

# Энергетика. Электротехника Energetics. Electrical engineering

Научная статья

УДК 537.52+53.01+537.87

DOI: <https://doi.org/10.18721/JEST.31102>



А.А. Сысоев<sup>1,2</sup> ✉, Д.И. Иудин<sup>1,2</sup>, Н.В. Коровкин<sup>1,3</sup>,  
А.А. Емельянов<sup>1</sup>, И.Ю. Жаворонков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН),  
Нижний Новгород, Россия;

<sup>2</sup> Приволжский исследовательский медицинский университет (ПИМУ),  
Нижний Новгород, Россия;

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

✉ [asysoev@ipfran.ru](mailto:asysoev@ipfran.ru)

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ПРОБОЯ НА СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИДЕРА МОЛНИИ

*Аннотация.* В работе представлен новый метод численного моделирования специфической формы внутриоблачной молнии, называемой «начальные импульсы пробоя» (НИП). Они проявляются в виде серии всплесков тока с амплитудами от единиц до нескольких десятков (в некоторых случаях – сотен) тысяч ампер, предшествующей формированию самоподдерживающегося лидера молнии. Предлагаемый подход объединяет в себе элементы моделей, опирающихся на парадигму передающей линии и традиционно используемых для описания главной стадии молнии, и стохастических электростатических моделей, применяемых для симуляции эволюции трехмерного древа молнии. Модель обладает относительно высоким пространственно-временным разрешением, учитывает термодинамику разрядных каналов и описывает формирование чехла заряда лидера за счет токов утечки с поверхности тонкого лидерного канала. Она воспроизводит ряд последовательных процессов, начиная с появления в грозовом облаке первых стримерных каналов и заканчивая формированием хорошо проводящего лидера молнии длиной в несколько сотен метров. Результаты моделирования хорошо согласуются с измеряемыми параметрами НИП и указывают на то, что их появление может быть результатом формирования так называемого начального лидера молнии, которое сопровождается быстрым переходом стримерной плазмы в лидерную. Возникающий при этом интенсивный всплеск тока объясняется резкой зависимостью равновесной проводимости горячей лидерной плазмы от ее температуры. Представлено сравнение предложенного численного метода с альтернативными моделями НИП. Результаты работы важны для лучшего понимания процесса инициации молнии, механизм которого остается главной нерешенной проблемой физики атмосферного электричества.

*Ключевые слова:* начальные импульсы пробоя, начальный лидер молнии, инициация молнии, внутриоблачный разряд, стримеры, лидеры, численное моделирование.

*Благодарности:* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда в рамках реализации проекта «Моделирование мощнейших природных источников электромагнитного излучения в атмосфере Земли» (Соглашение № 23-21-00057, <https://rscf.ru/project/23-21-00057/>).

Для цитирования:

Сысоев А.А., Иудин Д.И., Коровкин Н.В., и др. Численное моделирование начального импульса пробоя на стадии формирования лидера молнии // Глобальная энергия. 2025. Т. 31, № 1. С. 19–40. DOI: <https://doi.org/10.18721/JEST.31102>

Research article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JEST.31102>



A.A. Syssoev<sup>1,2</sup> ✉, D.I. Iudin<sup>1,2</sup>, N.V. Korovkin<sup>1,3</sup>,  
A.A. Emelyanov<sup>1</sup>, I.Yu. Zhavoronkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Federal research center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS), Nizhny Novgorod, Russia;

<sup>2</sup> Privolzhsky Research Medical University, Nizhny Novgorod, Russia;

<sup>3</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ [asysoev@ipfran.ru](mailto:asysoev@ipfran.ru)

## NUMERICAL SIMULATION OF INITIAL BREAKDOWN PULSE AT THE LIGHTNING LEADER FORMATION STAGE

*Abstract.* The study presents a new method for numerical simulation of a specific form of intracloud lightning called Initial Breakdown Pulses (IBPs). They manifest themselves as a series of current surges with amplitudes ranging from units to several tens (in some cases hundreds) of thousands of amperes preceding a self-sustaining lightning leader formation. The proposed approach combines the elements of transmission line models, traditionally used to describe the main stage of lightning, and stochastic electrostatic models used to simulate the development of a three-dimensional lightning tree. It has a relatively high spatio-temporal resolution, takes into account discharge channels thermodynamics, and describes the leader channel sheath formation due to the leakage currents from the surface of a thin leader channel. The model reproduces a number of sequential processes occurring in a thundercloud, starting with the appearance of first streamer segments and ending with the formation of a well-conducting several hundred meters long lightning leader. Simulation results are in good agreement with the measured IBPs parameters. They indicate that IBPs may result from the so-called initial lightning leader formation which is accompanied with a rapid transition of the streamer plasma into the leader one. The resulting intense current surge is explained by a sharp dependence of equilibrium conductivity of hot leader plasma on its temperature. A comparison of the proposed numerical method with alternative IBPs models is presented. The results of the study are important for better understanding of the lightning initiation process, the mechanism of which remains the main unsolved problem of the physics of atmospheric electricity.

*Keywords:* initial breakdown pulses, initial leader, lightning initiation, intracloud lightning, streamers, leaders, numerical simulation.

*Acknowledgements:* The research was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-21-00057 “Simulation of the most powerful natural sources of electromagnetic radiation in the Earth’s atmosphere”. Available online: <https://rscf.ru/project/23-21-00057/>.

*Citation:*

Syssoev A.A., Iudin D.I., Korovkin N.V., et al., Numerical simulation of initial breakdown pulse at the lightning leader formation stage, *Global Energy*, 31 (01) (2025) 19–40, DOI: <https://doi.org/10.18721/JEST.31102>

**Введение.** Анализ осциллограмм электромагнитного излучения грозового облака позволяет разделить развитие молнии (до главной стадии в случае разряда типа облако – земля) на три основных этапа. Первый из них можно назвать пробоем, второй – промежуточной фазой, а третий – стадией ступенчатого отрицательного лидера. В англоязычной литературе укоренился термин “Breakdown, Intermediate, Leader” (BIL) [1]. В некоторых исследованиях (например, [2]) данную последовательность дополняют предшествующей стадией начального изменения поля – от англоязычного термина “initial E-change” (IEC), – которая оканчивается появлением первого импульса пробоя. Данная работа посвящена численному моделированию наиболее интенсивной пробойной (“В” в последовательности BIL) стадии развития молнии.

Начальные импульсы пробоя (НИП), которые по-английски обозначаются “initial breakdown pulses” (IBPs) или “preliminary breakdown” (PB), принято определять как серию из нескольких, как правило, около десятка биполярных импульсов электрического поля, длящуюся 1–10 мс и предшествующую появлению ступенчатого отрицательного лидера молнии [1]. Для НИП, предваряющих разряды типа облако – земля и внутриоблачные молнии, характерны высоты 5–7 и 8–10 км соответственно [3].

Каждый ОНЧ–НЧ (3–300 кГц) импульс электрического поля излучения НИП длится примерно 10–40 мкс и имеет амплитуду  $\sim 1$  В/м на расстоянии 100 км от источника. Импульсы последовательности отделены друг от друга паузами с типичной длительностью 10–100 мкс. Для генерации столь интенсивных импульсов электромагнитного излучения внутри грозового облака должны возникать всплески тока, сопоставимые по величине или даже большие, чем токи молнии типа облако – земля на стадии возвратного удара [1]. Это подтверждается не только простыми оценками, но и численными методами восстановления временного профиля тока НИП по осциллограммам их электрического поля излучения (см. [4] и ссылки там). Кроме «классических» ОНЧ–НЧ импульсов на осциллограммах электрического поля излучения НИП часто присутствуют гораздо более короткие, так называемые «узкие» импульсы длительностью от долей до единиц микросекунд, которые как бы наложены поверх «классических» импульсов и создают их «тонкую структуру» (см., например, [5, 6]).

В настоящее время для полевых наблюдений НИП активно применяется широкий набор средств, включающий высокоскоростные видеокамеры оптического диапазона, НЧ (30–300 кГц) антенны, широкополосные ОВЧ (30–300 МГц) интерферометры, системы высокочастотного картирования молнии “Lightning Mapping Array” (LMA), датчики гамма-квантов и прочее оборудование, позволяющее проводить комплексное исследование НИП (см., например, [6, 7]). За последние годы было записано большое количество осциллограмм электромагнитного излучения НИП (см., например, [2, 3, 5–12]), изучение которых позволяет провести исчерпывающий статистический анализ распределения параметров отдельных импульсов и пауз между ними.

Сопоставление осциллограмм электромагнитного поля излучения НИП, приведенных в различных работах, свидетельствует как о многообразии форм их импульсов, которые могут быть и биполярными, и униполярными [5], так и о значительном разбросе значений их параметров. Наряду с относительно слабыми трудно детектируемыми импульсами [13] были зафиксированы экстремально интенсивные всплески тока НИП с пиковыми амплитудами более 200 (до 584) кА [10]. Данные события получили название энергичных внутриоблачных импульсов – от англоязычного термина “energetic in-cloud pulses” (EIPs). Большой разброс пространственных масштабов и высокая вариабельность процессов, вовлеченных в развитие НИП, подчеркиваются в [11].

Особый интерес к изучению НИП связан не только с чрезвычайно большими пиковыми амплитудами их токов, но и с тем, что данная форма внутриоблачных разрядов, наряду с компактными внутриоблачными разрядами (см., например, [14]), является мощнейшим природным источником ВЧ–ОВЧ (3–300 МГц) излучения (примеры соответствующих измерений могут быть найдены в [6, 7, 11]). Кроме того, с высокой степенью точности было установлено, что НИП

отвечают за исходящие из грозового облака вспышки гамма-квантов, которые в англоязычной литературе обозначаются термином “terrestrial gamma-ray flashes” (TGF) [7, 10]. Данный факт еще раз подчеркивает чрезвычайно высокую энергетику связанных с НИП процессов. Об этом также свидетельствуют пробивающиеся через толщу облака и детектируемые на расстоянии в десятки километров мощные вспышки света, которые наблюдаются в оптическом диапазоне и совпадают по времени с моментами формирования характерных импульсов тока НИП (см. [6, 9] и ссылки там).

Наблюдения показывают, что НИП всегда или по крайней мере в подавляющем большинстве случаев предшествуют появлению лидера молнии [3] (в том числе и в случае положительных разрядов на землю [8]). Данный факт делает их неотъемлемым звеном процесса инициации молнии, механизм которого считается самой интригующей из нерешенных проблем атмосферного электричества [15].

Принято считать, что НИП обусловлены формированием ступеней так называемого начального лидера – от англоязычного термина “initial leader” (IL). Согласно предложенному в пионерских работах Б. Шонланда и др. разделению ступеней отрицательного лидера на  $\alpha$ - и  $\beta$ -типы [1], НИП можно отнести к ступеням  $\beta$ -лидеров [1, 16]. Они характеризуются средней скоростью распространения порядка  $10^6$  м/с, на порядок большей, чем у  $\alpha$ -лидеров, и имеют большие по сравнению с  $\alpha$ -лидерами длины и светимости ступеней.

Гипотеза о ступенчатой природе НИП, по-видимому, основана на том, что акт слияния двух (или большего числа) проводящих плазменных каналов является наиболее очевидным механизмом формирования импульсных токов с наблюдаемыми для НИП параметрами. Данная концепция также объясняет происхождение ассоциированных с ОНЧ–НЧ импульсами электромагнитного излучения НИП вспышек ОВЧ излучения [6, 7, 11]. Их принято относить к импульсным коронам отрицательных стримеров, появление которых сопровождается формированием каждой ступени начального лидера [12]. Кроме того, всплески тока НИП, как и в случае ступеней отрицательного лидера молнии [1], сопровождаются вспышками оптического света [6, 9].

Хотя строгое определение понятия «начальный лидер» отсутствует, его всегда ассоциируют с некими процессами, в результате которых формируется самоподдерживающийся канал «классического» лидера молнии [4, 7, 9, 17]. Несмотря на прямую аналогию, стоит отметить, что длины ступеней начального лидера, как и промежутки времени между двумя последовательными ступенями, гораздо больше, чем у «обычного» ступенчатого отрицательного лидера. Если в случае начального лидера типичные значения длин ступеней и пауз между ними составляют порядка 0,1–1 км и 0,1–1 мс соответственно, то в случае наблюдаемых вблизи земли ступеней нисходящего отрицательного лидера речь идет о длинах ступеней в районе 1–10 м и межступенчатых интервалах порядка 10 мкс (см. [18] и ссылки там). Кроме того, амплитуды тока ступеней начального лидера, варьирующиеся в пределах 1–100 кА, как правило, заметно больше токов ступеней нисходящего отрицательного лидера, оцениваемых в несколько тысяч ампер [1]. Информация о параметрах ступеней начальных лидеров может быть найдена, например, в работах [9, 10, 13].

Концепция формирования НИП как гипертрофированных ступеней начального лидера была развита в [17] на базе эксперимента с искусственным облаком заряженного аэрозоля (см. [19] и ссылки там), в ходе которого были открыты и исследованы так называемые необычные плазменные образования – от английского “unusual plasma formations” (UPFs). Они представляют собой ранее неизвестную форму атмосферного разряда, «вызревающую» в рамках объемной стримерной сети в виде проводящих кластеров сложной формы, включающих в себя каналы с различными температурами (проводимостями). Наиболее горячие фрагменты необычных плазменных образований, формирующиеся в местах слияния токов множества стримеров, по-видимому, являются переходным звеном от стримерной сети к самоподдерживающемуся лидерному каналу.

По мнению авторов [17], импульсы тока НИП формируются в моменты слияния горячих хорошо проводящих элементов объемных плазменных сетей, заполняющих грозовое облако на стадии начального изменения поля. При этом наличие «классических» и «узких» импульсов тока НИП объясняется тем, что первые возникают в момент слияния крупных, а вторые – более мелких лидерных каналов. Данная точка зрения согласуется с бимодальным распределением длин ступеней, наблюдаемых во время развития НИП, которые составляют порядка 200 и 10 м для «классических» и «узких» импульсов электромагнитного излучения НИП соответственно [6].

Стоит отметить, что гипотеза о «ступенчатом» происхождении НИП, под которым обычно подразумевают формирование импульса тока выравнивания потенциалов в результате объединения двух лидерных каналов, разделяется не всеми исследователями. Так, авторы [4, 7, 9] отмечают, что на момент формирования НИП плазменный канал, который принято ассоциировать с начальным лидером, может быть недостаточно проводящим (горячим). Они выдвигают альтернативное предположение, согласно которому серия из нескольких пробоев, проходящих по изначально холодному плазменному каналу, постепенно повышает его температуру, что в конце концов приводит к появлению самоподдерживающегося лидера молнии.

Недавно в [7], с опорой на экспериментальные наблюдения с использованием широкого спектра новейших технических средств, был предложен альтернативный сценарий развития НИП, согласно которому характерный для него ОНЧ–НЧ импульс тока (электромагнитного излучения) возникает вследствие развития в грозовом облаке гипертрофированной лавины отрицательных стримеров с масштабами в несколько сотен метров, плоский фронт которой распространяется со скоростью порядка  $10^7$ – $10^8$  м/с. При этом наблюдаемые на осциллограммах напряженности электрического поля излучения микросекундные субимпульсы формируются за счет слияния проводящих плазменных образований, образующихся в хвосте стримерной лавины. Предполагается, что данные слияния порождают ассоциированные с НИП вспышки гамма-квантов.

Существующие на данный момент численные модели (например, [4, 16, 20, 21]) подразумевают, что импульсы тока НИП формируются по аналогии со ступенями отрицательного лидера. Большинство из них базируется на различных модификациях концепции передающей линии (соответствует англоязычному термину “transmission line models”) [4, 16], которая традиционно используется для анализа главной стадии молнии [1]. В этих моделях каждый импульс тока обусловлен присоединением к каналу новой прямолинейной секции длиной 50–1500 м. Среди недостатков данного подхода можно отметить отсутствие предварительной стадии развития разряда, относительно низкое пространственное разрешение и сильно упрощенное описание эволюции разрядных каналов (в том числе стримерно-лидерного перехода), которая во многом задается «вручную». Целью данной работы является создание и апробация альтернативной численной модели развития НИП, объединяющей в себе элементы концепции передающей линии и электростатических эволюционных моделей развития молнии. Будет показано, что в рамках данного подхода генерация НИП может быть объяснена как естественная часть процесса формирования лидера молнии.

#### ***Постановка задачи***

Область моделирования представляет собой отрезок на вертикальной оси  $z$  протяженностью 600 м, центр которого расположен на высоте 6 км над уровнем моря. Он разбит на сегменты длиной  $a = 0,6$  м, которая задает пространственное разрешение модели. Предполагается, что рассматриваемый отрезок расположен между нижним положительным и основным отрицательным слоями заряда облака. Вертикальные профили потенциала  $\varphi_a$  и напряженности электрического поля  $E_a$ , в которых начинается разряд, показаны на рис. 1. Наложенные на гладкий крупномасштабный профиль осцилляции напряженности электрического поля с пространственным периодом, равным 480 м, могут быть объяснены механизмом пучковой неустойчивости, развивающейся в плазмоподобной среде и приводящей к крупномасштабному (десятки – сотни

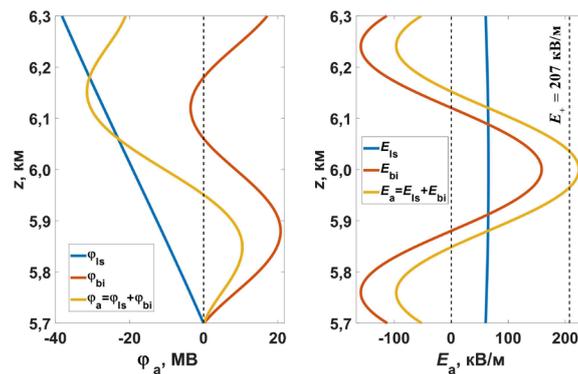


Рис. 1. Вертикальные профили внутриоблачного потенциала  $\varphi_a$  (слева) и напряженности электрического поля  $E_a$  (проекция на ось  $z$ , справа) на момент начала развития системы, состоящие из крупномасштабной компоненты (индекс «ls») и осциллирующей части, создаваемой развитием пучковой неустойчивости (индекс «bi»). Ноль потенциала соответствует нижней границе области моделирования

Fig. 1. Vertical profiles of the intracloud potential  $\varphi_a$  (on the left) and electric field strength  $E_a$  (projection onto  $z$ -axis, on the right) at the beginning of the system development. They are formed by a large-scale component (index “ls”) and an oscillating part created by development of the beam instability (index “bi”). Zero potential corresponds to the lower boundary of the simulation domain

метров) разделению пространственного заряда внутри грозового облака. Данная неустойчивость реализуется в многокомпонентной среде облака и приводит к возникновению экспоненциально растущей волны пространственного заряда, переносимой вверх конвективным потоком [22, 23]. По мнению авторов [22, 23], возникающие при этом осцилляции напряженности электрического поля могут быть достаточными для инициации молнии.

Рассматриваемое значение высоты над землей определяет концентрацию молекул окружающего воздуха  $N$ , тем самым задавая характерные значения напряженности электрического поля  $E$  ( $E/N = \text{const}$ ) и линейных масштабов разряда  $d$  ( $d \cdot N = \text{const}$ ). На используемой в расчетах высоте, равной 6 км, концентрация молекул воздуха уменьшается до

$$\delta = \frac{N_a}{N_0} = \frac{p_a T_0}{T_a p_0} = 0,54 \quad (1)$$

от приземного значения, где  $p$  и  $T$  – давление и температура воздуха, а индексы «a» и «0» соответствуют рассматриваемой и нулевой высотам соответственно. Входящие в формулу (1) значения давления и температуры воздуха были взяты из открытого интернет-источника [24], данные которого соответствуют международной стандартной атмосфере. Вследствие относительно небольшой вертикальной протяженности области моделирования в расчетах используется центральное значение высоты.

### Моделирование токовой системы НИП

Модель рассматривает следующий механизм формирования одномерной токовой системы разряда. Каждые 15 мкс в случайное место внутри области максимума напряженности внутриоблачного электрического поля «вбрасывается» затравочная стримерная связь с минимальной длиной  $a = 0,6$  м. Возможный механизм возникновения внутри грозового облака стримерных разрядов с масштабами 0,1–1 м описан, например, в [25]. Если значение напряженности электрического поля в точке появления затравочной связи достаточно велико, ее проводимость постепенно увеличивается (см. формулу (3)), в результате чего связь поляризуется и начинает расти. В ином случае она теряет проводимость и остается «неактивной».

Разрядные каналы могут удлиняться в обе стороны, прирастая стримерными сегментами с той же минимальной длиной  $a$ . Появление новых каналов положительных и отрицательных стримеров, растущих в направлении убывания и роста электрического потенциала соответственно, происходит, если напряженность электрического поля на границе канала превышает  $E_+$  и  $E_-$  для новообразованных сегментов положительной и отрицательной полярности. Используемое в модели поле поддержания роста положительных стримеров рассчитывается по аппроксимирующей экспериментальные данные формуле из работы [26]:

$$E_+ [\text{кВ/м}] = 517 \cdot \delta^{1,23} \left( 1 + \frac{1,76 \cdot \delta^{-0,65}}{100} (\tilde{h} [\text{г/м}^3] - 11) \right) = 207 \text{ кВ/м}, \quad (2)$$

где  $\tilde{h}$  – абсолютная влажность воздуха, значения которой в зависимости от высоты приведены в интернет-источнике [24]. В силу двукратной асимметрии пороговых полей поддержания роста положительных и отрицательных стримеров [27],  $E_- = 2E_+ = 415 \text{ кВ/м}$ .

Скорости роста положительных и отрицательных стримеров зависят от локальной напряженности электрического поля. Они находятся путем линейной аппроксимации данных, представленных на рис. 4b работы [28] с тем условием, что полученные таким образом значения не могут быть ниже минимальной скорости распространения стримеров, оцениваемой как  $2 \cdot 10^5 \text{ м/с}$  [27]. Поскольку скорость роста стримеров не должна зависеть от плотности воздуха (высоты над землей) [29], в ее расчетах используется приземный эквивалент напряженности электрического поля  $E/\delta$ .

В момент появления разрядные каналы обладают малой начальной проводимостью  $\sigma_0 = 10^{-5} \text{ См/м}$ . Эволюция проводимости холодных стримерных каналов описывается полуэмпирической формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = (\eta E^2 - \beta) \sigma, \quad (3)$$

где  $\eta = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \text{В}^{-2} \text{с}^{-1}$  и  $\beta = 6,45 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Проводимость стримера ограничена сверху значением  $\sigma_{s\_max} = 4 \text{ См/м}$ . Ток поляризации стримерного канала находится по закону Ома:

$$I = \pi r_{str}^2 \sigma E = \frac{E}{R_l}, \quad (4)$$

где  $r_{str} = 2 \text{ см}$  – радиус проводимости (соответствующий приземный эквивалент составляет  $1,08 \text{ см}$ ),  $R_l$  – погонное сопротивление канала. Для сравнения, в [21] радиус моделируемого канала принят равным  $1 \text{ см}$  на высотах  $6-8 \text{ км}$ .

Для каждого разрядного канала решается уравнение теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(k_T \nabla T) = \sigma E^2 - \epsilon_{rad}, \quad (5)$$

правая часть которого включает источник в виде джоулева нагрева  $\sigma E^2$  и сток в виде потерь на излучение  $\epsilon_{rad}$ . Используется приближение постоянного давления:

$$p = \frac{\rho R_g T Z}{M_0} = \text{const}, \quad (6)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха,  $R_g = 8,31 \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{моль}^{-1}$  – универсальная газовая постоянная,  $M_0 = 29 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$  – молярная масса ненагретого воздуха,  $Z = M_0/M$  – сжимаемость газа, отражающая уменьшение его молярной массы  $M$  с ростом температуры. Входящие в уравнения (5) и (6) коэффициент теплопроводности  $k_T$ , молярная теплоемкость при постоянном давлении  $c_p$  и плотность воздуха  $\rho$  (с учетом сжимаемости  $Z$ ) являются функциями давления и температуры воздуха [30]. Радиационные потери температуры канала  $\varepsilon_{rad}$  отвечают случаю оптически тонкой плазмы из работы [31]. Поскольку исходные данные для радиационных потерь соответствуют энергии, излучаемой единичным объемом в единицу телесного угла, при подстановке в уравнение (5) их необходимо умножить на  $4\pi$  стерадиан. В рамках радиально-симметричного приближения структуры канала уравнение (5) можно переписать в форме

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \left( \frac{k_T}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial k_T}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + k_T \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \sigma E^2 - \varepsilon_{rad} \right). \quad (7)$$

Для ускорения расчетов уравнение (7) решается в рамках упрощающего приближения, предполагающего постоянство функционального профиля радиального распределения температуры канала:

$$T(r) = T_a + (T_m - T_a) e^{-(r/r_T)^2}, \quad (8)$$

где  $T_m$  – максимальное (осевое) значение температуры,  $r_T$  – термический радиус канала, равный 4 см (соответствующий приземный эквивалент составляет 2,16 см). При таком предположении достаточно решать уравнение (7) в единственной точке ( $r_{eff}, T_{eff}$ ), усредняя его по радиусу от нуля до некоторого радиуса отсечки, который принят равным  $r_T$ . Эффективная температура  $T_{eff}$ , отвечающая радиусу  $r_{eff}$ , находится интегрированием:

$$T_{eff} = T(r_{eff}) = T_a + (T_m - T_a) \frac{\int_0^{r_T} e^{-(r/r_T)^2} dr}{r_T} = T_a + (T_m - T_a) \frac{\sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(1)}{2}, \quad (9)$$

где  $\text{erf}(x)$  – функция ошибок Гаусса.

На момент возникновения стримерного канала, который в данной работе ассоциируется с пучком однонаправленных стримеров, ему присваивается начальное значение осевой температуры  $T_m$ , которое, вследствие малости нагрева воздуха стримерным разрядом [27], всего на 1 К превышает температуру окружающего воздуха  $T_a$ . Если температура на оси канала превышает условный порог  $T_c = 4500 \text{ К}$ , соответствующий диапазону температур стримерно-лидерного перехода [27], он становится лидерным.

Для горячих лидерных каналов, плазму которых можно считать равновесной, существует однозначная связь между температурой  $T$  и проводимостью  $\sigma$  (с учетом давления воздуха) [30]. Это позволяет вычислить погонное сопротивление лидерного канала

$$R_l = \left( \int_0^{\infty} \sigma(T(r)) 2\pi r dr \right)^{-1}, \quad (10)$$

подстановка которого в закон Ома (4) позволяет найти ток лидера. Верхний предел интегрирования в формуле (10) формально выбран бесконечно большим, поскольку при приближении к  $T_a$  равновесное значение проводимости плазмы быстро стремится к нулю, так что после определенного

значения радиуса интеграл перестает расти. Из соотношений (4) и (10) следует, что ток лидерного канала полностью определяется текущими значениями его температуры и напряженности продольного электрического поля в нем. В целях соблюдения условия непрерывности тока в момент стримерно-лидерного перехода минимальное погонное сопротивление стримерного канала  $(\sigma_{s\_max} \pi r_{str}^2)^{-1}$  совпадает с максимальным (начальным) погонным сопротивлением лидера, которое достигается при температуре стримерно-лидерного перехода  $T_c = 4500$  К и составляет 197 Ом/м. Отметим, что используемая в модели максимальная проводимость стримерного канала  $\sigma_{s\_max} = 4$  См/м также может рассматриваться как минимальная (начальная) проводимость лидерного сегмента. Данное значение совпадает по порядку величины с оценочной проводимостью канала лабораторного лидера длиной в несколько метров, который характеризуется током  $\sim 1$  А, токовым радиусом  $\sim 1$  мм и продольным полем  $\sim 500$  В/см [27].

Токи выравнивания потенциалов (4) создают точечные заряды, размещенные в узлах моделируемого отрезка. Потенциал  $\Phi_q$ , создаваемый точечным зарядом  $q$  на расстоянии  $d$  от него находится по закону Кулона:

$$\Phi_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \max(a/2, d)}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума, а случай деления на половину пространственного шага модели  $a/2 = 0,3$  м соответствует вкладу точечного заряда в потенциал узла, в котором он находится, что позволяет решить проблему сингулярности. В силу удаленности от земли формула (11) пренебрегает вкладом со стороны наведенных на ее поверхности зарядов.

Модель учитывает процесс формирования чехла заряда вокруг лидерного канала. Напряженность радиального поля  $E_r$  вокруг лидерной жилы радиуса  $r_l$  можно оценить из теоремы Гаусса, мысленно «размазав» точечный заряд  $q$  по отрезку длиной  $a$ , который соответствует расстоянию между двумя соседними узлами:

$$E_r = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r_l a}. \quad (12)$$

Задав проводимость ионизированной среды чехла  $G = 10^{-5}$  См/м, можно найти поперечный ток утечки  $I_{\perp}$  через боковую поверхность канала:

$$I_{\perp} = GE_r 2\pi a r_l = \frac{Gq}{\epsilon_0} = \frac{q}{\tau_{sh}}, \quad (13)$$

где  $\tau_{sh} = \epsilon_0 / G = 0,89$  мкс – характерное время перехода заряда с поверхности канала в чехол. Аналогичная (13) формула была использована в модели [20] при  $\tau_{sh} = 0,5$  мкс, что соответствует  $G = 1,77 \cdot 10^{-5}$  См/м. Используемое в расчетах значение проводимости чехла заряда вокруг лидерного канала укладывается в пределы оценки  $10^{-6} - 10^{-5}$  См/м, полученной в [32].

Чтобы найти вклад заряда чехла лидерного канала в потенциал на рассматриваемой оси, нужно знать радиальное распределение объемной плотности заряда в чехле  $\rho_{sh}(r)$ . Согласно [27], внутри чехла заряда лидера приближенно выполняется условие  $E_r = \text{const}$ . Из дифференциальной формы теоремы Гаусса, записанной для цилиндрической системы координат:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) = \frac{\rho_{sh}}{\epsilon_0}, \quad (14)$$

следует, что этому требованию удовлетворяет зависимость типа

$$\rho_{sh}(r) = \frac{A}{r}, \quad (15)$$

где  $A$  – некоторая константа. Чтобы найти ее, повторим прием с мысленным «размазыванием» заряда элемента чехла  $q_{sh}$  по отрезку длиной  $a$  и запишем нормировочное условие

$$q_{sh} = a \int_{r_l}^{R_{sh}} \rho_{sh}(r) 2\pi r dr = 2\pi A a (R_{sh} - r_l) \approx 2\pi A a R_{sh}, \quad (16)$$

где  $R_{sh} \gg r_l$  – радиус чехла заряда вокруг лидерного канала. Из (16) следует, что

$$A = \frac{q_{sh}}{2\pi a R_{sh}}. \quad (17)$$

Элементарный цилиндрический сегмент чехла с минимальной вертикальной протяженностью  $a$ , заключающий внутри себя заряд  $q_{sh}$  и ограниченный по вертикали значениями  $z_1 = z_q - a/2$  и  $z_2 = z_q + a/2$ , где  $z_q$  – центральная высота расположения заряда  $q_{sh}$ , создает в точке на оси  $z$  с координатой  $z_0$  потенциал

$$\varphi_{sh}(z_0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} dz \int_{r_l}^{R_{sh}} dr \frac{\rho_{sh}(r) 2\pi r}{\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}}. \quad (18)$$

Опуская промежуточные выкладки, с учетом (15) и (17) получаем

$$\varphi_{sh}(z_0) = \frac{q_{sh}}{4\pi\epsilon_0 a R_{sh}} (f(R_{sh}, z_2, z_0) - f(R_{sh}, z_1, z_0) - f(r_l, z_2, z_0) + f(r_l, z_1, z_0)), \quad (19)$$

где

$$f(r, z, z_0) = (z - z_0) \ln \left( r + \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2} \right) + r \ln \left( z - z_0 + \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2} \right). \quad (20)$$

Полный электрический потенциал, создаваемый зарядом чехла лидера в точке  $z_0$ , находится суммированием вкладов (19) от всех его участков.

Входящий в формулы (16)–(19) радиус чехла заряда вокруг лидерного канала  $R_{sh}$  можно оценить из теоремы Гаусса, предполагая, что внутри чехла радиальное поле совпадает с порогом роста положительных стримеров  $E_r = E_+$  [27]. Тогда

$$R_{sh} = \frac{q_l}{2\pi\epsilon_0 E_+}, \quad (21)$$

где  $q_l$  – погонный заряд лидера (с учетом чехла). Оценивая  $q_l$  как 250 мКл/м (см. рис. 2), что ожидаемо меньше значения  $\sim 1$  мКл/м [1, 33], характерного для многокилометрового лидера «развитой» молнии, получаем  $R_{sh} = 21,7$  м. Строго говоря, в силу асимметрии пороговых полей поддержания роста положительных и отрицательных стримеров формула (21) должна давать вдвое меньшее

значение для отрицательного лидера. Но поскольку соотношение (21) использует грубую оценку погонного заряда  $q_l$  и поскольку конечный результат (19) слабо зависит от  $R_{sh}$ , это обстоятельство не принимается во внимание. В данной модели формирующие чехол заряда токи утечки имеют место только для хорошо проводящих лидерных сегментов с температурой выше  $T_c = 4500$  К.

### Результаты

Основные этапы моделирования представлены на рис. 2, который показывает вертикальные распределения (слева направо): 1) электрического потенциала  $\varphi$ ; 2)  $E_z$ -компоненты напряженности электрического поля; 3) погонного заряда системы  $q_z$ . Шесть панелей рис. 2, построенные для различных моментов времени, дают общее представление о динамике развития разряда. На начальном этапе центральная зона, внутри которой напряженность внутриоблачного поля относительно велика, заполняется двунаправленно растущими стримерными сегментами, которые постепенно срастаются друг с другом. Формируется пара сближающихся искровых каналов с длинами 95 м (снизу) и 59 м (сверху) и средними проводимостями на уровне 1,5 См/м и 0,5 См/м соответственно, напряженность электрического поля между головками которых локально усилена. В момент времени 70 мкс они сливаются в единый канал, что приводит к кратковременному всплеску тока с амплитудой порядка 1,5 кА, который виден на рис. 3. Данный эпизод напоминает процесс формирования ступени отрицательного лидера, при котором также возникают импульсы тока поляризации с характерными пиковыми значениями порядка нескольких тысяч ампер [1], хотя в данном случае проводимость объединяющихся каналов находится на уровне слабого лабораторного лидера [27]. Температура теперь уже единого канала постепенно растет за счет текущего по нему тока выравнивания потенциалов. Через 74 мкс после начала моделирования в точке слияния двух искровых каналов, в окрестности которой объемная плотность мощности джоулева энерговыделения остается относительно высокой, появляется первый лидерный сегмент с температурой выше порога стримерно-лидерного перехода  $T_c = 4500$  К.

С появлением первого лидерного сегмента запускается петля положительной обратной связи, которая приводит к быстрому, за время порядка микросекунды, переходу канала длиной  $\sim 200$  м из слабо проводящего (условно стримерного) состояния в хорошо проводящее лидерное. Согласно рис. 3, на котором представлены высотно-временные распределения тока, температуры и проводимости моделируемой системы, данный переход приходится на момент времени  $t = 81,5$  мкс от начала моделирования. Наличие положительной обратной связи обусловлено резкой зависимостью равновесной проводимости горячей лидерной плазмы от температуры [30]. Даже незначительное увеличение температуры лидерного канала приводит к заметному росту его проводимости. Вследствие этого увеличивается плотность мощности джоулева энерговыделения  $\sigma E^2$ , что влечет дальнейшее увеличение температуры и проводимости канала. Это провоцирует распространяющуюся вверх и вниз по каналу волну резкого роста тока, которая начинает затухать в результате падения продольного электрического поля канала, после чего температура лидера перестает расти и стабилизируется на уровне  $\sim 10$  кК. Возникающий всплеск тока поляризации имеет амплитуду порядка 13,5 кА и длится около 2 мкс.

На финальном этапе (спустя 100 мкс после начала моделирования) система представляет собой лидерный канал длиной 440 м с характерными значениями температуры, проводимости, тока и погонного заряда на уровне 9 кК, 1,5 кСм/м, 200 А и 400 мКл/м соответственно. Данные параметры хорошо согласуются с таковыми для ступенчатого отрицательного лидера молнии до момента контакта с землей, который характеризуется температурой около 10 кК, током 100–200 А и погонным зарядом  $\sim 1$  мКл/м [1]. Описание дальнейшей эволюции сформировавшегося лидера молнии выходит за пределы данного исследования.

Наиболее очевидным способом верификации полученных результатов является сравнение осциллограммы напряженности вертикальной компоненты электрического поля излучения,

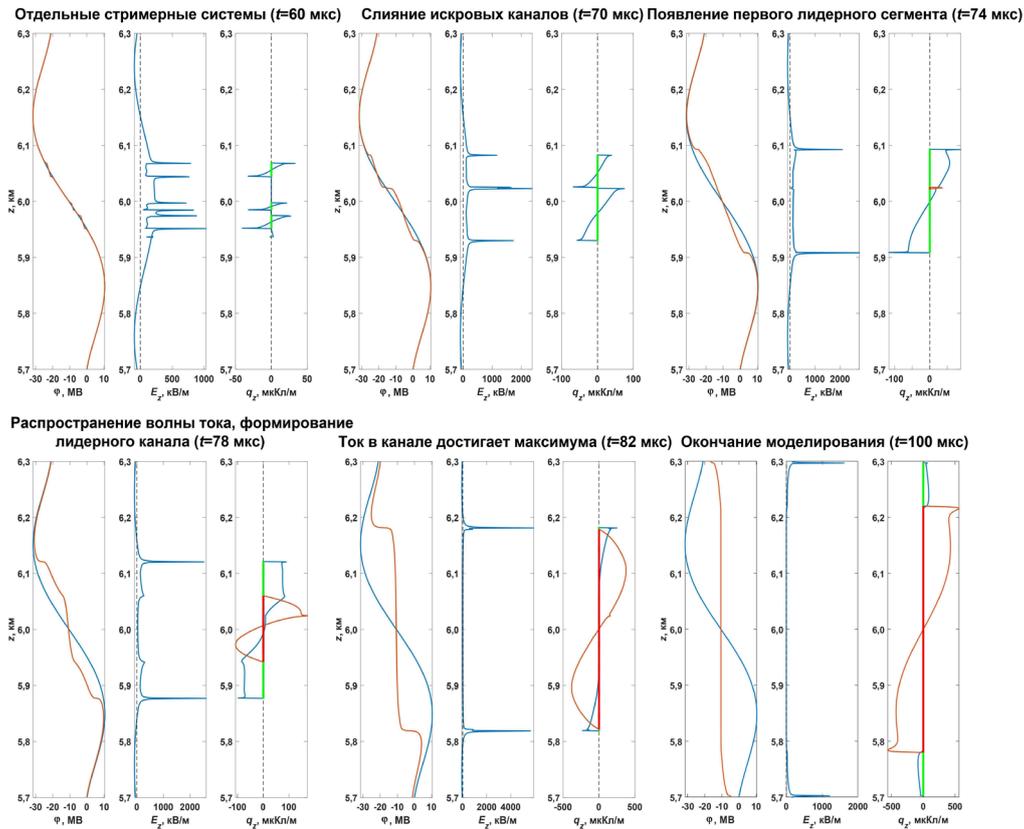


Рис. 2. Высотные распределения электрического потенциала  $\varphi$  (синяя линия – начальный потенциал, оранжевая линия – текущий потенциал), напряженности электрического поля  $E_z$  и погонного заряда  $q_z$  (синяя линия – погонный заряд канала, оранжевая линия – погонный заряд чехла лидерного канала) моделируемой системы на различных этапах ее развития. Зеленые и красные отрезки на панели погонного заряда обозначают стримерные и лидерные сегменты соответственно

Fig. 2. Altitude distributions of electric potential  $\varphi$  (blue line – initial potential, orange line – actual potential), electric field strength  $E_z$  and linear charge  $q_z$  (blue line – per-unit-length channel charge, orange line – per-unit-length charge of the leader channel sheath) of the simulated system at different stages of its development. Green and red segments on the per-unit-length charge panel indicate streamer and leader channels, respectively

создаваемой моделируемым НИП в точке расположения приемной антенны, с экспериментальными данными. Для ее построения будем использовать формулу, позволяющую найти статическую, индукционную и радиационную составляющие вертикальной компоненты электрического поля излучения на горизонтальном расстоянии  $D$  от источника по вертикальному току излучателя  $I(z, t)$ , ограниченного высотами  $z_1$  и  $z_2$ , с учетом эффекта запаздывания:

$$E_z^{rad}(D, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left( \int_{z_1}^{z_2} \frac{2z^2 - D^2}{R^5(z)} \int_0^t I(z, \tau) d\tau dz + \int_{z_1}^{z_2} \frac{2z^2 - D^2}{cR^4(z)} I(z, t') dz - \int_{z_1}^{z_2} \frac{D^2}{c^2 R^3(z)} \frac{\partial I(z, t')}{\partial t} dz \right), \quad (22)$$

где  $R = \sqrt{z^2 + D^2}$  – расстояние от источника излучения до антенны,  $t' = t - R/c$ ,  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме (методика расчета электрического поля излучения для разрядной системы, состоящей из большого числа произвольно ориентированных токовых каналов, может быть найдена в [34]). Рассчитанная таким образом для стандартного горизонтального расстояния от

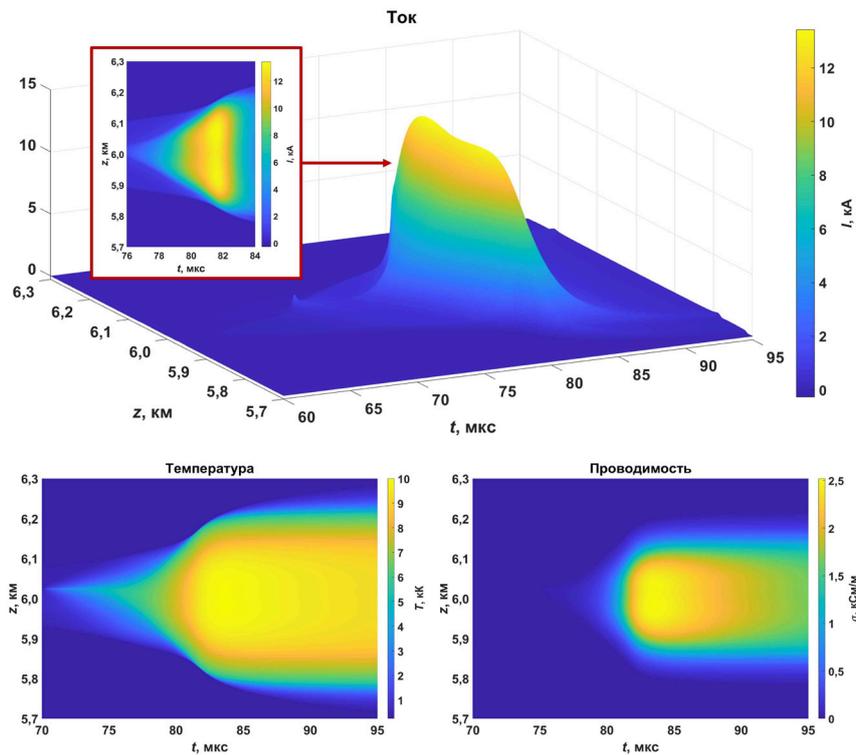


Рис. 3. Высотно-временные профили тока, температуры и проводимости моделируемого НИП

Fig. 3. Altitude-time profiles of current, temperature, and conductivity of the modeled IBP

приемной антенны до источника  $D = 100$  км осциллограмма вертикальной компоненты напряженности электрического поля излучения моделируемой токовой системы представлена на рис. 4. Результирующий биполярный импульс имеет длительность порядка 15 мкс и пиковое значение, равное  $\sim 3$  В/м, что хорошо согласуется с описанными во введении экспериментальными данными.

На представленной на рис. 4 осциллограмме отчетливо виден предшествующий основному импульсу всплеск электрического поля излучения с длительностью  $\sim 0,1$  мкс и амплитудой 0,36 В/м. Подобные «узкие» всплески электромагнитного поля излучения НИП с длительностью от долей до единиц микросекунд, формирующие «тонкую структуру» его электромагнитного излучения, обширно представлены на экспериментально полученных осциллограммах [5, 6]. Их происхождение принято объяснять формированием «небольших» ступеней, сопровождающих слияния относительно коротких искровых каналов, вложенных в трехмерную плазменную сеть, заполняющую зону относительно сильного электрического поля внутри грозового облака [17]. Из результатов моделирования следует, что источником данных импульсов могут быть относительно небольшие всплески тока (в данном случае 1,5 кА, см. рис. 3), возникающие в моменты слияний поляризованных в электрическом поле облака искровых каналов, которые происходят еще до формирования лидера молнии. Таким образом, результаты моделирования в целом подтверждают предположение работы [17].

#### Обсуждение

Данное исследование ограничено моделированием единственного «классического» ОНЧ–НЧ импульса тока (электрического поля излучения) НИП, возникающего в результате появления лидерного канала длиной в несколько сотен метров. В реальной ситуации наблюдается серия НИП, насчитывающая порядка десяти импульсов, разделенных паузами с характерной длительностью

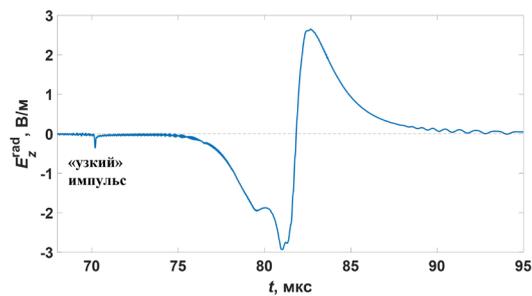


Рис. 4. Осциллограмма вертикальной компоненты напряженности электрического поля излучения моделируемого НИП на стандартном горизонтальном расстоянии от источника  $D = 100$  км. Значения времени даны без учета задержки на распространение сигнала

Fig. 4. The waveform of the vertical component of radiation electric field strength produced by the simulated IBP at a standard horizontal distance from the source  $D = 100$  км. Time values are given without taking into account the signal propagation delay

10–100 мкс. Их происхождение можно объяснить, во-первых, появлением других лидерных каналов и, во-вторых, актами слияния хорошо проводящих лидерных каналов, при которых образуются гипертрофированные ступени начального лидера. Возникновение множественных импульсов пробоя можно объяснить двумя факторами. Первый заключается в том, что в результате развития пучковой плазменной неустойчивости [22, 23] формируется несколько разделенных по вертикали зон локального максимума напряженности электрического поля, каждая из которых потенциально может стать очагом формирования лидерного канала. Второй связан с достаточно большой горизонтальной протяженностью области (которая не учитывается данной моделью в силу ее одномерности), внутри которой напряженность внутриоблачного электрического поля достаточна для инициации молнии. Иными словами, внутри «активной» части грозового облака существует множество зон, способных породить лидерные каналы с характерными длинами порядка 100 м, которые способны объединяться между собой, что в конце концов приводит к формированию самоподдерживающегося биполярного лидера молнии.

Представленный в работе численный подход имеет ряд черт, отличающих его от предыдущих моделей НИП (например, [4, 16, 20, 21]). Во-первых, пространственный шаг модели составляет 0,6 м (для сравнения, в [21] пространственное разрешение составляет 5 м), что обеспечивает высокую степень детализации и позволяет выделять в общей структуре разряда стримерные и лидерные сегменты. Во-вторых, используемая модель описывает самосогласованный процесс формирования плазменного канала, в то время как в альтернативных подходах он существует изначально и на момент начала моделирования имеет некоторые предустановленные параметры. В-третьих, модель принимает во внимание процессы нагрева/охлаждения разрядных каналов, что позволяет привязать проводимость горячих лидерных элементов к их температуре (в равновесном приближении). Это позволяет физически корректно описать токи лидерных каналов, что особенно важно для моделирования сильноточных внутриоблачных разрядов (см. также [35, 36]), к которым безусловно можно отнести НИП. Аналогичный прием был использован в [20], но в рамках сильно упрощенного рассмотрения эволюции температуры канала. Для описания эволюции проводимости стримерных каналов, плазма которых неравновесна, используется полуэмпирическая формула (3). Более физичный подход требует учета ряда плазмохимических процессов, что на данный момент практически неосуществимо в рамках моделей, оперирующих большим числом разрядных каналов (подробное обсуждение данной проблемы приведено в работе [35]).

К сильным сторонам представленной модели также можно отнести отсутствие большого числа упрощающих предположений. Для сравнения, модели передающей линии (например, [4, 16]) требуют задания внедряемого в изначально существующий канал тока как функции координаты

и времени. Еще одним входным параметром данных моделей является скорость распространения импульса тока.

Модель описывает такую важную часть процесса инициации молнии, как формирование чехла заряда лидера. Изначально заряд на моделируемой оси возникает в ходе развития стримерных разрядов. Позднее, начиная с момента появления первых лидерных сегментов, окружающее их пространство в течение некоторого времени заряжается токами утечки (см. формулу (13)). Данный процесс отражает тот факт, что тонкий лидерный канал, находящийся под высоким напряжением и обладающий очень малой по сравнению с чехлом электрической емкостью, не способен удержать в себе большой заряд, передавая его в чехол посредством радиальных токов [27]. На момент окончания моделирования система представляет собой биполярный лидер молнии, имеющий более-менее гладкое распределение погонного заряда с четко выраженными положительной и отрицательной частями (см. рис. 2). Аналогичный подход к перезарядке чехла заряда вокруг лидерного канала был предложен в работе [20], однако ее результаты ограничены рассмотрением единственной ступени изначально существующего начального лидера и поэтому не описывают формирование исходного чехла заряда лидера. Кроме того, в отличие от данной работы модель [20] не принимает во внимание зависимость (15) объемной плотности заряда внутри чехла от радиальной координаты. В [21] чехол заряда вокруг лидерного канала не задан явно, однако его электрическая емкость учитывается путем искусственного увеличения относительной диэлектрической проницаемости канала.

Согласно господствующей гипотезе, импульсы тока (электромагнитного излучения) НИП возникают в результате формирования ступеней начального лидера, которые также ассоциируются с  $\beta$ -ступенями отрицательного лидера. Поэтому в существующих моделях НИП на момент начала моделирования лидерный (или по крайней мере проводящий) канал уже существует. Однако в данной работе показано, что НИП также могут быть следствием практически мгновенного («взрывного») формирования горячего лидерного канала длиной в несколько сотен метров, в основе которого лежит резкая зависимость равновесной проводимости горячей лидерной плазмы от температуры. В некотором смысле данный процесс можно рассматривать как фазовый переход от слабо проводящего (стримерного) состояния канала к хорошо проводящему лидерному. При этом управляющим параметром данного перехода является температура канала. Похожие идеи были высказаны в исследованиях [4, 7, 9], в которых обсуждается возможность прогрева токами НИП изначально холодного плазменного канала, ассоциированного с начальным лидером. Основное отличие от результатов данной работы заключается в том, что, по мнению авторов [4, 7, 9], для установления самоподдерживающегося лидера молнии требуется не один НИП, а серия последовательных импульсов пробоя, каждый из которых повышает температуру (проводимость) канала.

Модель также описывает экспериментально наблюдаемые «узкие» импульсы электромагнитного излучения НИП с характерной длительностью 0,1–1 мкс, источниками которых являются относительно небольшие всплески тока, возникающие в моменты слияний поляризованных в электрическом поле облака искровых каналов. Генерация «узких» импульсов предшествует процессу «взрывного» формирования лидера молнии, который обеспечивает появление «классических» ОНЧ–НЧ импульсов тока (электромагнитного излучения) НИП.

В целом промоделированная последовательность процессов согласуется со сценариями инициации молнии [17, 25, 37], согласно которым горячий самоподдерживающийся лидерный канал «вызревает» внутри изначально холодной объемной сети плазменных каналов, представленной в данной модели в виде одномерного аналога. Во многом схожий с результатами данной работы процесс формирования компактных внутриоблачных разрядов был недавно промоделирован в [36].

Важную роль в развитии модельного НИП играет начальный профиль внутриоблачного потенциала (см. рис. 1). Его волнообразный рельеф, являющийся результатом развития пучковой

неустойчивости в плазмоподобной облачной среде [22, 23], создает «четочный» вертикальный профиль напряженности электрического поля. Это способствует формированию плазменного канала, перекрывающего зону максимума напряженности электрического поля, длина которого достаточна для генерации НИП с экспериментально наблюдаемыми параметрами.

Представленная модель объединяет в себе элементы электростатических подходов, традиционно используемых для описания роста древовидной структуры молнии (например, [18, 34–36, 38–41]), и приближения передающей линии с распределенными по высоте параметрами (например, [4, 16]). Одним из очевидных недостатков модели является ее одномерность. Данное ограничение связано с тем, что высокое пространственное разрешение, раздельное рассмотрение тонкой лидерной жилы и чехла заряда вокруг лидерного канала, а также учет эволюции температуры разрядных каналов (даже в упрощенной форме) требуют значительных вычислительных ресурсов. Авторы планируют преодолеть данное ограничение в будущих работах, в которых НИП будут исследованы в рамках более совершенных трехмерных моделей с сохранением (развитием) всех прогрессивных черт представленного подхода. Кроме прочего, многомерность разрядного древа важна для описания фундаментальных эффектов, связанных с асимметрией развития положительного и отрицательного полюсов молнии, в основе которых лежит смещение точки реверса молнии в сторону доминирующей по периферийному току части [42].

#### Заключение

В работе представлена и апробирована численная модель, в рамках которой был воспроизведен импульс тока НИП с амплитудой и длительностью 13,5 кА и ~2 мкс соответственно. Модель обладает высоким пространственно-временным разрешением, учитывает эволюцию температуры разрядных каналов и воспроизводит процесс формирования чехла заряда лидера. В отличие от предшествующих работ, моделирование начинается с момента появления в грозовом облаке первых стримерных каналов. Это позволяет не только описать формирование «классического» и «узкого» импульсов тока (электромагнитного излучения) НИП, но и детально промоделировать весь процесс инициации молнии (формирования начального лидера), происходящий самосогласованным образом. Результаты моделирования показывают, что импульсы тока НИП могут возникать не только как гипертрофированные ступени отрицательного лидера, что на данный момент является основной гипотезой, но и в результате появления лидерного канала длиной в несколько сотен метров. При этом источником «узких» импульсов НИП могут быть всплески тока, возникающие в моменты слияний поляризованных в электрическом поле облака искровых каналов. Сопутствующий формированию «классического» ОНЧ–НЧ импульса электрического поля излучения (тока) НИП переход стримерных каналов в лидерное состояние имеет «взрывной» характер. Физически это объясняется резкой зависимостью равновесной проводимости горячей лидерной плазмы от температуры. Процесс формирования лидерного канала можно рассматривать как фазовый переход от слабо проводящего стримерного состояния канала к хорошо проводящему лидерному, управляющим параметром которого является температура плазмы канала. Предсказанные моделью параметры НИП и соответствующие осциллограммы напряженности электрического поля излучения хорошо согласуются с натурными измерениями. Результаты работы важны для лучшего понимания процесса инициации молнии в грозовом облаке. Модификации представленной модели, сильной стороной которой является высокая степень детализации разрядных процессов и учет термодинамических аспектов развития плазменных каналов, могут быть использованы для моделирования формирования сильноточных молниевых разрядов в трехмерном случае.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- [1] **Rakov V.A., Uman M.A.** Lightning: Physics and effects, NY: Cambridge University Press, 2003. 687 p.
- [2] **Chapman R., Marshall T., Karunarathne S., Stolzenburg M.** Initial electric field changes of lightning flashes in two thunderstorms, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 122 (7) (2017) 3718–3732, DOI: 10.1002/2016JD025859
- [3] **Smith E.M., Marshall T.C., Karunarathne S., Siedlecki R., Stolzenburg M.** Initial breakdown pulse parameters in intracloud and cloud-to-ground lightning flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123 (4) (2018) 2129–2140, DOI: 10.1002/2017JD027729
- [4] **Karunarathne N., Marshall T.C., Karunarathne S., Stolzenburg M.** Studying sequences of initial breakdown pulses in cloud-to-ground lightning flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (3) (2020) e2019JD032104, DOI: 10.1029/2019JD032104
- [5] **Nag A., DeCarlo B.A., Rakov V.A.** Analysis of microsecond- and submicrosecond-scale electric field pulses produced by cloud and ground lightning discharges, *Atmospheric Research*, 91 (2–4) (2009) 316–325, DOI: 10.1016/j.atmosres.2008.01.014
- [6] **Petersen D., Beasley W.** High-speed video observations of the preliminary breakdown phase of a negative cloud-to-ground lightning flash, *XV International Conference on Atmospheric Electricity*, (2014) 1–10, DOI: 10.13140/RG.2.1.1333.9044
- [7] **Belz J.W. et al.** Observations of the origin of downward terrestrial gamma-ray flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (23) (2020) e2019JD031940, DOI: 10.1029/2019JD031940
- [8] **Gomes C., Cooray V.** Radiation field pulses associated with the initiation of positive cloud to ground lightning flashes, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66 (12) (2004) 1047–1055, DOI: 10.1016/j.jastp.2004.03.015
- [9] **Stolzenburg M., Marshall T.C., Karunarathne S., Karunarathna N., Orville R.E.** Leader observations during the initial breakdown stage of a lightning flash, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119 (21) (2014) 12,198–12,221, DOI: 10.1002/2014JD021994
- [10] **Lyu F., Cummer S.A., McTague L.** Insights into high peak current in-cloud lightning events during thunderstorms, *Geophysical Research Letters*, 42 (16) (2015) 6836–6843, DOI: 10.1002/2015GL065047
- [11] **Kolmasova I., Marshall T., Bandara S., Karunarathne S., Stolzenburg M., Karunarathne N., Siedlecki R.** Initial breakdown pulses accompanied by VHF pulses during negative cloud-to-ground lightning flashes, *Geophysical Research Letters*, 46 (10) (2019) 5592–5600, DOI: 10.1029/2019GL082488
- [12] **Liu N.Y., Scholten O., Hare B.M., Dwyer J.R., Sterpka C.F., Kolmašová I., Santolík O.** LOFAR observations of lightning initial breakdown pulses, *Geophysical Research Letters*, 49 (6) (2022) e2022GL098073, DOI: 10.1029/2022GL098073
- [13] **Wu T., Yoshida S., Akiyama Y., Stock M., Ushio T., Kawasaki Z.** Preliminary breakdown of intracloud lightning: initiation altitude, propagation speed, pulse train characteristics, and step length estimation, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (18) (2015) 9071–9086, DOI: 10.1002/2015JD023546
- [14] **Rakov V.A., Tran M.D., Zhu Y., Ding Z., Leal A.F.R., Kereszy I., Chen S.** New insights into the lightning discharge processes, *Plasma Sources Science and Technology*, 31 (2022) 104005, DOI: 10.1088/1361-6595/ac9330
- [15] **Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А.** Проблемы инициации и развития молнии // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 11. С. 867–894. DOI: 10.52452/00213462\_2021\_64\_11\_867
- [16] **Nag A., Rakov V.A.** A unified engineering model of the first stroke in downward negative lightning, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121 (5) (2016) 2188–2204, DOI: 10.1002/2015JD023777
- [17] **Kostinskiy A.Yu., Marshall T.C., Stolzenburg M.** The mechanism of the origin and development of lightning from initiating event to initial breakdown pulses (v.2), *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (22) (2020) e2020JD033191, DOI: 10.1029/2020JD033191

- [18] **Syssoev A.A., Iudin D.I., Bulatov A.A., Rakov V.A.** Numerical simulation of stepping and branching processes in negative lightning leaders, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (7) (2020) e2019JD031360, DOI: 10.1029/2019JD031360
- [19] **Kostinskiy A.Yu., Bogatov N.A., Syssoev V.S., Mareev E.A., Andreev M.G., Bulatov M.U., Sukharevsky D.I., Rakov V.A.** Unusual plasma formations produced by positive streamers entering the cloud of negatively charged water droplets, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 127 (21) (2022) e2021JD035821, DOI: 10.1029/2021JD035821
- [20] **Carlson B.E., Liang C., Bitzer P., Christian H.** Time domain simulations of preliminary breakdown pulses in natural lightning, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (11) (2015) 5316–5333, DOI: 10.1002/2014JD022765
- [21] **Da Silva C.L., Pasko V.P.** Physical mechanism of initial breakdown pulses and narrow bipolar events in lightning discharges, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (10) (2015) 4989–5009, DOI: 10.1002/2015JD023209
- [22] **Трахтенгерц В.Ю.** О природе электрических ячеек в грозовом облаке // Доклады академии наук СССР. 1989. Т. 308. № 3. С. 584–586.
- [23] **Мареєв Е.А., Сорокин А.Е., Трахтенгерц В.Ю.** Эффекты коллективной зарядки в многопоточковой аэрозольной плазме // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 3. С. 289–300.
- [24] Thermopedia. Atmosphere (physical properties of), Режим доступа: <https://www.thermopedia.com/content/570/>, DOI: 10.1615/AtoZ.a.atmosphere\_physical\_properties\_of (дата обращения: 15.10.2024)
- [25] **Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А.** Инициация молнии как следствие естественной эволюции грозового облака. Ч. 2. Достримерный этап // Электричество. 2022. № 12. С. 13–22. DOI: 10.24160/0013-5380-2022-12-13-22
- [26] **Mikropoulos P.N., Stassinopoulos C.A., Sarigiannidou B.C.** Positive streamer propagation and breakdown in air: the influence of humidity, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 15 (2) (2008) 416–425, DOI: 10.1109/TDEI.2008.4483460
- [27] **Базелян Э.М., Райзер Ю.П.** Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
- [28] **Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L.** How pulse polarity and photoionization control streamer discharge development in long air gaps, *Plasma Sources Science and Technology*, 29 (7) (2020) 075004, DOI: 10.1088/1361-6595/ab9484
- [29] **Nijdam S., Teunissen J., Ebert U.** The physics of streamer discharge phenomena, *Plasma Sources Science and Technology*, 29 (10) (2020) 103001, DOI: 10.1088/1361-6595/abaa05
- [30] **D'Angola A., Colonna G., Gorse C., Capitelli M.** Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasmas in a wide pressure and temperature range, *The European Physical Journal D*, 46 (2008) 129–150, DOI: 10.1140/epjd/e2007-00305-4
- [31] **Naghizadeh-Kashani Y., Cressault Y., Gleizes A.** Net emission coefficient of air thermal plasmas, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35 (22) (2002) 2925, DOI: 10.1088/0022-3727/35/22/306
- [32] **Maslowski G., Rakov V.A.** A study of the lightning channel corona sheath, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 111 (D14) (2006) D14110, DOI: 10.1029/2005JD006858
- [33] **Gao Y., Chen M., Lyu W., Qi Q., Qin Z., Du Y., Zhang Y.** Leader charges, currents, ambient electric fields, and space charges along downward positive leader paths retrieved from ground measurements in metropolis, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (19) (2020) e2020JD032818, DOI: 10.1029/2020JD032818
- [34] **Syssoev A.A., Iudin D.I., Karashtin A.N., Shlyugaev Yu.V.** Radiation electric field produced by the lightning leader formation in a thundercloud: Observations and modeling, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 221 (2021) 105686, DOI: 10.1016/j.jastp.2021.105686
- [35] **Сысоев А.А., Иудин Д.И., Раков В.А., Емельянов А.А., Климашов В.Ю., Коровкин Н.В.** Численное моделирование сильноточных атмосферных разрядов с учетом термодинамики плазменных каналов. Ч. 1. Описание модели // Глобальная энергия. 2023. Т. 29. № 4. С. 50–71. DOI: 10.18721/JEST.29403

- [36] Сысоев А.А., Иудин Д.И., Раков В.А., Емельянов А.А., Климашов В.Ю., Коровкин Н.В. Численное моделирование сильноточных атмосферных разрядов с учетом термодинамики плазменных каналов. Ч. 2. Анализ результатов моделирования // Глобальная энергия. 2024. Т. 30. № 1. С. 117–135. DOI: 10.18721/JEST.30107
- [37] Иудин Д.И., Сысоев А.А., Раков В.А. Инициация молнии как следствие естественной эволюции грозового облака. Ч. 3. Стримеры и стримерно-лидерный переход // Электричество. 2023. № 1. С. 16–27. DOI: 10.24160/0013-5380-2023-1-16-27
- [38] Jiang R., Lyu W., Wu B., Qi Q., Ma Y., Su Z., Wu S., Xie Z., Tan Y. Simulation of cloud-to-ground lightning strikes to structures based on an improved stochastic lightning model, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 203 (2020) 105274, DOI: 10.1016/j.jastp.2020.105274
- [39] Xu D., Tan Y., Zheng T., Lin H., Shi Z., Lei Y., Liu M., Wang H., Yu J. Numerical simulation on the effects of the horizontal charge distribution on lightning types and behaviors, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 126 (18) (2021) e2020JD034375, DOI: 10.1029/2020JD034375
- [40] Zheng T., Tan Y., Wang H., Shi Z., Lyu W., Wu B., Zhang Y. A self-sustained charge neutrality intracloud lightning parameterization containing channel decay and reactivation, Geophysical Research Letters, 49 (23) (2022) e2022GL100849, DOI: 10.1029/2022GL100849
- [41] Lin Y., Tan Y., Yu J., Qi Q., Wu B., Lyu W. Research on the initiation of multiple upward leaders from an isolated building based on an improved lightning attachment model, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 129 (2) (2024) e2023JD039336, DOI: 10.1029/2023JD039336
- [42] Iudin D.I., Syssoev A.A., Iudin F.D., Emelyanov A.A., Zhavoronkov I.Yu., Prudnikova E.Yu. Numerical simulation of reversal point dynamics in intracloud lightning: Back-and-forth promoting effect, Atmospheric Research, 310 (2024) 107647, DOI: 10.1016/j.atmosres.2024.107647

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**СЫСОЕВ Артем Андреевич** – научный сотрудник, *Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН)*, канд. физ.-мат. наук.

E-mail: asysoev@ipfran.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8786-6744>

**ИУДИН Дмитрий Игоревич** – ведущий научный сотрудник, *Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН)*, д-р физ.-мат. наук.

E-mail: iudin@ipfran.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-8416-9377>

**КОРОВКИН Николай Владимирович** – заведующий кафедрой, *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*, д-р техн. наук.

E-mail: nikolay.korovkin@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1173-8727>

**ЕМЕЛЬЯНОВ Алексей Александрович** – младший научный сотрудник, *Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН)*, без степени.

E-mail: leshiysoft@yandex.ru

**ЖАВОРОНКОВ Илья Юрьевич** – лаборант-исследователь, *Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН)*, без степени.

E-mail: ilya13201320@gmail.com

## REFERENCES

- [1] **V.A. Rakov, M.A. Uman**, *Lightning: Physics and effects*, Cambridge University Press, New York, 2003, 687 p.
- [2] **R. Chapman, T. Marshall, S. Karunarathne, M. Stolzenburg**, Initial electric field changes of lightning flashes in two thunderstorms, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 122 (7) (2017) 3718–3732, DOI: 10.1002/2016JD025859
- [3] **E.M. Smith, T.C. Marshall, S. Karunarathne, R. Siedlecki, M. Stolzenburg**, Initial breakdown pulse parameters in intracloud and cloud-to-ground lightning flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123 (4) (2018) 2129–2140, DOI: 10.1002/2017JD027729
- [4] **N. Karunarathne, T.C. Marshall, S. Karunarathne, M. Stolzenburg**, Studying sequences of initial breakdown pulses in cloud-to-ground lightning flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (3) (2020) e2019JD032104, DOI: 10.1029/2019JD032104
- [5] **A. Nag, B.A. DeCarlo, V.A. Rakov**, Analysis of microsecond- and submicrosecond-scale electric field pulses produced by cloud and ground lightning discharges, *Atmospheric Research*, 91 (2–4) (2009) 316–325, DOI: 10.1016/j.atmosres.2008.01.014
- [6] **D. Petersen, W. Beasley**, High-speed video observations of the preliminary breakdown phase of a negative cloud-to-ground lightning flash, *XV International Conference on Atmospheric Electricity*, (2014) 1–10, DOI: 10.13140/RG.2.1.1333.9044
- [7] **J.W. Belz et al.**, Observations of the origin of downward terrestrial gamma-ray flashes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (23) (2020) e2019JD031940, DOI: 10.1029/2019JD031940
- [8] **C. Gomes, V. Cooray**, Radiation field pulses associated with the initiation of positive cloud to ground lightning flashes, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66 (12) (2004) 1047–1055, DOI: 10.1016/j.jastp.2004.03.015
- [9] **M. Stolzenburg, T.C. Marshall, S. Karunarathne, N. Karunarathna, R.E. Orville**, Leader observations during the initial breakdown stage of a lightning flash, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119 (21) (2014) 12,198–12,221, DOI: 10.1002/2014JD021994
- [10] **F. Lyu, S.A. Cummer, L. McTague**, Insights into high peak current in-cloud lightning events during thunderstorms, *Geophysical Research Letters*, 42 (16) (2015) 6836–6843, DOI: 10.1002/2015GL065047
- [11] **I. Kolmasova, T. Marshall, S. Bandara, S. Karunarathne, M. Stolzenburg, N. Karunarathne, R. Siedlecki**, Initial breakdown pulses accompanied by VHF pulses during negative cloud-to-ground lightning flashes, *Geophysical Research Letters*, 46 (10) (2019) 5592–5600, DOI: 10.1029/2019GL082488
- [12] **N.Y. Liu, O. Scholten, B.M. Hare, J.R. Dwyer, C.F. Sterpka, I. Kolmašová, O. Santolík**, LOFAR observations of lightning initial breakdown pulses, *Geophysical Research Letters*, 49 (6) (2022) e2022GL098073, DOI: 10.1029/2022GL098073
- [13] **T. Wu, S. Yoshida, Y. Akiyama, M. Stock, T. Ushio, Z. Kawasaki**, Preliminary breakdown of intracloud lightning: initiation altitude, propagation speed, pulse train characteristics, and step length estimation, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (18) (2015) 9071–9086, DOI: 10.1002/2015JD023546
- [14] **V.A. Rakov, M.D. Tran, Y. Zhu, Z. Ding, A.F.R. Leal, I. Kereszy, S. Chen**, New insights into the lightning discharge processes, *Plasma Sources Science and Technology*, 31 (2022) 104005, DOI: 10.1088/1361-6595/ac9330
- [15] **D.I. Iudin, A.A. Syssoev, V.A. Rakov**, Problems of lightning initiation and development, *Radiophysics and Quantum Electronics*, 64 (2022) 780–803, DOI: 10.52452/00213462\_2021\_64\_11\_867
- [16] **A. Nag, V.A. Rakov**, A unified engineering model of the first stroke in downward negative lightning, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121 (5) (2016) 2188–2204, DOI: 10.1002/2015JD023777
- [17] **A.Yu. Kostinskiy, T.C. Marshall, M. Stolzenburg**, The mechanism of the origin and development of lightning from initiating event to initial breakdown pulses (v.2), *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (22) (2020) e2020JD033191, DOI: 10.1029/2020JD033191

- [18] **A.A. Syssoev, D.I. Iudin, A.A. Bulatov, V.A. Rakov**, Numerical simulation of stepping and branching processes in negative lightning leaders, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (7) (2020) e2019JD031360, DOI: 10.1029/2019JD031360
- [19] **A.Yu. Kostinskiy, N.A. Bogatov, V.S. Syssoev, E.A. Mareev, M.G. Andreev, M.U. Bulatov, D.I. Sukharevsky, V.A. Rakov**, Unusual plasma formations produced by positive streamers entering the cloud of negatively charged water droplets, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 127 (21) (2022) e2021JD035821, DOI: 10.1029/2021JD035821
- [20] **B.E. Carlson, C. Liang, P. Bitzer, H. Christian**, Time domain simulations of preliminary breakdown pulses in natural lightning, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (11) (2015) 5316–5333, DOI: 10.1002/2014JD022765
- [21] **C.L. da Silva, V.P. Pasko**, Physical mechanism of initial breakdown pulses and narrow bipolar events in lightning discharges, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120 (10) (2015) 4989–5009, DOI: 10.1002/2015JD023209
- [22] **V.Yu. Trahtengerts**, O prirode elektricheskikh yacheyek v grozovom oblake [On the nature of electrical cells in a thundercloud], *Doklady Akademii Nauk SSSR [Reports of the USSR Academy of Sciences]*, 308 (3) (1989) 584–586
- [23] **E.A. Mareev, A.E. Sorokin, V.Yu. Trakhtengerts**, Effects of collective charging in a multiframe aerosol plasma, *Plasma Physics Reports*, 25 (3) (1999) 289–300
- [24] Thermopedia. Atmosphere (physical properties of), Available: <https://www.thermopedia.com/content/570/>, DOI: 10.1615/AtoZ.a.atmosphere\_physical\_properties\_of (Accessed: 15.10.2024)
- [25] **D.I. Iudin, A.A. Syssoev, V.A. Rakov**, Lightning Initiation as a Consequence of Natural Thundercloud Evolution. Part 2. Pre-Streamer Stage, *Elektrichestvo [Electricity]*, 12 (2022) 13–22, DOI: 10.24160/0013-5380-2022-12-13-22
- [26] **P.N. Mikropoulos, C.A. Stassinopoulos, B.C. Sarigiannidou**, Positive streamer propagation and breakdown in air: the influence of humidity, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 15 (2) (2008) 416–425, DOI: 10.1109/TDEI.2008.4483460
- [27] **E.M. Bazelian, Iu.P. Raizer**, *Fizika molnii i molniezashchity*. Moscow: Fizmatlit, 2001. 320 p.
- [28] **A.Yu. Starikovskiy, N.L. Aleksandrov**, How pulse polarity and photoionization control streamer discharge development in long air gaps, *Plasma Sources Science and Technology*, 29 (2020) 075004, DOI: 10.1088/1361-6595/ab9484
- [29] **S. Nijdam, J. Teunissen, U. Ebert**, The physics of streamer discharge phenomena, *Plasma Sources Science and Technology*, 29 (10) (2020) 103001, DOI: 10.1088/1361-6595/abaa05
- [30] **A. D'Angola, G. Colonna, C. Gorse, M. Capitelli**, Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasmas in a wide pressure and temperature range, *The European Physical Journal D*, 46 (2008) 129–150, DOI: 10.1140/epjd/e2007-00305-4
- [31] **Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, A. Gleizes**, Net emission coefficient of air thermal plasmas, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35 (22) (2002) 2925, DOI: 10.1088/0022-3727/35/22/306
- [32] **G. Maslowski, V.A. Rakov**, A study of the lightning channel corona sheath, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 111 (D14) (2006) D14110, DOI: 10.1029/2005JD006858
- [33] **Y. Gao, M. Chen, W. Lyu, Q. Qi, Z. Qin, Y. Du, Y. Zhang**, Leader charges, currents, ambient electric fields, and space charges along downward positive leader paths retrieved from ground measurements in metropolis, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 125 (19) (2020) e2020JD032818, DOI: 10.1029/2020JD032818
- [34] **A.A. Syssoev, D.I. Iudin, A.N. Karashtin, Yu.V. Shlyugaev**, Radiation electric field produced by the lightning leader formation in a thundercloud: Observations and modeling, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 221 (2021) 105686, DOI: 10.1016/j.jastp.2021.105686
- [35] **A.A. Syssoev, D.I. Iudin, V.A. Rakov et al.**, Numerical simulation of high-current atmospheric discharges with consideration of plasma channel thermodynamics. Part 1. Model description, *Global Energy*, 29 (04) (2023) 50–71, DOI: 10.18721/JEST.29403

- [36] A.A. Sysoev, D.I. Iudin, V.A. Rakov et al., Numerical simulation of high-current atmospheric discharges with consideration of plasma channels thermodynamics. Part 2. Analysis of simulation results, *Global Energy*, 30 (01) (2024) 117–135, DOI: 10.18721/JEST.30107
- [37] D.I. Iudin, A.A. Sysoev, V.A. Rakov, Lightning initiation as a consequence of natural thundercloud evolution. Part 3. Streamers and transition from streamers to a leader channel, *Elektrichestvo [Electricity]*, 1 (2023) 16–27, DOI: 10.24160/0013-5380-2023-1-16-27
- [38] R. Jiang, W. Lyu, B. Wu, Q. Qi, Y. Ma, Z. Su, S. Wu, Z. Xie, Y. Tan, Simulation of cloud-to-ground lightning strikes to structures based on an improved stochastic lightning model, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 203 (2020) 105274, DOI: 10.1016/j.jastp.2020.105274
- [39] D. Xu, Y. Tan, T. Zheng, H. Lin, Z. Shi, Y. Lei, M. Liu, H. Wang, J. Yu, Numerical simulation on the effects of the horizontal charge distribution on lightning types and behaviors, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 126 (18) (2021) e2020JD034375, DOI: 10.1029/2020JD034375
- [40] T. Zheng, Y. Tan, H. Wang, Z. Shi, W. Lyu, B. Wu, Y. Zhang, A self-sustained charge neutrality intracloud lightning parameterization containing channel decay and reactivation, *Geophysical Research Letters*, 49 (23) (2022) e2022GL100849, DOI: 10.1029/2022GL100849
- [41] Y. Lin, Y. Tan, J. Yu, Q. Qi, B. Wu, W. Lyu, Research on the initiation of multiple upward leaders from an isolated building based on an improved lightning attachment model, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 129 (2) (2024) e2023JD039336, DOI: 10.1029/2023JD039336
- [42] D.I. Iudin, A.A. Sysoev, F.D. Iudin, A.A. Emelyanov, I.Yu. Zhavoronkov, E.Yu. Prudnikova, Numerical simulation of reversal point dynamics in intracloud lightning: Back-and-forth promoting effect, *Atmospheric Research*, 310 (2024) 107647, DOI: 10.1016/j.atmosres.2024.107647

## INFORMATION ABOUT AUTHORS

**Artem A. SYSSOEV** – *Federal research center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS).*

E-mail: asysoev@ipfran.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8786-6744>

**Dmitry I. IUDIN** – *Federal research center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS).*

E-mail: iudin@ipfran.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-8416-9377>

**Nikolay V. KOROVKIN** – *Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University.*

E-mail: nikolay.korovkin@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1173-8727>

**Alexey A. EMELYANOV** – *Federal research center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS).*

E-mail: leshiysoft@yandex.ru

**Илья Ю. ZHAVORONKOV** – *Federal research center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS).*

E-mail: ilya13201320@gmail.com

Поступила: 15.10.2024; Одобрена: 20.03.2025; Принята: 20.03.2025.

Submitted: 15.10.2024; Approved: 20.03.2025; Accepted: 20.03.2025.