

# Общий ядерный практикум

## Лабораторная работа №11

### Космическое излучение

#### на уровне моря

Анохина А. М., Ильина Н. П., Подгрудков Д. А.,  
Силаев А. А., Силаев А. А. (мл)

15 сентября 2022 г.

Данное пособие содержит описание задачи общего ядерного практикума.

Дано теоретическое введение, описаны экспериментальные методы, приведены сведения об используемой аппаратуре, приемы измерений и обработки результатов, в том числе, и спомощью специальных компьютерных программ. Тематика лабораторной работы связана с изучением свойств космического излучения, его взаимодействия со средой.

Источником излучения служит естественный фон космических лучей.

Предназначено для студентов физического факультета МГУ и слушателей факультета повышения квалификации.

## Содержание

<b>1</b>	<b>История изучения космических лучей</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Первичные космические лучи</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Прохождение космических лучей через атмосферу Земли</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>Изучение состава космических лучей</b>	<b>18</b>
<b>5</b>	<b>Геометрический фактор установки</b>	<b>23</b>
<b>А</b>	<b>Счетчик Гейгера — Мюллера</b>	<b>30</b>
	<b>Литература</b>	<b>34</b>

Введение Первичные космические лучи — это потоки атомных ядер высоких энергий, приходящих на Землю из просторов Вселенной. Более широкое понятие, первичное космическое излучение (ПКИ), включает в себя, помимо ядер, также электроны, нейтрино,  $\gamma$ -кванты высокой энергии и фотоны реликтового излучения. Вторичными космическими лучами принято называть вторичное излучение, возникшее в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов атмосферы Земли.

## §1. История изучения космических лучей

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

Вопрос о проводимости газов возник в конце XVIII века, когда в 1785 году Ш. Кулон представил свои доклады по электричеству и магнетизму [1, 2, 3, 4, 5]. 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, использовав существенно более качественную аппаратуру и аккуратнее поставив эксперимент, подтвердил результаты Ш. Кулона [6], 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 [7] 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 [8] 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 [9] 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 [10] толщина стенок свинцового ящика достигала 10 см) или иных материалов [11],

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 [12], однако никакого объяснения данному феномену дать не смогли.

В 1909 году 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/см<sup>3</sup> до 3,5 ион/см<sup>3</sup> [13]. С другой стороны, расчёты А. Ива, основанные на уже известной скорости поглощения  $\gamma$ -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 эксперимента [14], 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  $\gamma$ -излучения А. Ива, У. Стронга, Дж. МакКелланда 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 растет с высотой [15], 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. Кольхёрстера [16, 17]. В 1928 году в опытах В. Кольхёрстера и В. Боте, использовавших разработанный ими ранее метод совпадений [18], было показано, что излучение, вызывающее ионизацию воздуха, направлено сверху вниз [19].

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 измерениям 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  $\gamma$ -излучение ядер [20]. Р. Милликен первым и назвал это излучение космическими лучами [21]. 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  $\gamma$ -излучение ядер [22]. Эти экспериментальные результаты позже будут объяснены механизмом тормозного излучения заряженных частиц, законом поглощения  $\gamma$ -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» [23]. 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 [24]. В своих экспериментах Д. В. Скобельцын наблюдал одновременный приход большого числа генетически связанных заряженных частиц, то есть ядерно-активный каскад, однако не придал этому большого значения [24]. 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 [25].

В ряде экспериментов было обнаружено [20], 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 практи-

чески постоянной, назвали жёсткими. Впоследствии было установлено, что мягкую компоненту составляют электроны и  $\gamma$ -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 [26]. 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 позитрон [27]. В 1937 году К. Андерсоном и С. Неддермайером были открыты мюоны и указан тип их распада [28]. В 1947 году были открыты  $\pi$ -мезоны [29]. В том же 1947 году в космических лучах были замечены [30] и к 1955 году окончательно «доказаны» К-мезоны и тяжелые нейтральные частицы — гипероны.

Квантовая характеристика «странные» 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. Чудаков [31] и, независимо от них, Дж. Ван-Аллен [32]) — и позволило создать новые методы исследования галактического и межгалактического пространства.

Физика космических лучей изучает широкий спектр вопросов:

1. проблемы собственно ядерной физики и физики элементарных частиц, сейчас уже в области сверхвысоких ( $E_0 > 10^{15}$  эВ) энергий, поскольку появились ускорители, способные ускорять ядра атомов до энергии в несколько ТэВ/нуклон ( $1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$ );
2. явления, связанные с взаимодействием космических лучей с межзвездной средой, астрофизическими объектами, планетами, их атмосферами и магнитными полями;
3. процессы рождения космических лучей и их ускорения в космическом пространстве.

## §2. Первичные космические лучи

Как уже упоминалось, космические лучи представляют собой потоки частиц высокой энергии, в основном протонов, рожденных и ускоренных в объектах космического пространства. Интенсивность космических лучей с

энергией выше 1 ГэВ, измеренная за пределами атмосферы Земли в период минимума солнечной активности, составляет  $J \sim 0,23 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1}$ .

Энергия космических частиц заключена в широком диапазоне от  $10^6$  до  $10^{21}$  эВ. Важнейшими характеристиками космического излучения являются его химический состав и энергетический спектр.

## 2.1. Состав первичного космического излучения

Изучение состава ядерной компоненты первичных космических лучей проводилось с помощью фотоэмulsionий, сцинтиляционных и черенковских детекторов, установленных на самолётах и шарах-зондах, на спутниках и автоматических космических станциях. Оказалось, что ядерная компонента первичного излучения состоит на 90 % из протонов, 7 % приходится на альфа-частицы и 3 % — на долю ядер с  $Z > 2$ . Следует иметь в виду, что состав первичных космических лучей сильно изменяется в зависимости от энергии.

Знание химического состава первичного излучения необходимо для решения вопроса о происхождении космических лучей. Космические лучи — это составная часть нашей Вселенной, и поэтому их химический состав должен соответствовать распространённости элементов во Вселенной. Любые аномалии в химическом составе космических лучей могут служить указанием на особенности рождения и распространения космических лучей в межзвёздном пространстве.

В космических лучах при исследовании поведения химического состава принято объединять ядра в определённые группы в зависимости от величины заряда  $Z$ . В таблице 1 приведены интенсивности различных групп ядер для энергии выше 2,5 ТэВ/нуклон. В группу Р входят протоны, дейтроны и ядра трития, а группу  $\alpha$  составляют ядра гелия. Группа L (легкие ядра) объединяет ядра лития (Li), бериллия (Be) и бора (B); группа M (средние ядра) состоит из ядер углерода (C), азота (N), кислорода (O) и фтора (F). Группу тяжелых ядер (H) образуют ядра с  $Z \geq 10$  и группу сверхтяжелых (VH) — ядра с  $Z \geq 20$ .

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

Такой избыток ядер группы L в космическом излучении связан с тем, что при движении к Земле тяжёлые ядра (групп M, H и VH) взаимодействуют с межзвёздным веществом, фрагментируют (расщепляются) на более лёгкие ядра. Сопоставление соотношения  $N_L/N_M$  в космических лучах с вероятностью

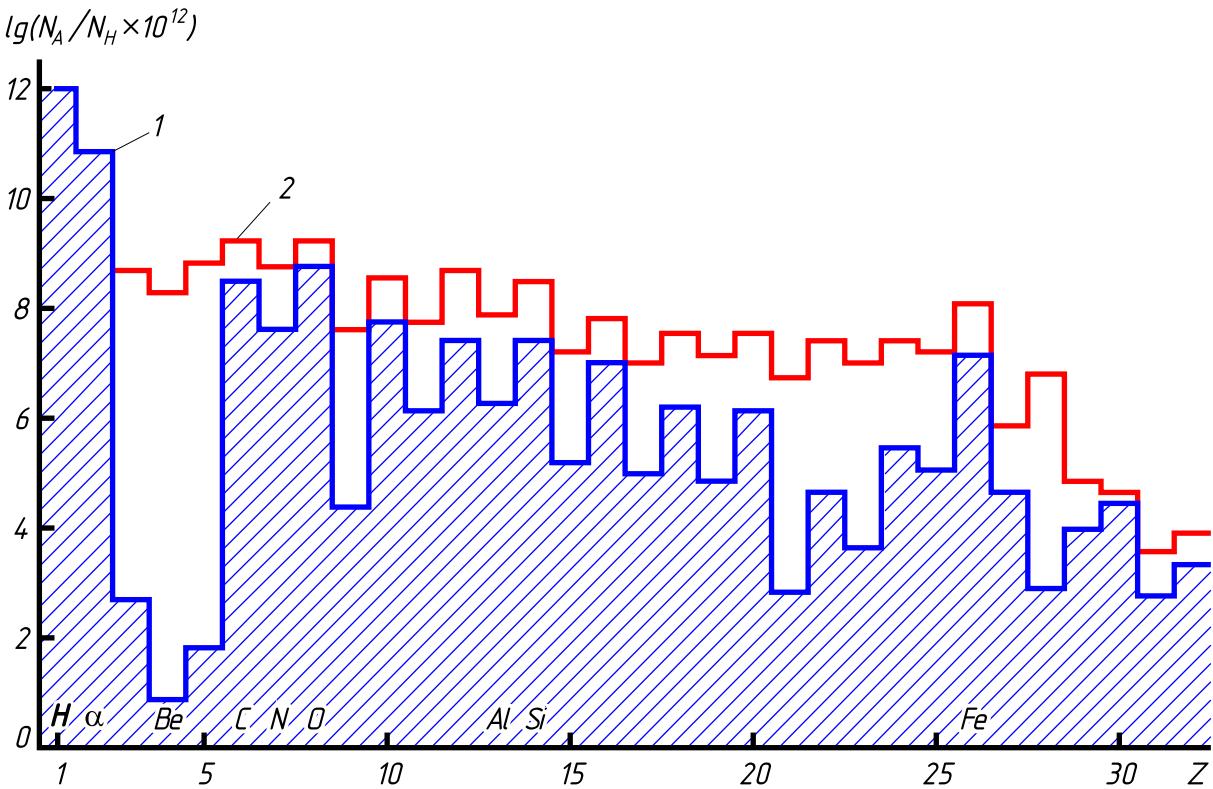


Рисунок 1. Распространённость химических элементов. 1 — Галактика; 2 — космические лучи (нормировано по содержанию водорода).

фрагментации тяжёлых ядер позволяет оценить возраст космических лучей (время их блуждания в космическом пространстве) — он составляет  $10^8$  лет. При этом оказывается, что космические лучи проходят толщу вещества около  $5 \text{ г}/\text{см}^2$ .

Количество электронов в первичном космическом излучении примерно в 100 раз меньше, чем протонов (хотя данный вопрос всё ещё обсуждается). Исследования, проведённые на спутниках и на Луне, показали, что химический состав первичного космического излучения в области малых энергий ( $E_0 < 10^{12} \text{ эВ/нуклон}$ ) очень слабо меняется с энергией: доля ядер группы L

Таблица 1. Химический состав первичного космического излучения в области энергии  $E_0 \geq 2,5 \text{ ТэВ/нуклон}$ .

группа ядер	$Z$	Интенсивность, $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$
P	1	$1300 \pm 100$
$\alpha$	2	$94 \pm 4$
L	3–5	$2,0 \pm 0,3$
M	6–9	$6,7 \pm 0,3$
H	10–19	$2,0 \pm 0,3$
VH	$\geq 20$	$0,5 \pm 0,2$

и ядер с зарядом  $17 < Z < 25$  растёт с увеличением энергии (при энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон). Однако по современным данным, в области высоких энергий состав первичных космических лучей сильно меняется от почти чистых протонов до почти чистых ядер железа и обратно.

## 2.2. Энергетический спектр первичного космического излучения

Как уже упоминалось, диапазон энергий первичных частиц, зарегистрированных в космических лучах, весьма велик: от  $10^6$  до  $10^{21}$  эВ. Разнообразны и методы исследования зависимости интенсивности  $J$  космических лучей от их энергии  $E_0$ . Вот лишь некоторые из этих методов:

- использование геомагнитных эффектов (энергии до десятков ГэВ);
- установка на спутниках ионизационных калориметров (интервал энергий от  $10^{10}$  до  $10^{15}$  эВ);
- изучение черенковской вспышки от электромагнитных каскадов, индуцированных первичными  $\gamma$ -квантами (от  $10^9$  до  $10^{15}$  эВ);
- регистрация различных компонент (заряженная, отдельно мюонная, черенковская, радио и др.) широких атмосферных ливней (энергии  $10^{15}$ – $10^{21}$  эВ);
- регистрация, при самых высоких энергиях, оптического излучения (излучение Вавилова-Черенкова и флуоресцентный свет) широких атмосферных ливней как наземными телескопами, так и системами космического базирования.

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

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

где  $\gamma = 2,75$  (до энергии  $\sim 10^{15}$  эВ). В интервале энергий  $(1\text{--}3) \cdot 10^{15}$  эВ наблюдается изменение наклона спектра до значений  $\gamma = 3,2$ . В области энергий  $E_0 \sim 10^{18}$  эВ, по некоторым данным, происходит новое изменение наклона спектра — возвращение к значению  $\gamma = 2,7$  (см. рис. 2). Этот результат нуждается в уточнении.

Самые высокие зарегистрированные значения энергии частиц достигают  $2 \cdot 10^{20}$ – $10^{21}$  эВ. Регистрация частиц, обладающих столь высокой энергией, вызывает повышенный интерес, поскольку существуют доказательства в пользу того, что в космических лучах не должно быть частиц таких высоких энергий.

Дело в том, что наша Вселенная заполнена ионизованным и нейтральным газом, а также фоновым (реликтовым) излучением, возникшим на ранних

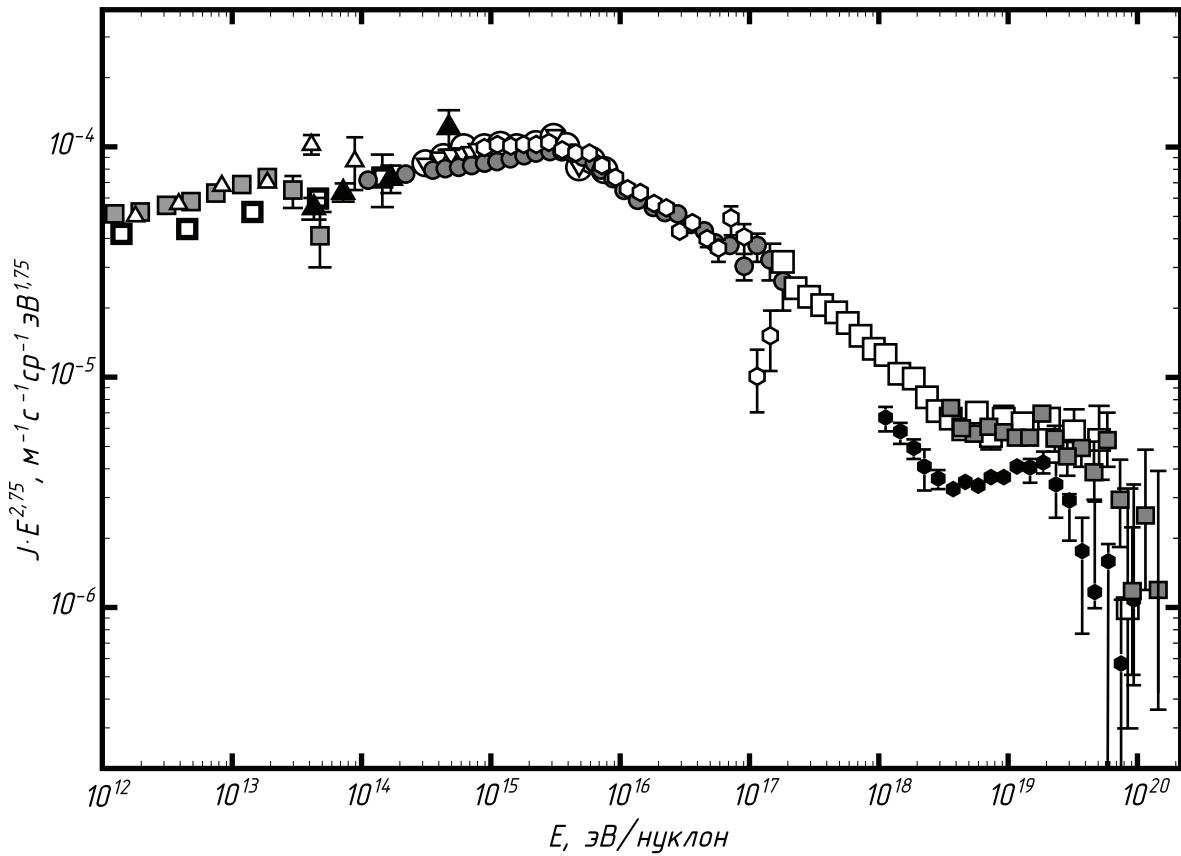


Рисунок 2. Экспериментальный энергетический спектр ПКИ в дифференциальной форме в широком интервале энергий (интенсивность умножена на  $E_0^{2.75}$ ).

стадиях развития Вселенной. Вселенная со временем расширяется, а излучение охлаждается, и к нашему времени реликтовое излучение имеет максимум интенсивности в микроволновом диапазоне (эффективная температура порядка 2,73 К). Плотность же его составляет  $n \sim 400$  фотонов/см<sup>3</sup>.

К. Грейзен [33] и независимо от него Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин [34] в 1966 г. предположили, что существование реликтового излучения должно привести к обрезанию спектра первичного излучения в области энергий больших  $10^{20}$  эВ из-за процесса фоторождения пионов во взаимодействиях первичных протонов с реликтовыми фотонами. Протоны таких энергий не должны проходить большие расстояния в межгалактической среде. Однако во всех крупных экспериментах по регистрации ШАЛ наблюдаются события с энергией  $E_0 > 10^{20}$  эВ [35, 36, 37, 38, 39, 40]. Поэтому вопрос о существовании реликтового обрезания остается открытым.

### 2.3. Источники космических лучей

Окончательной теории происхождения космических лучей в настоящее время пока ещё нет. Любая модель, претендующая на эту роль, должна объяс-

нить основные, установленные экспериментально, характеристики первичных космических лучей, а именно:

1. форму энергетического спектра космических лучей;
2. химический состав космических лучей;
3. полную энергию космических лучей;
4. практически постоянную во времени интенсивность галактических космических лучей.

Одна из первых гипотез происхождения космических лучей была разработана В. Л. Гинзбургом в 1953 г. [41]. Посмотрим, какие космические объекты предлагает эта модель в качестве источников космических лучей.

Космические лучи заполняют Галактику — сферу радиусом  $R \sim 5 \cdot 10^{22}$  см. Объем  $V$  такой сферы равен  $V_R \sim 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup>. Плотность энергии космических лучей принимается постоянной во времени и равной плотности космических лучей около Земли. Плотность энергии космических лучей составляет  $W_C \sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> =  $1,6 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>. Тогда полная энергия космических лучей  $W_{\text{к.л.}}$  в Галактике будет

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

Как уже упоминалось, во время путешествия космических лучей от их источника к Земле они проходят путь  $L \sim 5$  г/см<sup>2</sup>. Отсюда можно оценить время  $T$  жизни космических лучей:

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

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

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

Какие же из межзвездных объектов могут обеспечить такую мощность? Можно рассмотреть в качестве источников космических лучей звезды на примере Солнца. Мощность Солнца составляет  $\sim 10^{33}$  эрг/с, но это полная мощность излучения звезды во всех диапазонах и формах. Если звезды являются источниками космических лучей (опуская всю несостоятельность данной гипотезы в части анизотропии, спектра и самопротиворечивой требуемой для этого структуры магнитного поля Солнца), то в крайнем предельном случае все космические лучи, регистрируемые на Земле, должны приходить напрямую от Солнца. Какое-либо гипотетическое удержание и накопление частиц

космических лучей в околосолнечном пространстве должно уменьшить поток этих частиц от Солнца, необходимый для поддержания постоянной плотности этих частиц в околоземном пространстве. Равным образом требуемый поток уменьшится, если предположить наличие заметного вклада в поток космических лучей у Земли частиц от соседних звёзд. Таким образом, при оценке сверху можно полагать, что весь поток космических лучей, регистрируемый на Земле, генерируется Солнцем. По данным спутниковых экспериментов, полный поток космических лучей с кинетической энергией выше 0,5 ГэВ в околоземном пространстве составляет 0,3 частиц $^1\text{см}^{-2}\text{ср}^{-1}\text{с}^{-1}$ . Радиус орбиты Земли составляет  $R_\oplus = 149,6 \cdot 10^{11}$  см. Площадь сферы с радиусом Земли, через которую должен идти поток частиц, составляет  $4\pi R_\oplus^2 \sim 3 \cdot 10^{27}$  см $^2$ . т. е. полный поток частиц в полном телесном угле составит порядка  $10^{28}$  частиц/с. Энергетический спектр космических лучей довольно крутой, поэтому основную часть потока составляют частицы с энергией около 1 ГэВ. Для оценки предположим, что средняя энергия частиц 10 ГэВ (занышенная оценка). Тогда Солнце излучает в частицах  $\sim 10^{38}$  эВ/с  $\sim 10^{26}$  эрг/с (что естественно много меньше полной мощности звезды). Звёзд типа Солнца в Галактике  $\sim 10^{11}$ , следовательно, они могут обеспечить суммарную мощность лишь  $\sim 10^{37}$  эрг/с, что много меньше требуемой. Конечно, в Галактике есть и более мощные, чем Солнце, звёзды, но и их суммарная мощность далека от требуемой.

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

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

Следовательно, вспышки сверхновых звёзд могут обеспечить постоянную интенсивность космических лучей. Подробное обоснование этой гипотезы изложено в [41].

### §3. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли

Наша задача дать — качественную картину прохождения первичных космических лучей через земную атмосферу. Тем же, кого заинтересует подробная картина процессов, возникающих в атмосфере при прохождении через неё первичного излучения, предлагаем познакомиться с учебными пособиями [42, 43, 44, 45, 46].

Итак, на верхнюю границу атмосферы Земли после длительного путешествия приходят частицы первичного космического излучения. Им предстоит

преодолеть до уровня моря (по вертикали) почти  $1030 \text{ г/см}^2$  вещества, в то время как в космосе весь их путь составил  $\sim 5 \text{ г/см}^2$ .

На высотах порядка нескольких десятков километров от поверхности Земли первичные космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов воздуха. В этих взаимодействиях рождаются различного рода частицы: пионы, каоны, гипероны и т.д. Как правило, одна из вторичных частиц, того же типа, что и первичная, получает в среднем около 50 % начальной энергии (так называемый эффект «лидерования»). Поэтому такая частица в состоянии ещё несколько раз провзаимодействовать в атмосфере. Первичный нуклон с энергией  $E_0 > 10^{12} \text{ эВ}$  может испытать до десятка таких последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха. Генерированные в этих взаимодействиях заряженные пионы  $\pi^\pm$ , собственное время жизни которых  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ , затем или распадаются, или могут сами провзаимодействовать с ядрами. Заряженные пионы распадаются на мюон соответствующего знака и нейтрино:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Нейтральные пионы  $\pi^0$  из-за малого времени их жизни  $\tau \approx 10^{-16} \text{ с}$  практически сразу распадаются на два  $\gamma$ -кванта, давая тем самым начало электронно-фотонной компоненте:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma.$$

Действительно, энергия, которую получает эта пара квантов, много больше массы покоя нейтрального пиона  $\pi^0$  ( $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ МэВ}$ ), и следовательно для таких  $\gamma$ -квантов наиболее вероятным процессом взаимодействия со средой будет образование электрон-позитронных пар  $e^+e^-$ . Электроны, в свою очередь, за счёт тормозного излучения на ядрах атомов воздуха, дают опять высокоэнергичные  $\gamma$ -кванты, которые опять дадут пару  $e^+e^-$ , и так далее. Этот процесс — электронно-фотонный или электромагнитный каскад — развивается в атмосфере до тех пор, пока средняя энергия частиц не упадёт ниже критической (81 МэВ для воздуха при нормальных условиях), после которой процессы потерь энергии (ионизация среды электронами и Комpton- и фотоэффекты для  $\gamma$ -квантов) и процессы поглощения частиц начинают преобладать над процессами рождения частиц.

Таким образом, в атмосфере развивается, во-первых, каскад из ядерно-активных частиц (пионы, каоны, нуклоны и т. д.) и, во-вторых, электронно-фотонный каскад за счёт процессов тормозного излучения и образования пар (см. рис. ??).

Так как размножение частиц в этих каскадах ограничивается процессами диссипации энергии, то для ядерных каскадов (пионы, каоны и др.) такими

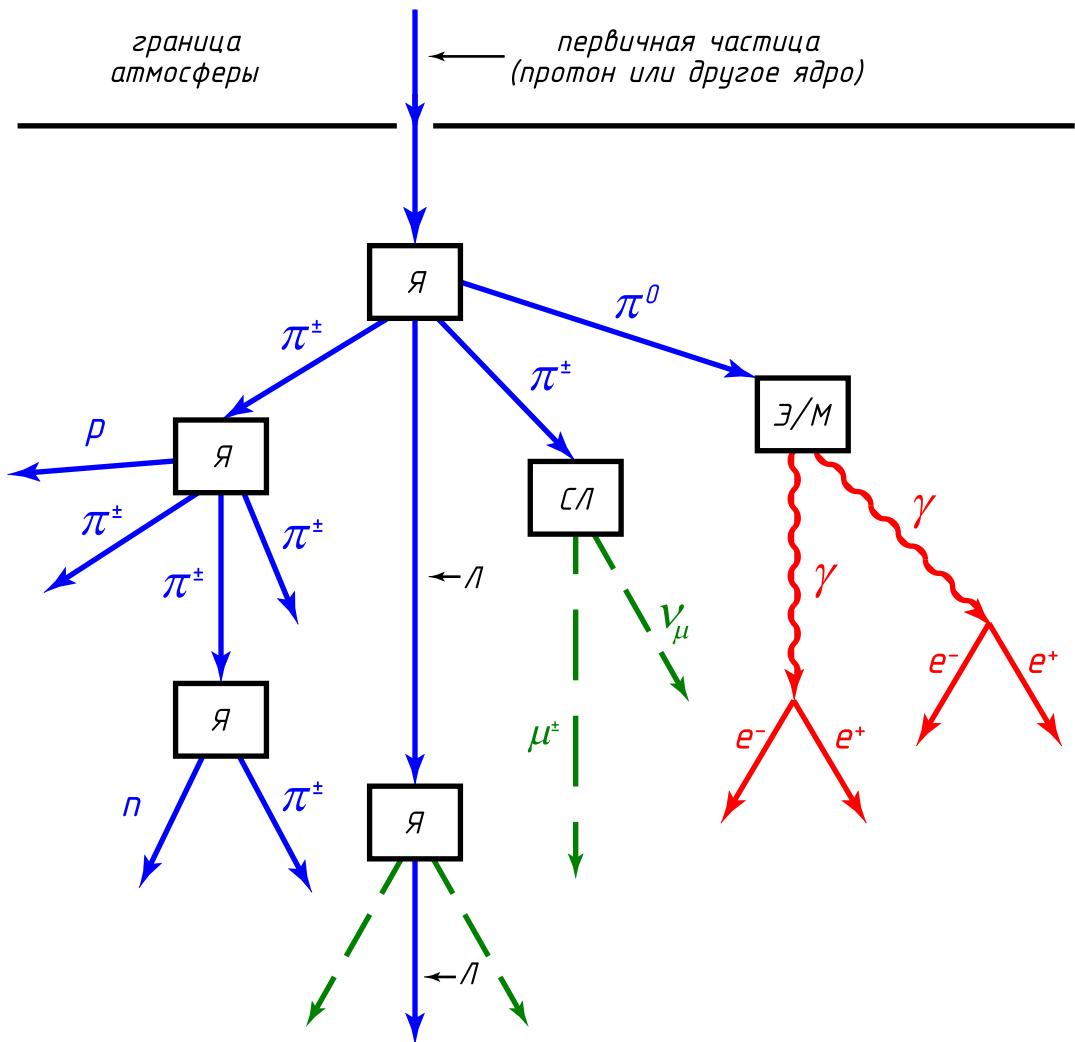


Рисунок 3. Качественная схема взаимодействия протона космических лучей с ядрами в земной атмосфере: Л — лидирующая частица; Я — ядерное взаимодействие; Э/М — электромагнитное; СЛ — слабое.

диссипационными процессами будут распады частиц, в результате которых вместо ядерно-активных частиц рождаются ядерно-пассивные (мюоны и нейтрино) или, как в случае распада нейтрального пиона или редких (менее  $10^{-4}$ ) распадов заряженных пионов напрямую в пару электрон-нейтрино, энергия перейдёт в электронно-фотонную компоненту. Например, для заряженных пионов можно показать, что распадный процесс станет преобладающим над процессом генерации, когда их энергия достигнет некоторой критической величины

$$E_{\text{кр}} = \frac{m_\pi c^2 \cdot h}{c \tau_0}, \quad (6)$$

где  $h$  — геометрическая 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 геометрической длины  $h$  среднему пробегу до распада

$L_{\text{расп}}$ :

$$L_{\text{расп}} = \frac{c\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (7)$$

где  $\tau_0$  — время жизни заряженного пиона ( $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  с) и  $m_\pi$  — масса заряженного пиона ( $\sim 140$  МэВ/с $^2$ ). Приравнивая  $h$  к  $L_{\text{расп}}$  и учитывая, что полная энергия пиона определяется выражением:

$$E = \frac{m_\pi c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (8)$$

получим искомое выражение для критической энергии:

$$E_{\text{кр}} = \frac{m_\pi c^2 \cdot h}{c\tau_0}. \quad (9)$$

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 = 10 ГэВ (у электромагнитного каскада, напомним, эта энергия равна 81 МэВ).

Как было указано выше, заряженные пионы распадаются на мюоны и нейтрино. Мюон — короткоживущий лептон (время жизни  $\tau_\mu \simeq 2,2 \cdot 10^{-6}$  с), массой  $m_\mu = 208$   $m_e = 105$  МэВ/с $^2$ , распадающийся на электрон, мюонное нейтрино и электронное антинейтрино:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Максимальное количество мюонов в каскадах в атмосфере генерируется на высотах 10–20 км. Основными процессами, за счёт которых мюоны поглощаются в атмосфере, являются распад и ионизационные потери. Посмотрим, какое расстояние сможет пролететь, не распавшись, мюон, имеющий, например, энергию  $E \sim 2 \cdot 10^9$  эВ, то есть найдем его распадный пробег. Время жизни такого мюона равно:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\tau_0 E}{m_\mu c^2}. \quad (10)$$

Тогда

$$L_{\text{расп}} = \tau \beta c = \frac{\tau_0 \beta c E}{m_\mu c^2}. \quad (11)$$

При энергии порядка 2 ГэВ для мюона  $\beta \simeq 1$ , что даёт  $L_{\text{расп}}$  около 13 км.

Таким образом, из области максимальной генерации мюонов до земли могут доходить лишь мюоны с энергией более  $5 \cdot 10^9$  эВ.

На ионизацию в атмосфере мюоны теряют в среднем около  $1,8 \text{ МэВ}/(\text{г}\cdot\text{см}^2)$ . При ионизации примерно в 30 % случаев выбитому электрону передаётся значительная энергия ( $10^3$ – $10^4$  эВ). Такие электроны называются  $\delta$ -электронами и сами способны ионизировать среду.

Радиационные потери (потери на тормозное излучение) заряженных частиц обратно пропорциональны квадрату массы. Тогда, в сравнении с электронами, мюоны теряют на единице длины в 40 000 раз меньше энергии.

Таким образом, 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) [47, 48]:

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

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

Следует отметить, что состав жёсткой компоненты на разных высотах в атмосфере неодинаков. На уровне моря жёсткая компонента состоит из мюонов, а на верхней границе атмосферы — из протонов и  $\alpha$ -частиц.

При высоких энергиях первичной частицы ( $E_0 > 10^{14}$  эВ) в атмосфере Земли число её вторичных потомков в ядерных и электронно-фотонных каскадах достигает  $10^6$ – $10^9$  частиц. Это явление получило название широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Частицы широкого атмосферного ливня регистрируются с помощью многочисленных и разнообразных детекторов, размещённых на площади в несколько квадратных километров. Измерение числа частиц разной природы в широком атмосферном ливне, их энергетических и пространственных характеристик позволяет получить информацию о характеристиках первичных частиц и их взаимодействиях.

Итак, наличие у Земли довольно толстого слоя атмосферы позволяет первичным космическим лучам испытать многократные взаимодействия и развиться каскадным процессам, а также является причиной появления мюонов в широких атмосферных ливнях. Основными источниками вторичного излучения в атмосфере являются:

1. для мюонов — распад заряженных пионов;
2. для электронно-фотонной компоненты:
  - 2.1 распад нейтральных пионов с последующим образованием электронно-фотонного каскада;

- 2.2 распад мюонов;
- 2.3 образование  $\delta$ -электронов мюонами.

Изучение лептонной компоненты космического излучения на уровне моря. Известно, что космические лучи на уровне моря состоят в основном из лептонов — мюонов и электронов. Различия в свойствах электронов и мюонов хорошо видны при изучении поглощения этих частиц в плотных средах, например, в свинце. Впервые это наблюдал в своих экспериментах Б. Росси [49].

В предлагаемой лабораторной работе изучаются состав и интенсивность космического излучения на уровне моря, а также определяется время жизни мюонов по их угловому распределению. Первоначальный вариант данной лабораторной работы был предложен и осуществлён под руководством профессора Н. Л. Григорова [50].

В настоящее время проведена полная модернизация экспериментальной установки: заменены электронная часть (использованы современные микросхемы и цифровая индикация), а также высоковольтные и низковольтные блоки питания. Предусмотрена компьютерная обработка экспериментальных данных.

## §4. Изучение состава космических лучей

### 4.1. Старая установка

Схема данной установки изначально предложена Б. Росси [51]. Установка, предназначенная для изучения состава и интенсивности различных компонент вторичных космических лучей, состоит из трёх рядов газоразрядных счётчиков Гейгера — Мюллера, собственно и являющихся детекторами излучения (см. рис. 4). В каждом ряду находится пять параллельно включенных счётчиков. Между рядами счётчиков можно размещать пластины свинцового фильтра. Установка регистрирует только такие события, когда одна и та же частица проходит через все три ряда счётчиков. Это осуществляется использованием специальной схемы — схемы тройных совпадений. Для этого каждый ряд счётчиков подключён к своему входу схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает тогда и только тогда, когда все три ряда счётчиков одновременно фиксируют прохождение через себя частицы. Выходной импульс со схемы совпадений поступает для регистрации на счётное устройство, оснащённое таймером. Отсчёт времени ведётся в секундах.

### 4.2. Новая установка

Новая установка для изучения состава космических лучей состоит из двух сцинтилляционных детекторов, расположенных на расстоянии порядка 40 см друг от друга, набора свинцовых фильтров, блока электроники (включающего в себя аналого-цифровой преобразователь и схемы совпаде-

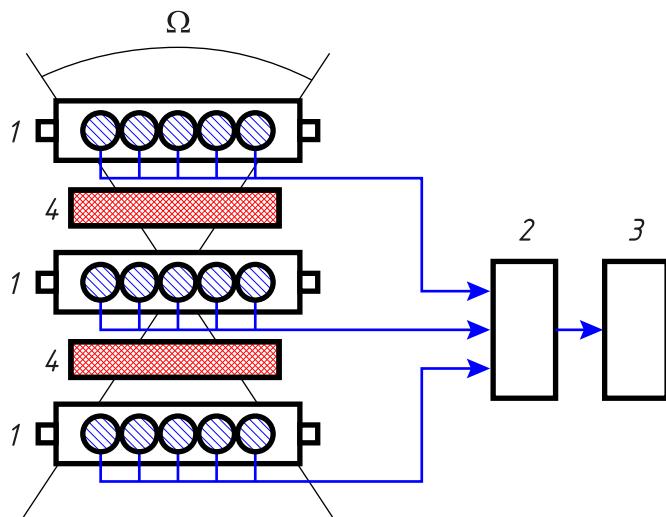


Рисунок 4. Схема установки: 1 — ряды счётчиков Гейгера — Мюллера; 2 — схема совпадений; 3 — счётное устройство и таймер; 4 — свинцовый фильтр.

ний) и рабочей станции (см. рис. 5). Сцинтиляционный детектор установки содержит в себе массивный блок пластикового сцинтиллятора размером  $24,5 \times 24,5 \times 4,5$  см<sup>3</sup>, фотоэлектронный умножитель и блок электроники, обеспечивающий работу ФЭУ. Расположенные между детекторами свинцовые фильтры (набор пластин толщиной 1, 2 и 5 см) свободно перемещаются по направляющим и могут быть размещены между детекторами или в стороне от них. Вся установка может быть наклонена на угол вплоть до  $90^\circ$ , что позволяет изучать угловое распределение космических лучей.

Блок электроники установки содержит в себе аналого-цифровой преобразователь (АЦП), преобразующий ток с анода ФЭУ в цифровой сигнал, схему совпадений, позволяющую выделять сигналы только от частиц, прошедших через оба детектора, буфер данных и блок сопряжения, передающий оцифрованные сигналы на рабочую станцию.

#### 4.3. Принцип работы «телескопа»

Расположение счётчиков и требование их одновременного срабатывания во всех трёх рядах на старой установке или обоих детекторов на новой установке (схема совпадений) выделяет в пространстве определённый телесный угол  $\Omega$  (см. рис. 4). Регистрируются только те заряженные частицы, которые прошли внутри телесного угла  $\Omega$ . Такую установку называют телескопом.

Скорость счёта частиц  $I$  телескопом при фиксированном потоке частиц  $J$  определяется площадью детекторов  $S$  (чем больше, тем больше скорость счёта) и тем телесным углом  $\Omega$ , в котором регистрируются частицы. Таким образом, скорость счёта определяется соотношением:

$$I = JS\Omega, \quad (12)$$

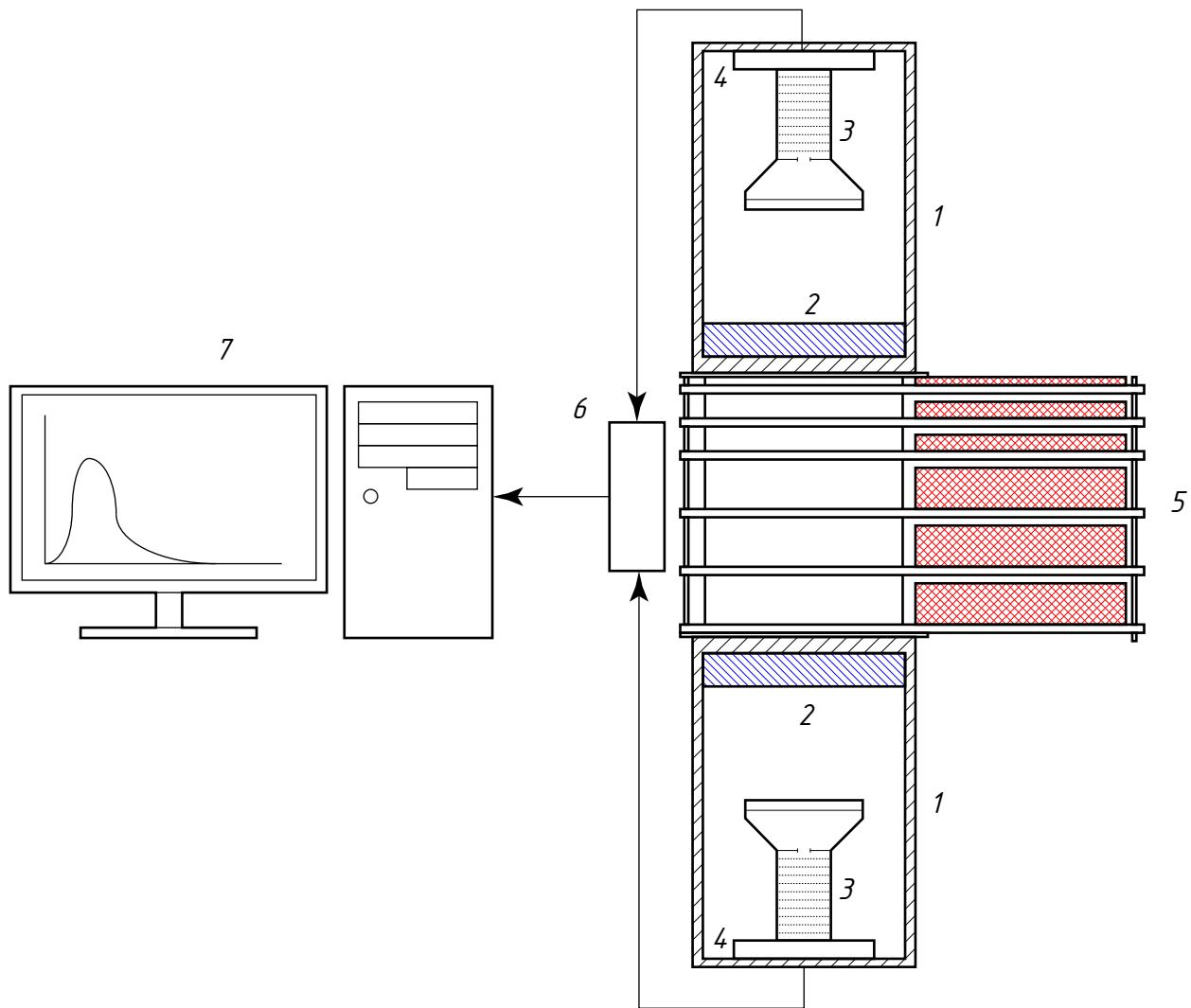


Рисунок 5. Схема установки: 1 — сцинтилляционный детектор; 2 — блок сцинтиллятора; 3 — ФЭУ; 4 — блок электроники ФЭУ; 5 — свинцовый фильтр; 6 — блок АЦП и схема совпадений; 7 — рабочая станция.

где  $S\Omega$  — произведение регистрирующей площади на телесный угол, «просматриваемый» установкой, называемое геометрическим фактором установки.

У большинства реальных установок не вся площадь детектора регистрирует частицы из полного телесного угла, просматриваемого установкой. Частицы, влетающие под большими углами, должны попасть на небольшой участок с краю верхнего детектора, чтобы зацепить участок нижнего, или, иными словами, должны попасть в небольшую область в центре среднего детектора (см. рис. 4). Таким образом, геометрический фактор установки  $k$  имеет смысл произведения эффективной площади  $S^{\text{эфф}}$  (отнюдь не равной площади детектора) на эффективный телесный угол  $\Omega^{\text{эфф}}$ . Сам же геометрический

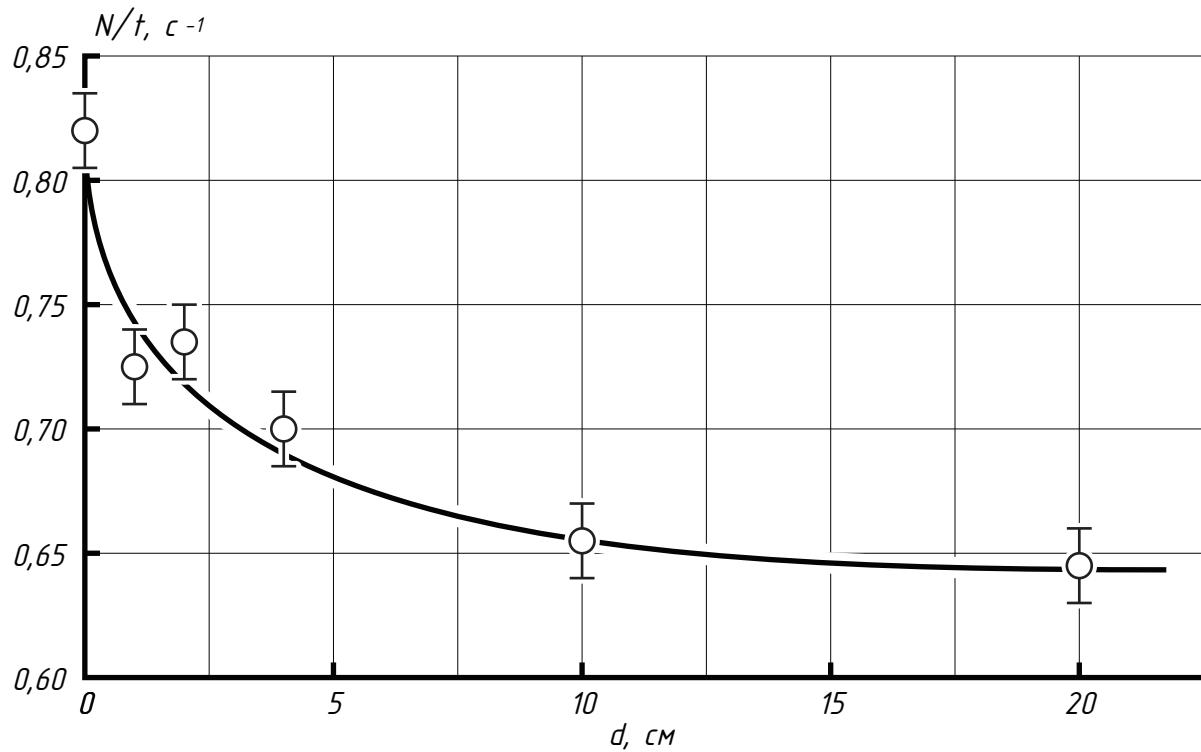


Рисунок 6. Кривая поглощения частиц космических лучей в свинце.

фактор определяется интегралом:

$$k = \int_S \Omega dS. \quad (13)$$

Для данной геометрии установки это выражение преобразуется в:

$$k = \iiint_{0 \ 0 \ 0}^{a \ b \ a \ b} \frac{d \ dx_1 dy_1 dx_2 dy_2}{\left( (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2 \right)^{3/2}} , \quad (14)$$

где  $a$  и  $b$  — длина и ширина ряда счётчиков, а  $d$  — расстояние между центрами крайних рядов счётчиков. Данный интеграл проще всего взять численно. Подробно о том, что такое геометрический фактор и как его вычислить, смотри параграф 5.

В данном же упражнении с помощью телескопа нужно получить кривую поглощения, то есть зависимость скорости счёта частиц вторичного космического излучения  $I$  от толщины фильтра  $x$ , в данном случае, свинца (см. рис. 6).

По изменению потока частиц в зависимости от толщины свинца можно видеть, что космическое излучение на уровне моря состоит из двух компонент: мягкой, которая быстро поглощается свинцом, и жёсткой,

которая проходит практически без поглощения 20 см свинца. Как уже упоминалось выше, мягкая компонента состоит из электронов и фотонов, которые быстро поглощаются свинцом, жёсткая компонента состоит из мюонов. По современным, представлениям электроны и мюоны относятся к одному классу частиц — лептонам, которые не участвуют в сильных взаимодействиях и являются бесструктурными, точечными частицами. Взаимодействия заряженных лептонов с веществом происходят только за счёт электромагнитных процессов: у электронов высокой энергии это тормозное излучение, у мюонов высокой энергии — ионизационное поглощение.

### Порядок работы.

Все измерения следует проводить с 3 % статистической точностью (относительная ошибка  $\delta = 1/\sqrt{N}$ , где  $N$  — число измерений).

Включение и выключение набора статистики и таймера производится одним тумблером.

1. Включить сетевое питание «сеть».
2. Измерить общую скорость счёта мюонов и электронов космического излучения без свинцового фильтра. При достижении требуемой статистики остановить набор. Записать зарегистрированное число отсчётов  $N$  и время набора  $t$  (в секундах).
3. Кнопкой «сброс» установить режим для следующего набора статистики.
4. Поставить поочередно свинцовые фильтры толщиной 1, 2, 4, 5, 7, 10, 15 и 20 см и измерить соответствующее число частиц и время набора. Данные занести в таблицу 2 .

Таблица 2. Оформление результатов первого упражнения.

№	Толщина фильтра		Количество отсчётов, $N$	Время $t$ , с	Скорость счёта $I = N/t$ , $\text{с}^{-1}$
	см	$\text{г}/\text{см}^2$			
1	0				
2	1				
3	2				
4	4				
5	5				
6	7				
7	10				
8	15				
9	20				

### Обработка результатов.

1. Построить график зависимости скорости счёта частиц от толщины фильтра  $x$ , измеренной в  $\text{г}/\text{см}^2$ :

$$x[\text{г}/\text{см}^2] = x[\text{см}] \cdot \rho[\text{г}/\text{см}^3]$$

(плотность свинца  $\rho_{\text{Pb}}$  равна  $11,34 \text{ г}/\text{см}^3$ ).

2. Определить скорость счёта мюонов  $I_\mu$  (число частиц в секунду) и электронов  $I_e$  (число частиц в секунду) путём фитирования экспериментальных данных теоретической кривой:

$$I(x) = I_e e^{(-x/x_0)} + I_\mu. \quad (15)$$

3. Рассчитать геометрический фактор установки  $k$ .

4. Определить абсолютные значения общей интенсивности космического излучения на уровне моря  $J_0$ , а также мюонной  $J_\mu$  и электронной  $J_e$  компонент и их отношение. Абсолютная интенсивность связана со скоростью счёта установки соотношением:

$$J = I/k. \quad (16)$$

5. Сравнить полученные значения  $J_e$  и  $J_\mu$  с имеющимися в литературе экспериментальными данными (см. также п. 3 настоящего описания).

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

Обработка экспериментальных данных (пп.1–3) может быть выполнена с помощью подготовленных программ в помещении практикума.

## §5. Геометрический фактор установки

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 приводит к увеличению геометрического фактора за счёт увеличения угла, в котором регистрируются частицы.

Формально приблизить друг к другу детекторы нельзя, однако можно исключить из схемы совпадений верхний или нижний детектор (его сигналы перестанут иметь значение).

## 5.1. 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  $\gamma$ -кванта комптоновским телескопом редко бывает выше 10 %. Тогда под геометрическим фактором установки понимается *эффективный геометрический фактор установки*, который при этом может зависеть от типа и энергии частицы.

Так как геометрический фактор связывает между собой скорость счёта установки  $[c^{-1}]$  и дифференциальный поток частиц  $[c^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ ср}^{-1}]$ , то его размерность будет  $[\text{см}^2 \text{ ср}^1]$  (иными словами, «некоторый» угол, умноженный на «некоторую» площадь).

## 5.2. 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 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 (13):

$$k = \int_S \Omega dS, \quad (17)$$

где  $S$  — площадь, занимаемая детектором;  $dS$  — элементарная площадка в детекторе;  $\Omega$  — 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 (17) можно переписать в виде:

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega, \quad (18)$$

где  $\Omega$  — 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 потоку.

В рамках данной задачи практикума для нахождения геометрического фактора установки (являющейся телескопом) можно воспользоваться как выражением (17), так и выражением (18).

В первом случае возьмём как основную плоскость нижнего детектора и разобьём её на элементарные площадки  $dS_1 = dx_1 dy_1$ . Тогда интеграл (17) можно будет записать как:

$$k = \iint_{0 0}^{a b} \Omega dx_1 dy_1, \quad (19)$$

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  $\Omega$ , 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

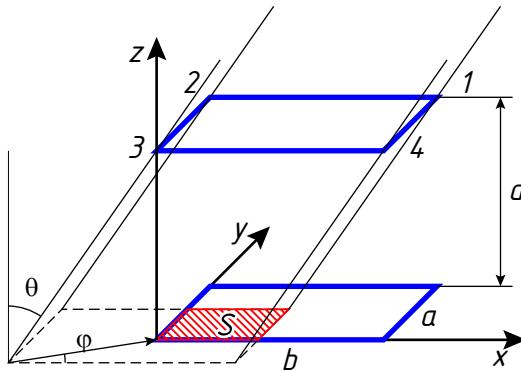


Рисунок 7. Проекция верхней чувствительной плоскости детектора на нижнюю плоскость (синие контуры) и область их пересечения  $S$  (красная заштрихованная область).

телесным углом:

$$d\Omega = \frac{dx_2 dy_2}{r_{12}^2} \cdot \frac{d}{r_{12}}, \quad (20)$$

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 длина  $\mathbf{r}_{12}$  будет определяться выражением:

$$r_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2}. \quad (21)$$

Тогда интеграл (19) примет вид:

$$k = \iint_0^a \iint_0^b \iint_0^a \iint_0^b \frac{d}{((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + d^2)^{3/2}} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (22)$$

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 7 для потока частиц, падающих на детектор под углами  $(\theta; \phi)$ , приведена площадь  $S$ , на которой эти частицы регистрируются. Для нахождения этой площади спроектируем верхний детектор на нижний. В зависимости от угла  $\phi$  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  $\phi$  на 4 равные части:

$$k = \int_{\Omega} S d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\phi}} S \sin(\theta) d\theta d\phi = 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\theta_{\phi}} S \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (23)$$

где  $\theta_{\phi}$  — предел интегрирования по  $\theta$ , зависящий от выбранного угла  $\phi$ .

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  $\theta$  и  $\phi$  будет определяться выражением:

$$S = (a - d \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta)) (b - d \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta)). \quad (24)$$

При этом естественны ограничения на углы  $\theta$  и  $\phi$ :

$$\begin{aligned} \sin(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< a/d, \\ \cos(\phi) \operatorname{tg}(\theta) &< b/d, \end{aligned} \quad (25)$$

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  $\theta_{\phi}$ :

$$\theta_{\phi} = \begin{cases} \operatorname{arctg}\left(\frac{b}{d \sin(\phi)}\right), & \text{при } \phi < \operatorname{arctg}(a/b) \\ \operatorname{arctg}\left(\frac{a}{d \cos(\phi)}\right), & \text{при } \phi \geq \operatorname{arctg}(a/b). \end{cases} \quad (26)$$

Подстановка этих пределов, а так же выражения (24) в интеграл (23) позволяет получить довольно громоздкое выражение для геометрического фактора. Однако в указанном двойном интеграле возможно взять в элементарных функциях только первый интеграл по  $\theta$ , второй интеграл по  $\phi$  в элементарных функциях не берётся. Стоит отметить, что полученное в итоге промежуточного интегрирования выражение будет легко поддаётся численному расчёту за существенно меньшее число операций и времени, с существенно большей точностью, нежели интеграл (22).

### 5.3. Учёт конечного размера элементов детектора

В новой установке чувствительными элементами детектора выступают два сплошных блока пластикового сцинтиллятора, и описанный выше подход полностью оправдан. В старой же установке чувствительными элементами являются ряды счётчиков Гейгера — Мюллера. Для такого детектора картина регистрации будет несколько сложнее.

Сам по себе счётчик Гейгера — Мюллера регистрирует все попадающие

в него частицы, если эти частицы оставляют в нём достаточную ионизацию для начала развития каскада\*. Для этого заряженная частица должна пройти какое-то минимальное расстояние внутри счётчика. Если это расстояние мало, то и вероятность столкновения хотя бы с одним нейтральным атомом и его последующей ионизацией также мала. А если ни один атом не будет ионизован при прохождении частицы, то счётчик не сработает и частица не будет зарегистрирована. Оценить характерный пробег релятивистской частицы до генерации ею одной ион-пары можно из величины удельных ионизационных потерь (сколько энергии теряет частица проходя определённую толщину вещества) и средней энергии ионизации (сколько энергии надо потратить, чтобы ионизовать нейтральный атом) для газа счётчика.

В счётчиках старой установки находится аргон под давлением около 7,3 кПа. Для аргона удельные ионизационные потери мюона  $\varepsilon$  составляют около  $1,9 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$ . То есть, при прохождении мюоном в веществе такой длины пути  $l$ , что её произведение на плотность будет равна  $1 \text{ г}/\text{см}^2$  (чем плотнее вещество, тем меньшую длину надо пройти), он теряет 1,9 МэВ энергии. Средняя энергия ионизации аргона  $E_{ion} = 188 \text{ эВ}$ . То есть мюон должен пройти толщину  $x = E_{ion}/\varepsilon \approx 10^{-4} \text{ г}/\text{см}^2$ .

Плотность аргона  $\rho$  при давлении 7,3 кПа и комнатной температуре составляет  $1,198 \cdot 10^{-4} \text{ г}/\text{см}^3$ . Так как толщина слоя вещества по определению  $x = \rho l$ , то  $l = x/\rho \approx 8 \text{ мм}$ . Мюону нужно пройти всего 8 мм внутри счётчика чтобы тот сработал. Из простых геометрических соображений можно найти, что для счётчика диаметром  $D = 30 \text{ мм}$  хорда длиной  $l = 8 \text{ мм}$  имеет высоту всего 0,5 мм. То есть эффективный диаметр счётчика  $D_{eff}$  всего 1 мм меньше его полного внутреннего диаметра  $D$ .

С другой стороны, это означает, что с учётом неизбежных зазоров между счётчиками, конечной толщины стенок колбы и несколько меньшего эффективного диаметра, в ряду из 5 счётчиков наличествуют зазоры между чувствительными элементами шириной примерно по  $h = 2 \text{ мм}$ . Для корректной оценки геометрического фактора эти зазоры необходимо учесть.

Для верхнего и нижнего рядов счётчиков эти зазоры учитываются естественным образом — частица случайным образом может попасть в любую точку верхнего ряда счётчиков, пройти установку и попасть в случайную точку нижнего ряда счётчиков. Из теории вероятностей следует, что вероятность случайно попасть в плоскую геометрическую фигуру пропорциональна отношению площади этой фигуры к полной площади, куда попадают точки. Тогда вероятность  $p$  попасть в чувствительную область ряда из 5 счётчиков будет равна отношению площади самих чувствительных областей  $5S$  к полной площади с учётом зазоров  $5S + 4hL$ , где  $L$  — длина счётчика, а  $S = LD_{eff}$  — чувствительная площадь счётчика. Для данной установки величина  $p$  составляет около 95 %. Для верхнего и нижнего счётчиков вместе получается  $p^2$  —

\*Подробнее про счётчик Гейгера — Мюллера см. приложение А.

всего лишь 90 % вероятность регистрации частиц, даже если они приходят на установку внутри нужного угла (попадают внутрь верхней и нижней чувствительных областей детектора, синие области на рис. 7). Учёт влияния среднего ряда счётчиков\* понижает эту вероятность до 87 %.

Таким образом, геометрический фактор старой установки из-за зазоров между областями эффективной регистрации частиц счётчиками на 13 % меньше, чем рассчитанный в лоб из простых соображений сплошных регистрирующих плоскостей.

---

\*Сама по себе задача учёта среднего ряда достаточно интересна, но чрезчур объёмна, поэтому рекомендуется к самостоятельному рассмотрению.

## Приложения

### §A. 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 трубы и тонкой металлической нити, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка катодом. Торцевый 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.

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. 8 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, со-

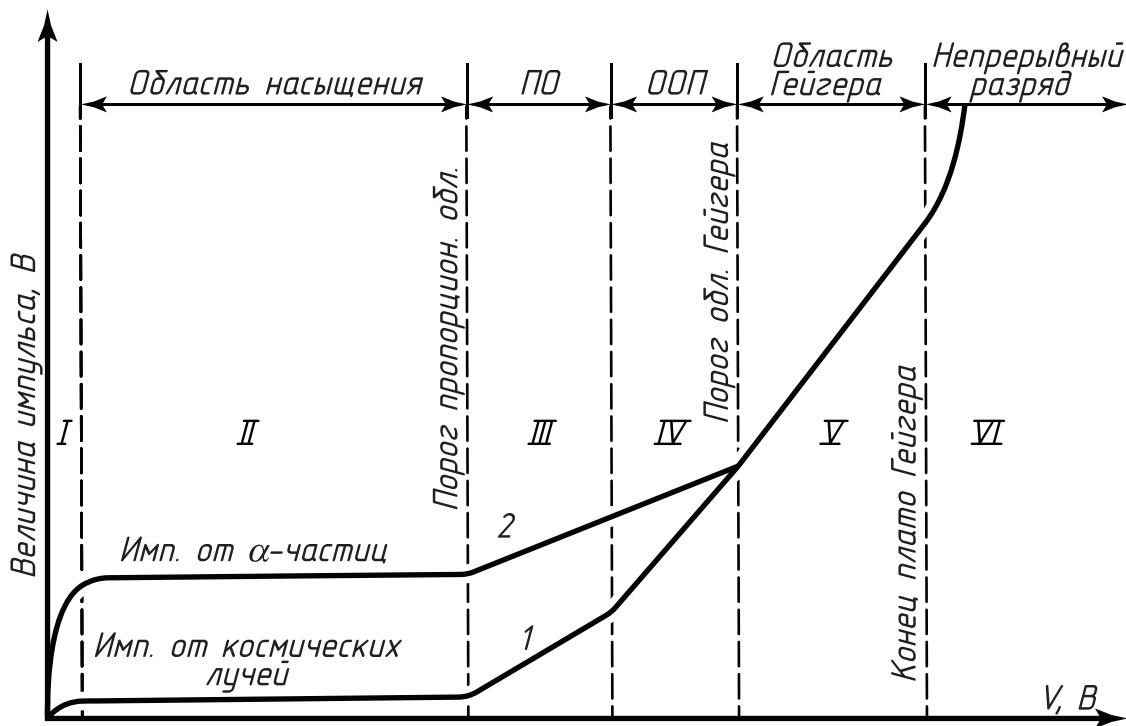


Рисунок 8. Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

бираются 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 разился 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 энергию, 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 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. de Coulomb C. A. *Premiere 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.
2. de Coulomb C. A. *Quatrième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1786. P. 67–77.
3. de Coulomb C. A. *Cinquième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1787. P. 421–467.
4. de Coulomb C. A. *Sixième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1788. P. 617–705.
5. de Coulomb C. A. *Septième Memoire sur l'Electricite et le Magnetism* Histoire de l'Académie Royal des Sciences. 1789. P. 455–505.
6. *Experimental researches in electricity by Michael Faraday* London: J. M. Dent. 2<sup>nd</sup> ed, 1922.
7. Crookes W. *On electrical insulation in high vacua* Proceedings of the Royal Society of London. 1879. Vol. 28, no. 190–195. P. 347–352.
8. Bequerel H. *Sur les radiations invisibles emises par les corps phosphorescents* // Comptes Rendus. 1896. Vol. 122. P. 501–503.
9. Eve A. S. *Observations on the Active Deposit of Radium in Mid-ocean* // Nature. 1908. Vol. 78. P. 604.
10. Rutherford E., Geiger H. *The Charge and Nature of the  $\alpha$ -Particle* // Royal Society of London Proceedings Series A. 1908. Vol. 81. P. 162–173.
11. Rutherford E. *Radio-activity of Ordinary Materials* // Nature. 1903. Vol. 67. P. 511–512.
12. Elster J., Geitel H. *Über die radioaktivität der erdsubstanz als eine der ursachen des Ionengehaltes der atmosphäre* // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research). 1904. Vol. 9. P. 49.
13. Wulf T. *On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere* // Physikalische Zeitschrift. 1909. Vol. 1, no. 152–157. P. 124.
14. Gockel A. *Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt* // Physikalische Zeitschrift. 1910. Vol. 11. P. 280–282.

15. Hess V. F. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten* // Physikalische Zeitschrift. 1912. Vol. 13. P. 1084–1091.
16. Kolhörster W. *Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen* // Physikalische Zeitschrift. 1913. Vol. 14. P. 1153–1156.
17. 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.
18. 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.
19. Kolhörster W. *Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von Gamma-Strahlen* // Naturwissenschaften. 1928. Vol. 16. P. 1044–1045.
20. Millikan R., Otis R. *High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations* // Physical Review. 1926. Vol. 27. P. 645–658.
21. Millikan R. A. *High Frequency Rays of Cosmic Origin* // Science. 1925. Vol. 62. P. 445–448.
22. Myssowsky L., Tuwim L. *Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser* // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol. 35, no. 4. P. 299–303.
23. Myssowsky L., Tuwim L. *Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe* // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol. 39, no. 2-3. P. 146–150.
24. Skobelzyn D. *Über eine neue Art sehr schneller  $\beta$ -Strahlen* // Zeitschrift für Physik. 1929. Vol. 54, no. 9-10. P. 686–702
25. 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.
26. Capdevielle J. N., Fujinaga T., Ichimura M. et al. *High Energy Cosmic-Ray Observation at Concorde Level* // 20<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference. 1987. Vol. 5. P. 182–184.
27. Anderson C. D. *The positive electron* // Physical Review. 1933. Vol. 43, no. 6. P. 491–494.
28. Neddermeyer S. H., Anderson C. D. *Cosmic-ray particles of intermediate mass* // Physical Review. 1938. Vol. 54, no. 1. P. 88.

29. Occhialini G. P. S., Powell C. F. *Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass* // Nature. 1947. Vol. 159. P. 186–190.
30. Rochester G. D., Butler C. C. *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles* // Nature. 1947. Vol. 160. P. 855–857.
31. 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.
32. 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.
33. Greisen K. *End to the Cosmic-Ray Spectrum?* // Physical Review Letters. 1966. Vol. 16. P. 748–750.
34. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. *О верхней границе спектра космических лучей* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 114–117.
35. Linsley J. *Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy  $10^{20}$  eV* // Physical Review Letters. 1963. Vol. 10. P. 146–148.
36. Bird D. J., Corbato S. C., Dai H. Y. et al. *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation* // Astrophysical Journal, Part 1. 1995. Vol. 441, no. 1. P. 144–150.
37. Sokolsky P. *Final Results from the High resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment* // Nuclear Physics B — Proceedings Supplements. Proceedings of the Cosmic Ray International Seminars (CRIS 2010) 100 years of Cosmic Ray Physics: from pioneering experiments to physics in space. 2011. Vol. 212. P. 74–78.
38. The Pierre Auger Collaboration. *Correlation of the Highest Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects* // Science. 2007. Vol. 318, no. 5852. P. 938–943.
39. Glushkov A. V., Pravdin M. I., Sabourov A. V. *Revision of the energy calibration of the Yakutsk extensive air shower array* // Physical Review D. 2014. Vol. 90, no. 1. P. 012005.
40. Dawson B. R, Mariş I. C., Roth M. et al. *The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies* // European Physical Journal Web of Conferences. 2013. Vol. 53. P. 1005.
41. Гинзбург В. Л. *Происхождение космических лучей и радиоастрономия* // Успехи физических наук. 1953. Т. 51, № 11. С. 343–392.

42. Мурzin В. С. *Введение в физику космических лучей*. 3 изд. Москва: Атомиздат, 1988.
43. Калмыков Н. Н. *Космические лучи сверхвысоких энергий* // Цикл лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. Издательство Московского университета Москва, 2001. С. 5–52
44. Ракобольская И. В., Калмыков Н. Н., Свертилов С. И. *Введение в физику космических лучей. Конспект лекций, часть 1*. Москва: УНЦ ДО, 2003.
45. Ракобольская И. В., Калмыков Н. Н. *Введение в физику космических лучей. Конспект лекций, часть III*. Москва: Издательство Московского университета, 2004.
46. Мурzin В. С. *Астрофизика космических лучей. Классический университетский учебник*. 4 изд. Москва: Унивеситетская книга, 2013.
47. 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.
48. Rossi B. *Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena* // Rev. Mod. Phys. 1948. Vol. 20. P. 537–583.
49. Rossi Б. Б. *Космические лучи*. 2 изд. Москва: Атомиздат, 1966.
50. Григоров Н. Л. *Состав и свойства космического излучения на уровне моря* // Космические лучи, практикум по ядерной физике. Москва: Физматгиз, 1962. С. 5–12.
51. Rossi B. *Method of Registering Multiple Simultaneous Impulses of Several Geiger's Counters* // Nature. 1930. Vol. 125. P. 636.
52. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. *GEANT4 – a simulation toolkit* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 506, no. 3. P. 250–303.
53. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. *GEANT4 developments and applications* // Nuclear Science, IEEE Transactions. 2006. Vol. 53, no. 1. P. 270–278.