит и вклад в общий поток мюонов они дадут в 5 раз меньший. Таким образом, основной вклад в общий поток вторичных космических лучей дают первичные космические лучи относительно низких† энергий (около 10 ГэВ). При этих энергиях более 91 % частиц являются протонами, ещё примерно 6 % приходится на ядра гелия, остальное составляют более тяжёлые ядра.

Из этого следует, что почти все мюоны, наблюдаемые в нижней части атмосферы, появляются из взаимодействия первичных протонов и ядер гелия с энергиями до 30 ГэВ. Такие протоны, формально, могут провзаимодействовать

*Т. е. в форме, указывающей число частиц с энергией E выше данной E_0 , в формальной записи: $J(E > E_0) = AE_0^{-\gamma}$.

†В каждом подразделе ядерной физики своё понимание высоких и низких энергий, и физика космических лучей здесь не исключение.

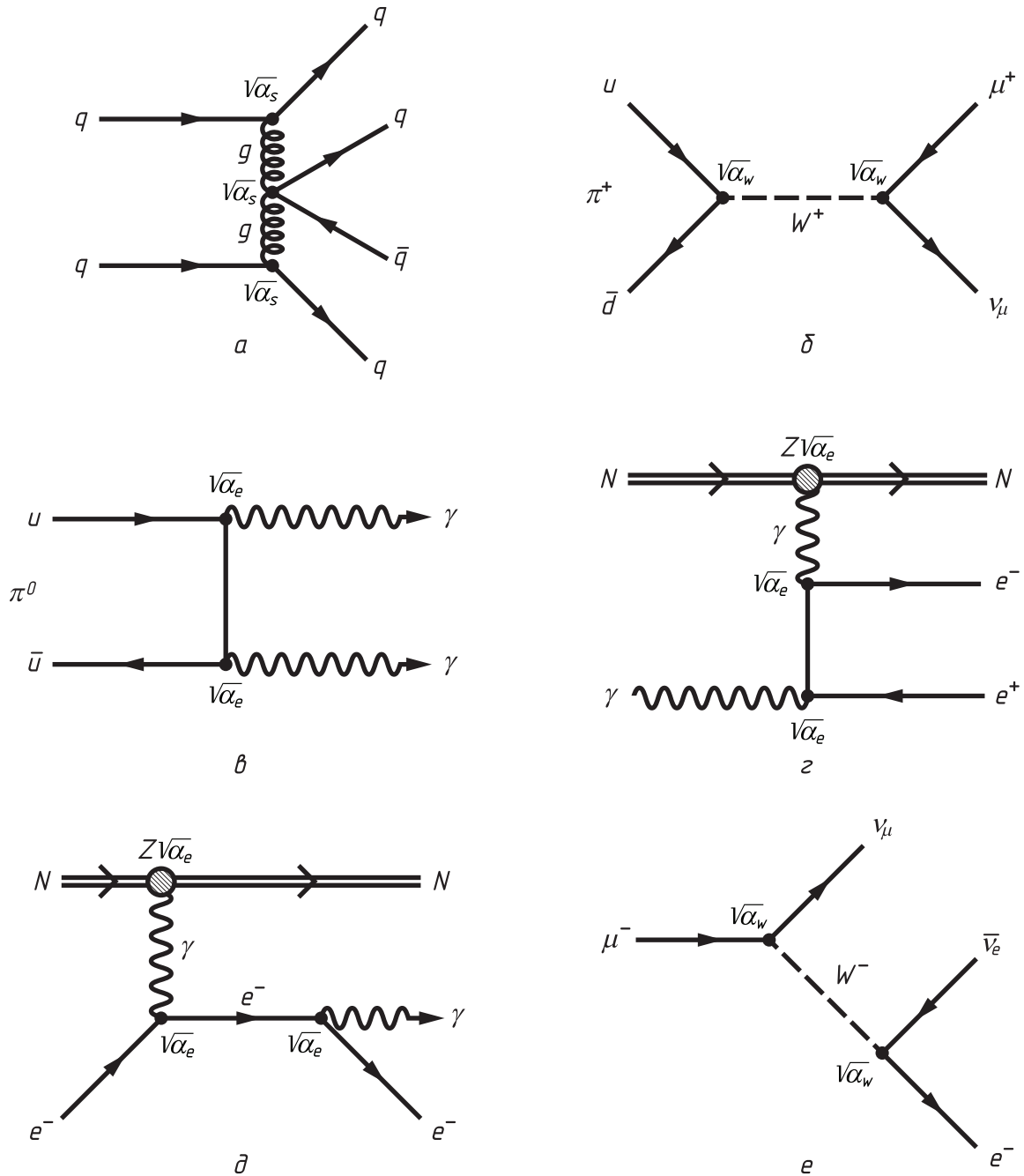


Рисунок 3. Диаграммы Фейнмана основных процессов, происходящих в процессе развития широких атмосферных ливней: а) рождение частиц во взаимодействии кварков; б) распад заряженного пиона; в) распад нейтрального пиона; г) рождение электрон-позитронной пары; д) генерация тормозного гамма-кванта при рассеянии электрона на ядре; е) распад мюона.

в атмосфере более 1 раза, однако, уже после первого взаимодействия энергии будет недостаточно для рождения заметного числа вторичных частиц.

Изучение потока вторичных космических лучей показало, что на уровне моря поток мюонов составляет (для случая вертикального падения) [9, 10]

$$J_{\mu} = 0,83 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

§3. Изучение углового распределения мюонов на уровне моря

Без существенной ошибки можно считать, что основная часть мюонов, достигающих уровня моря, рождена в верхнем слое атмосферы до глубины 50–100 г/см². Так как пробег протона до взаимодействия составляет около 60 г/см² при высоких энергиях, а время жизни заряженных пионов мало, то большинство мюонов рождается недалеко от точки взаимодействия первичных протонов (см. рис. 2). При этом вариация пробега до взаимодействия сравнима с самим пробегом (процесс столкновения чисто случаен). В дальнейшем, будем считать, что все мюоны, регистрируемые в эксперименте, рождены на глубине 60 г/см², что соответствует высоте 20 км в стандартной атмосфере.

На рис. 4 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:

$$L(\theta) = \frac{H}{\cos(\theta)}, \quad (1)$$

где H — высота точки генерации, а θ — угол прихода мюона на землю. На этом пути мюон как испытывает потери энергии на ионизацию атомов воздуха, так и имеет возможность распасться. Оба эти фактора приводят к уменьшению интенсивности мюонов с ростом зенитного угла θ .

Экспериментальные данные и расчёты показывают ожидаемое угловое распределение мюонов $J(\theta)$ вследствие их поглощения в атмосфере Земли только из-за ионизационных потерь (без учёта их распада) вида:

$$J(\theta) = J(0) \cos^{\gamma}(\theta), \quad (2)$$

где $J(0)$ — интенсивность мюонов при $\theta = 0^{\circ}$, а $\gamma = 1,65^*$. Реальное угловое распределение мюонов будет спадать с углом быстрее, так как под большими углами мюоны проходят большие расстояния, тратят на это больше времени,

*Показатель 1,65 соответствует показателю спектра первичных космических лучей в области до «колена». Физика этой связи выходит за рамки настоящей задачи, однако, подробно разбирается в курсе физики космических лучей.

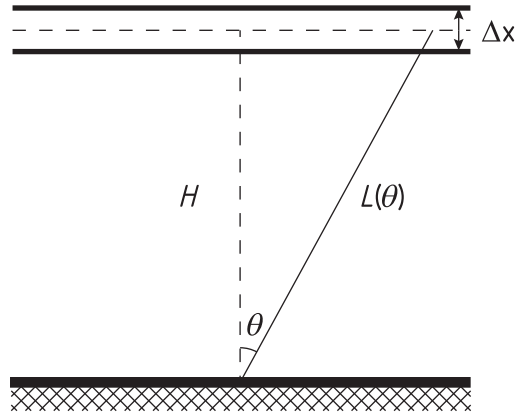


Рисунок 4. Путь мюона, родившегося в слое толщиной Δx на высоте H в атмосфере, пришедшего на землю под углом θ .

а значит и бóльшая их доля распадается. В области углов меньше 70° угловое распределение мюонов ближе таковому с $\gamma = 2,54$.

Процесс распада мюонов случаен, как и любой распад, и характеризуется постоянной распада λ (редко встречается, применительно к частицам) или временем жизни частицы τ (основная табличная величина). Так как вероятность распада частицы в единицу времени не зависит от того, сколько времени уже прошло, то шанс для частицы не распасться $w(t)$ падает экспоненциально со временем:

$$w(t) = e^{-t/\tau}, \quad (3)$$

что приводит к общему виду углового распределения потока мюонов

$$J(\theta) = J(0)e^{-t/\tau} \cos^{1,65}(\theta). \quad (4)$$

В случае радиоактивного распада ядер в некотором покоящемся образце, время t в этом выражении соответствует времени, прошедшему в лабораторной системе координат. В случае движущейся частицы это время соответствует времени, прошедшему в системе, движущейся вместе с частицей. Из-за релятивистского замедления время, прошедшее в движущейся системе $t_{\text{дв}}$, будет меньше, чем в лабораторной $t_{\text{ЛСО}}$:

$$t_{\text{дв}} = t_{\text{ЛСО}} \cdot \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{t_{\text{ЛСО}}}{\Gamma}, \quad (5)$$

где Γ — лоренц-фактор движущейся системы. Так как рассматривается система отсчёта, в которой частица покоится, то лоренц-фактор системы равен лоренц-фактору частицы в лабораторной системе отсчёта и может быть определён

как

$$\Gamma = \frac{E}{mc^2} = \frac{E_{\text{кин}} + mc^2}{mc^2}. \quad (6)$$

Мюоны в атмосфере движутся с потерей энергии, то есть с изменением скорости, что, в теории, означает рассмотрение релятивистского движения с ускорением, являющееся довольно громоздкой задачей. Однако, потери энергии заряженной частицы в веществе не являются непрерывными и происходят при столкновениях с атомами среды. Это означает, что частицы движутся равномерно и прямолинейно между соударениями, общее время которых пренебрежимо мало*. При этом, так как частота соударений с атомами атмосферы велика, то *приближение* непрерывных потерь будет допустимо.

Основным видом потерь энергии мюонов при прохождении ими воздуха являются потери на ионизацию атомов. Для релятивистских частиц, то есть частиц, скорость которых $v \approx c$ (в данном случае именно такие мюоны мы регистрируем), потери энергии на ионизацию атомов вещества очень слабо зависят от энергии частицы и определяются, в основном, свойствами среды, и для данной среды они постоянны. Так, для воздуха на уровне моря при прохождении релятивистской частицей толщины равной 1 г/см^2 (или геометрической длины пути $1 \text{ [г/см}^2] / \rho_{\text{возд}} \text{ [г/см}^3] \approx 830 \text{ [см]}$; $\rho_{\text{возд}} = 0,0012 \text{ г/см}^3$), мюон теряет энергию, равную $1,9 \text{ МэВ}$. Обозначим эти потери энергии через ε .

Даже учитывая проникающую способность мюонов, не все мюоны, образованные в верхних слоях атмосферы Земли, достигают её поверхности. Действительно, те из мюонов, у которых начальная кинетическая энергия меньше, чем $E_{\text{мин}} \approx 1,9 \text{ МэВ} / (\text{г/см}^2) \times 1000 \text{ г/см}^2 = 1,9 \text{ ГэВ}$, будут поглощаться. Заметим, что при такой энергии мюоны являются ультрарелятивистскими. Однако, по мере движения и потери энергии, частицы будут замедляться.

Изменение энергии и скорости мюонов приводит к меняющемуся во времени лоренц-фактору частицы. То есть, если в лабораторной системе отсчёта за время $dt_{\text{ЛСО}}$ мюон прошёл расстояние dL , то для него прошло, с учётом (6):

$$dt = \frac{dt_{\text{ЛСО}}}{\Gamma} = \frac{dL}{v\Gamma} = \frac{m_{\mu}c^2}{\beta c(m_{\mu}c^2 + E_{\text{кин}})}dL \quad (7)$$

Кинетическая энергия мюона $E_{\text{кин}}$ меняется по мере движения в атмосфере, но зависит лишь от пройденного расстояния L , а не прошедшего времени. Тогда, зная эту зависимость, можно определить полное время, прошедшее в системе отсчёта мюона при прохождении от точки рождения до земли. Единственным препятствием для этого является зависимость потерь от плотности воздуха. Ионизационные потери заряженных частиц в веществе

*Здесь, как и во всей физике ядра и частиц, полностью исключена из рассмотрения гравитация, ввиду пренебрежимо малого вклада в рассматриваемые процессы.

постоянны в массовых единицах [$\text{МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$], но переменны в линейных единицах [$\text{МэВ}/\text{см}$], если плотность среды не является постоянной.

Из школьного курса физики известна барометрическая формула для давления, выведенная в приближении изотермической атмосферы. Реальная атмосфера не является изотермической: температура воздуха сначала падает (до -56°C на высоте 12 км), затем незначительно возрастает в стратосфере (до $+60^\circ\text{C}$ на высоте порядка 40 км), затем снова падает, и снова начинает возрастать. Описать точно полную атмосферу единой экспоненциальной зависимостью невозможно, но возможно сделать это кусочно-непрерывной функцией, приближающей отдельными экспоненциальными участками полную кривую. В рамках данной задачи требуется описать лишь нижние 20 км в осенних или весенних условиях. Для этих ограничений можно с достаточной точностью приблизить этот участок атмосферы единой экспоненциальной зависимостью:

$$\rho(H) = \rho_0 e^{-\frac{h}{H_0}}, \quad (8)$$

где ρ_0 — плотность воздуха на уровне моря, h — высота, а $H_0 = 8700$ м — параметр кривой для воздуха над Москвой весной и осенью.

Тогда, изменение энергии при прохождении пути dl в атмосфере будет определяться выражением (знак минус учитывает, что это потери энергии):

$$-dE = \varepsilon dx = \varepsilon \rho(h) dl = \varepsilon \rho_0 e^{-\frac{h}{H_0}} dl = \varepsilon \rho_0 e^{-\frac{l \cos \theta}{H_0}} dl \quad (9)$$

Полное изменение кинетической энергии в таком случае, с учётом направления движения, составит:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{кин}}(L) &= \int_L^0 dE = -\int_0^L dE = -\int_0^L \varepsilon \rho_0 e^{-\frac{l \cos \theta}{H_0}} dl = -\int_0^L \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} e^{-\frac{l \cos \theta}{H_0}} d\left(-\frac{l \cos \theta}{H_0}\right) = \\ &= \left[\text{замена } x = -\frac{l \cos \theta}{H_0} \right] = -\frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} \int_0^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}} e^x dx = \\ &= -\frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} e^x \Big|_0^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}} = \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} \left(1 - e^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}}\right). \quad (10) \end{aligned}$$

Энергия мюона, таким образом, меняется в некоторых пределах при прохождении атмосферы. При этом в выражении (7) стоит полная кинетическая энергия мюона. Значит, необходимо оценить минимальную (у детектора) или максимальную (в точке рождения) энергию мюона. Максимально возможная энергия мюона может быть почти любой, но, как уже говорилось выше, основной вклад в поток мюонов вносят мюоны низких энергий. Таким

образом, проще оценить минимальную энергию мюонов, регистрируемых в эксперименте.

Конструкция установки (см. раздел 4) подразумевает прохождение мюонами 10 см свинцового фильтра (призванного поглощать электрон-позитронную часть вторичных космических лучей). Высокая плотность свинца даёт большую результирующую толщину фильтра — около 113 г/см^2 . Несмотря на высокую проникающую способность, не любой мюон может пройти этот фильтр. В свинце мюоны, также как и в воздухе, испытывают ионизационные потери, хотя и меньшей величины — $1,2 \text{ МэВ/(г/см}^2)$ при высокой энергии. При меньших кинетических энергиях ионизационные потери заряженных частиц на порядок выше. Мюону требуется $E_{min} = 163 \text{ МэВ}$ кинетической энергии, чтобы пройти 10 см свинца*.

Таким образом, выражение (7) преобразуется в

$$dt = \frac{m_\mu c^2}{\beta c \left(m_\mu c^2 + E_{min} + \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} \left(1 - e^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}} \right) \right)} dL. \quad (11)$$

Для упрощения выражения здесь можно заменить $m_\mu c^2 + E_{min}$ на E_0 — минимальную полную энергию мюона. Так как масса мюона относительно невелика ($m_\mu c^2 = 105,7 \text{ МэВ}$), то при такой энергии он уже является существенно релятивистским, и его скорость близка к скорости света, то есть $\beta \sim 1$, что упрощает картину движения. Итоговый интеграл для времени, прошедшего в системе отсчёта мюона при его движении от точки рождения до установки, (в дальнейшем — накопленного времени) будет выглядеть как:

$$t = \int_0^T dt = \int_0^{L(\theta)} \frac{m_\mu c^2}{c \left(E_0 + \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} \left(1 - e^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}} \right) \right)} dL. \quad (12)$$

Этот интеграл несложно взять, воспользовавшись заменой

$$x = e^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}}, \quad dx = \frac{\cos \theta}{H_0} e^{-\frac{L \cos \theta}{H_0}} dL \implies dL = \frac{H_0}{\cos \theta} \frac{dx}{x}, \quad (13)$$

и домножив числитель и знаменатель подынтегрального выражения на x . Тогда интеграл (12) переходит в табличный[†] громоздкий, но простой интеграл

*Рассчитать эту величину, воспользовавшись формулой Бете — Блоха, конечно, можно, но проще посмотреть в таблицах проникающей способности мюонов, например, в [11].

[†]Его можно найти в таблице интегралов, которые проще запомнить, чем каждый раз выводить, аналогично тригонометрическим формулам сумм и кратных углов.

от дробно-рациональной функции:

$$\begin{aligned}
 t &= \int_1^{e^{\frac{H}{H_0}}} \frac{m_\mu c^2}{c} \frac{H_0}{\cos \theta} \frac{dx}{\left(E_0 + \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta}\right) x - \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta}} = \\
 &= \frac{H_0}{c \cos \theta} \frac{m_\mu c^2}{E_0 + \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta}} \left[\ln \left(\left(E_0 + \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta}\right) e^{\frac{H}{H_0}} - \frac{\varepsilon \rho_0 H_0}{\cos \theta} \right) - \ln E_0 \right] = \\
 &= \frac{H_0}{c} \frac{m_\mu c^2}{E_0 \cos \theta + \varepsilon \rho_0 H_0} \ln \frac{E_0 \cos \theta + \varepsilon \rho_0 H_0 (e^{\frac{H}{H_0}} - 1)}{E_0 \cos \theta} \quad (14)
 \end{aligned}$$

Полученное время для каждого зенитного угла можно подставить в выражение для потока мюонов (4) и получить искомую зависимость, в которой время жизни мюонов τ будет выступать параметром.

§4. Экспериментальная установка

Для получения углового распределения и времени жизни мюонов служит установка с «телескопом» — системой детекторов, включённых в схему совпадений. Наличие схемы совпадений подразумевает, что учитываться будут только относительно одновременные (в пределах 10 мкс) события. Для понижения частоты случайных совпадений и повышения точности измерения слабых потоков частиц в установке предусмотрены три ряда счётчиков, а схема совпадений требует одновременного срабатывания каждого из рядов. В каждом ряду стоят три счётчика Гейгера — Мюллера с небольшим перекрытием (см. рис. 5).

Чтобы установка регистрировала только мюоны, между рядами счётчиков телескопа установлен свинцовый фильтр толщиной 10 см, поглощающий значительную часть мягкой электронно-фотонной компоненты космического излучения.

Кроме того, для исключения регистрации электронно-фотонных ливней из стен и потолка помещения добавлены ещё 5 параллельно включенных счётчиков, расположенных в непосредственной близости от установки. Сигнал от них поступает на схему антисовпадений с тремя рядами счётчиков телескопа. При наличии ливня из стен или потолка сработают все 4 ряда счётчиков и на выходе схемы антисовпадений не будет сигнала, то есть такое событие не будет зарегистрировано.

Ось телескопа можно наклонять на заданный угол по отношению к вертикали. Для поворота детектора необходимо сначала ослабить крепление, повернув штурвал против часовой стрелки, затем перевести детектор в нужное положение и закрепить его поворотом штурвала по часовой стрелке. Включение установки производится тумблером «сеть». Включение набора

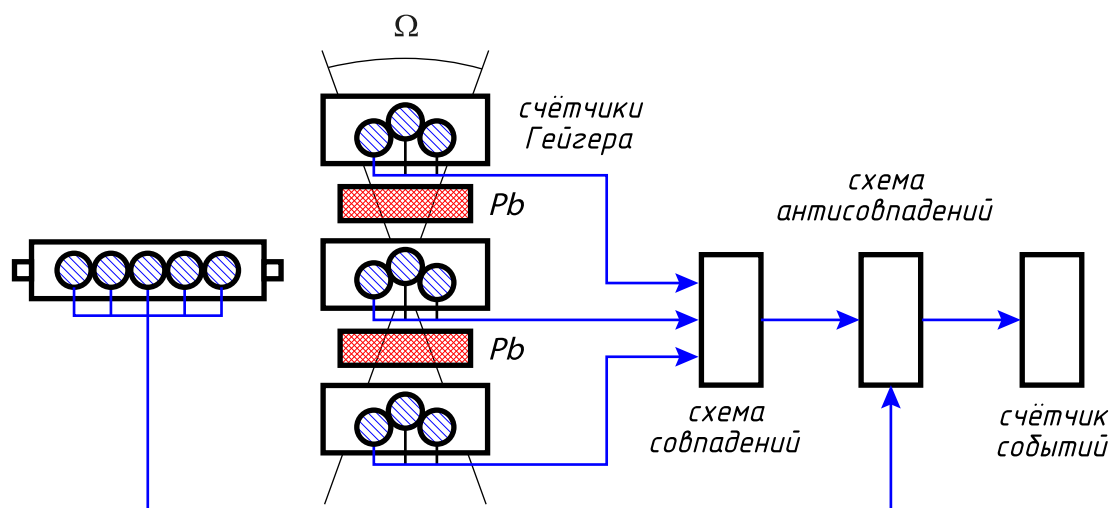


Рисунок 5. Схема установки.

статистики производится кнопкой «старт». Остановка счётчика событий и таймера производится кнопкой «стоп». Сброс счётчика событий и таймера производится кнопкой «сброс».

После включения набора статистики установка начинает считать прошедшие через неё мюоны. Скорость счёта установки — число частиц, зарегистрированных за единицу времени — связана с реальным потоком мюонов геометрическим фактором установки. Подробно о нём и способах его определения написано в разделе 6. Геометрический фактор данной установки определяется её геометрией и практически не зависит от прочих свойств детекторов.

§5. Выполнение работы

Порядок работы.

Включить установку.

Удостовериться, что установка находится в нужном положении.

Все измерения следует проводить в течение не менее, чем 900 с.

Провести измерение скорости счёта мюонов I для следующих углов: 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° и 90° . При наличии времени, для повышения надёжности результатов дополнить измерения другими углами в диапазоне 10 – 70° . Данные занести в таблицу 1.

Определить и записать параметры установки: размеры чувствительных элементов детектора (длину и ширину рядов счётчиков), а также расстояние между ними.

Обработка результатов.

1. Построить полученное экспериментальное угловое распределение скорости счёта мюонов $I(\theta)$, оценить погрешности и нанести их на график.

Таблица 1. Оформление результатов измерений

Угол, θ	Количество отсчётов, N	Время, t	Скорость счёта, $I = N/t$
0°			
10°			
20°			
30°			
40°			
50°			
60°			
70°			
80°			
90°			

- Для устранения неизбежных флуктуаций при измерениях и для уменьшения ошибки аппроксимировать полученное экспериментальное распределение функцией $I_0 \cos^{2,54}(\theta) + I_{\text{сл}}$. Нанести эту зависимость на график с экспериментальными данными (см. для примера рис. 6).
- Найти геометрический фактор установки k (см. раздел 6).
- Принимая полученное ранее I_0 за истинную скорость счёта вертикальных мюонов, найти вертикальный поток мюонов $J(0) = I_0/k$. Сравнить полученное значение с мировыми данными.
- Найти время жизни мюона (см. раздел 7).
- Объяснить величину горизонтального потока мюонов (при угле 90°).

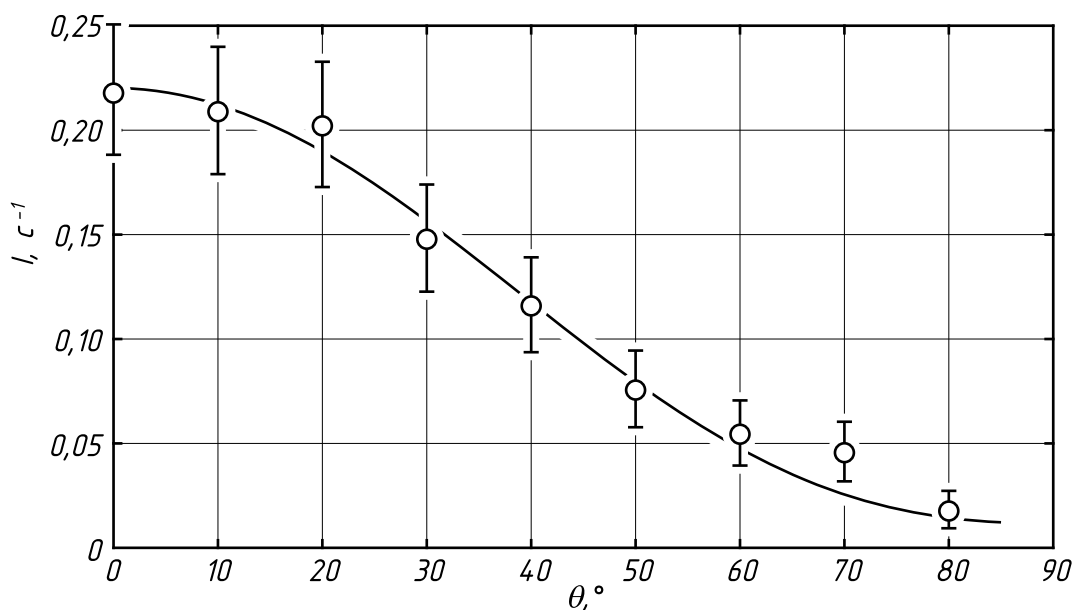


Рисунок 6. Экспериментальные данные с проведённой по ним зависимостью $I_0 \cos^{2,54}(\theta) + I_{\text{сл}}$ с $I_0 = 0,208 \text{ с}^{-1}$ и $I_{\text{сл}} = 0,012 \text{ с}^{-1}$.

§6. Геометрический фактор

В любом эксперименте всегда возникает вопрос чувствительности установки к исследуемому явлению. В случае регистрации потоков частиц всегда встаёт вопрос, какую часть потока регистрирует данная установка.

Геометрический фактор установки (формально, произведение эффективной площади детектора на эффективный угол регистрации) определяется размерами и положением её детекторов. Таким образом, изменение положения детекторов или их размера влияет на геометрический фактор. Так, для данной установки сближение детекторов приводило бы к увеличению геометрического фактора за счёт увеличения угла, в котором регистрируются частицы.

6.1. Что такое геометрический фактор

При измерении потока частиц (потоков чего-либо вообще, а также в ряде других задач) реальная установка всегда показывает лишь скорость счёта, то есть количество частиц, прошедших через детектор за единицу времени. Так как на вдвое большего размера установку будет попадать за единицу времени вдвое больше частиц, то установка будет показывать вдвое большую скорость счёта. При этом встаёт вопрос об определении реальной физической величины, характеризующей этот поток и не зависящей от выбранной установки или метода измерения.

Для перехода от скорости счёта установки к реальному потоку частиц необходимо знать геометрический фактор установки.

Геометрическим фактором установки называется величина, связывающая между собой поток частиц, проходящих через детектор, со скоростью счёта установки.

Традиционно предполагается, что эффективность регистрации частиц, попавших в детектор, очень близка к 1. То есть если частица, которая заведомо удовлетворяет условиям регистрации детектором (нужные углы пролёта, достаточная энергия, заряд и пр.), попала в детектор, то она почти наверное регистрируется. Однако стоит помнить, что это не всегда так — частица, формально удовлетворяющая критериям регистрации, регистрируется с некоторой вероятностью, отличной от 1. Например, вероятность регистрации γ -кванта комптоновским телескопом редко бывает выше 10 %. Для нейтрино вероятность регистрации ещё ниже: при потоке нейтрино от Солнца на уровне $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в 40-метровом детекторе Super-Kamiokande регистрируется в среднем 13 событий в сутки [12]. Тогда под геометрическим фактором установки понимается *эффективный геометрический фактор*, который может зависеть от типа и энергии частицы.

Так как геометрический фактор связывает между собой скорость счёта установки [с^{-1}] и дифференциальный поток частиц [$\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ ср}^{-1}$], то его

размерность — $[\text{см}^2 \text{ср}^1]$ (иными словами, «некоторый» угол, умноженный на «некоторую» площадь).

6.2. Определение геометрического фактора детектора

Для определения геометрического фактора установки применяется ряд методов: прямое измерение скорости счёта установки под заранее известным потоком частиц, численный расчёт геометрии детектора в предположении 100 %-эффективности регистрации, полное моделирование отклика детектора в потоке частиц.

В данной задаче практикума установка регистрирует все заряженные частицы, попадающие в детектор (вероятность прохождения мюона через ряд счётчиков без их срабатывания крайне низка). Таким образом, возможен простой расчёт геометрии детектора, без необходимости моделирования процессов взаимодействия частиц внутри детектора. В таком случае геометрический фактор установки определяется интегралом:

$$k = \int_S \Omega dS, \quad (15)$$

где S — площадь, занимаемая детектором; dS — элементарная площадка в детекторе; Ω — телесный угол, в котором регистрируются падающие на выбранную площадку dS частицы.

Однако данный интеграл предполагает некий плоский детектор, в котором можно выделить единственную чувствительную плоскость, на которой в свою очередь выделяется площадь S . В общем случае это не так — детекторы могут иметь существенно более сложную геометрию. В таком случае интеграл (15) можно переписать в виде:

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega, \quad (16)$$

где Ω — полный телесный угол; S — площадь детектора, на которой регистрируются частицы, падающие из элемента телесного угла $d\Omega$. То есть вместо рассмотрения некоторой плоскости в детекторе, рассматривается однородный и изотропный поток частиц, падающий на детектор. Тогда для этого потока площадь S имеет смысл проекции чувствительной области детектора на плоскость, перпендикулярную выбранному направлению.

В рамках данной задачи практикума для нахождения геометрического фактора установки (являющейся телескопом) можно воспользоваться как выражением (15), так и выражением (16).

В первом случае возьмём как основную плоскость «нижнего» детектора и разобьём её на элементарные площадки $dS_1 = dx_1 dy_1$. Тогда интеграл (15)

можно будет записать как:

$$k = \int_0^a \int_0^b \Omega dx_1 dy_1, \quad (17)$$

где a и b — размеры чувствительной части нижнего детектора. Так как установка работает в режиме совпадений, то из всех частиц, падающих на площадку $dx_1 dy_1$, будут регистрироваться только те частицы, которые прошли через «верхний» детектор. Центральный детектор, понижающий частоту случайных совпадений, на геометрический фактор не влияет. Телесный угол Ω , под которым виден верхний детектор с каждой конкретной площадки $dx dy$, неодинаков для краёв и центра нижнего детектора. Для нахождения этого угла разобьём верхний детектор на площадки $dx_2 dy_2$, каждая из которых видна из точки (x_1, y_1) нижнего детектора под телесным углом:

$$d\Omega = \frac{dx_2 dy_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{d}{r_{12}}, \quad (18)$$

где d — расстояние между рядами счётчиков. Второй множитель в выражении представляет собой косинус угла между вектором \mathbf{r}_{12} и нормалью к поверхности. При этом \mathbf{r}_{12} будет определяться выражением:

$$r_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2}. \quad (19)$$

Тогда интеграл (17) примет вид:

$$k = \int_0^a \int_0^b \int_0^a \int_0^b \frac{d}{((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2)^{3/2}} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (20)$$

Этот интеграл не существует в элементарных функциях и берётся численно. Подынтегральное выражение меняется плавно с изменением аргументов, поэтому с достаточной точностью этот интеграл можно взять методом прямоугольников на сетке с шагом в 1 мм.

Второй подход к нахождению геометрического фактора — поиск площади, на которой регистрируются частицы, упавшие на детектор из телесного угла $d\Omega$. На рисунке 7 для потока частиц, падающих на детектор под углами $(\theta; \phi)$, приведена площадь S , на которой эти частицы регистрируются. Для нахождения этой площади спроецируем верхний детектор на нижний. В зависимости от угла ϕ внутри площади нижнего детектора будут оказываться разные углы верхнего детектора. При $0 \leq \phi < \pi/2$ в площадь нижнего детектора проецируется первый угол детектора, при $\pi/2 \leq \phi < \pi$ — второй и

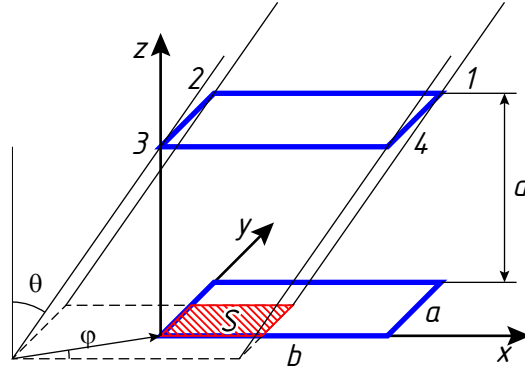


Рисунок 7. Проекция верхней чувствительной плоскости детектора на нижнюю плоскость (синие контуры) и область их пересечения S (красная заштрихованная область).

так далее. При этом в силу симметрии геометрии детектора весь интеграл распадается по углу ϕ на 4 равные части:

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_\phi} S \sin(\theta) d\theta d\phi = 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\theta_\phi} S \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (21)$$

где θ_ϕ — предел интегрирования по θ , зависящий от выбранного угла ϕ .

Для упрощения решения задачи в данном случае, как и в предыдущем, удобнее перейти к декартовой системе координат с нулём отсчёта в одном из углов нижнего детектора (см. рис. 7). Тогда площадь S в зависимости от углов θ и ϕ будет определяться выражением:

$$S = (a - d \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta)) (b - d \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta)). \quad (22)$$

При этом естественны ограничения на углы θ и ϕ :

$$\begin{aligned} \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< a/d, \\ \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< b/d, \end{aligned} \quad (23)$$

так как только при таких ограничениях на углы перекрываются проекции верхнего и нижнего детекторов, а значит возможна регистрация частиц обоими детекторами. Из этих ограничений вытекают пределы интегрирования θ_ϕ :

$$\theta_\phi = \begin{cases} \operatorname{arctg}\left(\frac{b}{d \sin(\phi)}\right), & \text{при } \phi < \operatorname{arctg}(a/b) \\ \operatorname{arctg}\left(\frac{a}{d \cos(\phi)}\right), & \text{при } \phi \geq \operatorname{arctg}(a/b). \end{cases} \quad (24)$$

Подстановка этих пределов, а так же выражения (22) в интеграл (21) позво-

ляет получить довольно громоздкое выражение для геометрического фактора. Однако в указанном двойном интеграле возможно взять в элементарных функциях только первый интеграл по θ , второй интеграл по ϕ в элементарных функциях не берётся. Стоит отметить, что полученное в итоге промежуточного интегрирования выражение легко поддаётся численному расчёту за существенно меньшее число операций и времени, с существенно большей точностью, нежели интеграл (20).

§7. Определение времени жизни мюона

Определение времени жизни мюона по угловому распределению представляется довольно громоздкой задачей со сложной зависимостью от экспериментальных данных. Однако её можно существенно упростить. Описанное в разделе 3 выражение для угловой зависимости мюонов (4) подсказывает и метод обработки данных. Время жизни мюона в этом выражении является коэффициентом, стоящим при сложного вида зависимости накопленного в процессе движения времени (14). А раз так, то можно скорректировать экспериментальные данные, чтобы зависимость от t стала более простой.

Действительно, если взять натуральный логарифм от выражения (4), то время жизни τ будет входить как линейный параметр:

$$\ln J(\theta) = \ln \left(J_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \cos^{1,65} \theta \right) = \ln J_0 - \frac{t}{\tau} + 1,65 \ln(\cos \theta). \quad (25)$$

Отсюда сразу можно получить искомое линеаризованное представление экспериментальных данных:

$$\ln J_0 - \ln J(\theta) + 1,65 \ln(\cos \theta) = \frac{t}{\tau}. \quad (26)$$

То есть натуральный логарифм величины $J_0 \cos^{1,65} \theta / J(\theta)$ линейно зависит от $t(\theta)$. Зенитный угол θ становится при этом скрытым параметром, явно не встречающимся в задаче.

Единственной проблемой становится то, что в эксперименте строго не известно время движения мюонов даже по вертикали при $\theta = 0^\circ$, ведь оцениваемый в задаче J_0 относится не к исходному потоку мюонов на большой высоте, а к потоку мюонов уже у установки, когда часть из них распалась. Таким образом, зависимость величины $\ln[J_0 \cos^{1,65} \theta / J(\theta)]$ от t не будет проходить через 0, но всё равно будет линейной, так как описываться уравнением прямой $y = kx + b$, где $k = 1/\tau$, $b = t_0/\tau$, а t_0 — некоторое начальное время. То есть для нахождения времени жизни мюона τ надо:

1. вычислить для всех измеренных углов ожидаемое накопленное время движения мюона по формуле (14);

2. вычислить для всех углов величину $y = \ln \left(J_0 \cos^{1,65} \theta / J(\theta) \right)$;
3. построить точки $y(t)$ для всех θ и провести по ним прямую (см. пример на рис. 8).

Наклон прямой будет обратно пропорционален времени жизни мюона.

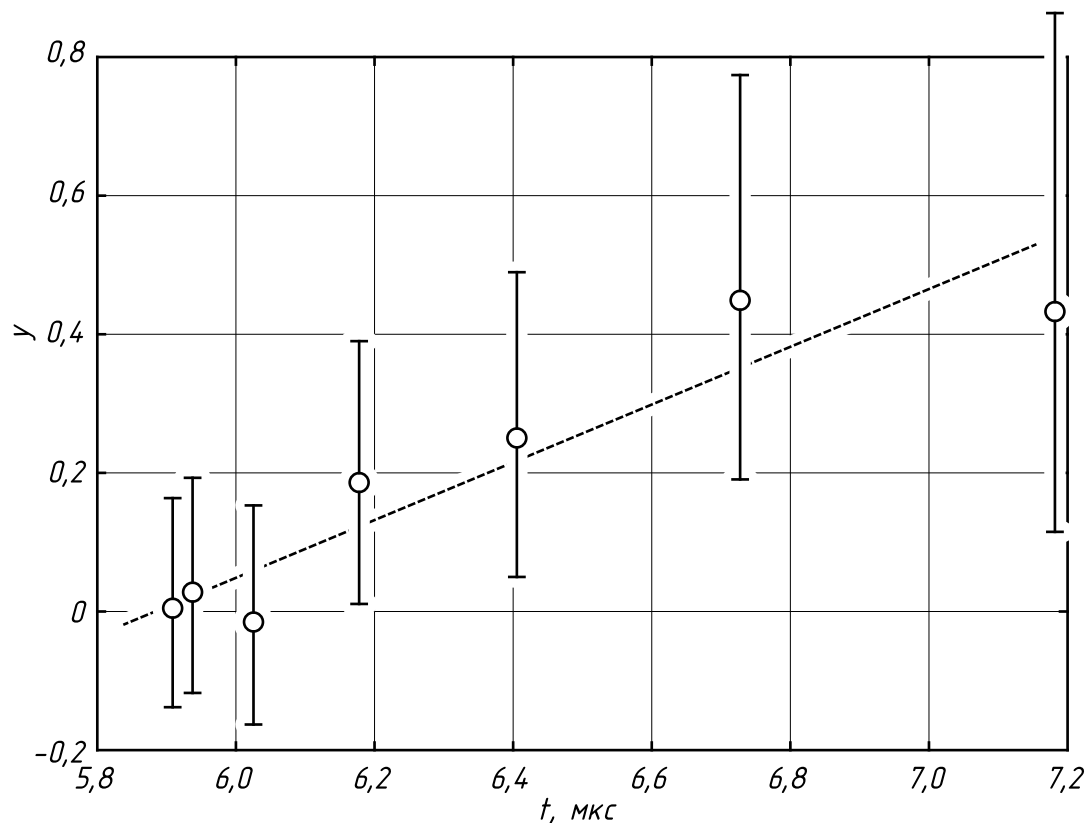


Рисунок 8. Зависимость величины $y = \ln[J_0 \cos^{1,65} \theta / J(\theta)]$ от накопленного времени движения t . Штриховой линией показана линейная зависимость $y = (t - t_0) / \tau$ для $t_0 = 5,9$ мкс и $\tau = 2,4$ мкс.

Приложение А. История открытия космических лучей

Впервые указание на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения было получено в начале XX века в опытах по изучению проводимости газов.

Вопрос о проводимости газов возник в конце XVIII века, когда в 1785 году Ш. Кулон представил свои доклады по электричеству и магнетизму [13, 14, 15, 16, 17]. В одном из них (третьем) он описал эксперименты, показавшие, что изолированные наэлектризованные тела спонтанно разряжаются. Улучшение изоляции, просушка аппаратуры и помещения на данный процесс не влияли. Спустя полвека, в 1835 году, М. Фарадей, используя существенно более качественную аппаратуру и аккуратнее поставив эксперимент, подтвердил результаты Ш. Кулона [18], а также показал, что уменьшение давления воздуха снижает его проводимость и, как следствие, скорость разрядки электроскопа. Таким образом, было установлено, что ионизация воздуха является причиной разрядки электроскопов. У. Крукс, исследуя изолирующие свойства глубокого вакуума отметил, что электроскоп не показывает заметной разрядки в течении как минимум 13 месяцев [19] при давлении в $1/1\,000\,000$ атмосферы, что подтверждало эту гипотезу. Однако вопрос о причине ионизации воздуха оставался открытым. Теории атмосферного электричества (ионы от молний) не выдерживали экспериментальной проверки, изоляция электроскопа в клетке Фарадея не влияла на скорость его разрядки. Вскоре после открытия радиоактивности А. Беккерелем в 1896 году [20] исследователями было обнаружено, что электроскопы разряжаются быстрее вблизи радиоактивных материалов. Спонтанный электрический ток в газе был формально объяснён ионизацией, возникающей от естественной радиоактивности Земли.

Однако, измерения ионизации над морем А. Ивом [21] показали, хоть и сниженные уровни ионизации воздуха, но также варьирующиеся во времени и противоречащие теории «земной» радиоактивности. Против ожиданий, излучение, вызывавшее ионизацию воздуха, оказалось настолько проникающим (в литературе за ним так и закрепился термин «проникающее излучение»), что в ионизационных камерах, экранированных толстыми слоями свинца (в опытах Э. Резерфорда по измерению заряда и массы частиц альфа-излучения [22] толщина стенок свинцового ящика достигала 10 см) или иных материалов [23], всё равно наблюдался остаточный ток, чего не наблюдалось в случае с излучением радиоактивных материалов. В течение всего первого десятилетия XX века учёные изучали радиоактивность воздуха, регистрируя при этом явления, которые будут позже «переоткрыты» и корректно интерпретированы. Так Ю. Элстер и Г. Гейтель осенью 1903 года, изучая якобы открытый ими ранее радиоактивный газ в атмосфере, первыми наблюдали суточные и широтные вариации уровней ионизации воздуха [24], однако никакого объяснения данному феномену дать не смогли.

В 1909 году немецкий физик и священник-иезуит Т. Вульф разработал достаточно точный электромметр, способный по скорости разрядки измерять концентрацию однозарядных ионов (с точностью до единичных ионов в объёме электромметра). В том же году он провёл измерения уровня ионизации воздуха у основания и на верхней площадке Эйфелевой башни (на высоте около 275 м). Результаты его измерений, с одной стороны, подтверждали теорию земного происхождения ионизирующего излучения — концентрация ионов в воздухе упала с 6 ион/см³ до 3,5 ион/см³ [25]. С другой стороны, расчёты А. Ива, основанные на уже известной скорости поглощения γ -излучения, показывали, что концентрация ионов должна была падать вдвое на каждые 80 м воздуха, чего не наблюдалось. В декабре 1909 года А. Гоккель с помощью усовершенствованных электромметров Т. Вульфа провёл измерения уровня ионизации воздуха на высоте 4,5 км. Несмотря на методические сложности первого эксперимента [26], повторные измерения в 1910 и 1911 году дали тот же результат — уровень ионизации воздуха на высоте превышает ожидаемый, если источником ионизации полагать радиоактивные элементы в земной коре. Все эти результаты заинтересовали В. Гесса, который методично проверил расчёты предшественников, уточнил коэффициенты поглощения γ -излучения А. Ива, У. Стронга, Дж. МакКлелланда и не нашёл в них ошибок. В 1911–1912 годах им был проведён ряд экспериментов с ионизационными камерами на воздушных шарах. В. Гесс обнаружил, что скорость разрядки электроскопов растёт с высотой [27], в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы, наоборот, с высотой падать. Результаты В. Гесса уже в 1913 году были полностью подтверждены независимыми экспериментами В. Кольхёрстера [28, 29]. В 1928 году в опытах В. Кольхёрстера и В. Боте, использовавших разработанный ими ранее метод совпадений [30], было показано, что излучение, вызывающее ионизацию воздуха, направлено сверху вниз [31].

Стоит отметить, что в 1900–1903 годах в процессе сбора материала для диссертации метеоролог Ф. Линке совершил 13 полётов на воздушном шаре. Среди различных приборов у него так же был электроскоп, изготовленный Ю. Элстером и Г. Гейтелем. Его работа не была связана с изучением радиоактивности, но он измерил уровни ионизации воздуха до высот в 5 500 м: *«... Если сравнить представленные значения со значениями у земли, то можно сказать, что на высоте 1 000 м [...] ионизация меньше, чем на земле, между 1 и 3 км такая же, а выше становится больше вплоть до фактора 4 (5 500 м). [...] Погрешности измерений [...] позволяют только сделать вывод, что причины этой ионизации необходимо сначала идентифицировать в самой Земле»*. После защиты диссертации Ф. Линке переехал в Азию, его публикации прошли незамеченными (на них нет в дальнейшем ссылок). Таким образом, сделав полностью корректные измерения, Ф. Линке сделал неверный вывод. Следующим измерения ионизации на большой

высоте провёл К. Бергвиц (ученик Ю. Элстера и Г. Гейтеля) и получил на высоте 1 300 м снижение уровня ионизации до 26 % относительно приземного уровня. Позже, однако, его результаты были подвергнуты сомнению из-за повреждения электрометра в полёте. Сам же К. Бергвиц, после тщательной проверки и перекалибровки электрометра в лаборатории, признал, что никакого значимого понижения уровня ионизации воздуха он не наблюдал. Многие прочие наблюдения также прошли незамеченными или неопубликованными, выводы также делались по накатанной колее в парадигме «радиоактивной земной коры».

В 1921–1925 годах американские физики Р. Милликен и Р. Отис, изучая поглощение космического излучения в атмосфере Земли в зависимости от высоты наблюдения, обнаружили, что в свинце это излучение поглощается так же, как и γ -излучение ядер [2]. Р. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами [32]. В 1925 году советские физики Л. А. Тувим и Л. В. Мысовский провели измерение скорости поглощения космического излучения в воде — оказалось, что это излучение поглощалось в десять раз слабее, чем γ -излучение ядер [3]. Эти экспериментальные результаты позже будут объяснены механизмом тормозного излучения заряженных частиц, законом поглощения γ -квантов в веществе и ионизационными потерями заряженных частиц.

Л. В. Мысовский и Л. А. Тувим обнаружили также, что интенсивность излучения зависит от барометрического давления, — открыли «барометрический эффект» [33]. Опыты Д. В. Скобельцына в 1927–1926 годах с камерой Вильсона, помещённой в постоянное магнитное поле, дали возможность «увидеть», за счёт ионизации, следы (треки) космических частиц и установить, что космические лучи состоят из заряженных частиц [7]. В своих экспериментах Д. В. Скобельцын наблюдал одновременный приход большого числа генетически связанных заряженных частиц, то есть ядерно-активный каскад, однако не придавал этому большого значения [7]. Явление одновременного прихода на большую площадь большого числа генетически связанных заряженных частиц — широкие атмосферные ливни — было позже (в 1938 году) открыто и исследовано П. Оже [8].

В ряде экспериментов было обнаружено [2], что в космических лучах можно формально выделить две различные по своей проникающей способности компоненты. Оказалось, что есть частицы, поток которых сильно ослабляется уже 10 см свинца, — их называли мягкими, а остальные частицы, интенсивность которых после прохождения 10 см свинца оставалась практически постоянной, называли жёсткими. Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны и γ -кванты, а жёсткую — мюоны.

Дальнейшие опыты по изучению зависимости интенсивности излучения от высоты показали, что имеется максимум интенсивности космических частиц на высоте 20 км над уровнем моря [34]. На больших высотах ин-

тенсивность космических лучей несколько уменьшается, а затем, начиная с высоты примерно 60 км, становится постоянной.

Исследование космических лучей позволило сделать ряд принципиальных для физики микромира открытий. В 1932 году К. Андерсон открыл в космических лучах позитрон [35]. В 1937 году К. Андерсоном и С. Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада [5]. В 1947 году были открыты π -мезоны [6]. В том же 1947 году в космических лучах были замечены [36] и к 1955 году окончательно «доказаны» К-мезоны и тяжелые нейтральные частицы — гипероны.

Квантовая характеристика «странность» впервые проявилась в опытах с космическими лучами. Результаты экспериментов по изучению космических лучей поставили вопрос о сохранении четности, выявили процессы множественной генерации частиц в нуклонных взаимодействиях, позволили определить эффективные сечения взаимодействия нуклонов высокой энергии.

Развитие ракетной и спутниковой техники привело к новому открытию — обнаружению радиационных поясов Земли (1958 г.; С. Н. Вернов и А. Е. Чудаков [37] и, независимо от них, Дж. Ван-Аллен [38]) — и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространства.

Приложение Б. Счетчик Гейгера — Мюллера

Газонаполненные детекторы (счетчики), благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне, являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Газонаполненный детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода, поддерживаемые под высоким напряжением. Геометрическая форма детектора выбирается из условий и целей его работы.

Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки и тонкой металлической нити, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка катодом. Торцовый счетчик имеет плоский катод на входном окне в торце корпуса. Анодом может выполняться как в виде плоского электрода, так и в форме одной или нескольких нитей. Обычно торцевые счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом, поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки. В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы аргон и неон, реже азот и водород с различными примесями.

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от геометрии электродов и давления газа, которое может меняться в широких пределах. Как правило, катод счетчика заземляется для обеспечения безопас-

ности при работе. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа.

Электроны, положительные и отрицательные ионы, образованные вдоль трека первичной частицы, начинают с ускорением двигаться в электрическом поле, испытывая столкновения с молекулами газа. Эти столкновения вызывают вторичную ионизацию газа детектора. При этом ускорившиеся электроны и ионы в столкновениях теряют энергию и замедляются. Средняя скорость направленного движения и электронов, и ионов пропорциональна напряженности E электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа. Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов.

На рис. 9 приведена зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах. Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2. Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

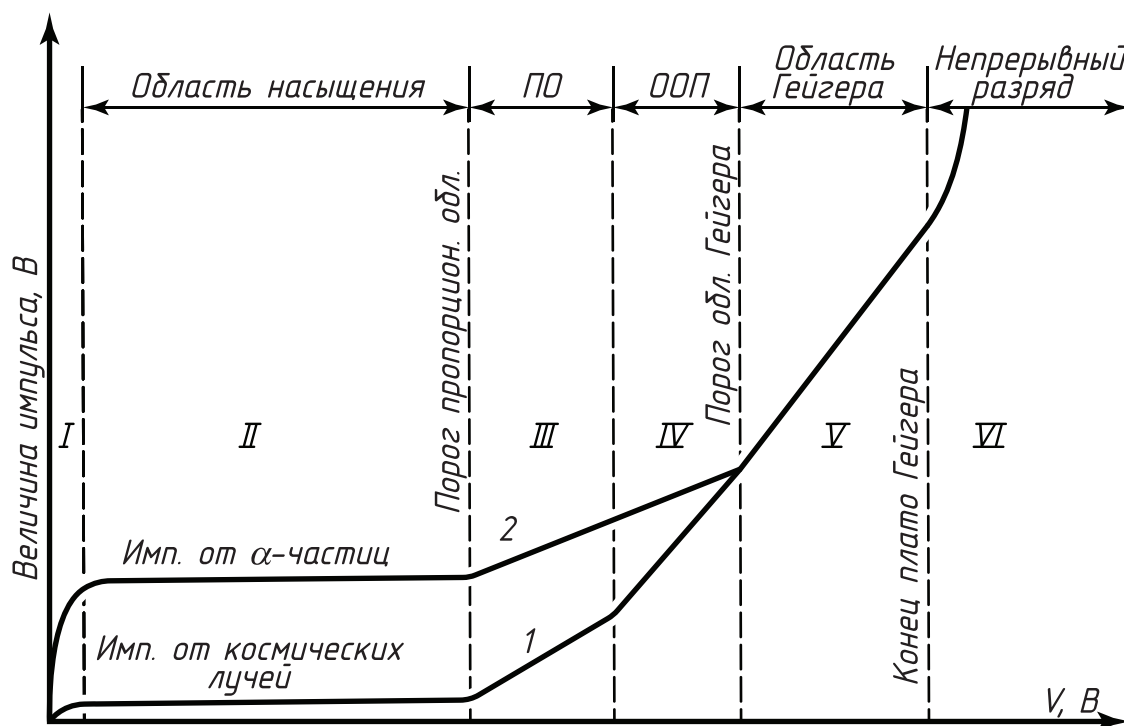


Рисунок 9. Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: сбор зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. В этой области работают ионизационные камеры.

В области III работают так называемые пропорциональные счетчики. В ней при дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, то есть создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации – это пропорциональная область (ПО).

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется **областью ограниченной пропорциональности IV** (ООП).

Наконец, **на участке V** газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается вынужденным, то есть начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному самостоятельному разряду (**область VI**), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера – Мюллера представляют наиболее характерные типы газонаполненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

В счетчике Гейгера газовое усиление настолько велико, что в нем вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при $V = 1000$ В напряженность поля E у катода равна сотням В/см, а вблизи нити 20 000–40 000 В/см). С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. В результате возникает электронная лавина, которая обрывается лишь тогда, когда все связанные с ней электроны достигают нити счетчика.

Обычно первичная лавина порождает целую серию последующих лавин, образование которых связано с испусканием фотонов (главным образом в ультрафиолетовой области), возникающих при соударениях атомов с ионами газа. Эти фотоны, в свою очередь, выбивают из стенок счетчика электроны, которые возбуждают последующие лавины. Лавины, кроме того, могут вызвать положительные ионы, которые попадая на катод, выбивают электроны.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не зависит от первичной ионизации. Достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. В области Гейгера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения нескольких единиц или даже десятков вольт.

Счетчики Гейгера обладают высокой чувствительностью к ионизирующе-

му излучению. Однако они не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения. Этому способствует следующая важная особенность работы прибора. При достижении порога области Гейгера начинается плато счетной характеристики, где число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения (каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счета, образует лавину). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

Так как первичный разряд в области Гейгера сопровождается образованием вторичных лавин, для надежной работы счетчика необходимо создать условия для гашения этого разряда (в нормально работающем счетчике разряд должен обрываться после первой лавины).

Обычно гашения разряда добиваются, добавляя к основному наполнителю смесь газов. Для этой цели используют различные многоатомные пары органических веществ: пары спирта, этилен, метилен и др. В качестве дополнения к инертным газам часто применяют галоиды (Cl_2 , Br_2 , I_2).

Молекулы газов-дополнителей имеют более низкие потенциалы ионизации по сравнению с атомами основного наполнителя. При столкновении с молекулами примесей положительные ионы нейтрализуются; ионы же гасителей не в состоянии выбить из катода вторичные электроны. Кроме того, они хорошо поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а с большой вероятностью диссоциируют на нейтральные химические радикалы (органические пары) и атомы (галоиды).

Галогенные счетчики имеют преимущества перед счетчиками с органическими гасителями. Диссоциированные молекулы в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы разрушаются полностью. Поэтому срок службы галогенных счетчиков больше.

Гашение разряда можно осуществлять также включением в цепь счетчика большого сопротивления. В такой цепи срабатывание счётчика — появление импульса тока, когда лавина электронов достигает анода — вызывает изменение напряжения на счётчике, так как на включённом последовательно ему большом сопротивлении скачкообразно возрастает падение напряжения. Такого рода счетчики называют несамогасящимися. У счетчиков с гасящими смесями меньше мертвое время — интервал времени, в течение которого попадающие в детектор частицы не могут быть зарегистрированы. Мертвое время счетчиков Гейгера относительно велико 10^{-4} – 10^{-3} с. Это связано с необходимостью очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика, для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации.

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными

ми характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально. Обычно рабочее напряжение составляет от нескольких сотен до тысячи вольт.

Счетчики Гейгера отличаются относительной простотой и надежностью, высокой эффективностью. Чувствительность счетчика к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц. Естественно, что будут зарегистрированы только те частицы, которые попадут в рабочий объем счетчика (следовательно, толщина стенки или окошка счетчика не должна превышать свободного пробега частицы в материале стенки счетчика). Если частицы, проникающие в рабочий объем, образуют хотя бы пару ионов, они будут зарегистрированы практически со 100 %-ной вероятностью. Кроме того, эти счетчики малочувствительны к гамма-излучению. Регистрация гамма-квантов происходит только в результате образования вторичных заряженных частиц, которые вследствие малой эффективности взаимодействия гамма-излучения с веществом выбиваются лишь в стенках газонаполненного детектора, которые изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки гамма-счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов в материале стенки). Обычно эффективность гамма-счетчиков составляет всего 1–2 %.

Список литературы

1. Yukawa H. *On the Interaction of Elementary Particles* // Proc. Phys.-Math. Soc. Japan. 1935. V. 17. P. 48–57.
2. Millikan R., Otis R. *High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations* // Physical Review. 1926. Vol. 27. P. 645–658.
3. Myssowsky L., Tuwim L. *Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser* // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol. 35, no. 4. P. 299–303.
4. Street J. and Stevenson E. *New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron* // Phys. Rev. 1937. Vol. 52, N. 9. P. 1003–1004.
5. Neddermeyer S. H., Anderson C. D. *Cosmic-ray particles of intermediate mass* // Physical Review. 1938. Vol. 54, no. 1. P. 88.
6. Occhialini G. P. S., Powell C. F. *Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass* // Nature. 1947. Vol. 159. P. 186–190.
7. Skobelzyn D. *Über eine neue Art sehr schneller β -Strahlen* // Zeitschrift für Physik. 1929. Vol. 54, no. 9–10. P. 686–702.

8. Auger P., Maze R., Grivet-Meyer T. *Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpusules ultrapénétrants* // Comptes Rendus l'Académie des Sciences Paris. 1938. Vol. 206. P. 1721.
9. Greisen K. *The Intensities of the Hard and Soft Components of Cosmic Rays as Functions of Altitude and Zenith Angle* // Phys. Rev. 1942. Vol. 61. P. 212–221.
10. Rossi B. *Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena* // Rev. Mod. Phys. 1948. Vol. 20. P. 537–583.
11. Groom D. E., Mokhov N. V. and Striganov S. I. *Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV–100 TeV* // Atom. Data and Nuc. Data Tab. 2001. Vol. 78. P. 183–386.
12. Kyoshi Nishijima. *The Super-Kamiokande experiment* // Radiation Physics and Chemistry. 2001. Vol. 61, N. 3, P. 247-253.
13. de Coulomb C. A. *Première Memoire sur l'Electricite et le Magnetism. Second Memoire sur l'Electricite et le Magnetism. Troisième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism.* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1785. P. 569–638.
14. de Coulomb C. A. *Quatrième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1786. P. 67–77.
15. de Coulomb C. A. *Cinquième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1787. P. 421–467.
16. de Coulomb C. A. *Sixième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1788. P. 617–705.
17. de Coulomb C. A. *Septième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1789. P. 455–505.
18. *Experimental researches in electricity by Michael Faraday* London: J. M. Dent. 2nd ed, 1922.
19. Crookes W. *On electrical insulation in high vacua* Proceedings of the Royal Society of London. 1879. Vol. 28, no. 190–195. P. 347–352.
20. Bequerel H. *Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents* // Comptes Rendus. 1896. Vol. 122. P. 501–503.
21. Eve A. S. *Observations on the Active Deposit of Radium in Mid-ocean* // Nature. 1908. Vol. 78. P. 604.

22. Rutherford E., Geiger H. *The Charge and Nature of the α -Particle* // Royal Society of London Proceedings Series A. 1908. Vol. 81. P. 162–173.
23. Rutherford E. *Radio-activity of Ordinary Materials* // Nature. 1903. Vol. 67. P. 511–512.
24. Elster J., Geitel H. *Über die radioaktivität der erds substanz als eine der ursachen des Ionengehaltes der atmosphäre* // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research). 1904. Vol. 9. P. 49.
25. Wulf T. *On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere* // Physikalische Zeitschrift. 1909. Vol. 1, no. 152–157. P. 124.
26. Gockel A. *Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt* // Physikalische Zeitschrift. 1910. Vol. 11. P. 280–282.
27. Hess V. F. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten* // Physikalische Zeitschrift. 1912. Vol. 13. P. 1084–1091.
28. Kolhörster W. *Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen* // Physikalische Zeitschrift. 1913. Vol. 14. P. 1153–1156.
29. Kolhörster W. *Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse* // Physikalische Zeitschrift. 1913. Vol. 14. P. 1066–1069.
30. Bothe W., Geiger H. *Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung* // Zeitschrift für Physik. 1925. Vol. 32, no. 1. P. 639–663.
31. Kolhörster W. *Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von Gamma-Strahlen* // Naturwissenschaften. 1928. Vol. 16. P. 1044–1045.
32. Millikan R. A. *High Frequency Rays of Cosmic Origin* // Science. 1925. Vol. 62. P. 445–448.
33. Myssowsky L., Tuwim L. *Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe* // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol. 39, no. 2-3. P. 146–150.
34. Capdevielle J. N., Fujinaga T., Ichimura M. et al. *High Energy Cosmic-Ray Observation at Concorde Level* // 20th International Cosmic Ray Conference. 1987. Vol. 5. P. 182–184.
35. Anderson C. D. *The positive electron* // Physical Review. 1933. Vol. 43, no. 6. P. 491–494.

36. Rochester G. D., Butler C. C. *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles* // Nature. 1947. Vol. 160. P. 855–857.
37. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Логачев Ю. И. и др. *Измерение космического излучения на искусственном спутнике Земли* // Доклады АН СССР. 1958. Т. 120, № 6. С. 1231–1233.
38. Allen J. A. Van *Observation of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and Gamma* // Journal of Jet Propulsion. 1958. Т. 28, № 9. С. 588–592.