

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Изучение углового распределения мюонов на уровне моря	6
2 Экспериментальная установка	8
3 Эксперимент	9
4 Геометрический фактор	10
4.1 Что такое геометрический фактор	10
4.2 Определение геометрического фактора детектора	11
Вопросы и задачи	14
Литература	14
А История открытия космических лучей	18
В Счетчик Гейгера	22
С Дополнение. Образование мюонов в атмосфере	26

Наиболее вероятным каналом распада заряженных пионов является показанный на рисунке 2 распад на мюон и мюонное нейтрино. Этот распад происходит за счёт слабого взаимодействия, поэтому заряженный пион имеет характерное для слабого взаимодействия время жизни $\tau(\pi^\pm) = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Положительно заряженный пион π^+ является античастицей для отрицательно заряженного пиона π^- . Нейтральный π^0 — истинно нейтральная частица², распадается за счет электромагнитного взаимодействия и имеет заметно меньшее среднее время жизни.

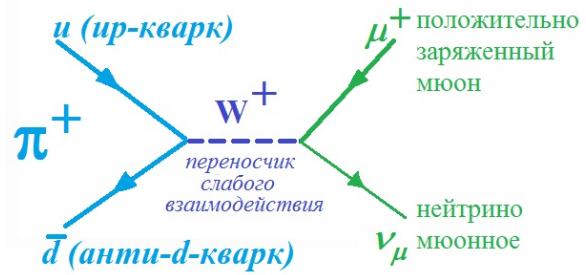


Рис. 2: Диаграмма Фейнмана для мюонного канала распада π^+ -мезона.

Мюон — частица с массой почти в 207 раз больше массы электрона, не участвует в сильных взаимодействиях, считается точечной (бесструктурной), относится к лептонам 2-го поколения.

лептон	масса (МэВ)	среднее время жизни	основной канал распада	обнаружен
e^-	0,511	стабилен	—	1897, в катодных лучах
μ^-	105,66	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	1936, камера Вильсона в магнитном поле
τ^-	1777	$2,9 \cdot 10^{-13}$ с	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	1975, e^+e^- -коллайдер

Так же как позитрон является античастицей электрона, μ^+ — античастица μ^- . Получающиеся в результате распада высокоэнергичных пионов релятивистские мюоны имеют очень большую проникающую способность, поскольку у них малы как ионизационные потери (что справедливо для всякой релятивистской частицы), так и радиационные (из-за большой массы покоя). Поэтому говорят, что заряженные пионы генерируют **жесткую** мюонную компоненту космического излучения.

Большая часть мюонов в атмосфере рождается в каскадах на высотах 10–20 км. Основным процессом, за счёт которого мюоны поглощаются в атмосфере, является распад. Посмотрим, какое расстояние сможет пролететь, не распавшись, мюон, имеющий, например, энергию $E \sim 2$ ГэВ, то есть найдем его пробег до распада. Время жизни такого мюона равно:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\tau_0 E}{m_\mu c^2} \simeq 41,6 \text{ мкс}, \quad (3)$$

где τ_0 — среднее время жизни мюона, m_μ — его масса. Тогда

$$L_{\text{расп}} = v\tau = \beta c\tau = \frac{\tau_0 \beta c E}{m_\mu c^2}. \quad (4)$$

²Истинно нейтральные частицы — элементарные частицы или системы элементарных частиц, которые переходят в себя при зарядовом сопряжении, то есть являются античастицами для самих себя. Для того, чтобы частица называлась истинно нейтральной, недостаточно, чтобы частица была электрически нейтральной.

При энергии порядка 2 ГэВ для мюона $\beta = v/c \simeq 1$, что даёт $L_{\text{расп}}$ около 12,5 км. Таким образом, формально из области максимальной генерации мюонов до земли могут доходить лишь мюоны с энергией чуть более 3 ГэВ. Однако, мюоны теряют в атмосфере в среднем около 1,8 МэВ/(г·см²) на ионизацию. При прохождении почти всей атмосферы (а выше 20 км находится менее 1 % её массы) мюон потеряет около 1,8 ГэВ. Таким образом, с большой вероятностью достигнуть уровня моря могут только мюоны с энергией выше 5 ГэВ.

Т.к. ионизационные потери мюонов высокой энергии относительно малы, а прочие потери пренебрежимы, поток высокоэнергичных мюонов слабо поглощается в атмосфере. А так как ядерно-активные частицы быстро поглощаются в атмосфере, то на уровне моря вторичное космическое излучение состоит в основном из мюонов (жёсткая компонента), электронов и фотонов (мягкая компонента). Интенсивность заряженных частиц на уровне моря имеет следующие значения (для вертикального потока)³:

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

$$J_{\text{м}} = 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}.$$

§1. Изучение углового распределения мюонов на уровне моря

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 не 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 длины пути, равной 1 г/см² (или геометрической длины пути $1 [\text{г}/\text{см}^2] / \rho_{\text{возд}} [\text{г}/\text{см}^3] \approx 10^3 [\text{см}]$; $\rho_{\text{возд}} = 0,0013 \text{ г}/\text{см}^3$), мюон теряет энергию, равную 1,8 МэВ. Обозначим эти 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 $E_{\text{мин}} \approx 1,8 \text{ МэВ} / (\text{г}/\text{см}^2) \times 1000 \text{ г}/\text{см}^2 = 1,8 \cdot 10^9 \text{ эВ}$, будут поглощаться. Без существенной ошибки можно считать, что основная часть мюонов, достигающая уровня моря, рождена в верхнем слое атмосферы до уровня 50–100 г/см². На рис. 3 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:

$$L'(\theta) = \frac{L'(0)}{\cos(\theta)}. \quad (5)$$

³*Greisen K.* The Intensities of the Hard and Soft Components of Cosmic Rays as Functions of Altitude and Zenith Angle // *Phys. Rev.* 1942. Mar. Vol. 61, issue 5/6. P. 212–221 ; *Rossi B.* Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena // *Rev. Mod. Phys.* 1948. July. Vol. 20, issue 3. P. 537–583.

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, что ожидаемое угловое распределение мюонов $J_1(\theta)$ вследствие их поглощения в атмосфере Земли только из-за ионизационных потерь (без учёта их распада) будет:

$$J(\theta) = J(0) \cos^\gamma(\theta), \quad (6)$$

где $J(0)$ — интенсивность мюонов при $\theta = 0^\circ$, а $\gamma = 1,65$.

Процесс распада мюонов с энергией E характеризуется пробегом распада $L_{\text{расп}}$ (с учётом (3)):

$$L_{\text{расп}} = c\tau = \frac{c\tau_0 E}{m_\mu c^2} \quad (7)$$

и вероятностью распада (на пути L) $w(L)$ в соответствии с законом радиоактивного распада:

$$w(L) = 1 - e^{-L/L_{\text{расп}}}. \quad (8)$$

В выражение (7) входит энергия мюонов. Так как энергетический спектр мюонов степенной, с большим показателем наклона, то почти весь поток мюонов составляют мюоны малой энергии, доля мюонов высокой энергии невелика. Соответственно, в качестве величины E можно взять ту минимальную энергию, которая необходима мюону для достижения уровня наблюдения от точки генерации не распавшись:

$$E_{\text{мин}} = \varepsilon L'(\theta) = \varepsilon L'(0) / \cos(\theta), \quad (9)$$

где $L'(0)$ — толщина атмосферы в массовых единицах⁴, а выражение (7) преобразуется к виду:

$$L_{\text{расп}} = c\tau = \frac{c\tau_0 \varepsilon L'(0)}{m_\mu c^2 \cos(\theta)}. \quad (10)$$

Стоит отметить, что при учёте распада мюона на пути $L(0)$ зависимость $J(\theta)$, задаваемая выражением (6), будет определяться более высокой степенью при $\cos(\theta)$, то есть $\gamma > 1,65$. С другой стороны, показатель $\gamma = 1,65$ соответствует ситуации, когда мюоны попадают на уровень наблюдения не распавшись⁵. Тогда разницу

⁴ $L' \neq L$, это разные величины!

⁵ Значение 1,65 получено при анализе процессов прохождения мюонов через атмосферу, в котором учтены все

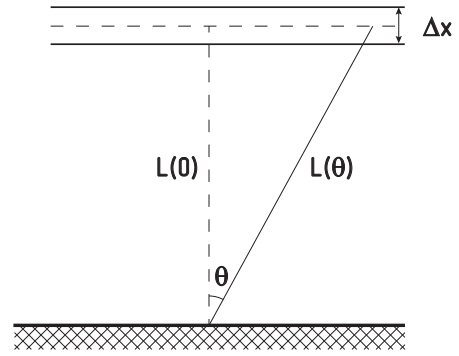


Рис. 3: Путь мюона, родившегося в слое толщиной Δx на высоте $L(0)$ в атмосфере, пришедшего на землю под углом θ .

$$\Delta J(\theta) = J(\theta) - J(0) \cos^{1,65}(\theta) \quad (11)$$

между измеренным потоком мюонов $J_1(\theta)$, пришедших под углом θ , и ожидаемым потоком относительно «нераспадающихся» мюонов составляют именно распавшиеся по дороге мюоны. При этом частицы, упавшие на уровень наблюдения под углом θ , проходят в атмосфере путь бо́льший, чем частицы, упавшие вертикально. При этом разность путей будет:

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = L(0) \left(\frac{1}{\cos(\theta)} - 1 \right). \quad (12)$$

Тогда с учётом вероятности распада на пути (8) разность потоков частиц (11) будет:

$$\Delta J(\theta) = J_1(\theta)w(\Delta L) = J \left(1 - e^{\Delta L/L_{\text{расп}}} \right). \quad (13)$$

Приравнявая оба выражения, (11) и (13), для $\Delta J(\theta)$:

$$J \left(1 - e^{\Delta L/L_{\text{расп}}} \right) = J(\theta) - J(0) \cos^{1,65}(\theta). \quad (14)$$

Откуда:

$$L_{\text{расп}} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{J(0) \cos^{1,65}(\theta)}{J(\theta)}}. \quad (15)$$

Приравнявая полученное выражение к (10), получим:

$$\frac{\Delta L}{\ln \frac{J(0) \cos^{1,65}(\theta)}{J(\theta)}} = \frac{c\tau_0 \varepsilon L'(0)}{m_\mu c^2 \cos(\theta)}. \quad (16)$$

Откуда:

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2 L(0)}{c \varepsilon L'(0)} \times \frac{1 - \cos(\theta)}{\ln \frac{J(0) \cos^{1,65}(\theta)}{J(\theta)}}. \quad (17)$$

§2. Экспериментальная установка

Для получения углового распределения и времени жизни мюонов служит установка с «телескопом». Ось телескопа можно наклонять на заданный угол по отношению к вертикали. Чтобы установка регистрировала только мюоны, между рядами счётчиков телескопа установлен свинцовый фильтр толщиной 10 см, поглощающий значительную часть мягкой электронной компоненты космического излучения. Для повышения точности измерения времени жизни

процессы взаимодействия мюонов включая рассеяние, рождение вторичных частиц, поглощение их ядрами, но исключён распад мюона. Такая задача сложна только тщательным учётом вкладов от большого числа процессов.

мюонов в каждом ряду стоят 3 включенных параллельно счётчика, что позволяет более точно вырезать требуемый зенитный угол при измерениях.

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

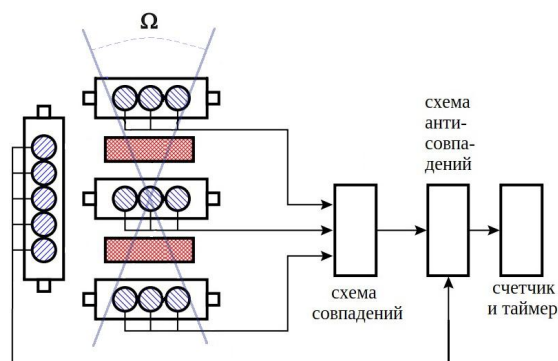


Рис. 4: Схема установки

§3. Эксперимент

Порядок работы.

Все измерения следует проводить в течение 900 с.

Включение установки производится тумблером «сеть». Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером. 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.

Таблица 1: Оформление экспериментальных результатов

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

Провести измерение скорости счёта мюонов I для следующих углов: 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80° и 90°. Данные занести в таблицу 1.

Обработка результатов.

1. Найти геометрический фактор установки k .

2. Построить полученное распределение $J(\theta)$. Интенсивность космических лучей связана со скоростью счёта соотношением $J = I/k$.
3. Для устранения неизбежных флуктуаций при измерении и для уменьшения ошибки фитировать полученное распределение функцией $J_0 \cos^2(\theta)$.
4. Принимая полученное в предыдущем пункте J_0 за $J(0)$ в формуле (17), найти время жизни мюона.
5. Сравнить полученное J_0 со значением потока мюонов, полученным в первом упражнении и с мировыми данными.
6. Объяснить значения горизонтального потока мюонов (измерения при угле 90°).

§4. 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.

4.1. 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 сутки⁶. Тогда под геометрическим фактором установки понимается *эффективный геометрический фактор*, который при этом 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, на «некоторую» площадь.

4.2. 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 обсчёт геометрии детектора, без необходимости моделировать процессы взаимодействия частиц внутри детектора. В таком случае геометрический фактор установки определяется интегралом:

$$k = \int_S \Omega dS, \quad (18)$$

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 (18) можно переписать в виде:

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega, \quad (19)$$

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, 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 (18), так и выражением (19).

В первом случае возьмём как основную плоскость нижнего детектора и разобьём её на

⁶*Nishijima K.* The Super-Kamiokande experiment // Radiation Physics and Chemistry. 2001. Vol. 61, no. 3. P. 247–253 ; 8th International Symposium on Radiation Physics - ISRP8.

элементарные площадки $dS_1 = dx_1 dy_1$. Тогда интеграл (18) можно будет записать как:

$$k = \int_0^a \int_0^b \Omega dx_1 dy_1, \quad (20)$$

где a и b — размеры чувствительной части нижнего детектора. Т.к. 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. 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:

$$d\Omega = \frac{dx_2 dy_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{d}{r_{12}}, \quad (21)$$

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 r_{12} будет определяться выражением:

$$r_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2}. \quad (22)$$

Тогда интеграл (20) примет вид:

$$k = \int_0^a \int_0^b \int_0^a \int_0^b \frac{d}{((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2)^{3/2}} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (23)$$

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

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_\phi} S \sin(\theta) d\theta d\phi = 4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\theta_\phi} S \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (24)$$

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

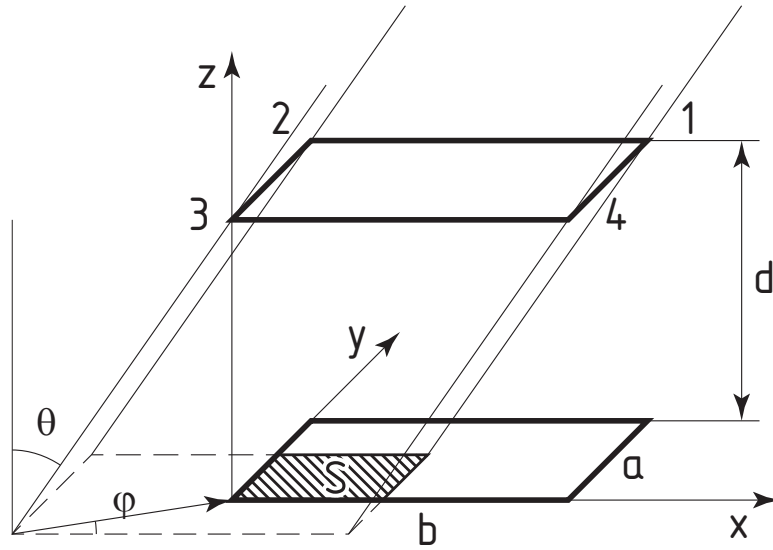


Рис. 5: Проекция верхней чувствительной плоскости детектора на нижнюю плоскость.

декартовой системе координат с нулём отсчёта в одном из углов нижнего детектора (см. рис. 5). Тогда площадь S в зависимости от углов θ и ϕ будет определяться выражением:

$$S = (a - d \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta)) (b - d \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta)). \quad (25)$$

При этом естественны ограничения на углы θ и ϕ :

$$\begin{aligned} \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< a/d, \\ \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< b/d, \end{aligned} \quad (26)$$

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 :

$$\theta_\phi = \begin{cases} \operatorname{arctg}\left(\frac{b}{d \sin(\phi)}\right), & \text{при } \phi < \operatorname{arctg}(a/b) \\ \operatorname{arctg}\left(\frac{a}{d \cos(\phi)}\right), & \text{при } \phi \geq \operatorname{arctg}(a/b). \end{cases} \quad (27)$$

Подстановка этих пределов, а так же выражения (25) в интеграл (24) позволяет 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 будет легко браться численно за существенно меньшее число операций и времени, с существенно большей точностью, нежели интеграл (23).

Вопросы и задачи

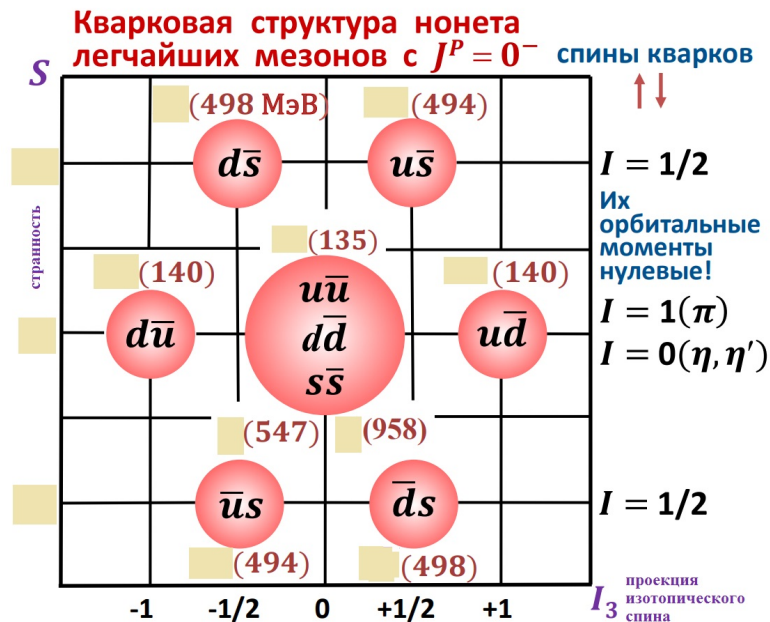


Рис. 6: Слайд из лекции "Частицы и взаимодействия". Впишите названия частиц.

1. Нарисовать диаграмму Фейнмана распада мюона (из обязательных вопросов для допуска к экзамену по курсу «Физика атомного ядра и частиц» для студентов 2-го курса)
2. Почему мюон не испускается при радиоактивном распаде ядер?
3. Какие частицы переносят слабое взаимодействие?
4. На рисунке 6 слайд из лекции «Частицы и взаимодействия» Капитонова И.М. (<https://teach-in.ru/lecture/10-12-Kapitonov>) Впишите названия частиц.
5. Определить энергию μ^+ и ν_μ^+ при распаде $\pi^+ \rightarrow \nu_\mu^+ + \mu^+$
6. Приведите примеры истинно нейтральных частиц.
7. Мюоны какого знака регистрируют счетчики Гейгера?

Литература

- Измерение космического излучения на искусственном спутнике Земли / С. Вернов [и др.] // Доклады АН СССР. — 1958. — т. 120, № 6. — с. 1231—1233.
- Allen J. A. V. Observation of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and Gamma // Journal of Jet Propulsion. — 1958. — Vol. 28, no. 9. — P. 588–592.
- Anderson C. D. The positive electron // Physical Review. — 1933. — Vol. 43, no. 6. — P. 491–494.
- Auger P., Maze R., Grivet-Mever T. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants // Comptes Rendus l'Académie des Sciences Paris. — 1938. — Vol. 206. — P. 1721.

- Bequerel H.* Sur les radiations invisibles emises par les corps phosphorescents // *Comptes Rendus*. — 1896. — Vol. 122. — P. 501–503.
- 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. — ISSN 0044-3328. — DOI: 10.1007/BF01331702.
- Coulomb C. A. de.* Cinquième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // *Histoire de l'Académie Royale de Sciences*. — 1787. — P. 421–467. — URL: <http://books.google.ru/books?id=OuIEAAAAQAAJ%5C&pg=PA421>.
- Coulomb C. A. de.* 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. — URL: <http://books.google.ru/books?id=by5EAAAAcAAJ%5C&pg=PA569>.
- Coulomb C. A. de.* Quatrième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // *Histoire de l'Académie Royal des Sciences*. — 1786. — P. 67–77. — URL: <http://books.google.ru/books?id=5hAVAAAAQAAJ%5C&pg=RA1-PA67>.
- Coulomb C. A. de.* Septième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // *Histoire de l'Académie Royale de Sciences*. — 1789. — P. 455–505. — URL: <http://books.google.ru/books?id=XhEVAAAAQAAJ%5C&pg=PA455>.
- Coulomb C. A. de.* Sixième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // *Histoire de l'Académie Royale de Sciences*. — 1788. — P. 617–705. — URL: <http://books.google.ru/books?id=my5EAAAAcAAJ%5C&pg=PA619>.
- Crookes W.* On electrical insulation in high vacua // *Proceedings of the Royal Society of London*. — 1879. — Vol. 28, no. 190–195. — P. 347–352. — DOI: 10.1098/rsp1.1878.0139. — eprint: <http://rsp1.royalsocietypublishing.org/content/28/190-195/347.full.pdf+html>. — URL: <http://rsp1.royalsocietypublishing.org/content/28/190-195/347.short>.
- 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. — DOI: 10.1029/TE009i002p00049.
- Eve A. S.* Observations on the Active Deposit of Radium in Mid-ocean // *Nature*. — 1908. — Vol. 78. — P. 604. — DOI: 10.1038/078604c0.
- Faraday M.* Experimental researches in electricity by Michael Faraday. — J. M. Dent, 1922. — URL: ia802606.us.archive.org/28/items/experimentalrese00faraiala/experimentalrese00faraiala.pdf.
- Gockel A.* Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt // *Physikalische Zeitschrift*. — 1910. — Vol. 11. — P. 280–282.
- Greisen K.* The Intensities of the Hard and Soft Components of Cosmic Rays as Functions of Altitude and Zenith Angle // *Phys. Rev.* — 1942. — Mar. — Vol. 61, issue 5/6. — P. 212–221. — DOI: 10.1103/PhysRev.61.212.

- Hess V. F.* Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // *Physikalische Zeitschrift*. — 1912. — Vol. 13. — P. 1084–1091.
- High Energy Cosmic-Ray Observation at Concorde Level / J. N. Capdevielle [et al.] // *International Cosmic Ray Conference*. — 1987. — Vol. 5. — P. 182–184.
- Kolhörster W.* Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von Gamma-Strahlen // *Naturwissenschaften*. — 1928. — Vol. 16. — P. 1044–1045. — DOI: 10.1007/BF01506824.
- Kolhörster W.* Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen // *Physikalische Zeitschrift*. — 1913a. — Vol. 14. — P. 1153–1156.
- Kolhörster W.* Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse // *Physikalische Zeitschrift*. — 1913b. — Vol. 14. — P. 1066–1069.
- Millikan R., Otis R.* High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations // *Physical Review*. — 1926. — Vol. 27. — P. 645–658. — DOI: 10.1103/PhysRev.27.645.
- Millikan R. A.* High Frequency Rays of Cosmic Origin // *Science*. — 1925. — Vol. 62. — P. 445–448. — DOI: 10.1126/science.62.1612.445. — URL: <http://www.sciencemag.org/content/62/1612/445.full.pdf>.
- Myssowsky L., Tuwim L.* Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe // *Zeitschrift für Physik*. — 1926a. — Vol. 39, no. 2/3. — P. 146–150. — ISSN 0044-3328. — DOI: 10.1007/BF01321981. — URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01321981>.
- Myssowsky L., Tuwim L.* Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser // *Zeitschrift für Physik*. — 1926b. — Vol. 35, no. 4. — P. 299–303. — ISSN 0044-3328. — DOI: 10.1007/BF01380300. — URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01380300>.
- Neddermeyer S. H., Anderson C. D.* Cosmic-ray particles of intermediate mass // *Physical Review*. — 1938. — Vol. 54, no. 1. — P. 88.
- Nishijima K.* The Super-Kamiokande experiment // *Radiation Physics and Chemistry*. — 2001. — Vol. 61, no. 3. — P. 247–253. — ISSN 0969-806X. — DOI: 10.1016/S0969-806X(01)00248-1. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969806X01002481>; 8th International Symposium on Radiation Physics - ISRP8.
- Occhialini G. P. S., Powell C. F.* Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass // *Nature*. — 1947. — Vol. 159. — P. 186–190. — DOI: 10.1038/159186a0. — URL: <http://www.nature.com/nature/journal/v159/n4032/pdf/159186a0.pdf>.
- Rochester G. D., Butler C. C.* Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles // *Nature*. — 1947. — Vol. 160. — P. 855–857. — DOI: 10.1038/160855a0. — URL: <http://www.nature.com/physics/looking-back/rochester/rochester.pdf>.
- Rossi B.* Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena // *Rev. Mod. Phys.* — 1948. — July. — Vol. 20, issue 3. — P. 537–583. — DOI: 10.1103/RevModPhys.20.537.
- Rutherford E.* Radio-activity of Ordinary Materials // *Nature*. — 1903. — Vol. 67. — P. 511–512. — DOI: 10.1038/067511e0.

- 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. — DOI: 10.1098/rspa.1908.0066.
- Skobelzyn D.* Über eine neue Art sehr schneller β -Strahlen // Zeitschrift für Physik. — 1929. — Vol. 54, no. 9/10. — P. 686–702.
- Wulf T.* On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere // Physikalische Zeitschrift. — 1909. — Vol. 1, no. 152–157. — P. 124.

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 магнетизму⁷. 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. Кулона⁸, 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 месяцев⁹ 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 году¹⁰ 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. Ивом¹¹ 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-излучения¹² толщина стенок свинцового ящика достигала 10 см) или иных материалов¹³, всё равно наблюдался остаточный ток,

⁷*Coulomb C. A. de. 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 ; Coulomb C. A. de. Quatrième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1786. P. 67–77 ; Coulomb C. A. de. Cinquième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // Histoire de l'Académie Royale de Sciences. 1787. P. 421–467 ; Coulomb C. A. de. Sixième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // Histoire de l'Académie Royale de Sciences. 1788. P. 617–705 ; Coulomb C. A. de. Septième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism // Histoire de l'Académie Royale de Sciences. 1789. P. 455–505.*

⁸*Faraday M. Experimental researches in electricity by Michael Faraday. J. M. Dent, 1922.*

⁹*Crookes W. On electrical insulation in high vacua // Proceedings of the Royal Society of London. 1879. Vol. 28, no. 190–195. P. 347–352.*

¹⁰*Bequerel H. Sur les radiations invisibles emises par les corps phosphorescents // Comptes Rendus. 1896. Vol. 122. P. 501–503.*

¹¹*Eve A. S. Observations on the Active Deposit of Radium in Mid-ocean // Nature. 1908. Vol. 78. P. 604.*

¹²*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.*

¹³*Rutherford E. Radio-activity of Ordinary Materials // Nature. 1903. Vol. 67. P. 511–512.*

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 воздуха¹⁴, однако никакого объяснения данному феномену дать не смогли.

В 1909 году немецкий физик и священник-иезуит Т. Вульф разработал достаточно точный электрометр, способный по скорости разрядки измерять концентрацию однозарядных ионов (с точностью до единичных ионов в объёме электрометра). 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/см³¹⁵. 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 электрометров Т. Вульфа провёл измерения уровня ионизации воздуха на высоте 4,5 км. Несмотря на методические сложности первого эксперимента¹⁶, 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 высотой¹⁷, в то время как ионизация, вызванная радиоактивностью Земли, должна была бы, наоборот, падать с высотой. Результаты В. Гесса уже в 1913 году были полностью подтверждены независимыми экспериментами В. Кольхёрстера¹⁸. В 1928 году в опытах В. Кольхёрстера и В. Боте, использовавших разработанный ими ранее метод совпадений¹⁹, было показано, что излучение, вызывающее ионизацию воздуха, направлено сверху вниз²⁰.

¹⁴ *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.

¹⁵ *Wulf T.* On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere // *Physikalische Zeitschrift*. 1909. Vol. 1, no. 152–157. P. 124.

¹⁶ *Gockel A.* Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt // *Physikalische Zeitschrift*. 1910. Vol. 11. P. 280–282.

¹⁷ *Hess V. F.* Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // *Physikalische Zeitschrift*. 1912. Vol. 13. P. 1084–1091.

¹⁸ *Kolhörster W.* Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen // *Physikalische Zeitschrift*. 1913a. Vol. 14. P. 1153–1156 ; *Kolhörster W.* Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse // *Physikalische Zeitschrift*. 1913b. Vol. 14. P. 1066–1069.

¹⁹ *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.

²⁰ *Kolhörster W.* Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von Gamma-Strahlen // *Naturwissenschaften*. 1928. Vol. 16. P. 1044–1045.

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.

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 ядер²¹. Р. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами²². 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 ядер²³. 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»²⁴. 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 частиц²⁵. 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 значения²⁶. Явление одно-

²¹ Millikan R., Otis R. High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations // Physical Review. 1926. Vol. 27. P. 645–658.

²² Millikan R. A. High Frequency Rays of Cosmic Origin // Science. 1925. Vol. 62. P. 445–448.

²³ Myssowsky L., Tuwim L. Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser // Zeitschrift für Physik. 1926b. Vol. 35, no. 4. P. 299–303.

²⁴ Myssowsky L., Tuwim L. Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe // Zeitschrift für Physik. 1926a. Vol. 39, no. 2/3. P. 146–150.

²⁵ Skobelzyn D. Über eine neue Art sehr schneller β -Strahlen // Zeitschrift für Physik. 1929. Vol. 54, no. 9/10. P. 686–702.

²⁶ там же.

временного прихода на большую площадь большого числа генетически связанных заряженных частиц — широкие атмосферные ливни — было позже (в 1938 году) открыто и исследовано П. Оже²⁷.

В ряде экспериментов было обнаружено²⁸, 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 назвали мягкими, а остальные частицы, интенсивность которых после прохождения 10 см свинца оставалась практически постоянной, назвали 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 моря²⁹. На больших высотах интенсивность 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 позитрон³⁰. В 1937 году К. Андерсоном и С. Неддермейером были открыты мюоны и указан тип их распада³¹. В 1947 году были открыты π -мезоны³². В том же 1947 году в космических лучах были замечены³³ 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, обнаружили 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. Чудаков³⁴ и, независимо от них, Дж. Ван-Аллен³⁵) — и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространства.

²⁷ Auger P., Maze R., Grivet-Meyer T. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants // Comptes Rendus l'Académie des Sciences Paris. 1938. Vol. 206. P. 1721.

²⁸ Millikan R., Otis R., указ. соч.

²⁹ High Energy Cosmic-Ray Observation at Concorde Level / J. N. Capdevielle [et al.] // International Cosmic Ray Conference. 1987. Vol. 5. P. 182–184.

³⁰ Anderson C. D. The positive electron // Physical Review. 1933. Vol. 43, no. 6. P. 491–494.

³¹ Neddermeyer S. H., Anderson C. D. Cosmic-ray particles of intermediate mass // Physical Review. 1938. Vol. 54, no. 1. P. 88.

³² Occhialini G. P. S., Powell C. F. Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass // Nature. 1947. Vol. 159. P. 186–190.

³³ Rochester G. D., Butler C. C. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles // Nature. 1947. Vol. 160. P. 855–857.

³⁴ Измерение космического излучения на искусственном спутнике Земли / С. Вернов [и др.] // Доклады АН СССР. 1958. т. 120, № 6. с. 1231—1233.

³⁵ Allen J. A. V. Observation of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and Gamma // Journal of Jet Propulsion. 1958. Vol. 28, no. 9. P. 588–592.

Приложение Б. Счетчик Гейгера

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 безопасности при работе. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток.

Электроны, положительные и отрицательные ионы, образованные вдоль трека первичной частицы, начинают двигаться в электрическом поле, испытывая столкновения, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения 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. 7 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.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание 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, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит

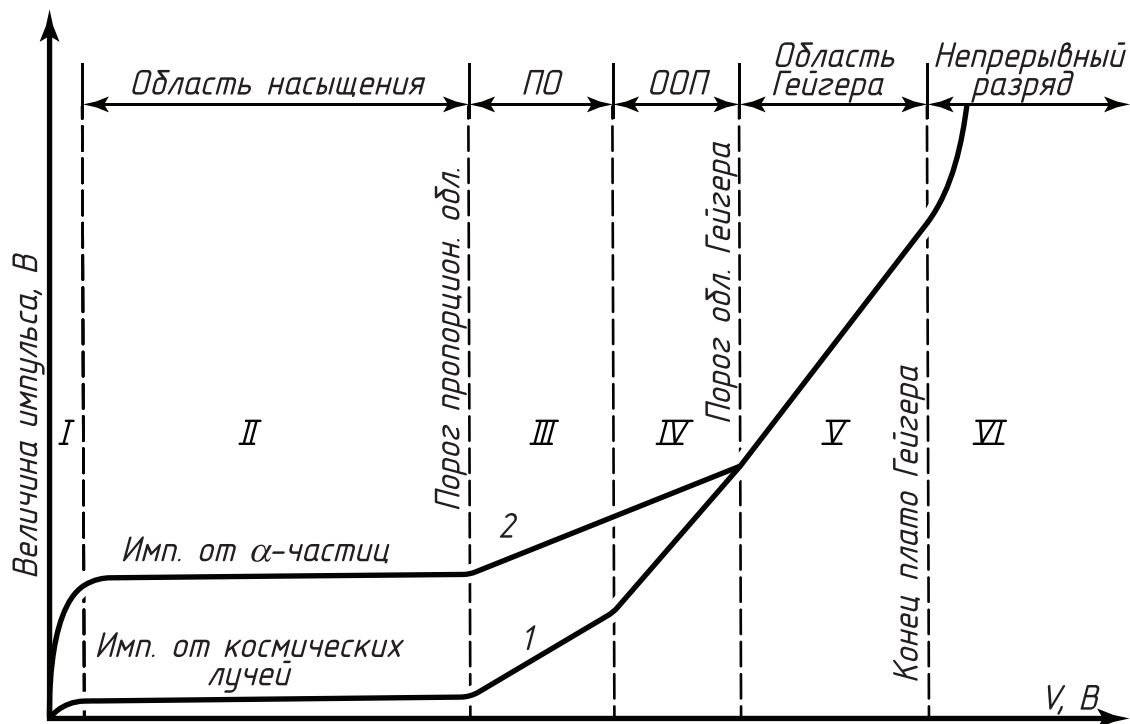


Рис. 7: Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

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, т.е. 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 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 ионизирующему 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 дополнителей 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. И галогенные счетчики имеют низкое рабочее напряжение. Так, неоновый счетчик с примесью 0,1 % аргона и 0,1 % галоида имеет рабочее напряжение в гейгеровской области 300 В (давление $p \sim 100$ мм.рт.ст.). У атомов неона первое возбужденное состояние с энергией 16,67 эВ является метастабильным. При столкновениях с электронами уже в сравнительно малых полях происходит

накопление возбужденных атомов неона. В дальнейшем за счет соударений энергия возбуждения атомов неона передается атомам аргона, в результате ионизации которых и возрастает число электронов. Таким образом, в низковольтной области разряд связан не с первичной ионизацией, а со вторичной ионизацией аргона вследствие столкновения с возбужденными атомами неона. Поэтому такие счетчики работают при низком напряжении.

Гашение разряда можно осуществлять также включением в цепь счетчика большого сопротивления. 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 тем обстоятельством, что для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика.

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

Для регистрации медленных нейтронов часто используются детекторы, наполненные трехфтористым бором. В этом случае ионизирующим агентом являются α -частицы, образующиеся с большой вероятностью в реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ³⁶. Быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородсодержащего материала. В этом случае возникновение разряда обусловлено протонами отдачи, попадающими в газовый объем детектора.

³⁶Краткая запись ядерной реакции вида *мишень(налетающая частица, вылетающая частица)образующееся ядро*.

Приложение В. Дополнение. Образование мюонов в атмосфере

Для заряженных пионов распад преобладает над генерацией, когда их энергия достигает критической величины:

$$E_{\text{кр}} = \frac{m_{\pi} c^2 \cdot h}{c\tau_0}, \quad (28)$$

где h — длина среднего пробега частицы до взаимодействия, то есть среднее расстояние, проходимое частицей между двумя последовательными взаимодействиями. Данное выражение для $E_{\text{кр}}$ можно получить из условия равенства h среднему пробегу до распада $L_{\text{расп}}$:

$$L_{\text{расп}} = \frac{c\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (29)$$

где τ_0 — время жизни заряженного пиона ($\sim 2 \cdot 10^{-8}$ с) и m_{π} — масса заряженного пиона (~ 140 МэВ/ c^2). Приравнявая h к $L_{\text{расп}}$ и учитывая, что полная энергия пиона определяется выражением:

$$E = \frac{m_{\pi} c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (30)$$

получим искомое выражение для критической энергии:

$$E_{\text{кр}} = \frac{m_{\pi} c^2 \cdot h}{c\tau_0}. \quad (31)$$

Для воздуха при нормальных условиях длина пробега до взаимодействия h равна примерно 600 м, что даёт для критической энергии ядерного каскада значение $E_{\text{кр}} \sim 10^{10}$ эВ.

Потери энергии мюонов слагаются из ионизационных потерь, которые почти не зависят от энергии, а также потери на тормозное излучение, образование e^+e^- пар и фотоядерные взаимодействия.

В электродинамике доказывается, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, обязательно излучает электромагнитные волны. Поэтому заряженная частица излучает при столкновениях с частицами вещества, через которое она проходит. Это излучение называется тормозным. Потери энергии частицы на тормозное излучение называются радиационными. Интенсивность W тормозного излучения (т. е. количество энергии, излучаемой за секунду) для частицы с ускорением \dot{v} в нерелятивистском некантовом случае определяется соотношением:

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 z^2}{c^3} |\dot{v}|^2 \quad (32)$$

Заменив в этой формуле ускорение на силу, деленную на массу, $\dot{v} = F/m$, получим, что интенсивность тормозного излучения при кулоновском столкновении частицы с заряженным центром обратно пропорциональна квадрату массы частицы и прямо пропорциональна квадрату заряда рассеивающего центра. Отсюда прежде всего следует, что если радиационные потери и важны, то только для электронов, но не для тяжелых частиц. Также, если в ионизационные

потери основной вклад дают столкновения налетающей частицы с атомными электронами, то радиационные потери, наоборот, обусловлены столкновениями с ядрами. Действительно, излучение при столкновении с ядром в Z^2 больше, чем при столкновении с электроном, а число электронов лишь в Z раз больше, чем ядер. Учет квантовых и релятивистских свойств не изменяет этих качественных оценок.

Мюоны в атмосфере возникают при низких и умеренных энергиях от распада пионов и каонов. Однако в области очень высоких энергий значительный вклад дают и «очарованные частицы».

Небольшая часть мюонов рождается во взаимодействиях нейтрино, но заметить их можно лишь глубоко под землей, где атмосферные мюоны почти полностью поглощаются (рис. 16.7). Прямое рождение пар мюонов происходит в электромагнитных взаимодействиях, но сечение такого процесса мало.

При высоких энергиях начинает играть роль еще одна компонента космического излучения как источник мюонов и нейтрино. Моделирование показывает, что при энергии выше 10^6 ГэВ преобладающую роль в генерации мюонов начинают играть так называемые прямые процессы, когда мюоны образуются от распада короткоживущих резонансов. Сечение рождения таких резонансов быстро растет с энергией.

Мюоны высокой энергии исследуют под большими толщинами поглотителя, часто под землей. Используя связь среднего пробега мюонов с их энергией, можно восстановить спектр мюонов на уровне моря, измеряя их интенсивность на разных глубинах. Для измерения интенсивности мюонов и их энергетического спектра используются магнитные спектрометры, толчковые установки и рентгеноэмульсионные камеры. Так, в одном из экспериментов рентгеноэмульсионная камера была установлена в подземном помещении Московского метрополитена на прогоне между метро «Фрунзенская» и «Парк культуры» на глубине около 6 м водного эквивалента. Камера содержала 250 т свинца и рентгеновскую пленку, расположенную в 28 сдвоенных слоях размером $1 \times 0,5$ м². Общее количество обработанной рентгеновской пленки превысило 4 тыс. м². При подземных измерениях применяются также сцинтилляционные счетчики, фиксирующие поток частиц на данной глубине.