

## О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ИЗБЫТКА ЗАРЯДА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ С УЧЁТОМ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Г. А. Гусев<sup>1</sup>, З. Г. Гусева<sup>2</sup>

*Проведен расчёт радиоизлучения избытка заряда широкого атмосферного ливня (ШАЛ) с учётом геомагнитного поля в кинетической модели, когда в отличие от прежних макроскопических моделей рассчитывается излучение каждого избыточного электрона ливневого диска с учётом их продольного и поперечного тока, обусловленного силой Лоренца. Учитывается пространственное распределение избыточных электронов в диске, их энергетический спектр, многократное рассеяние и эволюция диска вдоль трека ШАЛ.*

**Ключевые слова:** избыток заряда, радиоизлучение ШАЛ, избыточные электроны, кинетическая модель, энергетический спектр, многократное рассеяние.

В настоящее время метод радиодетектирования (см. обзоры [1–4]) получил большое развитие в экспериментальных исследованиях широких атмосферных ливней (ШАЛ) от космических лучей и нейтрино высоких энергий. Поэтому актуальны теоретические расчёты различных механизмов радиоизлучения ШАЛ. В этой связи интересны работы [5, 6]. Первой работой, в которой были выполнены оценки электронного избытка в ШАЛ и предложено использовать его радиоизлучение для исследования ШАЛ, была работа Г. А. Аскарьяна [7]. В работах [8, 9] проанализированы недостатки прежних макроскопических аналитических моделей и приведены аргументы в пользу кинетической модели расчёта излучения от каждого избыточного электрона. Существенно то, что частицы имеют разные энергии и движутся под разными углами к оси ШАЛ [8, 9], испытывая многократное рассеяние. В работе [10] проведено сравнение геомагнитного механизма и механизма избытка заряда [8, 9], рассчитанного без учёта геомагнитного

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gusevgag@mail.ru.

<sup>2</sup> ФГБУН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, 108840 Россия, Москва, г. Троицк, Калужское ш., 4.

поля, как это делалось и в работе [11]. Поэтому необходимо в механизме избытка заряда учесть влияние геомагнитного поля и уточнить сравнение двух механизмов, что и сделано в настоящей работе.

Будем следовать подходу работ [8, 9]. Распределение ливневых частиц берётся из [12], а его зависимость от высоты учитывается в рамках экспоненциальной модели уменьшения плотности атмосферы  $\rho(z) = \rho(0) \exp(-z/H_0)$ , здесь  $H_0 = 7.25$  км – средняя высота спада. Учёт геомагнитного поля усложняется в сравнении с расчётом работы [10] из-за добавления в подынтегральную функцию пятикратного интеграла функции энергетического спектра избыточных электронов [8, 9], что удлиняет время расчёта и увеличивает статистические ошибки в вычислении интегралов методом Монте-Карло (МК), сходимость которого в нашем случае ещё более ухудшается по сравнению с таковой в работах [8, 9].

Вследствие многократного рассеяния в конце треков электронов, где их энергия порядка 1 МэВ, происходит существенное искривление трека. Результат этого рассматривался в работе [10], где вводились уточнения модели, которые будут использованы и в этой работе. Там же обсуждалась точность формулы Тамма [13] для расчёта излучения избыточного электрона, как с точки зрения приближения далёкой волновой зоны Фраунгофера, так и следствия замены криволинейной траектории прямолинейным отрезком. Спрямяющий траекторию отрезок прямой, излучение с которого можно с достаточной точностью описывать формулой Тамма [13], укорачивается в сравнении с длиной пробега электрона, что необходимо учитывать. Там же было показано, что вклад с заключительной сильно искривлённой малой части трека мал по сравнению с вкладом от главной, более длинной и слабо искривлённой части трека. Поэтому малый вклад отбрасывается.

Что касается влияния на фазу поля радиоизлучения факта пренебрежения добавкой поперечной скорости электрона к продольной, близкой к скорости света, то надо учесть следующее. Независимо от величины добавки из-за релятивистского закона сложения скоростей полная скорость электрона большой энергии увеличивается слабо, а потому это влияние мало. С точки зрения точности формулы Тамма принятая в этой работе модель работает тем лучше, чем дальше от антенны рождён избыточный электрон.

При вычислении поперечного тока избыточного электрона надо учитывать, что его поперечная скорость растёт линейно со временем от нуля до максимального значения в конце излучающего отрезка. В результате среднее значение тока равно половине максимального. Максимальный ток пропорционален пробегу электрона, то есть растёт с его

энергией и с высотой рождения из-за уменьшения плотности воздуха, что учитывалось согласно экспоненциальной модели неоднородной атмосферы из работ [8, 9]. Эта же модель использовалась и для показателя преломления  $n(z) = 1 + 0.0003 \cdot \exp(-z/H_0)$ .

Как и в работах [8, 9], будем рассматривать простейший случай вертикального падения ШАЛ, выбирая на Земле для расчёта напряжённости электрического поля излучения вблизи антенны систему координат с центром в точке пересечения оси ШАЛ с поверхностью Земли с осью  $z$ , направленной вдоль вертикали, и осью абсцисс  $x$ , направленной по горизонтали в плоскости падения ШАЛ, например, на восток. Как величина геомагнитного поля, так и его направление зависят от места расположения установки. В расчётах мы полагаем величину магнитного поля  $B = 0.4$  Гс, его угол с вертикалью  $\theta_B = \pi/6$  и азимутальный угол  $\varphi_B = \pi/4$ , то есть будем считать, что так подобрано географическое положение установки. Пусть антенна находится на оси абсцисс на расстоянии  $d$  от начала координат (от оси ШАЛ). В этой системе координат избыточные электроны движутся под разными полярными углами  $\theta_s$  и азимутами  $\varphi_s$ . Величина поперечного тока электрона зависит от величины геомагнитного поля, его направления (углы  $\theta_B$  и  $\varphi_B$ ), и от величины и направления скорости электрона и его пробега. Что касается пробега электронов, то зависимость его от энергии и плотности атмосферы принималась такой же, как и в работах [8, 9]. Подчеркнём, что в нашей модели не вычисляется макроскопический поперечный ток всего избытка заряда, как это делается в макроскопических моделях, например, в работе [3] путём параметризации поперечного тока с использованием результатов полного моделирования МК развития каскада. В спокойных условиях при отсутствии атмосферных электрических полей модель тока содержит семь свободных параметров, а в грозовых условиях — десять [3]. Здесь мы ограничиваемся только спокойными условиями.

Как и в работах [8, 9], все расчёты проводились для энергии первичного протона  $10^{17}$  эВ в предположении регистрации на уровне моря и в предположении, что первое взаимодействие с молекулами воздуха реализуется после прохождения  $90$  г/см<sup>2</sup>, что для использованной модели атмосферы и вертикального падения ШАЛ соответствует высоте  $14.4$  км. Конечно, можно выбирать и другие высоты первого взаимодействия, так как в реальности это случайная величина с достаточно большой дисперсией. Интегрирование по поперечному расстоянию  $r$  в ливневом диске ограничивалось расстоянием  $450$  м, а интегрирование по энергии частиц — верхним пределом, равным  $900$  МэВ.

Что касается точности результатов в целом, то надо иметь в виду, что точность кинетической теории развития каскада вряд ли больше  $10\%$ , хотя есть эксперименталь-

ные работы, претендующие на точность совпадения теории и эксперимента порядка 5%. Точность формулы Тамма [13], использованной для расчёта поля излучения частицы с конечного отрезка, с точки зрения применимости длинноволновой асимптотики Фраунгофера достаточна для всех рассматриваемых нами частот и расстояний от источника до антенны.

Приведём результаты расчёта спектральной плотности амплитуды напряжённости электрического поля. Сначала дадим огибающую спектра с разрешением 20 МГц в полосе частот 40–360 МГц при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ.

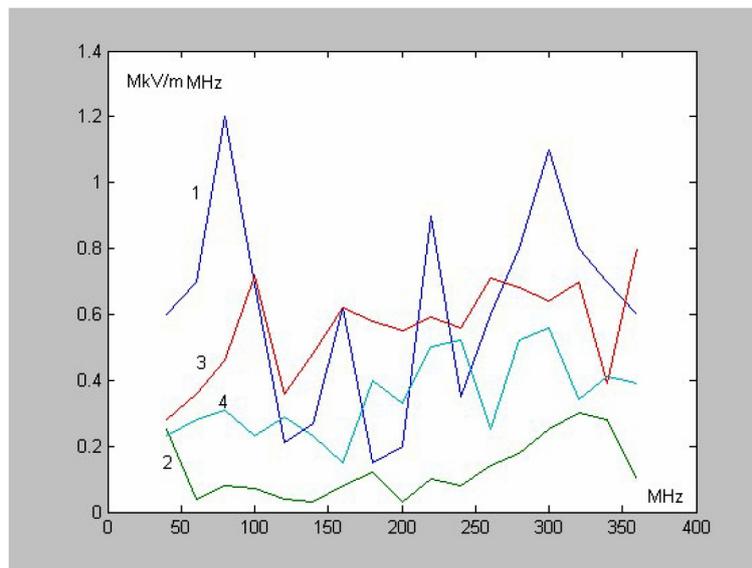


Рис. 1: Огибающие спектральной плотности сигнала с разрешением 20 МГц в интервале частот от 40 МГц до 360 МГц при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ, соответственно, кривые 1, 2. Также приведены соответствующие кривые 3, 4 для случая без учёта геомагнитного поля.

На рис. 1 представлены спектры радиоизлучения без учёта и с учётом геомагнитного поля в интервале частот от 40 МГц до 360 МГц. Моделирование проводилось для регистрации спектральной плотности на каждой частоте в полосе 1 МГц с разрешением 20 МГц для двух расстояний 100 и 800 м от оси ШАЛ. Сравнение результатов без учёта (кривые 3, 4) и с учётом геомагнитного поля (кривые 1, 2) указывает на то, что это поле увеличивает нерегулярность спектра и сильно уменьшает напряжённость электрического поля на больших расстояниях от оси ШАЛ вследствие разрушительной интерференции излучений от продольного и поперечного токов избыточных электронов.

Как видно из рис. 1, спектральная плотность поля имеет немонотонную зависимость от частоты и сильно изрезана. Это обусловлено как неравномерными по частоте статистическими ошибками, так и интерференцией зависящих от частоты вкладов с разных участков трека ШАЛ. Интерференция зависит от большого числа параметров данной многопараметрической задачи. Также при вычислении интегралов от сильно осциллирующих подынтегральных функций с полюсной особенностью, выполняется регуляризация взятием интеграла в смысле главного значения, но в методе МК она приводит к большим неустраняемым ошибкам. Впрочем, даже ещё большая изрезанность спектра получалась и в работе [14] при значительно большем разрешении по частоте. Что касается относительных статистических ошибок, то на отдельных частотах они могут достигать до 65% от самой величины спектральной плотности, но это не мешает получать для сравнения с экспериментом весьма точные результаты.

Дело в том, что во всех реальных экспериментах из-за малого отношения сигнал/шум регистрация радиоизлучения осуществляется в широкой полосе, так как в этом случае удаётся получить удовлетворительное отношение сигнал/шум. Поэтому мы приведём результаты для широкополосной регистрации в разных диапазонах частот. При этом, как будет видно ниже, большие вычислительные ошибки в спектральной плотности (“вычислительный шум”) уменьшаются вследствие некоррелированного их сложения при интегрировании по частоте. Это решает проблему асимптотической сходимости алгоритма метода МК в нашем случае.

Мы рассмотрим 2 диапазона с полосой частот шириной 80 МГц: 40–120 МГц и 240–320 МГц, как это делалось в работе [10], в которой в этих же условиях исследовался геомагнитный механизм радиоизлучения ШАЛ. Результат интегрирования методом трапеций спектральной плотности по частоте в диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м даёт величину напряжённости электрического поля 64 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 12% , а в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 68 мкВ/м и 11%, то есть в высокочастотном диапазоне как поле, так и относительные статистические ошибки практически такие же, как в низкочастотном. На расстоянии 800 м результаты таковы: в интервале частот 40–120 МГц напряжённость электрического поля составляет 14.6 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 12% и в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 15.2 мкВ/м и 11%, то есть поля и ошибки в обоих диапазонах практически одинаковы. Что касается спада поля от расстояния, то для низкочастотного диапазона имеет место спадание поля в 4.4 раза, а для высокочастотного – в 4.5 раза, то

есть спадание весьма слабое и одинаково для обоих диапазонов. Без магнитного поля для расстояния 100 м имеем в низкочастотном диапазоне 41 мкВ/м и 11% , а в высокочастотном – 43.8 мкВ/м и 7% и для расстояния 800 м, соответственно, 20.4 мкВ/м и 6%, 34 мкВ/м и 5%. Таким образом, без магнитного поля в обоих диапазонах ошибки и спадание поля с расстоянием меньше.

Сравним полученные результаты с результатами для геомагнитного механизма [10] для двух рассмотренных диапазонов частот. В диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м в случае геомагнитного механизма величина поля составляет 410 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 6%, в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 760 мкВ/м и 11%. Как видим, геомагнитный механизм для выбранной геометрии геомагнитного поля даёт на расстоянии 100 м электрическое поле в первом диапазоне в 6.4 раза больше, чем избыток заряда, а во втором – в 11 раз больше. Относительные статистические ошибки для низкочастотного диапазона приблизительно одинаковы, а для высокочастотного – в 1.2 раза меньше. На расстоянии 800 м в интервале частот 40–120 МГц в случае геомагнитного механизма напряжённость электрического поля больше в 17.1 раза, а относительные статистические ошибки меньше в 1.4 раза, в интервале частот 240–320 МГц – соответственно, в 19.5 раза, а ошибки в 1.3 раза больше.

Таким образом, на всех расстояниях механизм электронного избытка в случае вертикального падения ШАЛ для выбранной геометрии магнитного поля даёт вклад от 15 до 6% в сравнении с геомагнитным механизмом, это согласуется с экспериментальными данными [1]. Этот вывод для высоких частот отличается от вывода работы [10]. Это указывает на существенное влияние геомагнитного поля на механизм избытка заряда, особенно на высоких частотах.

Отметим, что предложенный кинетический подход, использующий данные каскадной теории и учитывающий реальное движение избыточных электронов с учётом их энергетического спектра и эффектами взаимодействия со средой, занимает промежуточное положение между макроскопическими модельными подходами и микроскопическими численными методами, основанными на МК кодах, учитывающих весь процесс развития ШАЛ и радиоизлучение всех частиц, что требует значительно больших вычислительных затрат, чем в нашем случае.

Авторы выражают благодарность В. А. Рябову за стимулирование и обсуждение постановки задачи и результатов расчётов.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Huege, *Phys. Rep.* **620**, 1 (2016). DOI: 10.1016/physrep.2016.02.001.
- [2] F. G. Schröder, *Progr. Part. and Nucl. Phys.* **93**, 1 (2017). DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.12.002.
- [3] O. Scholten, T.W.G. Trinh, K.D. de Vries, B. V. Hare, *Phys. Rev. D* **97** 023005 (2018). DOI: [https://doi.org/10.1103/Phys.Rev. D97 923005](https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.D97.923005).
- [4] A. Corstanje, S. Buitink, M. Desmet, et al., *JINST* **18**, 2 (2023). DOI: 10.1088/1748-0221/18/09/009005.
- [5] В. А. Царёв, В. А. Чечин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(3), 9 (2009). DOI:10.3103/S1068335609030026.
- [6] В. А. Царёв, В. А. Чечин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(3), 20 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030038.
- [7] Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* **41**, 616 (1961).
- [8] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47**(2), 12 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620020050.
- [9] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **49**(7), 29 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622070028.
- [10] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **51**(6), 3 (2024). DOI: 10.63103/S1068335624600372.
- [11] T. Huege, M. Ludwig, C. James, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 128 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [12] K. Kamata, J. Nishimura, *Progr. Theoret. Phys. Suppl.*, № 6, 93 (1958). <https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [13] I. E. Tamm, *J. Phys.* **1**, 439 (1939).
- [14] J. Alvarez-Muniz, W. R. Carvalho, E. Zas, *Astropart. Phys.* **35**, 325 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.10.005>.

Поступила в редакцию 14 августа 2024 г.

После доработки 5 ноября 2024 г.

Принята к публикации 7 ноября 2024 г.