

О ВЫСОКОЧАСТОТНОМ СПЕКТРЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Г. А. Гусев¹, Э. Г. Гусева²

Проведен расчёт радиоизлучения электронного избытка заряда широкого атмосферного ливня (ШАЛ) в кинетической модели, когда в отличие от прежних моделей рассчитывается излучение каждого избыточного электрона ливневого диска с учётом их пространственного распределения в диске, эволюции диска вдоль трека ШАЛ, энергетического спектра и многократного рассеяния. Найдены спектры радиоизлучения на расстояниях 100, 200, 300, 400 м от оси вертикального ШАЛ в диапазоне частот 20–360 МГц с разрешением 20 МГц и с разрешением 2 МГц на расстояниях 100 и 800 м в диапазоне частот 20–320 МГц.

Ключевые слова: радиоизлучение ШАЛ, кинетическая модель, электронный избыток заряда, энергетический спектр, диаграмма направленности, длина когерентности, многократное рассеяние.

В настоящее время быстро развивается метод радиодетектирования (см. обзоры [1, 2]) в комплексе с большими традиционными установками для экспериментальных исследований широких атмосферных ливней (ШАЛ) от космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий. Поэтому актуальны теоретические исследования различных механизмов радиоизлучения ШАЛ, имея в виду оптимизацию постановки эксперимента. В этой связи интересны работы [3, 4]. Недавно нами были опубликованы работы [5, 6], в которых проанализированы недостатки макроскопических моделей. В этих моделях [1, 2] с движущимся со скоростью света вдоль оси ШАЛ ливневым диском в геомагнитном поле связываются поперечный по отношению к оси ШАЛ и движущийся

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: andreevfv@lebedev.ru.

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

со скоростью света вдоль оси ШАЛ дрейфовый ток, избыток электронов и поперечно ориентированный распределённый диполь. В действительности все эти излучающие токи сами должны получаться в кинетической теории развития ШАЛ из распределений каскадных заряженных частиц, имеющих разные энергии и движущихся под разными углами к оси ШАЛ. Более точным представляется подход работ [5, 6], в котором прямо считается излучение каждого избыточного электрона, пролетевшего конечный отрезок, равный пробегу электрона. Далее выполняется суммирование полей от отдельных электронов с учётом фазового набега от точки излучения (середины отрезка, являющейся фазовым центром) до точки приёма при распространении в слабонеоднородной среде, каковой является атмосфера. Неоднородность показателя преломления среды с достаточной степенью точности учитывается в WKV-приближении.

Как и в работах [5, 6], мы рассматриваем излучение электронного избытка заряда, для нахождения которого до решения задачи об излучении должна быть решена кинетическая задача для распределения частиц ливневого диска и генерации ими избытка электронов.

Мы воспользовались, как и в работах [5, 6], решением сложной задачи генерации электронного избытка заряда в широком энергетическом интервале от 0.15 МэВ до 900 МэВ, представленным в работе [7]. В ней были учтены все известные эффекты генерации электронов ливневыми частицами, возникающими в рамках кинетической каскадной теории развития ШАЛ [8].

В работе [6] были представлены первые результаты расчётов спектральной плотности радиоизлучения ШАЛ с невысоким разрешением по частоте для ограниченных диапазонов частот и ограниченных расстояний регистрации от оси ШАЛ. В данной работе будут даны расчёты без этих ограничений, которые уже могут быть использованы для планирования экспериментов.

Отметим, что упрощенное представление об избытке заряда в обычных феноменологических моделях как о переменном заряде, движущемся со скоростью света вдоль всей траектории ШАЛ, очень не точно. Приведём дополнительные аргументы. В действительности частицы ливневого “диска” порождаются более энергичными частицами. Избыточные электроны разных энергий движутся независимо от источника с различными скоростями, несколько меньшими скорости света, под разными углами и тормозятся в среде, при этом они имеют разные пробеги и подвержены многократному рассеянию, которое зависит от энергии. Поэтому все они излучают по-разному, и расчёт по простым макроскопическим моделям без учёта разных индивидуальных параметров избыточных

электронов и их распределений по энергии и пространству может приводить к значительным ошибкам.

Пробег электрона зависит от энергии сложным образом. Используя экспериментальные данные, мы разбили всю область учитываемых энергий в интервале от 0.15 МэВ до 900 МэВ на два интервала, в каждом из которых использовали разные интерполяционные формулы (2), (3) из работы [6] для подгонки экспериментальных результатов, полученных при нормальном давлении. Далее, на разных высотах в параметрах диска ШАЛ учитывалась неоднородность атмосферы согласно средней экспоненциальной модели для плотности воздуха. Эта же модель использовалась и для показателя преломления $n(z)$ с $n(0) = 1.0003$ и средней высотой спадания плотности атмосферы $H_0 = 7.25$ км

$$n(z) = 1 + 0.0003 \cdot \exp(-z/H_0). \quad (1)$$

Учёт изменения показателя преломления $n(z)$ с высотой заметно изменяет конечный результат интерференции отдельных вкладов с разных участков трека ШАЛ, особенно, для высоких частот.

Следуя работам [5, 6], будем рассматривать простейший случай вертикального падения ШАЛ, выбирая на Земле систему координат с центром в точке падения ШАЛ, с осью Oz , направленной вдоль вертикали, и осью абсцисс Ox , направленной по горизонтали в плоскости падения излучающей частицы. Пусть антенна находится на оси абсцисс на расстоянии d от начала координат (от оси ШАЛ).

Как и в работе [6], энергетический спектр избыточных электронов брался в виде степени энергии электрона $W_e^{-1.8}$ при энергиях менее 50 МэВ и $W_e^{-2.5}$ – при больших энергиях, что с хорошей точностью соответствует расчётам работы [7] на всём рассматриваемом энергетическом интервале интегрирования.

Все расчёты проводились в предположении, что первое взаимодействие первичной частицы реализуется в атмосфере после прохождения 90 г/см², что для использованной модели атмосферы (1) и вертикального падения ШАЛ соответствует высоте 14.4 км. Интегрирование по поперечному расстоянию r ливневого диска ограничивалось расстоянием 450 м.

Что касается точности результатов в целом, надо иметь в виду, что точность кинетической теории развития каскада вряд ли больше 10%, хотя есть экспериментальные работы, претендующие на точность совпадения теории и эксперимента порядка 5%. Точность формулы Тамма [9], использованной для расчёта поля излучения электрона с

конечного отрезка, считалась достаточной для всех рассматриваемых частот, хотя такое допущение требует дополнительного исследования, особенно, для высоких частот. Напомним также, что нам неизвестна реальная высота первого взаимодействия первичной частицы, и потому реально неизбежны связанные с этим флуктуации измеряемых полей для ШАЛ одинаковых энергий и одинаковой геометрии прихода.

Приведём основные результаты расчёта спектральной плотности амплитуды электрического поля. Сначала дадим относительно грубую огибающую спектра в полосе 20–360 МГц с разрешением 20 МГц при регистрации на расстояниях 100, 200, 300, 400 м от оси ШАЛ. Она представлена на рис. 1: кривые 1–4, соответственно.

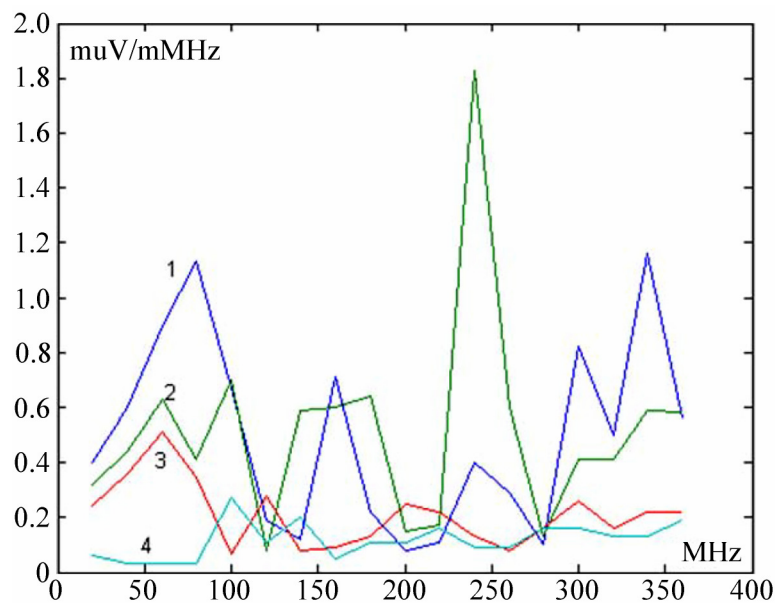


Рис. 1: Огибающие спектральной плотности сигнала с разрешением 20 МГц в интервале частот от 20 МГц до 360 МГц при регистрации на расстояниях 100, 200, 300, 400 м от оси ШАЛ, соответственно, кривые 1, 2, 3, 4. По оси ординат в единицах $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$, отложена рассчитанная спектральная плотность сигнала, по оси абсцисс – частота в МГц.

На рис. 1 представлены дискретные спектры радиоизлучения в интервале частот от 20 МГц до 360 МГц при моделировании регистрации в узкой полосе 1 МГц с разрешением 20 МГц для четырёх расстояний от 100 до 400 м от оси ШАЛ. С ростом расстояния от оси ШАЛ в области низких частот 20–80 МГц имеет место падение спектральной плотности, особенно сильное при переходе от 300 м к 400 м. С ростом частоты спектральная плотность при таком грубом разрешении на расстояниях 100, 200 м сна-

чала падает, а потом имеет довольно значительные пики, особенно на расстоянии 200 м для частот 220–260 МГц. На расстояниях 300, 400 м пики очень слабые и размытые в пределах статистических ошибок. Статистические ошибки расчётов будут рассмотрены ниже. Такое поведение спектральной плотности требует расчётов с большим разрешением, например 2 МГц.

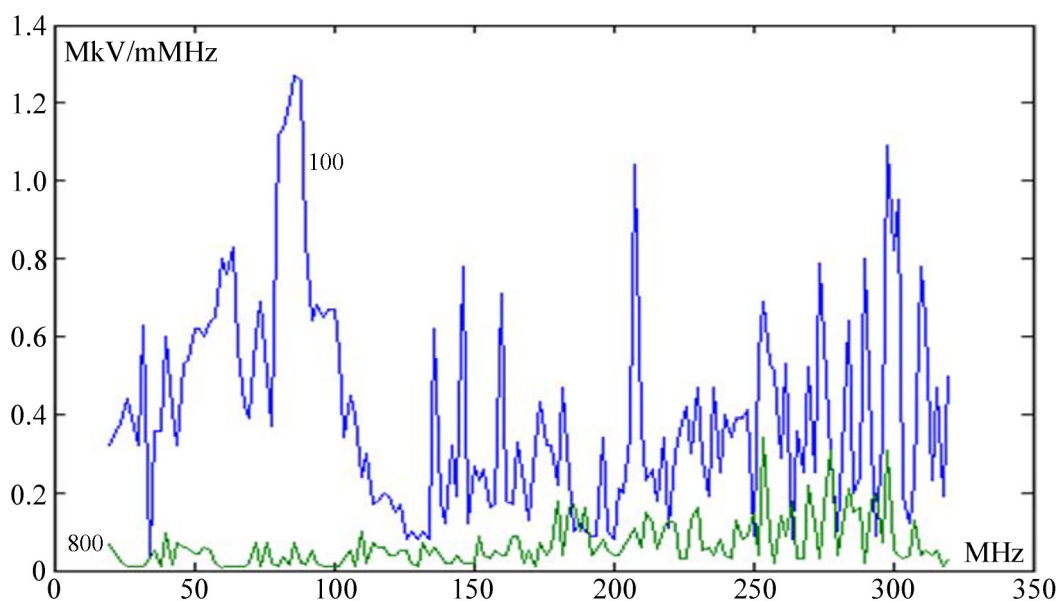


Рис. 2: Огибающие спектральной плотности сигнала с разрешением 2 МГц в интервале частот от 20 МГц до 320 МГц, при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ. По осям координат те же единицы, что и на рис. 1.

Результаты таких расчётов представлены на рис. 2 для диапазона частот 200–320 МГц и расстояний 100 и 800 м. Из рис. 2 видно, что спектральная плотность сильно флуктуирует, правда, в эти флуктуации дают определённый вклад статистические ошибки метода Монте-Карло, особенно для высоких частот, где ошибки больше. Сравнение рис. 1 и рис. 2 показывает, что для расстояния 100 м более высокое разрешение существенно уточняет результаты, особенно для высоких частот. Для расстояния 800 м спектральная плотность, сильно подавленная при низких частотах, испытывает заметный рост с частотой на частотах более 180 МГц, при этом спадание по сравнению с расстоянием 100 м в среднем в интервале частот 250–300 МГц оказывается очень медленным, приблизительно в 2.5 раза, тогда как спадание в среднем в интервале частот 40–100 МГц составляет более порядка.

В работе [6] было проведено сравнение результатов расчётов по двум моделям REAS 3 и MGMR для механизма излучения избытка заряда без магнитного поля для энергии первичной частицы 10^{17} эВ в случае вертикального падения и двух расстояний $d = 100$ м и $d = 800$ м. В работе [6] обсуждался вопрос о точности нашего подхода и проведено сравнение с моделью REAS 3 для отдельных частот в диапазоне 20–80 МГц и для высоких частот 100 и 200 МГц. На расстоянии 100 м для частот 20 и 40 МГц отличие в пределах 10%, а для остальных частот отличие уже в разы. Наибольшее отличие нашего подхода имеет место для расстояния 800 м, в этом случае спектральная плотность на всех частотах в нашем подходе более чем на порядок превышает таковую в модели REAS 3 [10].

Рассмотрим более подробно вопрос об ошибках расчётов. Так как во всех экспериментах регистрация радиосигнала осуществляется в широкой полосе, то мы не будем приводить промежуточные результаты для отдельных частот, а дадим только интегральные результаты для разных диапазонов частот, полезные для планирования экспериментов. Так, для расстояния 100 м рассмотрим 4 диапазона в интервале частот 20–420 МГц. Результат интегрирования спектральной плотности по частоте в диапазоне 20–80 МГц даёт величину поля 33 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 1.5%, в диапазоне 80–100 МГц, соответственно, 18.9 МкВ/м и 0.5%; в диапазоне 100–250 МГц, соответственно, 42.6 МкВ/м и 0.5%; в диапазоне 250–420 МГц, соответственно, 76.6 МкВ/м и 1.5%. Как видим, статистические ошибки расчётов во всех рассмотренных диапазонах невелики, в то время как ошибки для средней спектральной плотности в отдельных достаточно узких полосах могут быть до 20%.

На расстоянии 800 м рассмотрим три диапазона в интервале частот 20–320 МГц. В диапазоне 20–80 МГц величина поля составляет 3.4 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 2.5%, в диапазоне 80–200 МГц, соответственно, 16.2 МкВ/м и 4%; в диапазоне 200–320 МГц, соответственно, 13.6 МкВ/м и 7%, то есть поля на больших расстояниях существенно меньше, в частности, для низких частот практически на порядок. В то же время относительные ошибки в разы больше, но всё ещё не столь велики.

В заключение отметим, что предложенный кинетический подход, использующий данные каскадной теории [8] и учитывающий реальное движение электронов, их энергетический спектр и многократное рассеяние, занимает промежуточное положение между феноменологическими модельными подходами, и микроскопическими численными

методами, основанными на Монте-Карло кодах [11, 12], учитывающих весь процесс развития ШАЛ и излучение всех частиц ШАЛ.

Авторы выражают благодарность В. А. Рябову за 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] В. А. Царёв, В. А. Чечин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(3), 9 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030026.
- [4] В. А. Царёв, В. А. Чечин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(3), 20 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030038.
- [5] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47**(2), 12 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620020050.
- [6] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **49**(7), 29 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622070028.
- [7] В. М. Каргашев, П. С. Кизим, В. Е. Ковтун и др., *Космічна наука і технологія* **16**(3), 3 (2010).
- [8] K. Kamata, J. Nishimura, *Progr. Theoret. Phys. Suppl.*, № 6, 93 (1958). <https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [9] I. E. Tamm, *J. Phys.* **1**, 439 (1939).
- [10] T. Huege, V. Ludwig, O. Scholten, R. D. de Vries, *NIMA* **662**, 179 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.041>.
- [11] T. Huege, M. Ludwig, C. James, *AIP Conf. Proc.* **1535**, 128 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [12] 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 3 декабря 2022 г.

После доработки 28 сентября 2023 г.

Принята к публикации 29 сентября 2023 г.