

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА И ГЕНЕРИРУЕМОГО ИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА

Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцык

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В рамках представления о лавине релятивистских убегающих электронов (УЭ) выполнено численное моделирование компактного внутриоблачного разряда (compact intracloud discharge – CID) как генератора мощных природных электромагнитных импульсов (ЭМИ) ВЧ-УВЧ излучения – узких биполярных импульсов (narrow bipolar pulses – NBP). Для нескольких значений перенапряжения поля и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа инициирующих лавину электронов, при которых расчетные характеристики ЭМИ согласуются с измеренными параметрами NBP. Отмечаются затруднения гипотезы об участии широких атмосферных ливней в инициировании лавины. Разряд, способный генерировать NBP, порождает УЭ в количествах, близких к числу УЭ в источнике атмосферных γ -вспышек (terrestrial γ -ray flashes – TGFs), что может быть свидетельством о едином источнике NBP и TGF.

Введение

В 1980-х годах в грозовой атмосфере обнаружены, а затем исследованы [1–13] электромагнитные импульсы (ЭМИ) ВЧ-УВЧ диапазона, более мощные, нежели ЭМИ разрядов молнии на землю или «нормальных» внутриоблачных разрядов [11]. Импульсы характеризуются малой длительностью порядка нескольких десятков микросекунд и характерной биполярной формой, в связи с чем в научной литературе идентифицируются как «узкие биполярные импульсы» (narrow bipolar pulses – NBPs).

Предполагается, что источником NBP являются компактные внутриоблачные разряды (compact intracloud discharges – CIDs) [3]. Несмотря на внимание исследователей к этим, по-видимому, наиболее мощным атмосферным генераторам широкополосного ВЧ-УВЧ излучения [5; 11], природа CID остается неясной. Предложена гипотеза [14, 15], согласно которой источником NBP является пробой на убегающих электронах (УЭ) [16], инициируемый широким атмосферным ливнем (ШАЛ), порождаемым космической частицей с энергией 10^{17} – 10^{19} эВ. Предполагается следующая последовательность процессов. Электроны ШАЛ с энергиями, превышающими порог убегания ϵ_{th} в грозовом электрическом поле, ускоряются и в ионизирующих соударениях с молекулами порождают новые электроны, малая часть которых также способна ускоряться. В результате развивается лавина релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ)

высоких энергий, сопровождающаяся генерацией большого числа электронов в подпороговой области энергий $\epsilon \leq \epsilon_{th}$, ток которых и создает NBP. Идея об участии ШАЛ в генерации NBP, однако, уязвима, поскольку зарегистрированы 4 % NBP, которые приходили парами с разновременностью менее 200 мс [11], много меньшей разновременности между последовательными событиями ШАЛ. Альтернативным источником УЭ может являться лидер молнии: часть электронов в сильном поле лидера набирает энергию порядка сотен эВ и, оказываясь в режиме убегания ($\epsilon \geq \epsilon_{th}$), порождает ЛРУЭ [17; 18].

Целью нашего исследования является развитие идеи об участии УЭ в механизме CID [9, 14, 15]. Выполнено численное 2D моделирование разряда в самосогласованном поле. Для нескольких значений напряженности поля и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа инициирующих ЛРУЭ затравочных УЭ N_{re}^0 , при которых расчетные характеристики ЭМИ, наилучшим образом согласуются с измеренными параметрами NBP. Природа источника затравочных УЭ не конкретизируется.

Математическая постановка задачи

Исследования процессов в грозовом поле с участием УЭ ведутся в терминах перенапряжения поля $\delta = eE/(F_{min}P)$ относительно минимума силы трения, действующей на электрон

$F_B^{\min} = 218 \cdot P$ кВ/(м·атм.) в результате неупругих взаимодействий с молекулами атмосферы [19–21]. Развитие ЛРУЭ в воздухе возможно, начиная с $\delta_{th} \approx 1,3$ [22], чему соответствует критическая напряженность поля $E_{th} \approx 283$ кВ/м при нормальных условиях. То обстоятельство, что пороговое значение δ_{th} превышает 1, обусловлено рассеянием электронов на молекулах, в результате чего они в среднем движутся под некоторым углом к направлению электрической силы $-e\vec{E}$.

Используем ту же модель разряда, что и в работах [21, 23], где транспорт УЭ в описывается диффузионно-дрейфовым уравнением:

$$\frac{\partial n_{re}}{\partial t} + \text{div}(n_{re}\vec{v}_{re} - D_T \cdot (\vec{\nabla} n_{re} - \vec{v}_{re} \cdot (\vec{v}_{re} \cdot \vec{\nabla} n_{re}) / v_{re}^2) - D_L \cdot \vec{v}_{re} \cdot (\vec{v}_{re} \cdot \vec{\nabla} n_{re}) / v_{re}^2) = v_{re} \cdot n_{re} + S_{re}^{ext}. \quad (1)$$

Здесь n_{re} – концентрация УЭ; v_{re} – коэффициент размножения (гибели) УЭ (gunaway electron gate); $\vec{v}_{re} = -v_{re} \cdot \vec{E}/E$ – вектор и v_{re} – абсолютная величина направленной скорости УЭ; D_T и D_L – коэффициенты поперечной и продольной диффузии УЭ; $S_{re}^{ext} = N_{re}^0 \cdot \delta(t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_s)$ – внешний источник УЭ; \vec{r}_s – положение источника УЭ.

Модель включает описание кинетики электронов низких энергий (e), положительных (p) и отрицательных (n) ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} n_e \vec{v}_e &= \\ = (v_{ion} - v_{att}) \cdot n_e - \beta_{ep} \cdot n_e \cdot n_p + v_{ep} \cdot n_{re} + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div} n_p \vec{v}_p &= \\ = v_{ion} \cdot n_e - \beta_{ep} \cdot n_e \cdot n_n - \beta_{pn} \cdot n_p \cdot n_n + v_{ep} \cdot n_{re} + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div} n_n \vec{v}_n &= \\ = v_{att} \cdot n_e - \beta_{pn} \cdot n_p \cdot n_n. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь n_e, n_p, n_n – концентрации; $\vec{v}_e = -\mu_e \vec{E}$, $\vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$, $\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$ – скорости дрейфа, μ_e и $\mu_{p,n}$ – подвижности электронов и ионов; v_{ion} – частота ионизации молекул воздуха электронами; β_{ep} и β_{pn} – коэффициенты рекомбинации положительных ионов с электронами и отрицательными

ионами; v_{att} – частота прилипания электронов; v_{ep} – частота генерации электронов низких энергий в соударениях УЭ с молекулами; S_{ep} – внешний источник электрон-ионных пар, обусловленный фоновым космическим излучением.

Система уравнений (1) и (2) замыкается уравнением для самосогласованного поля:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{\nabla} \phi_{int} + \vec{E}_{ext}, \\ \Delta \phi_{int} &= -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e - n_{re}), \end{aligned} \quad (3)$$

где \vec{E}_{ext} – вектор напряженности внешнего грозового поля, ϕ_{int} – потенциал поля пространственного заряда, созданного в результате движения заряженных частиц.

Использованы те же, что и в работах [21, 23] зависимости от напряженности поля и давления коэффициентов, входящих в уравнения (1) и (2), и начальные и граничные условия для системы (1)–(3). Решается двумерная задача в цилиндрической системе координат: аксиальной z , направленной по высоте и ортогональной ей радиальной координате ρ . Поскольку длительность CID крайне мала, внешнее поле (поле грозового облака) в данной задаче полагается стационарным и создается двумя плоскими равномерно заряженными слоями зарядов разного знака с толщиной Δz :

$$\vec{E}_{ext}(\vec{r}) = E_{ext}(z) \cdot \vec{e}_z = \vec{e}_z \times \begin{cases} E_m \cdot \frac{(z_b - z)}{\Delta z}, & z_b < z < z_b + \Delta z \\ -E_m, & z_b + \Delta z < z < z_t - \Delta z \\ E_m \cdot \frac{(z - z_t)}{\Delta z}, & z_t - \Delta z < z < z_t \end{cases} \quad (4)$$

Здесь z – высота над уровнем моря, z_b и z_t – нижняя и верхняя граница области с полем, $E_m = \delta_{ext} \cdot F_B^{\min}(0,5 \cdot (z_b + z_t))$ и δ_{ext} – модуль напряженности и перенапряжение поля в центре области. Вектор напряженности направлен вниз. Толщина Δz принята равной 200 м. Ввиду цилиндрической симметрии задачи напряженность поля в точке наблюдения зависит только от вертикальной z и радиальной ρ координат (рис. 1). NBP регистрируются, в основном, на расстояниях порядка десятков–сотен километров от источников [11–13], когда основной вклад в измеряемое поле вносит радиационная составляющая. Для ее расчета в точке наблюдения (observation) (z_{ob}, ρ_{ob}) используем известную формулу:

$$\vec{E}(z_{ob}, \rho_{ob}, t) = -\frac{\partial \vec{A}(z_{ob}, \rho_{ob}, t)}{\partial t},$$

$$\vec{A}(z_{ob}, \rho_{ob}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int_{V_{dis}} \frac{\vec{j}(z, \rho, t - R/c)}{R} \rho d\varphi \rho dz \quad (5)$$

где $R(z_{ob}, z, \rho_{ob}, \rho, \varphi) = \sqrt{(z - z_{ob})^2 + \rho^2 + \rho_{ob}^2 - 2\rho\rho_{ob} \cos\varphi}$, V_{dis} – объем области, в которой развивается разряд; $\vec{j} = e \cdot (n_p \cdot \vec{v}_p - n_n \cdot \vec{v}_n - n_{re} \cdot \vec{v}_{re} - n_e \cdot \vec{v}_e)$ – плотность тока.

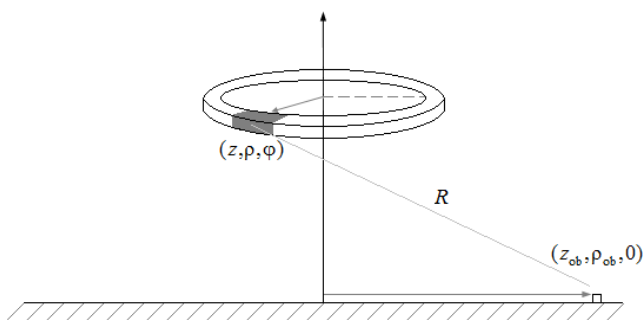


Рис. 1. Геометрическая схема расчета электрического поля в точке наблюдения (z_{ob}, ρ_{ob})

Результаты вычислений и их анализ

В наземных наблюдениях измеряется вертикальный компонент напряженности поля (в наших обозначениях z -компонент), поэтому далее под напряженностью понимается величина E_z . Согласно статистике 71 % NBP (9190 из 12892), зарегистрированных в 1998–1999 годах с помощью Los Alamos Spheric Array, имеют положительную полярность (предполагается, что ось OZ направлена вверх – physical sign convention) [24]. В работе [11] описана феноменология 157 NBP положительной полярности, зарегистрированных в августе-сентябре 2008 г. в Gainesville (Флорида, США), причем отмечается, что за то же время были записаны только 4 импульса отрицательной полярности. Мы моделируем только положительные импульсы, как доминирующие в статистике. Положительная полярность импульса соответствует переносу отрицательного заряда вверх либо положительного – вниз, что, в свою очередь, согласуется с типичным распределением зарядов внутри облака: положительный заряд наверху, отрицательный внизу.

Характеризуем ЭМИ четырьмя величинами: модулями напряженности поля в максимуме E_z^{\max} и в минимуме E_z^{\min} и двумя интервалами времени $\Delta t_{0,1}^{\max}$ и $\Delta t_{0,1}^{\min}$. Величина $\Delta t_{0,1}^{\max}$ определяется как отрезок времени между моментом, когда напряженность поля достигает 10 % от максимального значения E_z^{\max} , и моментом, когда поле становится равным нулю. Аналогичным образом определяется $\Delta t_{0,1}^{\min}$. В работе [11] для набора из 48 импульсов рассчитаны геометрические средние значения следующих величин: высота источника излучения 16 км; максимум напряженности поля 20 В/м, нормированный на случай для расстояния 100 км до источника; полная длительность импульса 23 мкс; длительность первого полуцикла 5,6 мкс; модуль отношения максимума напряженности поля к минимуму 5.7.

Согласно измерениям Маршалла и др. [25, 26] напряженность поля внутри грозовых облаков, приведенная к нормальным условиям, не превышает 3–4 кВ/см, чему соответствуют $\delta = 1,5$ –2. В настоящем сообщении приведены результаты расчетов, выполненных для $\delta_{ext} = 2$ и $\delta_{ext} = 3$. Чтобы оценить зависимость параметров ЭМИ от высоты, расчеты выполнялись для двух значений верхней границы z_t области с полем: 8 км и 16 км. По вертикали размер этой области определяется числом

длин усиления ЛРУЭ $\zeta_{ext} = \int_D \frac{v_{re}(\delta(z)) \cdot dz}{u(\delta(z))}$, где

интегрирование ведется вдоль оси симметрии задачи внутри области D , где δ_{ext} больше 1,3. Расчеты выполнены для $\zeta_{ext} = 11, 15$ и 20. Следует отметить, что согласно пределу по обратной релятивистской связи (relativistic feedback – RFB) [27, 28] ζ не может превышать ~ 11 ($e^\zeta \sim 10^4$ – 10^5) для случая однородного поля [27]. Источник УЭ располагался на нижней границе области D . Число УЭ в источнике N_{re}^0 принято равным $5 \cdot 10^{11}$, $7,5 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^7$ соответственно для $\zeta_{ext} = 11, 15$ и 20. Величина N_{re}^0 подобрана так, чтобы рассчитанные значения E_z^{\max} в «точке наблюдения» ($z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 100$ км) были близки к 20 В/м. Вычисленные параметры ЭМИ представлены в табл. 1. На рис. 2 иллюстрируются ЭМИ, рассчитанные для случая $\zeta_{ext} = 11$.

Таблица 1

Расчетные параметры ЭМИ. $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 100$ км.

δ_{ext}	z_t , км	ζ_{ext}	N_{re}^0	E_z^{max} , В/м	$ E_z^{min} $, В/м	$\Delta t_{0,1}^{max}$, мкс	$\Delta t_{0,1}^{min}$, мкс
2	8	11	$5 \cdot 10^{11}$	29,6	22,7	1,9	2,4
2	8	15	$7,5 \cdot 10^9$	29,2	22,3	1,9	2,4
2	8	20	$5 \cdot 10^7$	23,9	18,2	1,9	2,5
3	8	11	$5 \cdot 10^{11}$	44,2	24,4	1,1	2,1
3	8	15	$7,5 \cdot 10^9$	51,3	28,6	1,1	2,1
3	8	20	$5 \cdot 10^7$	38,2	22,2	1,2	2,1
2	16	11	$5 \cdot 10^{11}$	20,2	7,4	4,9	14,7
2	16	15	$7,5 \cdot 10^9$	18,8	7,1	4,8	15,0
2	16	20	$5 \cdot 10^7$	17,5	6,4	4,7	15,2
3	16	11	$5 \cdot 10^{11}$	21,9	6,2	3,1	12,8
3	16	15	$7,5 \cdot 10^9$	23,9	7,0	3,1	12,6
3	16	20	$5 \cdot 10^7$	21,5	6,3	3,1	12,7

Видно, что параметры ЭМИ, вычисленные для $z_t = 8$ км, не согласуются с экспериментальными данными. Так, длительность ЭМИ около 4 мкс значительно меньше средней измеренной длительности NBP 23 мкс [11]. Отношение модуля амплитуд первого и второго полуциклов равно

примерно 1,5, что также сильно отличается измененного отношения 5,7 [11]. Результаты, полученные для $z_t = 16$ км, неплохо описывают данные экспериментов. Так, расчетные значения полной длительности и длительности первого полуцикла ЭМИ для $\delta_{ext} = 2$ равны примерно 20 и 5 мкс соответственно, что близко к экспериментальным значениям. Отметим, что увеличение длительности ЭМИ с ростом высоты связано с падением плотности воздуха, поскольку длительность второго полуцикла определяется временем прилипания электронов, которое растет с высотой. Модуль отношения максимума напряженности поля к минимуму для $z_t = 16$ км, равное примерно 3, почти в два раза меньше среднего экспериментального значения 5,7.

ЭМИ, рассчитанный для $\zeta_{ext} = 11$, хорошо согласуется с ЭМИ, зарегистрированным на Los Alamos Spheric Array (рис. 3).

Обсудим вопрос о природе источника УЭ, основываясь на результатах расчетов с числом $\zeta_{ext} = 11$, предельным по релятивистской связи REB. В этом случае, чтобы получить наблюдае-

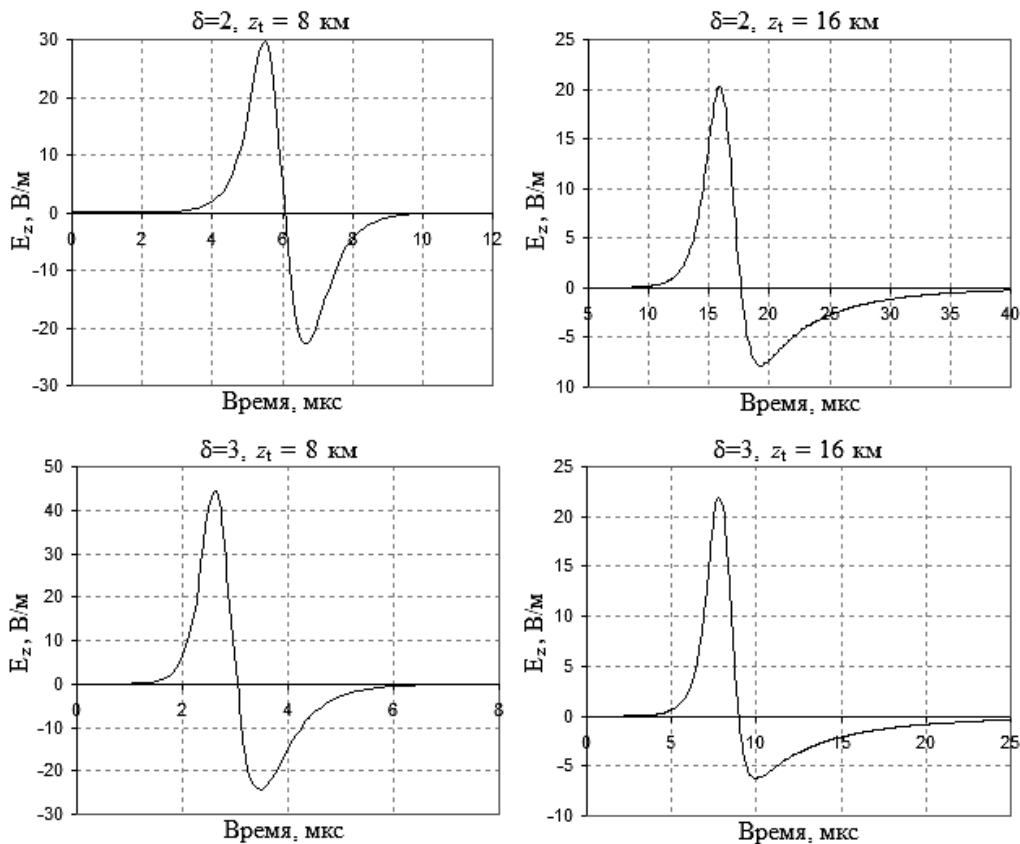


Рис. 2. Результаты расчетов вертикального компонента напряженности электрического поля ЭМИ в точке «наблюдения» на поверхности Земли $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 100$ км для $\zeta_{ext} = 11$

мую амплитуду ЭМИ, требуется $5 \cdot 10^{11}$ УЭ в источнике (табл. 1). Нами численно моделировался [29] наземный эксперимент по регистрации рентгеновского излучения лидера молнии [30]. Для согласия с данными измерений число УЭ, генерируемых одной ступенью лидера, в различных редакциях эксперимента и моделирования должно находиться в интервале $4 \cdot (10^9 - 10^{11})$, что близко к $5 \cdot 10^{11}$. Следовательно, лидер может быть источником релятивистских лавин, отвечающих за развитие CID и, в конечном итоге, за NBP.

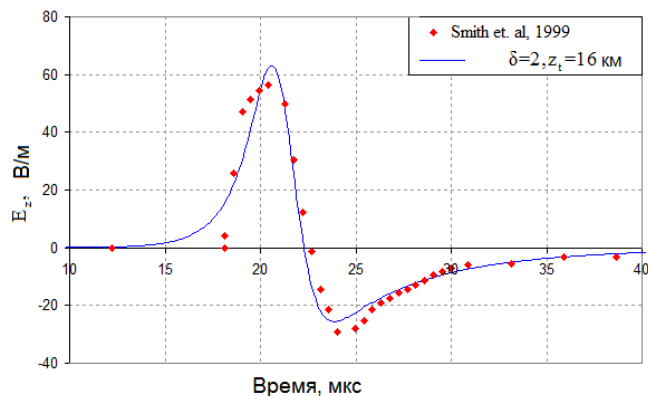


Рис. 3. Вычисленный ЭМИ в точке «наблюдения» (observation) на поверхности Земли $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 32,2$ км для $\zeta_{ext} = 11$ и результаты измерений [3]

Оценим возможность того, что источником необходимого числа «затравочных» УЭ может являться ШАЛ. Космическая частица с энергией 10^{16} эВ при прохождении через атмосферу в грозном поле с $\delta_{ext} = 2$ может создать в максимуме распределения по высоте 10^5 УЭ/м [31]. Следовательно, частица с энергией $\sim 10^{19}$ эВ может создать 10^8 УЭ/м. Такая частица, движущаяся в поле с $\delta_{ext} = 2$ вертикально вниз на высотах ~ 16 км на одной длине усиления ЛРУЭ $l_{re} \approx 250$ м (согласно данным [32] для времени усиления ЛРУЭ при 1 атм.) создаст $2,5 \cdot 10^{10}$ электронов, что на порядок меньше числа УЭ $5 \cdot 10^{11}$, необходимого для получения амплитуды ЭМИ, равной амплитуде NBP. Кроме того, максимум плотности затравочных УЭ, порождаемых частицей с энергией 10^{16} эВ, двигающейся по вертикали, достигается на высоте 4 км [31], т. е. ниже 16 км. В случае частицы с энергией 10^{19} эВ максимум, скорее всего, должен находиться ниже уровня Земли. В случае, когда первичная космическая частица движется горизонтально, чтобы создать $5 \cdot 10^{11}$ «затравочных» УЭ, ШАЛ должен в грозном поле пройти

путь $l \sim (5 \cdot 10^{11} / 10^8 \text{ м}^{-1}) = 5$ км. Поток частиц с энергией, превышающей 10^{19} эВ, на границе атмосферы равен примерно $\Phi \approx 4 \cdot 10^{-13} (\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ [33]; следовательно, чтобы хотя бы одна частица с энергией $\sim 10^{19}$ эВ и более пересекла облако с радиусом $R_{cl} \sim l/2 = 2,5$ км необходимо время $(\Phi \times \pi R_{cl}^2)^{-1} \sim 10^5$ с, т. е. более суток. Очевидно, что время жизни грозного поля существенно меньше. Таким образом, участие космических частиц высоких энергий в генерации NBP маловероятно.

Заключение

Развивая идею об участии лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) в механизме слабо изученных компактных внутриоблачных разрядов CID [9, 14, 15], являющихся мощными генераторами природного широкополосного излучения ВЧ-УВЧ диапазона (NBP), в приближении сплошной среды построена 2D модель разряда в самосогласованном поле с учетом кинетики УЭ высоких энергий, электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов. Без конкретизации источника электронов, инициирующих ЛРУЭ, выполнено численное моделирование разряда для нескольких значений перенапряжения грозного поля δ_{ext} , длин усиления ЛРУЭ ζ_{ext} и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа затравочных электронов N_{re}^0 , при которых расчетные характеристики ЭМИ согласовались бы с измеренными усредненными параметрами NBP [11]: длительностью первого полуцикла $\Delta t_{0,1}^{max} \approx 5,6$ мкс, полной длительностью NBP $\Delta t_{0,1}^{max} + \Delta t_{0,1}^{min} \approx 23$ мкс и модулем отношения максимума напряженности поля к минимуму $|E_z^{max} / E_z^{min}| = 5,7$. Так, для верхней границы $z_t = 16$ км области с полем, величиной перенапряжения поля $\delta_{ext} = 2$ и числа длин усиления лавины в e раз $\zeta_{ext} = 11$ (ограничение по RFB) вычисленные значения $\Delta t_{0,1}^{max} \approx 5$ мкс и $\Delta t_{0,1}^{max} + \Delta t_{0,1}^{min} \approx 20$ мкс близки к результатам измерений. Отношение $|E_z^{max} / E_z^{min}| \approx 3$ почти в два раза меньше среднестатистического измеренного, что, возможно, обусловлено отличием модельного поля от реальной структуры поля грозного облака.

Список литературы

1. Le Vine D. M. Sources of the strongest RF radiation from lightning // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85(C7). P. 4091.
2. Willett J. C., Bailey J. C., and Krider E. P. A class of unusual lightning electric field waveforms with very strong high-frequency radiation // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94(D13). P. 255.
3. Smith D. A. et al. A distinct class of isolated intracloud discharges and their associated radio emissions. // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 4189.
4. Rison W. et al. A GPS - based three - dimensional lightning mapping system: Initial observations in central New Mexico // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26(23). P. 3573.
5. Thomas R. et al. Observations of VHF source powers radiated by lightning // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V.28(1). P. 143.
6. Light T. and Jacobson A.R. Characteristics of impulsive VHF lightning signals observed by the FORTE satellite // *J. Geophys. Res.* 2002. V.107(D24). doi:10.1029/2001JD001585. P. 4576.
7. Jacobson A.R. How do the strongest radio pulses from thunderstorms relate to lightning flashes? // *J. Geophys. Res.* V.108(D24). 2003. doi:10.1029/2003JD003936. P. 4778.
8. Hamlin T. et al. *Lightning; Principles, Instruments and Applications*. 2009. Edited by H.D. Betz, U. Schumann, and P. Laroche Springer, New York. P. 287–307.
9. Tierney H.E. et al. Radio frequency emissions from a runaway electron avalanche model compared with intense, transient signals from thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 2005. V.110. D12109. doi:10.1029/2004JD005381.
10. Suszcynsky D.M. and Lay E. H. Case Study of a Strong Narrow Bipolar Event Producing Storm on 2–3 July 2005 // 2009. Abstract AE43B - 0278. 2005 AGU Fall Meeting, San Francisco, Calif.
11. Nag A., Rakov V.A., Tsalikis D., and Cramer J.A. On phenomenology of compact intracloud lightning discharges // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D14115.
12. Nag A., and Rakov V.A. Compact intracloud lightning discharges: 1. Mechanism of electromagnetic radiation and modeling // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115.
13. Nag A., and Rakov V.A. Compact intracloud lightning discharges: 2. Estimation of electrical parameters // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D20103. doi:10.1029/2010JD014237.
14. Gurevich A. V., Medvedev Y. V. and Zybin K. P. New type discharge generated in thunderclouds by joint action of runaway break-down and extensive atmospheric shower // *Phys. Lett. A.* 2004. V. 329. P. 348.
15. Gurevich A. V. and Zybin K. P. High energy cosmic ray particles and the most powerful discharges in thunderstorm atmosphere // *Phys. Lett. A.* 2004. V. 329. P. 341.
16. Gurevich A. V., Milikh G. M. and Roussel-Dupre R. A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett. A.* 1992. V. 165. P. 463.
17. Dwyer J. R. Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. D10103. doi:10.1029/2007JD009248.
18. Celestin S. and Pasko V. P. Energy and fluxes of thermal runaway electrons produced by exponential growth of streamers during the stepping of lightning leaders and in transient luminous events // *J. Geophys. Res.* 2011. V.116. A03315. doi:10.1029/2010JA016260.
19. Coleman L. M., and Dwyer J. R. Propagation speed of runaway electron avalanches // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L11810. doi:10.1029/2006GL025863.
20. Kutsyk I.M., Babich L.P., Donskoi E.N. and Bochkov E.I. Numerical Analysis of the Concept of a Laboratory Experiment on the Demonstration of Runaway Electron Breakdown under Normal Conditions at High Overvoltages // *JETP Letters*. 2012. V. 95. №.12. P. 631–636.
21. Babich L.P., Bochkov E.I., Dwyer J.R., Kutsyk I.M. Numerical simulations of local enhancement of thundercloud field capable of lightning initiation trigger, allowing for the runaway electron avalanches seeded by cosmic rays // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. A09316. Doi: 10.1029/2012JA017799117.
22. Dwyer J. R. The initiation of lightning by runaway air breakdown // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L20808. Doi:10.1029/2005GL023975.
23. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм иницирования молнии, основанный на развитии лавин релятивистских убегающих электронов, иницируемых фоновым космическим излучением. Численное моделирование // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139. № 5. С. 1028–1038.
24. Smith D. A. et al. A distinct class of isolated intracloud discharges and their associated radio emissions // *J. Geophys. Res.* 1999. 104(D4). P. 4189–4212.
25. Marshall T.C. et al. Rocket and balloon observations of electric field in two thunderstorm // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 815.

26. Marshall T. C. et al. Observed electric fields associated with lightning initiation // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L03813. doi:10.1029/2004GL021802.
27. Dwyer J. R. A fundamental limit on electric fields in air. *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. doi:10.1029/2003GL017781. P. 2055.
28. Babich L. P., Donskoy E. N., Kutsyk I.M. and Roussel- Dupré R. A. The Feedback Mechanism of Runaway Air Breakdown // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. 1–5.
29. Babich L. P., Donskoï E. N., Dwyer J. R., Kutsyk I. M. Analysis of the experiment on the registration of x-rays of the stepped leader of the lightning discharge to the ground // *J. of Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2573–2582. Doi: 10.1002/jgra.50236.
30. Dwyer J. R. et al. X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L01803. doi:10.1029/2004GL021782.
31. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением // *Геомагн. и аэрон.* 2007. Т. 47. С. 709–713.
32. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Илькаев Р. И., Куцык И. М., Рюссель–Дюпре Р. А. Фундаментальные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов в воздухе // *Физика плазмы.* 2004. Т. 30. № 7. С. 666–674.
33. Berezhinskii V. S. et. al. *Astrophysics of Cosmic Rays.* Elsevier. New York. 1990.
34. Fishman G. J. et al. Discovery of Intense Gamma – Ray Flashes of Atmospheric Origin // *Science.* 1994. V. 264. P. 1313.
35. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., and Barington-Leigh C.P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV. // *Science.* 2005. V.307. P.1085.
36. Briggs M. S. et al. First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor // *J. Geophys. Res.* 2010. V.115. A07323. doi:10.1029/2009JA015242.
37. Briggs M. S. et al. Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with Fermi GBM // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. L02808. doi:10.1029/2010GL046259.
38. Connaughton V. et al. Associations between Fermi Gamma-ray Burst Monitor terrestrial gamma ray flashes and sferics from the World Wide Lightning Location Network // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 115. A12307. doi:10.1029/2010JA015681.