

Оглавление

	Стр.
Глава 1. Распространение релятивистских лавин убегающих электронов в атмосфере	5
1.1 Модель Гуревича	5
1.1.1 Основные положения	5
1.1.2 Источники первичных частиц	8
1.2 Модель Дваера	8
1.2.1 Основные положения	9
1.2.2 Особенности модели	11
1.3 Обобщенная модель	11
Глава 2. Метод расчета радиоизлучения	13
2.1 Условия моделирования и инструментарий	13
2.2 Вычисление поля	15
Глава 3. Результаты	18
3.1 Сигнал от 600-метровой ячейки	18
3.1.1 Оценка задержки сигнала	18
3.1.2 Измеримость полученного сигнала	20
3.2 Сигнал от ячеек длиной 1 километр	21
Глава 4. Верификация моделирования	24
4.1 Сравнение с аналитическими формулами	24
Заключение	27
Благодарности	29
Список литературы	30

Введение

Физика распространения молний, а так же сопутствующих ей процессов давно интересует человечество, но за несколько веков изучения данного явления наука решила лишь часть загадок, связанных с этим явлением. Открытым вопросом является конфигурация электрического поля в облаках: предлагаются разные методы его измерения, однако чтобы создать трехмерную картину электрического поля неизменно точных методов пока не придумано - нужно замерить поле в каждой точке пространства, передать координаты этой точки и не повлиять на это поле измерительным прибором. Попытки получить пространственную картину поля с самолета, например, сталкиваются с влиянием самого самолета на электрическое поле [1]. Однако достоверно известны величины этих полей, и они выходят значительно ниже, чем требуется для электрического пробоя [2] [3]

На роль разрешающей это противоречие модели А.В. Гуревич предложил концепцию пробоя на убегающих электронах (ПУЭ). При достаточно высокой энергии заряженных частиц образовавшихся в атмосферных ливнях (прежде всего электронов), называемой критической, ускорение, полученное от электрического поля в грозном облаке, превышает силу торможения в воздухе. Поле в данной модели полагается однородным, существующим в некоторой ограниченной области пространства. Ускоряясь, электроны испытывают соударения с молекулами воздуха, иногда выбивая электроны, которые с некоторой вероятностью тоже могут получить энергию выше критической, соответственно выбивая следующие электроны. Таким образом, при определенном наборе параметров возникает так называемая релятивистская лавина убегающих электронов (RREA, Relativistic runaway electron avalanche), где убегающими электронами называют электроны с энергией выше критической. [4]

Можно выделить несколько важных следствий из концепции ПУЭ. В результате усиления, когда каждый убегающий электрон производит более одного убегающего электрона, нарастающая со временем в размерах лавина электронов создает область ионизированного воздуха с повышенной проводимостью вследствие наличия свободных носителей заряда, и возможно возникновение существенных токов, конкурирующих с внутреоблачными разрядами молний в

переносе заряда. [5]. Однако в научных трудах, посвященных этому вопросу, использовалась модифицированная Д.Р. Дваером модель, из которой при одинаковых условиях следуют более сильные электрические токи в сравнении с моделью Гуревича [6]. Дело в том, что испытывающие торможение электроны испускают гамма кванты, как и все заряженные частицы при изменении скорости. Данный эффект мог бы объяснить так называемые «thunderstorm ground enhancements» - постепенное нарастание фона гамма-излучения, регистрируемое на Земле во время грозы [7], а так же «terrestrial gamma flashes» - более мощные, но короткие всплески, регистрируемые в космосе со стороны Земли и часто ассоциируемые с грозовыми облаками [8] [9]. Дваер показал, что произведенные электронными лавинами гамма кванты могут рождают электрон-позитронные пары, после чего позитроны двигаются в направлении, обратном движению электронов, так как имеют положительный заряд. Испытывая соударения с молекулами воздуха, позитроны снова выбивают электроны, создавая таким образом обратную связь и многократно усиливая ток в лавине. Важно отметить, что обратная связь в модели Дваера начинает иметь существенное значение при полях порядка одного мегавольта при атмосферном давлении, при этом таких полей в атмосфере не наблюдается [2] [3].

Существуют довольно развитые методы наблюдения за молниями по производимому плазмой радиоизлучению [10], в том числе на горе Арагац в Армении с помощью интерферометра [11], причем многие радиосигналы требуют классификации. В данной работе будут рассмотрены методы расчета предполагаемых характеристик радиосигналов с помощью моделирования в пакете GEANT4 [12] и последующего вычисления полей, производимых лавинами убегающих электронов, затем в третьей главе будут показаны полученные результаты и сделан вывод о возможности классификации нераспознанных радиосигналов как сигналов, производимых ПУЭ. В первой главе будет приведена теория распространения электронных лавин в двух наиболее признанных научным сообществом моделях - модели Гуревича и модели Дваера. Так же будет представлен краткий обзор реакторной модели, допускающей более общую конфигурацию электрического поля.

Глава 1. Распространение релятивистских лавин убегающих электронов в атмосфере

1.1 Модель Гуревича

1.1.1 Основные положения

Для описания размножения электронов использованы первые работы, написанные самим А. В. Гуревичем [4] [13]. Обычный пробой между электродами возникает, когда при достаточно высоком значении электрического поля выбивание электронами новых электронов превалирует над рекомбинацией молекулами газа, и возникает экспоненциальное нарастание числа электронов, преимущественно движущихся против электрического поля. При этом в пробое участвуют лишь наиболее энергетичные электроны (более 300 электронвольт), а средняя энергия электронов остается порядка нескольких электронвольт. Сдесь и далее электрическое поле подразумевается постоянным однородным, направленным вдоль вертикали и существующее в ограниченном объеме - такая модель находится в согласии, например, с трипольной моделью распределения заряда в облаке [14].

Для быстрых электронов рекомбинация становится несущественным процессом, а сила торможения определяется ионизационными потерями. При фиксированном электрическом поле существует критическая энергия, при которой потери будут целиком компенсироваться ускорением со стороны поля. Из рисунка видно, что состояние с критической энергией является неустойчивым: для любой энергии ниже критической сила торможения будет возрастать, уменьшая энергию, которая в свою очередь увеличивает силу торможения. Таким образом, электроны с энергией ниже критической замедляются. Обратный процесс происходит при энергиях выше критической: сила сопротивления падает и электрон ускоряется. Ускорение будет продолжаться, пока сила торможения на ультрарелятивистских энергиях вновь не сравняется с ускоряющей силой со стороны поля, либо пока электрон не покинет область с электрическим полем.

Важно отметить, что рассматриваются характерные энергии много меньше 80 МэВ, в этом диапазоне тормозное излучение играет несущественную роль в сравнении с ионизационными потерями.

На рисунке 1.1 сила была нормирована на значение F_{min} , которое составляет

$$F_{min} = 11 \frac{4\pi e^4 Z N_m}{m c^2} \quad (1.1)$$

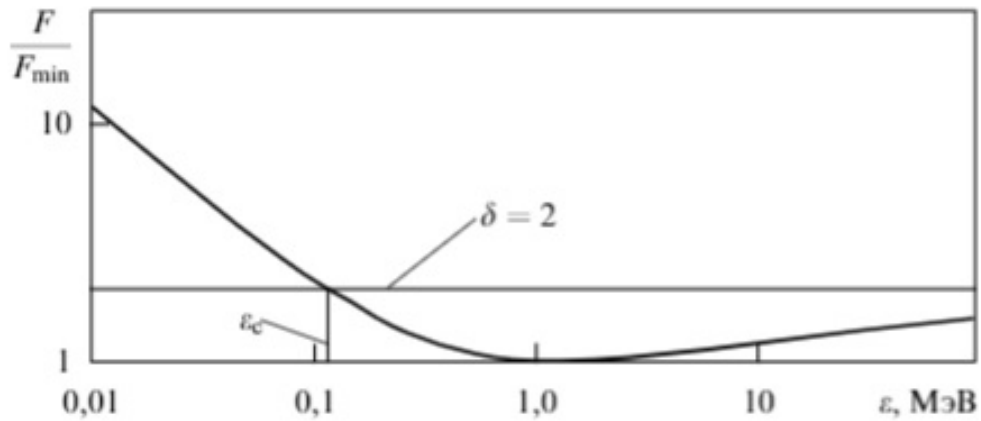


Рисунок 1.1 — Сила торможения, возникающая из-за ионизационных потерь, здесь ε_c -критическая энергия, $\delta = \frac{E}{E_c}$ -отношение поля к критическому полю $E_c = \frac{F_{min}}{e}$, F_{min} - минимум силы торможения [4]

При этом энергия составляет примерно 1.4 МэВ. Здесь за Z обозначено среднее число электронов в молекуле, за N_m - плотность молекул воздуха, m -масса электрона. В нерелятивистской области сила торможения выражается как

$$F = \frac{2\pi e^4 Z N_m}{\varepsilon} \ln \frac{\varepsilon}{J_z} \quad (1.2)$$

Где J_z по порядку совпадает с $Z\varepsilon_i$, ε_i - энергия ионизации, ε - энергия электрона

Таким образом, убегание электрона возможно при наличии электрического поля $E > \frac{F_{min}}{e}$. Это поле соответствует минимальному требуемому для пробы, тогда как в сильноточной электронике, где нет быстрых электронов, используется значение, соответствующее максимальной силе торможения, которая примерно в 200 раз больше минимальной [4].

Путем аппроксимации нерелятивистского участка кривой 1.1 гиперболой $\frac{E}{E_c} = \frac{a}{\varepsilon}$ А.В.Гуревич получил оценку для критической энергии

$$\varepsilon_c = \frac{E_c}{2E} mc^2 \quad (1.3)$$

Важно отметить, что данная оценка помогает лишь примерно оценить необходимую для убегания энергию, и что процесс убегания не обязательно означает порождение электронной лавины - рожденные частицы вполне могут иметь энергию ниже критической и соответственно тормозиться до низких скоростей. При этом численное выражение для критического электрического поля в зависимости от высоты z может быть получено путем комбинирования барометрической формулы и выражения 1.1.1:

$$E_c = \exp(-z/h) * 216 \frac{kV}{m} \quad (1.4)$$

Сдесь $h=8$ км. Это означает, что ПУЭ более вероятны на больших высотах, так как необходимая величина электрического поля падает экспоненциально с высотой над уровнем моря.

Запишем уравнение движения электрона во внешнем постоянном однородном электрическом поле:

$$m \frac{dv}{dt} = eE \cos(\theta) - F(\varepsilon) \quad (1.5)$$

Где θ - угол к отрицательному направлению вертикальной оси z , \vec{v} - скорость электрона, $F(\varepsilon)$ - сила торможения в зависимости от энергии ε

В упрощенной модели положим $\theta = 0$, тогда

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \left(E - \frac{F(\varepsilon)}{e} \right) \quad (1.6)$$

Приращение числа электронов с энергией $> \varepsilon_1$ в слое толщиной ds , при условии что энергия частицы-родителя много больше $> \varepsilon_1$:

$$dN = \frac{\pi Z N_m e^4}{mc^2 \varepsilon_1} ds \quad (1.7)$$

Тогда положив $\varepsilon_c = \varepsilon_1$ получаем

$$N = N_0 \exp \frac{s}{l_a} \quad (1.8)$$

где

$$l_a = \frac{(mc^2)^2 Ec}{2\pi Z N_m e^4 E} \quad (1.9)$$

- характерная длинна нарастания, s - пройденное расстояние вертикальной оси и N_0 - изначальный поток частиц

1.1.2 Источники первичных частиц

Для того, чтобы пробой на убегающих электронах был осуществим, необходима частица с энергией, превышающей критическую энергию, влетающая в область электрического поля извне. В качестве источника таковых выступают вторичные частицы от атмосферных лавиней. Ультрарелятивистские частицы из космических лучей, состоящих в основном из протонов, в результате столкновений с частицами в атмосфере порождают множество различных частиц. В отличие от лавин убегающих электронов, атмосферные ливни возникают на высотах более 30 километров и не связаны с электрическим полем.

Для оценки среднего потока вторичных частиц как правило используются моделирование [15] [16]. Поток вторичных электронов с энергиями более 0.5 МэВ на высоте 12 километров оценивается как $10^3 - 10^4$ частиц на квадратный метр в секунду.

1.2 Модель Дваера

Модель пробоя на убегающих электронах согласуется с некоторыми данными по наличию достаточного для пробоя электрического поля, а так же повышению фона гамма излучения во время грозы [17], однако не может объяснить

мощные всплески, наблюдающиеся со спутников - «TGF». Предложенная Дваером модификация этой модели изложена в статье [6].

1.2.1 Основные положения

Дваер предложил два механизма обратной связи - возвращение гамма-квантов и позитронов к началу ячейки с электрическим полем (области влета первичных электронов).

Позитронный механизм подразумевает рождение электрон-позитронных пар из гамма-квантов, испущенных убегающими электронами. Благодаря положительному заряду, позитрон при достаточной энергии так же становится убегающим, но в противоположную сторону. Критическая энергия, необходимая позитрону для убегания, приблизительно совпадает с критической энергией для электронов, так как нарушающий это равенство процесс аннигиляции является второстепенным при рассматриваемых энергиях. Двигаясь в обратном направлении (вдоль поля), позитрон участвует в тех же самых процессах - испускании гамма-квантов и выбивании электронов с внешних оболочек молекул газа. Таким образом, движение позитрона создает новые электроны, имеющие вероятность снова породить электрон-позитронную пару, то есть возникает обратная связь.

Механизм связи через гамма-кванты имеет несколько иную природу - порожденный убегающим электроном гамма-квант может изначально лететь в обратную сторону и выбить убегающий электрон у начала ячейки. Полученная для ПУЭ длина экспоненциального нарастания 1.1.1 при учете обратной связи заменяется Дваером на выражение 1.2.1, полученное численно на симуляциях при нормальных условиях.

$$\lambda = \frac{7200 \text{ kV}}{E - 275 \frac{\text{kV}}{m}} \quad (1.10)$$

При этом само уравнение для числа частиц получает зависимость от времени из-за нарастания самого числа электронных лавин:

$$N = N_0 \gamma^{\frac{t}{\tau}} e^{s/\lambda} \quad (1.11)$$

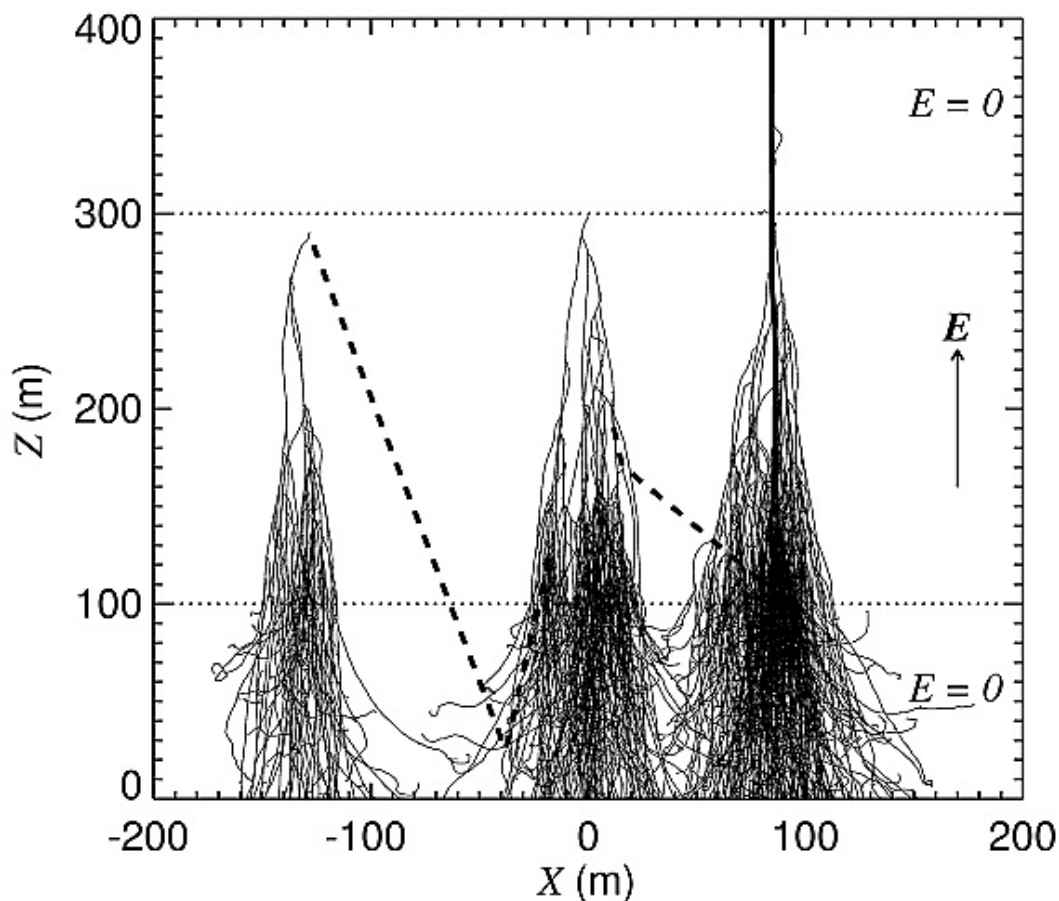


Рисунок 1.2 — Проекция треков частиц на вертикальную плоскость в Монте-Карло симуляциях Дваера. [6] Тонкими линиями показаны треки электронов, толстым пунктиром треки гамма-квантов и толстой черной линией показан позитрон. Электрическое поле ограничено горизонтальными тонкими пунктирными линиями.

Сдесь добавлен коэффициент λ - коэффициент обратной связи, τ - характерное время нарастания.

Из формулы 1.2.1 следует, что при нормальных условиях и электрическом поле $E = 275$ кВ/м длина нарастания бесконечна, то есть при полях ниже этого значения лавина убегаящих электронов перестает существовать, так как процессы торможения превалируют над ускорением. При этом выражение 1.2.1 при $\gamma > 1$ означает экспоненциальный рост числа частиц во времени при фиксированной высоте (в отличие от 1.1.1). Таким образом, область с электрическим полем «вспыхнет», пока не пройдет полное перераспределение зарядов в облаке до значеня поля ниже критического.

1.2.2 Особенности модели

Учет некоторых эффектов, таких как угловое распределение рожденных гамма квантов и позитронов, значительно снижает вероятность обратной связи, так как скорости частиц направлены преимущественно вниз. Однако симуляции, не берущие в учет гамма кванты и позитроны, предсказывали на 30-40 процентов меньшее количество частиц в отдельной лавине при высоте 10 километров над уровнем моря и поле 150 кВ/м, данный механизм имеет место в размножении, хоть при наблюдаемых полях $\gamma < 1$. Кроме того, полученные Дваером значения относятся лишь к нормальным условиям, для остальных высот в статье выполняется интерполяция.

1.3 Обобщенная модель

Однако обе модели предполагают однородное поле. Статья Гуревича [4] содержит описание для поля, неоднородного по высоте, но сохраняющего направление. Так или иначе, модель ПУЭ требует длинных ячеек с продольным полем. Между тем многочисленные данные говорят о том, что TGF случаются чаще в местах, связанных с неоднородностями атмосферы, которые скорее всего означают неоднородные поля: они чаще фиксируются по хребтам гор, у береговых линий [18].

Разрешить подобные противоречия может реакторная модель [19]. В качестве первого приближения поля, имеющего сложную структуру, был взят набор из цилиндрических ячеек с однородным полем, расположенных в некотором объеме газа, направленных в хаотическом порядке. Поле в каждой ячейке превышает критическое поле. Помимо непосредственного выбивания электронов путем ионизации газа, рассматриваются механизмы обратной связи, подобно модели Дваера - через гамма-кванты и позитрон-электронные пары. Однако в данной модели усиление благодаря этим эффектам имеет повышательную роль, так как полет частицы в любом направлении может вызвать последующее усиление, а не только в обратном относительно направления движения затравоч-

ного электрона. Для концентрации гамма-квантов $n(\vec{r}, t)$, где \vec{r} -радиус вектор к рассматриваемой точке, было получено уравнение:

$$\frac{dn}{dt} = D\Delta n - c \sum n + vc \sum n \quad (1.12)$$

За D обозначен коэффициент диффузии $\frac{c\lambda}{3}$, λ -длина пробега гамма-квантов, $\sum = \frac{1}{\lambda_{\gamma \rightarrow e^-}}$ - макроскопическое сечение производства убегающих электронов, v - локальный фактор умножения

Можно заметить, что уравнение совпадает с уравнением для концентрации нейтронов в активной зоне ядерного реактора, что и дало название модели. В случае, если объем с газом представляет собой цилиндр с осью, лежащей на оси z , решение выражается через функцию Бесселя:

$$n = n_0 J_0\left(\frac{2.405r}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right) \exp(\varepsilon t) \quad (1.13)$$

При этом a -радиус цилиндра, h - высота цилиндра, ε -глобальный фактор умножения, зависящий от фактора v

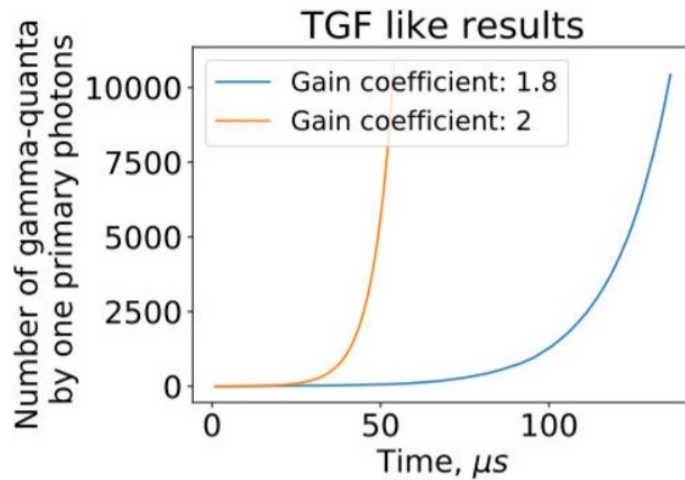


Рисунок 1.3 — Нарастание числа гамма-квантов в реакторной модели при различных параметрах в пересчете на одну входящую частицу

Тогда при $\varepsilon > 1$ произойдет "взрыв" реактора, сопровождающийся резким всплеском числа гамма-квантов, напоминающий TGF. Кроме того, возможно слияние двух подкритических областей с $\varepsilon < 1$ в одну закритическую, подобно тому, как это возможно с двумя подкритическими массами урана.

Глава 2. Метод расчета радиоизлучения

2.1 Условия моделирования и инструментарий

В этой работе использован инструментарий GEANT4 [12] для моделирования Монте-Карло со следующими конфигурациями: цилиндрические ячейки высотой 600 метров и 1 километр были заполнены воздухом, плотность которого варьировалась между двумя значениями: первое соответствовало 5 километрам над уровнем моря, второе 10 километрам. Электрическое поле со значением, немного превышающим критическое значение Гуревича, было направлено вдоль вертикальной оси для каждого из них. Позитроны (и гамма-лучи) были так же последовательно включены и отключены, но их влияние на излучение не было принято во внимание из-за их небольшого количества (при перечисленных условиях порядка десяти позитронов на лавину с энергией выше критической энергии убегания) относительно числа электронов. Кроме того, ширина цилиндрической ячейки сильно превышает ее высоту, чтобы избежать влияния граничных эффектов.

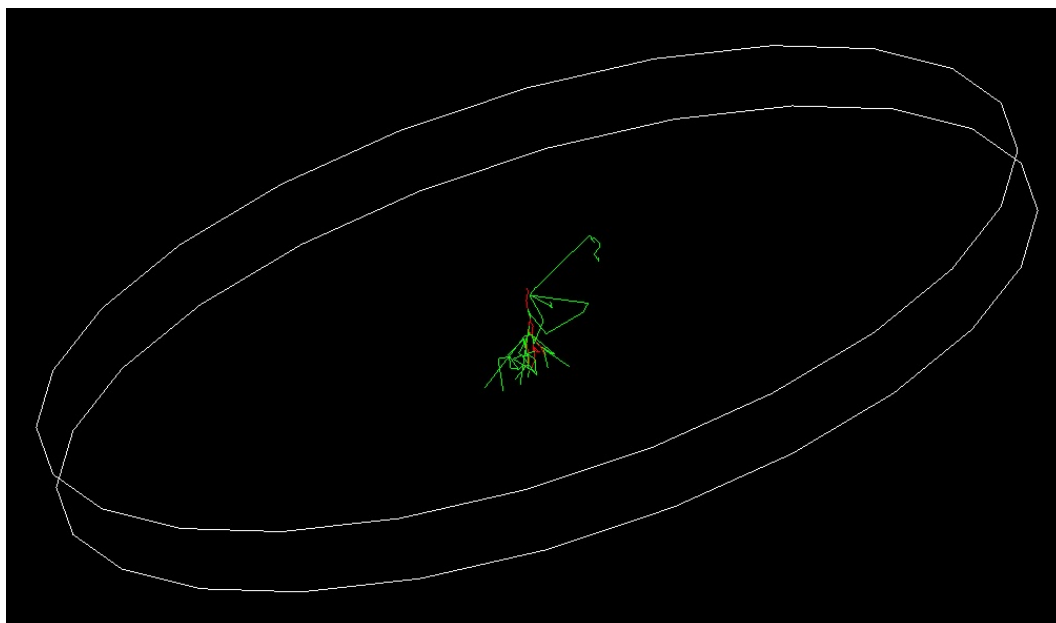


Рисунок 2.1 — Электроны(красный цвет) и гамма-кванты(зеленый) распространяются в 600 метровой ячейке под действием поля 110 киловольт на метр

Важно отметить, что Монте-Карло моделирование ПУЭ невозможно без обрезания низких энергий, что означает, что мы не рассчитываем поведение частиц с энергией ниже определенного порога, так как экспоненциальный рост числа низкоэнергетичных частиц, которых больше чем убегающих электронов в сотни тысяч раз, исчерпывает вычислительные ресурсы любого устройства, тогда как на последующее размножение влияют лишь быстрые электроны.

Приведем некоторые соображения по поводу нижней границы порога энергии. Для простоты положим условия нормальными. Пусть энергия электрона равна W . Тогда вероятность набрать критическую энергию $W_{кр}$ в поле E до момента первого столкновения с молекулой воздуха соответствует вероятности иметь пробег в интервале (A, ∞) , где A -минимальный путь, достаточный для ускорения от W до $W_{кр}$:

$$P = \int_A^{\infty} \exp\left(-\frac{x}{l}\right) d\left(\frac{x}{l}\right) = \exp\left(-\frac{A}{l}\right), \quad (2.1)$$

где $l=M^*G/\rho$ -средняя длина пробега, $M=28$ а.е.м-масса молекулы азота N_2 , G -сечение столкновения (из библиотеки NIST [20]), $\rho=1.2$ кг/м³ -плотность воздуха, $A = \frac{W_{кр}-W}{Ee}$ и $W_{кр} = 0.5 \frac{E_{кр}}{E} mc^2$. Сдесь мы учли, что электроны распределены экспоненциально по длинам пробегов. Принимаем $E=E_{кр}=216$ кВ/м (критическое поле при нормальных условиях), тогда $W_{кр} = 0.5*0.511$ МэВ = 0.255 МэВ

При расчете мы приняли сечение G за постоянную, однако частица ускоряется и ее сечение меняется с ростом скорости, что потребовало бы более сложного анализа. Тем не менее, даже на краях исследуемого интервала энергий множитель $\exp(G_1-G_2)=1.1$ (оценка сверху). Сдесь учтено, что $P_1/P_2=\exp(G_1-G_2)*\exp(W_1-W_2)$, то есть для оценки мы можем пренебречь изменениями сечения.

Выражение 2.1 дает нам рисунок 2.2. Отсюда можно сделать вывод, что выбитые затравочной частицей электроны имеют шанс стать убегающими, даже если их энергия при рождении была ниже критической. Сдесь упрощенно считаем, что усредненная непрерывная сила трения начинает действовать на электрон с первого столкновения с молекулой, а все время до столкновения он ускоряется электрическим полем. Так как критическая энергия в нашем случае составляет сотни кэВ, то был выбран срез на уровне 50 кэВ, который обеспе-

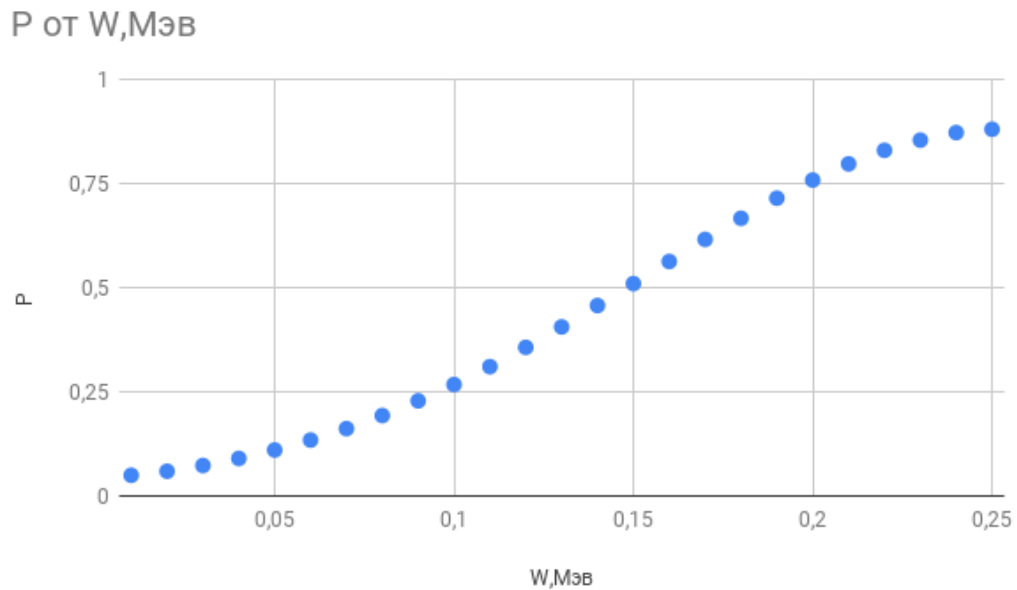


Рисунок 2.2 — Зависимость вероятности набрать энергию выше критической до момента встречи первой молекулы воздуха от начальной энергии

чивает баланс между потерей точности на неучете медленных электронов и вычислительными возможностями.

Кроме того, в GEANT4 есть разные физические списки, которые иногда дают разные результаты, поэтому мы решили использовать «G4EmStandardPhysics». Еще одно важное замечание, касающееся моделирования, заключается в том, что частицы среды, такие как воздух в нашем случае, не могут подвергаться воздействию частиц, доступны только противоположные процессы. Это означает, что среда дает сечения для некоторых процессов, таких как выбивание электронов из атомов и, соответственно, увеличение количества частиц в ПУЭ, она также определяет силу трения и так далее. Но сами среды не получают дополнительный положительный заряд во время ионизации и такие процессы, как дрейф ионов, не рассчитываются.

2.2 Вычисление поля

GEANT4 предоставляет нам время и координаты каждого трека каждой частицы, разделенной на так называемые «шаги» между взаимодействиями, длина которых определяется случайными процессами и зависит от сечений каж-

дого типа процессов столкновения. Затем их можно использовать для получения скорости и ускорения, необходимых для выражения для мгновенных электрических и магнитных полей, которые были получены из потенциалов Лиенара – Вихарта [21]:

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta})^3|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|^2} + \frac{q\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})}{c(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta})^3|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} \right) \Big|_{t_r} \quad (2.2)$$

, где \mathbf{r} это вектор к позиции частицы из начал координат, \mathbf{r}_s - к точке наблюдения из начала координат, $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}$ вектор направления от наблюдателя к частице, $\boldsymbol{\beta}(t) = \frac{\mathbf{v}_s(t)}{c}$ релятивистский бета-фактор, $\gamma(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - |\boldsymbol{\beta}(t)|^2}}$ - релятивистский гамма-фактор, $\dot{\boldsymbol{\beta}}(t)$ производная бета-фактора, имеющая смысл ускорения, t - текущее время, $t_r = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}{c}$ запаздывающее время,

$\mathbf{E}_{av} = \frac{\sum_i^N \sum_j^{M_i} \mathbf{E}_{ji}}{N}$ - усредненное электрическое поле, \mathbf{E}_{ji} поле, полученное от частицы с индексом j в симуляции с индексом i , N это число симуляций и M_i есть число частиц в симуляции с индексом i

Мы использовали наиболее простую аппроксимацию, и плавность полученной зависимости поля от времени будет обеспечиваться большим количеством повторений моделирования и усреднения, пока высокочастотные колебания, вызванные реальными процессами вроде столкновений частиц, не станут более значительными в сравнении с осцилляциями из-за дискретности разбиения времени.

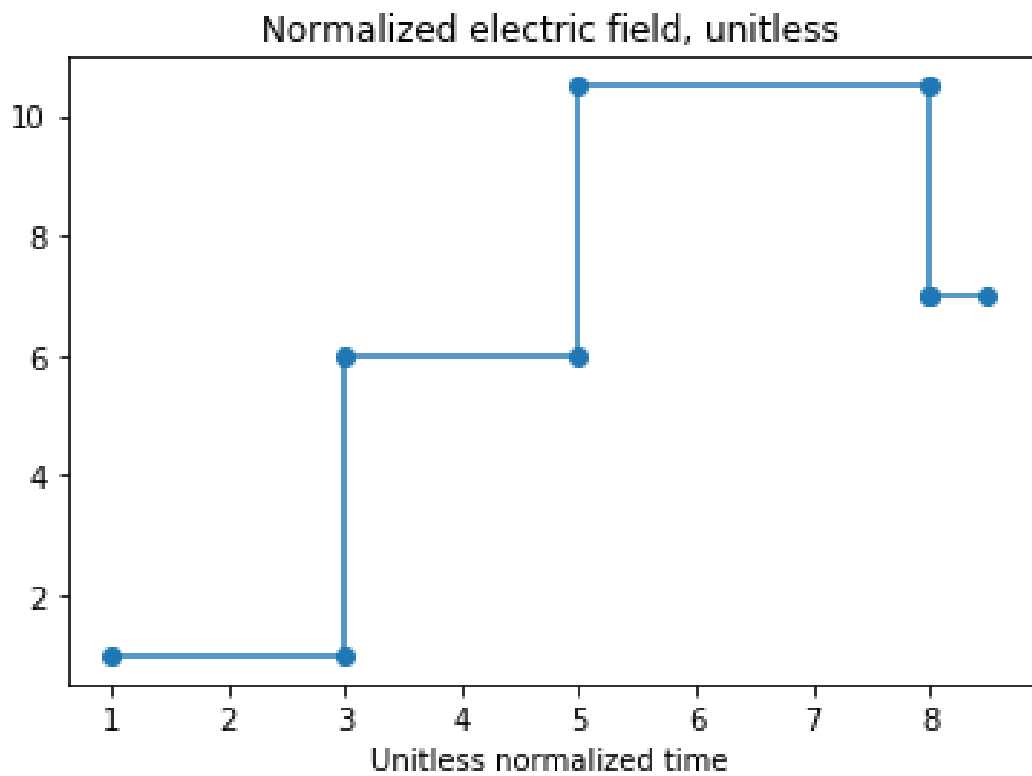


Рисунок 2.3 — Пример полученных данных от одной частицы в виде кусочно-постоянной функции поля от времени в безразмерных единицах поля и времени.

Глава 3. Результаты

3.1 Сигнал от 600-метровой ячейки

3.1.1 Оценка задержки сигнала

В результате можно увидеть временную зависимость количества частиц, а также зависимость от времени модуля электрического поля E_{av} , они были нормализованы от нуля до единицы, чтобы нарисовать их на той же картинке. Как показано, правая кривая намного тоньше и начинается с задержкой. Это вызвано конечной скоростью света. Высокочастотные пики (чуть менее 10^8 Гц, поскольку шаг по времени составлял 10 наносекунд), вызванные ошибкой алгоритма, не будут обнаружены в реальном радиоспектре.

Как показано на рисунке 3.1, формы графика числа частиц в лавине и графика сигнала подобны. Приведем краткую оценку сжатия импульса. Пунктирные линии на картинке 3.2 - это границы нашей ячейки, в которой существует электрическое поле (оно параллельно оси z и совпадает с ним по направлению). Первые частицы находятся дальше от точки наблюдения, и их сигнал поступает с задержкой, которая больше, чем задержка от последних частиц, родившихся вблизи дна ячейки. Приблизительно средняя скорость электронов составляет менее 0.8 скорости света и положена постоянной и вертикальной. Длительность импульса - это разница между первым и последним временем поступления сигнала. Наблюдаемая точка находилась на расстоянии одного километра от клетки. Это означает задержку $\frac{H}{V} + \frac{r-H*0.5}{V} > 4300$ наносекунд, где r - модуль вектора положения частицы, H - вертикальный размер ячейки, V - средняя скорость электронов. Начало отсчета положено в центре ячейки. Расчетная задержка примерно соответствует нашим результатам. Продолжительность составляет $\frac{H}{V} - \frac{H}{c} = 500$ наносекунд

normalized amount of particles and electric field

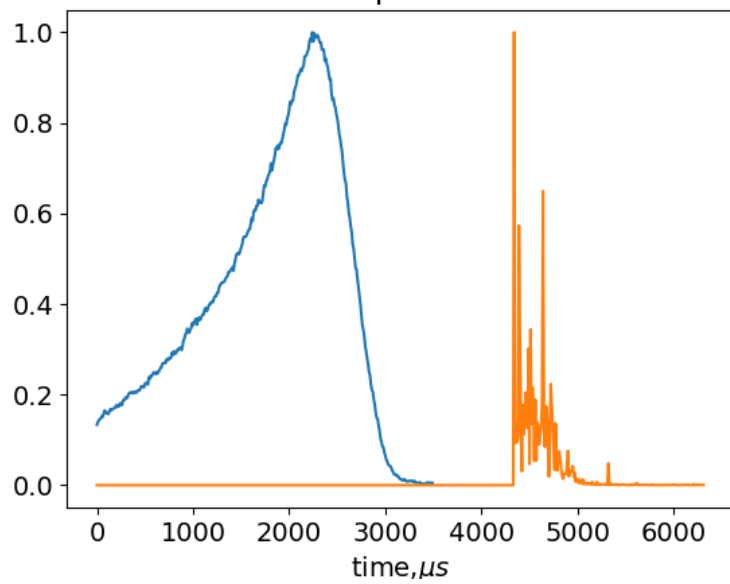


Рисунок 3.1 — Синий линией показанно число частиц в лавине убегающих электронов, оранжевой - расчетный радиосигнал. Карина получена для поля 110 киловольт на метр на высоте 10 километров, при длинне ячейки 600 метров. Точка наблюдения - 1 километр под ячейкой

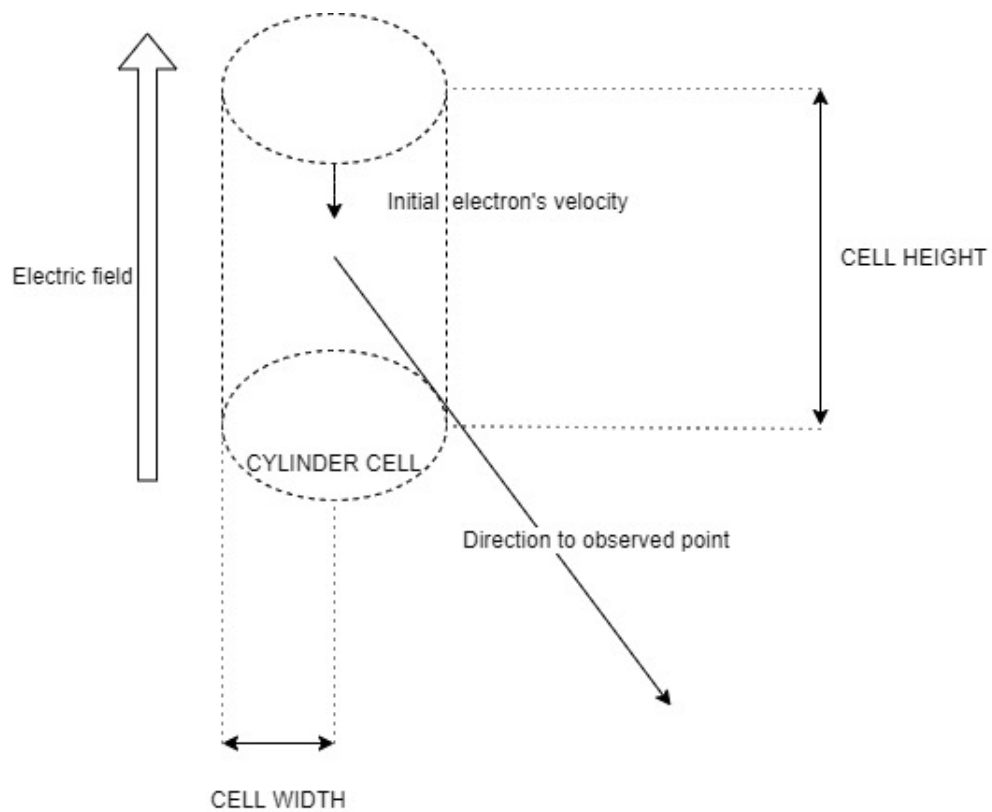


Рисунок 3.2 — Цилиндрический объем есть место, где существует электрическое поле, который сам помещен в больший цилиндр (отсутствует на картинке), заполненный воздухом.

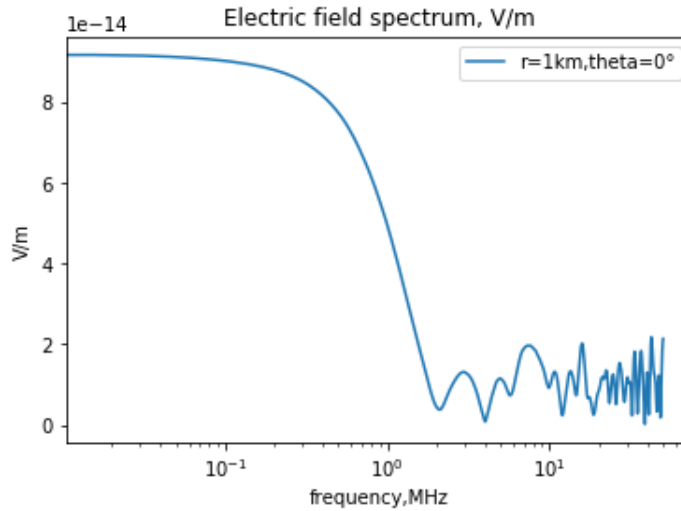


Рисунок 3.3 — Частотный спектр сигнала для ячейки 600 метров с полем 110 киловольт на метр при точке наблюдения в 1 километре снизу

3.1.2 Измеримость полученного сигнала

На рисунке 3.3 показан спектр рассчитанного сигнала. Мы можем видеть, что это и есть радиоспектр, но главная проблема заключается в том, что даже верхнее значение кажется слишком низким, чтобы его можно было обнаружить (типичные значения фона в этом диапазоне составляют микровольты на метр с разбросом в несколько порядков [22]), поэтому мы обсудим большие ячейки (высотой 1 километр). Существует следующий список возможностей для получения заметного сигнала (кроме более сильного поля и большего размера ячейки): может быть, чем больше поток затравочных космических электронов, тем больше количество вторичных частиц. Второй причиной может быть сильная зависимость от точки наблюдения. Последнее касается рассматриваемого интервала энергии: моделирование Монте-Карло не может учитывать миллионы низкоэнергетичных частиц, поэтому в нашем моделировании мы наблюдали только непосредственно высокоэнергетическую часть.

Говоря о потоке затравочных космических электронов, попадающих на вершину ячейки, программа EXPACS [15] оценивает его как $0.368 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ для электронов с энергией, превышающей 450 кэВ (то есть выше критической энергии Гуревича, требуемой для убегания), она дает 0.368 электронов на 100 квадратных метров в микросекунду, что меньше, чем одна частица за время жизни

каждого импульса. Это согласуется с другими источниками по порядку величины [16]. Умножение на поток затравочных частиц кажется маловероятным.

3.2 Сигнал от ячеек длиной 1 километр

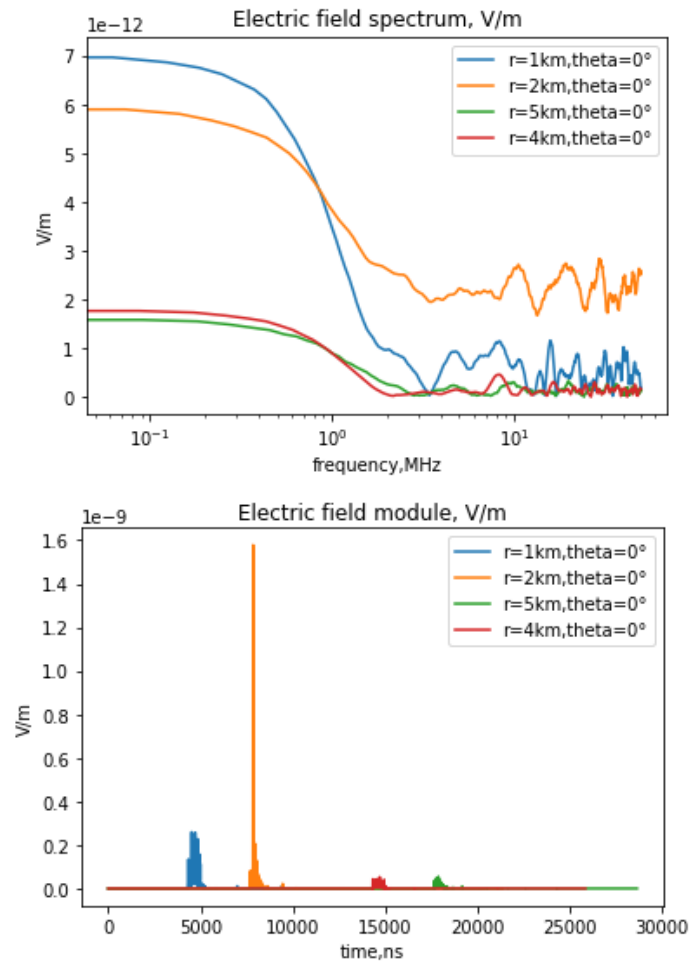


Рисунок 3.4 — Временная структура и спектр сигнала: высота воздуха 5 км, поле 200 кВ/м. Здесь мы предполагаем, что тета - это угол между отрицательным направлением z и направлением на наблюдаемую точку

Здесь показано, что существует локальный максимум высокочастотной части сигнала, который может означать явление интерференции. Иным объяснением могли бы быть редкие, но чрезвычайно сильные лавины, которые повреждают усредненную картину. Первая гипотеза направлена на согласие с общим пониманием ПУЭ, форма которого является самовоспроизводящейся, способной производить когерентное излучение. Более того, на каждом из рисун-

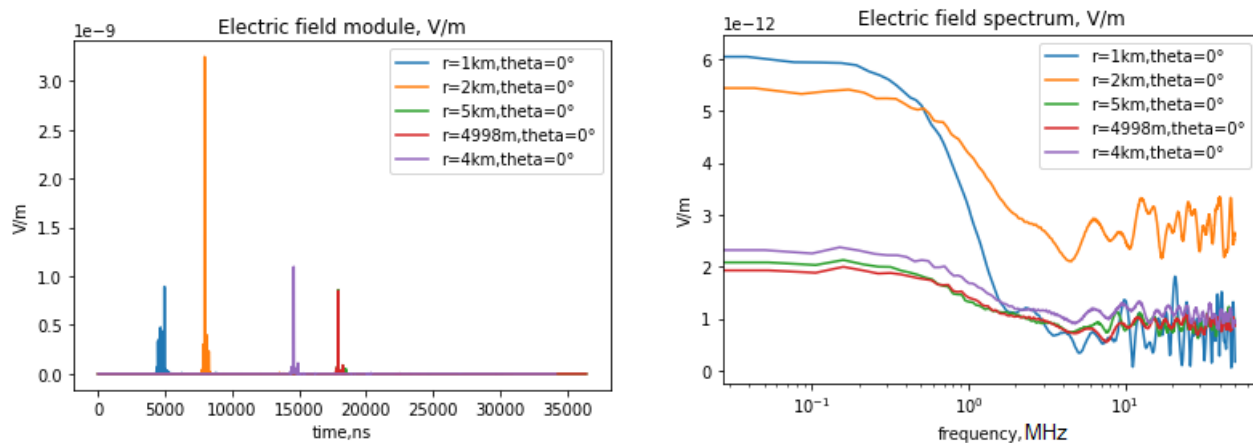


Рисунок 3.5 — Временная структура и спектр сигнала: высота воздуха 10 км, поле 150 кВ / м.

ков 3.4,3.5 результаты для разных расстояний до точки наблюдения получены из одного и того же набора симуляций, поэтому факт интерференции становится очевидным. Однако положение максимума не было точно определено из-за объема вычислений (более трех суток на всего сто симуляций и сотни Гигабайт памяти). В то же время графики спектра показывают ожидаемое уменьшение низкочастотной части сигнала с расстоянием и интерференция исчезает после обрезки около частот около 1-2 МГц (как показано на рисунке 3.6), что намного ниже частоты, соответствующей временному шагу (100 МГц). Это признак исключения вычислительной ошибки как ложной причины возникновения интерференции. Сигнал на расстоянии 4998 метров почти равен 5-километровому сигналу, так что, если есть интерференция, максимумы и минимумы должны находиться далеко друг от друга в хорошо усредненном сигнале, на расстояниях, сравнимых с размером ячейки. Важно, что интерференция относится только к тонким пикам, которые соответствуют высокой частоте и хуже поддаются усреднению, нежели низкочастотная часть сигнала. Трудно получить плавный усредненный сигнал по двум причинам: для моделирования Монте-Карло требуются большие вычислительные ресурсы для таких сильных лавин, а Гуревич в работе [4] показал, что число частиц в ПУЭ экспоненциально зависит от вертикальной координаты. Таким образом, случайные процессы, происходящие с первыми затравочными электронами, очень сильно влияют на поведение лавины на дне ячейки, поэтому одна очень сильная лавина (до тысячи раз сильнее, чем наиболее вероятная) может испортить результаты усреднения по сотням предыдущих моделирований.

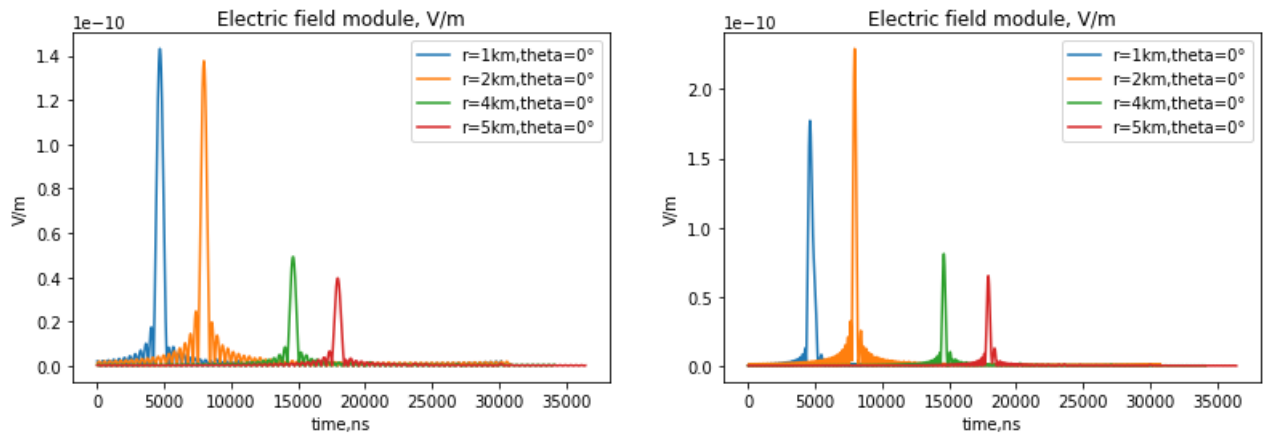


Рисунок 3.6 — Временная структура сигнала на высоте 10 км и поле 150 кв / м, где амплитуды Фурье с частотой более 1.2 МГц и 2.5 МГц были приравнены к нулю, то есть это часть сигнала, соответствующая низким частотам спектра

Глава 4. Верификация моделирования

4.1 Сравнение с аналитическими формулами

В работе [23] Владимир Раков и Амитабх Наг представили свою формулу 4.1 для электрического поля, создаваемого электрическими токами в атмосфере. В оригинальных обозначениях из статьи $R(z)$ - расстояние до точки наблюдения, h_1 и h_2 соответственно высота по вертикали от уровня точки наблюдения до низа и верха ячейки с током, длинна которой $h_2 - h_1$ и в нашем случае совпадает с длиной ячейки с полем. $t_b(z)$ - время, через которое наблюдатель увидит излучение тока с координаты z , r - расстояние до точки наблюдения по горизонтали, $i(z, \tau - \frac{R(z)}{c})$ есть ток в «запаздывающий момент времени».

$$E_z(r, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{h_1}^{h_2} \left[dz \frac{2z^2 - r^2}{R^5(z)} \int_{t_b(z)}^t i(z, \tau - \frac{R(z)}{c}) d\tau + \frac{2z^2 - r^2}{cR^4(z)} i(z, \tau - \frac{R(z)}{c}) dz - \frac{r^2}{c^2 R^3(z)} \frac{di(z, \tau - \frac{R(z)}{c}) dz}{dt} \right] \quad (4.1)$$

На рисунке 4.1 показано дифференциальное распределение числа частиц в ПУЭ с полем 150 кВ/м и высотой 10 км. Электрический ток пропорционален количеству частиц и их скорости, поэтому он был вычислен на основании этих данных. Заметно, что лавина начинает распадаться на дне ячейки, содержащей электрическое поле ($z = -500$ м) и в соответствующее время, необходимое для достижения электронами дна цилиндра.

Был принят во внимание только второй член выражения 4.1, так как одно слагаемое зануляется ввиду $r = 0$, другое дает существенно меньший вклад. Точка наблюдения расположена строго под лавиной, как и в предыдущей главе. При расчете тока мы сделали некоторые необходимые приближения и усреднения, которые исключают высокочастотные колебания и соответствующие тонкие пики, но мы видим, что порядок величин огибающей кривой соответствует предыдущему результату для низкочастотной части сигнала.

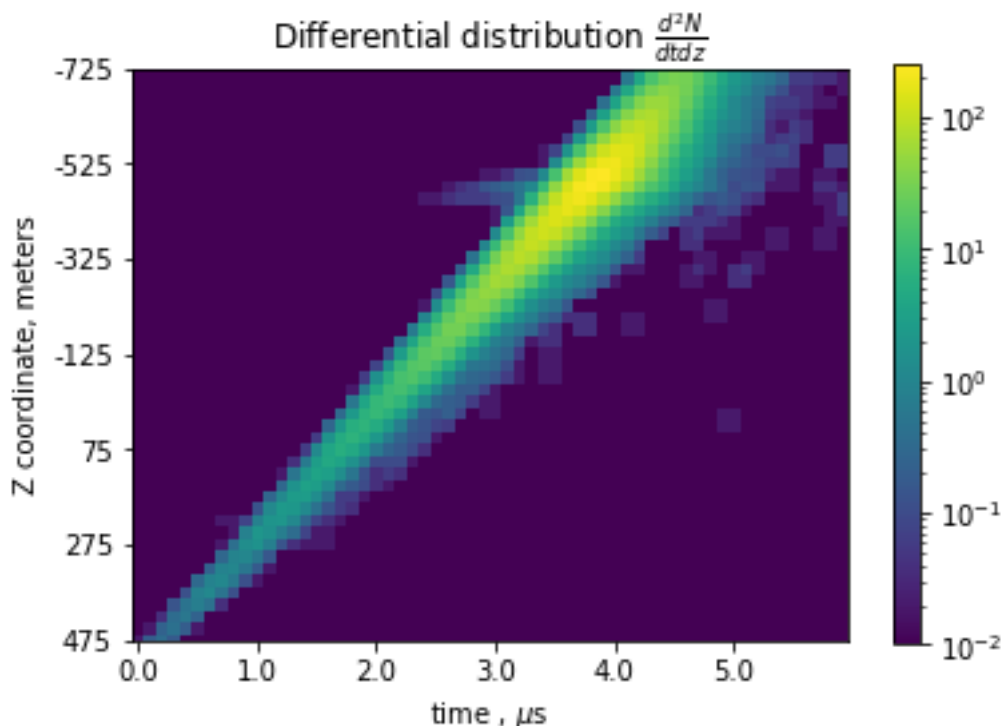
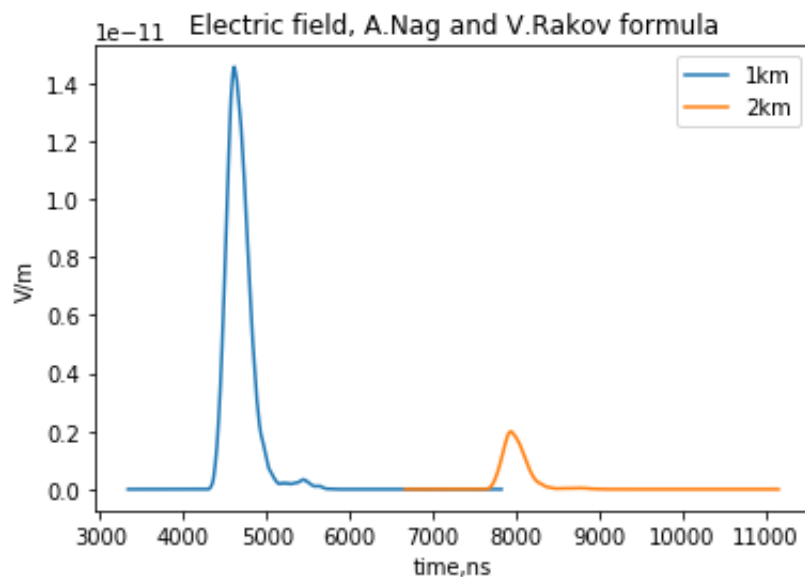


Рисунок 4.1 — Число частиц в квадрате $(t, t+dt) \times (z, z+dz)$ для случая 150 кВ/м и высоты 10 км, где dt составляет 100 наносекунд, а dz составляет 25 метров.



Для проверки наших расчетов мы также использовали некоторые треки заряженных частиц с хорошо известными теоретическими излучениями. Один из этих тестовых примеров - это прямолинейное, равнозамедленное движение со скоростью, равной половине скорости света. Наблюдаемая точка находится внизу на той же оси z , вдоль которой происходит движение.

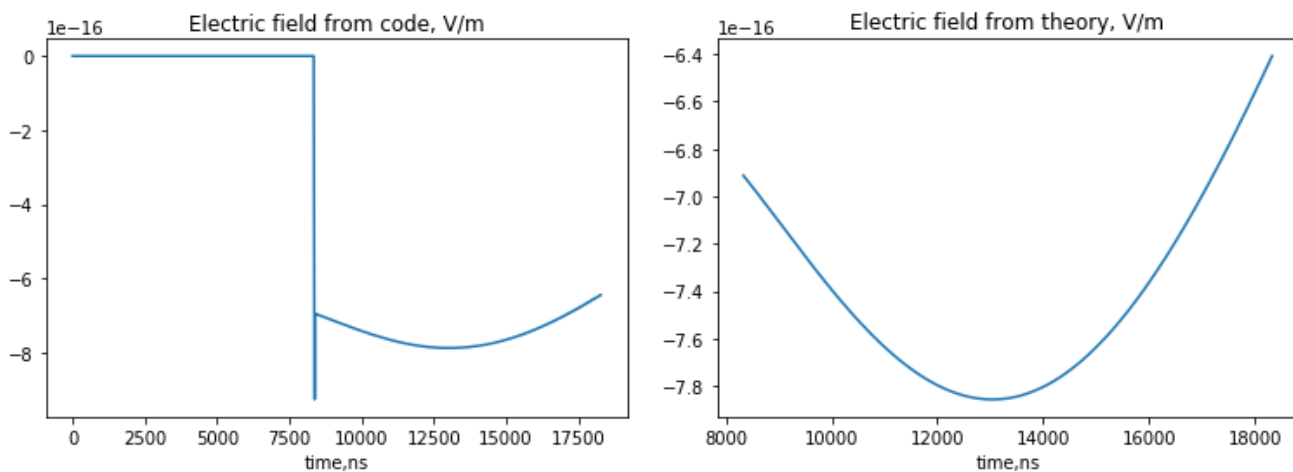


Рисунок 4.2 — Прямая линия на нулевом уровне относится к моменту, когда сигнал еще не достиг точки наблюдения. Во время прибытия сигнала к точке наблюдения виден тонкий пик с шириной 10 наносекунд, далее значения совпадают. Таким образом, расчеты могут давать ложную часть сигнала с частотой 100 МГц, что объясняется конечным шагом по времени - 10 наносекунд

Заключение

Согласно статье Дваера [24], спектр электромагнитного поля лавины убегающих электронов начинается на частоте 100 МГц, он имеет максимальное значение на частоте 100 кГц - 1 МГц. Более того, интенсивность оказывается гораздо больше. Можно предположить список причин различий между результатами. Прежде всего, приведенное в данной работе моделирование Монте-Карло не учитывает низкоэнергетические частицы, соответствующие низкочастотной части спектра, в то время как авторы считают их основным источником излучения. Релятивистская обратная связь в модели Двайера также может генерировать длительное излучение, приводящее к низкочастотному сигналу, но в наших условиях этот механизм является вторичным.

Тем не менее, в настоящее время оба результата имеют верхнюю границу частоты менее 24 МГц, что является нижним пределом для интерферометра на Арагаце из-за триггера 24–86 МГц [11], что означает, что массивы неклассифицированных сигналов имеют природу, не связанную с ПУЭ. Так же значения амплитуд требуют дальнейшего изучения возможности их измерения существующими средствами, поскольку мы получили крайне слабые поля.

В этой работе мы показали, что спектр излучения релятивистских убегающих электронных лавин непосредственно во время развития релятивистской лавины в условиях, в которых работает модель Гуревича, почти полностью вписывается в интервал 0,01 МГц - 100 МГц и имеет максимум на 0,1 - 1 МГц, который определяется размером ячейки с электрическим полем

Вычисление поля с помощью потенциалов Лиенара-Вихарта представляется более точным методом в сравнении с формулами, использующими электрический ток, ввиду отсутствия приближений и использования информации о движении каждой частицы. При обнулении высокочастотных гармоник результат соотносится с формулой 4.1, на частотах более 1 МГц наш расчет показывает наличие локального максимума. Этот факт говорит о возможности изучать структуру произведенных лавинами убегающих электронов электромагнитных сигналов более точно с помощью предложенного метода.

Планируемое продолжение работы в данном направлении включает себя применение метода, изложенного в данной работе, к расчету сигнала в «реак-

торной» модели. Также важным продолжением является дополнение вычислений методом расчета для частиц низких энергий. Вкупе это могло бы дать экспериментальный метод проверки моделей путем сравнения предсказываемых радиосигналов с измеряемыми во время TGE и TGF.

Благодарности

Хочу выразить благодарность научному руководителю, Александру Аркадьевичу Нозику, за руководство и направление научной работы в текущее русло, а так же активное содействие в публикации научных трудов.

Так же выражаю благодарность моим соавторам Егору Стадинчуку и Михаилу Зеленому за помощь в освоении основ атмосферной физики и методов моделирования.

Список литературы

1. *Jones J. J., Winn W. P., Han F.* Electric field measurements with an airplane: Problems caused by emitted charge // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1993. — Vol. 98, no. D3. — Pp. 5235–5244. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JD02686>.
2. *Winn W. P., Moore C. B., Holmes C. R.* Electric field structure in an active part of a small, isolated thundercloud // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. — 1981. — Vol. 86, no. C2. — Pp. 1187–1193. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JC086iC02p01187>.
3. *Winn William P., Moore C. B.* Electric field measurements in thunderclouds using instrumented rockets // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1971. — Vol. 76, no. 21. — Pp. 5003–5017. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JC076i021p05003>.
4. *Gurevich Aleksandr V, Zybin Kirill P.* Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms // *Physics-Uspekhi*. — 2001. — nov. — Vol. 44, no. 11. — Pp. 1119–1140. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1070/PU2001v044n11ABEH000939>.
5. *Nicole A. Kelley David M. Smith Joseph R. Dwyer Michael Splitt Steven Lazarus Forest Martinez-McKinney Bryna Hazelton Brian Grefenstette Alexander Lowell Hamid K. Rassoul.* Relativistic electron avalanches as a thunderstorm discharge competing with lightning // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6, no. 7845. — URL: <https://www.nature.com/articles/ncomms8845>.
6. *Dwyer J. R.* A fundamental limit on electric fields in air // *Geophysical Research Letters*. — 2003. — Vol. 30, no. 20. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003GL017781>.
7. *Chilingarian Ashot, Mailyan Bagrat, Vanyan Levon.* Recovering of the energy spectra of electrons and gamma rays coming from the thunderclouds // *Atmospheric Research*. — 2012. — Vol. 114-115. — Pp. 1 – 16. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169809512001378>.

8. Terrestrial Gamma-Ray Flashes Observed up to 20 MeV / David M. Smith, Liliana I. Lopez, R. P. Lin, Christopher P. Barrington-Leigh // *Science*. — 2005. — Vol. 307, no. 5712. — Pp. 1085–1088. — URL: <https://science.sciencemag.org/content/307/5712/1085>.
9. A Link Between Terrestrial Gamma-ray Flashes and Intracloud Lightning / M. Stanley, Xuan-Min Shao, JD Harlin et al. // *AGU Fall Meeting Abstracts*. — 2005. — 12. — Vol. 33.
10. Detection of in-cloud lightning with VLF/LF and VHF networks for studies of the initial discharge phase / H.-D Betz, T. Marshall, Maribeth Stolzenburg et al. // *Geophysical Research Letters - GEOPHYS RES LETT*. — 2008. — 12. — Vol. 35.
11. *A. Kiselyov M. Dolgonosov S. Soghomonyan V. Karedin*. Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration 2018 - proceedings, "Recovering the information on atmospheric discharges from interferometric data". — 2018. — URL: http://crd.yerphi.am/TEPA_2018.
12. *CERN*. GEANT4 simulation toolkit. — 2006. — URL: <https://geant4.web.cern.ch/> (online; accessed: 2020-02-11).
13. *Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R.* Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Physics Letters A*. — 1992. — Vol. 165, no. 5. — Pp. 463 – 468. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037596019290348P>.
14. *Chilingarian A. Karapetyan T. Pokhsraryan D.* Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration 2015 - proceedings (p. 120), "Research of the thundercloud electrification by facilities of Aragats Space Environmental Center". — 2015. — URL: http://crd.yerphi.am/Conferences/tepa2015/TEPA_2015_Proceedings.
15. EXPAC EXcel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum. — 2020. — URL: <https://phits.jaea.go.jp/expacs/> (online; accessed: 2020-02-23).
16. *Dorman Lev I.* Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground. — 2004. — Vol. 303.

17. *Chilingarian Ashot, Hovsepian Gagik, Mailyan Bagrat.* In situ measurements of the Runaway Breakdown (RB) on Aragats Mountain // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2017. — 08. — Vol. 874.
18. The First Fermi-GBM Terrestrial Gamma Ray Flash Catalog / O. J. Roberts, G. Fitzpatrick, M. Stanbro et al. // *Journal of Geophysical Research (Space Physics).* — 2018. — . — Vol. 123, no. 5. — Pp. 4381–4401.
19. *Zelenyy Mihail, Nozik Alexander, Stadnichuk Egor.* Reactor like TGE model. — Vol. 2163. — 2019. — 10. — P. 060005.
20. NIST Standard Reference Database 71. — 2020. — URL: <https://www.nist.gov/srd/nist-standard-reference-database-71> (online; accessed: 2020-05-14).
21. *Landau L. D., Lifshitz E. M.* Course of theoretical physics. The classical theory of fields. — 1994. — Pp. 172–175.
22. *Bianchi Cesidio, Meloni Antonio.* Natural and man-made terrestrial electromagnetic noise: An outlook // *Annals of Geophysics.* — 2009. — 01. — Vol. 50.
23. *Nag Amitabh, Rakov Vladimir A.* Compact intracloud lightning discharges: 1. Mechanism of electromagnetic radiation and modeling // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres.* — 2010. — Vol. 115, no. D20. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010JD014235>.
24. *Dwyer Joseph R., Cummer Steven A.* Radio emissions from terrestrial gamma-ray flashes // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 2013. — Vol. 118, no. 6. — Pp. 3769–3790. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/jgra.50188>.