

## НАГРЕВ ЛОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ВЕТВЯЩЕГОСЯ СТРИМЕРА КАК НАЧАЛО ОБЪЕМНОГО ЛИДЕРА И СТУПЕНИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ЛИДЕРА

© 2021 г. И. М. Кузык<sup>а, \*</sup>, Л. П. Бабич<sup>а, \*\*, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup> Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская обл., Россия

\*e-mail: kimsar@list.ru

\*\*e-mail: babich@elph.vniief.ru

\*\*\*e-mail: leonid.babich52@gmail.com

Поступила в редакцию 30.07.2020 г.

После доработки 29.10.2020 г.

Принята к публикации 01.11.2020 г.

В стримерных коронах отрицательных лидеров длинных лабораторных искр наблюдаются локализованные плазменные образования, называемые “объемные лидеры” (“space leaders”). После контакта объемного лидера с головкой основного лидера следует ступень лидера. В данной статье мы обсуждаем механизм формирования локальных плазменных образований, называемых далее обобщенно “горячими пятнами” (“hot spots”), способных инициировать объемный лидер. Предполагается, что спонтанное увеличение проводимости в локальной области одного из стримеров короны основного лидера инициирует две вторичные короны с концов этой области. Ток короны нагревает эту область, так что формируется “горячее пятно” при условии достаточной величины напряженности поля в нагреваемой области. В конце концов, с дальнейшим увеличением температуры и проводимости “горячие пятна” перерастают в объемный лидер. Необходимым условием для достижения в “горячем пятне” температуры  $\approx 2000$  К за наблюдаемое время  $t_{\text{obs}} \leq 1$  мкс является величина напряженности внешнего поля  $E_0 = 20$  кВ · см<sup>-1</sup>, почти в два раза превышающая среднюю величину напряженности  $\approx 11$  кВ · см<sup>-1</sup> в отрицательной короне.

*Ключевые слова:* отрицательный лидер, корона, ветвящийся стример, локальный нагрев стримера, горячее “пятно”

DOI: 10.31857/S0367292121030082

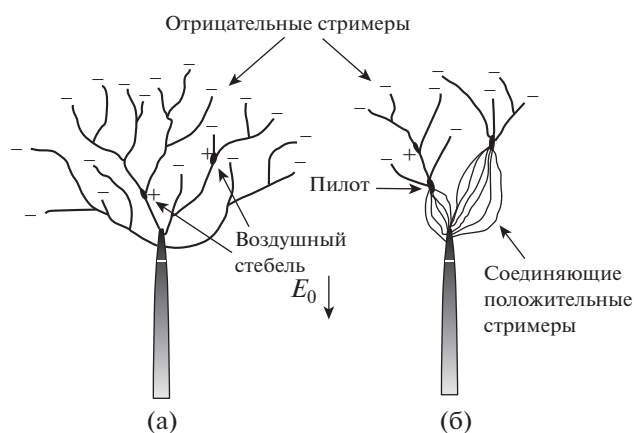
### ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на многолетние исследования (см. [1–15] и цитированную там литературу), ступенчатый характер распространения лидера отрицательной полярности в природной молнии и длинной лабораторной искре остается до конца непонятым. Объемный лидер, первоначально не связанный ни с электродом, ни с основным лидером, формируется в глубине газоразрядного промежутка [5–8]. Шаг вперед основного лидера происходит в результате контакта с объемным лидером.

Экспериментальные исследования последних десятилетий показали, что локализованные горячие плазменные “пятна” формируются в местах старта вторичных положительных стримеров. В качественном сценарии, предложенном в работе [15], показанном на рис. 1, компактные заряженные области, называемые “воздушные стебли” (“space stems”), формируются в точках ветвле-

ния/усиления стримеров отрицательной короны, за которыми следует старт распространяющихся в противоположную сторону положительных стримеров, старт вторичных отрицательных стримеров (negative streamers) и развитие “пилотов”, т.е. плазменных образований, вырастающих из возникающих из “воздушных стеблей”. С дальнейшим нагревом “пилоты” трансформируются в воздушный лидер. В этом сценарии подразумевается усиление локального радиального поля вблизи области накопления объемного заряда около точек ветвления/усиления стримеров. Появление положительных “воздушных стеблей”, далее называемых “горячие пятна”, в которых происходит нагрев газа, принимается без обоснования их природы как экспериментальный факт.

Следуя идеям работы [15], мы попытаемся численно обосновать природу и механизм нагрева горячего пятна. С этой целью исходим из предположения об “усиления стримера” (“streamer intensification” [15]), т.е. появления локальной об-



**Рис. 1.** Схема стримерной короны отрицательного лидера с “воздушными стеблями” (а), трансформирующимися в “пилоты” положительными стримерами, соединенными с головкой лидера (б) [15].

ласти увеличенной проводимости в одном из стримеров короны отрицательного лидера. Если напряженность поля в области достаточно велика, то вторичные короны стартуют с ее концов, и их общий ток приводит к дальнейшему нагреву и формированию “горячего пятна”, т.е. области старта объемного лидера.

#### 0D-МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ОДИНОЧНОГО СТРИМЕРА

В работах [3, 16] анализировалась эволюция положительного лидера с учетом ионизационно-перегревной неустойчивости. Проводимость одного из стримеров в короне лидера в результате флуктуации возрастает до значений выше, чем в окружающих стримерах, что приводит к дальнейшему нагреву и возрастанию проводимости в этом стримере. В процессе развития неустойчивости почти весь ток короны концентрируется в одном стримере, который в результате нагрева становится продолжением основного лидерного канала. Мы полагаем, что подобный механизм является первым шагом формирования объемного лидера.

Для анализа мы используем 0D плазмохимическую модель [17], содержащую 67 уравнений реакций с участием атомов и молекул азота и кислорода: ионизация электронным ударом, ступенчатая и ассоциативная ионизация, двух- и трехчастичное прилипание электронов к атомам и молекулам кислорода, отлипание электронов от отрицательных атомарных и молекулярных ионов кислорода, рекомбинация электронов и положительных ионов, возбуждение метастабильных состояний, диссоциация молекул электронным ударом, диссоциация молекул кислорода в процессе прилипания электронов,

двухчастичная рекомбинация большого числа различных положительных и отрицательных ионов, плазмохимия с участием положительных и отрицательных ионов, ударная и радиационная деактивация возбужденных состояний, а также плазмохимия с участием основных и возбужденных состояний, включая диссоциацию молекул азота и кислорода. В кинетической схеме [17] в основном используются база данных работы [18], а также некоторые данные работ [19–22]. Константы многих реакций даны в зависимости от температуры. Авторы [17] ограничились хорошо документированными данными о реакциях двухчастичной рекомбинации ионов и специально не включили реакции трехчастичной рекомбинации (реакции (V) и (VI) базы данных [18]). По их мнению, с включением последних значительно возросло бы число неизвестных скоростей реакций, что, следовательно, привело бы к дополнительному источнику неопределенности [17]. Они отмечают, что в работе [19] используется еще более упрощенное описание взаимодействия ионов которое сводит все реакции рекомбинации к единственной реакции, обозначенной  $X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$ , где  $X^+$  и  $Y^-$  являются положительным и отрицательным ионами соответственно.

Сначала, с использованием модели [17], мы вычисляем временную эволюцию температуры газа  $T(t)$ , концентраций электронов ( $e$ ), положительных (+) и отрицательных (–) ионов  $n_{e,+,-}(t)$ , проводимости плазмы  $\sigma(t)$ , плотности тока  $j(t)$  для различных значений напряженности электрического поля  $E_0$ . Расчеты проводятся при стандартных атмосферных условиях и значений  $E_0$  в диапазоне от 15 до 22 кВ · см<sup>-1</sup> при начальной концентрации электронов и положительных ионов  $n_{e,+}(0) = 10^{20}$  м<sup>-3</sup> [17]. Здесь описание остается качественным и изменение плотности газа в результате нагрева в отличие от [17, 23, 24] не учитывается.

В работе [3] горячей условно называется плазма с температурой  $\approx 2000$  К. Хотя термическая ионизация должна учитываться при более высоких температурах, в модели [17] она отсутствует. Поэтому моделирование ограничено временем  $t_{2000}$ , когда температура возрасла до значения 2000 К, которое мы считаем достаточным для образования “горячего пятна”. Заметим, что время пробоя  $t_{br}$ , обычно определяемое как время нагрева газа до 5000 К (см. [17, 23, 24] и цитируемую там литературу), не намного больше, так как в области выше 2000 К рост температуры со временем резко увеличивается (см. рис. 6 в [17]).

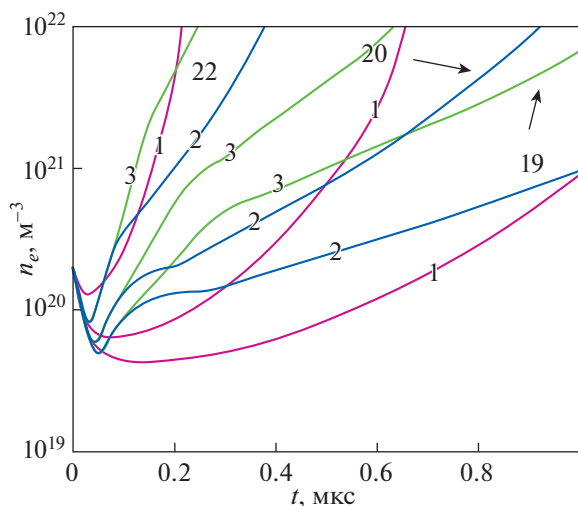
Вычисленные значения  $t_{2000}$  уменьшаются с ростом  $E_0$ , подобно  $t_{br}$  в экспериментах [25, 26], изменяясь приблизительно от 20 до 0.3 мкс при

**Таблица 1.** Время нагрева  $t_{2000}$  до 2000 К, минимальная концентрация электронов  $n_e^{\min}$  (см. рис. 2) и максимальное число стримеров  $N_{str}^{\max}$  во вторичной короне, необходимое для нагрева области первичного стримера до 2000 К согласно (2)

$E_0$ , кВ · см <sup>-1</sup>	$t_{2000}$ , мкс	$n_e(t_{2000})$ , 10 <sup>21</sup> м <sup>-3</sup>	$n_e^{\min}$ , 10 <sup>19</sup> м <sup>-3</sup>	$N_{str}^{\max}$
19	1.07	1.47	4.26	34
20	0.60	2.45	6.39	38
22	0.21	5.78	12.9	45

изменении  $E_0$  от 15 до 22 кВ · см<sup>-1</sup>. Концентрация электронов  $n_e$  сначала уменьшается до минимального значения  $n_e^{\min}$ , а затем возрастает. Значения  $t_{2000}$  и  $n_e^{\min}$  приведены в табл. 1 и на рис. 2 (фиолетовые кривые) для нескольких значений  $E_0$ . Видно, что  $n_e$  изменяется приблизительно в пределах  $3 \times 10^{19} - 10^{22}$  м<sup>-3</sup>.

Время  $t_{step} \approx 10 - 50$  мкс [8] между ступенями лидера включает время, необходимое для трансформации “горячего пятна” в объемный лидер и установления контакта с основным лидером. Естественно, это относится и к короне лидера молнии. Кроме того,  $t_{step}$  включает время нарастания напряжения в разрядном промежутке. Время



**Рис. 2.** (Цветной онлайн) Зависимости от времени концентрации электронов, вычисленные нами для  $E_0 = 19, 20$  и  $22$  кВ · см<sup>-1</sup> по 0D-модели [17] (1, фиолетовые линии) и по 1D “модели ветвящихся стримеров” описываемой (3) совместно с системой [17] при  $N_{str}^{\max} = 4$  (2, голубые линии),  $N_{str}^{\max} = 16$  (3, зеленые линии).

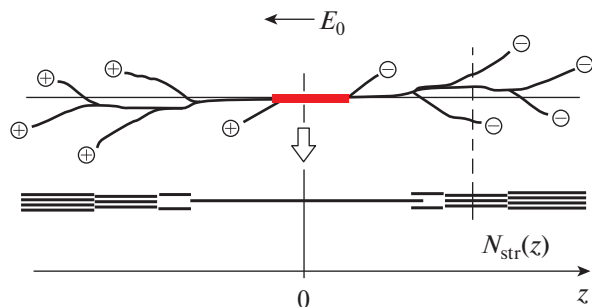
$t_{obs}$  наблюдения появления “горячего пятна” в короне отрицательного лабораторного лидера значительно меньше, чем  $t_{step}$ . В работе [6] время задержки между моментом приложения импульса напряжения и появлением “воздушного стебля” (“space stem” [6]) на кадре конвертера длительностью 40–50 нс зависит от формы импульса напряжения; в частности, приведены такие значения времени задержки: 90 нс (рис. 4 работы [6]) и 1.15 мкс (рис. 8 работы [6]). В работе [13] выявлены изолированные точки, являющиеся потенциальными точками ветвления (isolated dots which are potential branching points). Авторы отмечают, что такое “положительное иницирующее облако (positive inception cloud) появляется в момент  $t = 0.73$  мкс” (рис. 3b работы [13]). Поскольку температура “горячего пятна” точно не известна, то, полагая, что к моменту наблюдения пятна  $t_{obs}$  относительно момента приложения напряжения его температура достигает значения  $T_{spot} = 2000$  К, получаем условие согласно приведенным выше данным [6, 13] для  $t_{obs}$ :

$$t_{2000} \approx t_{obs} \leq 1 \text{ мкс}, \quad (1)$$

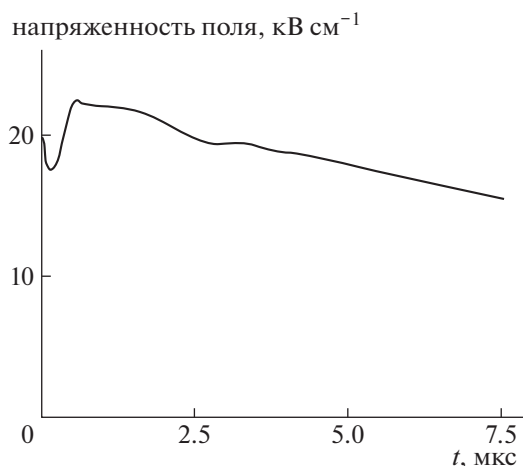
которое соответствует  $E_0 > 20$  кВ · см<sup>-1</sup> (см. табл. 1). Таким образом, значение напряженности внешнего поля  $E_0 = 20$  кВ · см<sup>-1</sup> необходимо для нагрева “пятна” до высокой температуры. Если это условие не выполнено, то вторичные короны в сценарии, предложенном в [15], не могут обеспечить нагрев до высокой температуры за время  $t_{obs}$ . Однако средняя напряженность поля в отрицательной короне близка к напряженности, минимально необходимой для стабильного распространения отрицательного стримера  $E_{str}^- \approx 11$  кВ · см<sup>-1</sup> [3], для которого мы вычислили  $t_{2000}(E_{str}^-) > 100$  мкс, т.е. больше, чем  $t_{step}$ . Это противоречие разрешается предположением, что в неоднородной короне недалеко от головки основного лидера могут быть области с локальной напряженностью поля выше  $20$  кВ · см<sup>-1</sup>, в контрасте со средним значением  $E_{str}^-$ , что косвенно подтверждается величиной напряженности поля стримерно-лидерного перехода  $20$  кВ · см<sup>-1</sup>, приведенной в [27]. Ниже численно иллюстрируется роль ветвления в нагреве локального участка стримера.

### ЭФФЕКТ ВЕТВЛЕНИЯ СТРИМЕРОВ

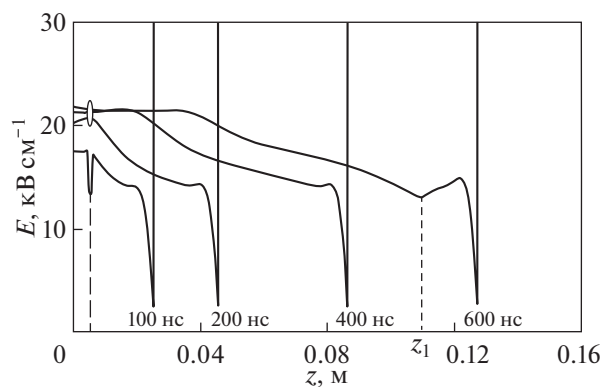
Моделирование стримеров, стартующих с электрода, выполненное в работе [28] в предположении постоянной проводимости, показывает, что ветвление стримеров приводит к усилению поля между точкой ветвления и электродом. Однако в действительности рост проводимости в области локального нагрева стримера вследствие поляризации плазмы приводит к накоплению за-



**Рис. 3.** Схема формирования “горячего пятна”. Реальная 3D-система ветвящихся стримеров (вверху) редуцирована к 1D-системе (внизу). Средняя часть показывает область нагреваемого стримера, с которой развиваются две противоположно направленные стримерные короны.



**Рис. 4.** Зависимость от времени напряженности поля в центре ( $z = 0$ ) нагреваемой области (рис. 3) во внешнем поле  $E_0 = 20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ .



**Рис. 5.** Эволюция напряженности поля вдоль канала во внешнем поле  $E_0 = 20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  для случая  $N_{str}^{max} = 8$ .

рядов на ее краях, что уменьшает самосогласованное поле в нагреваемой области и, следовательно, нагрев прекращается. Мы обходим эту трудность, предполагая развитие двух стримерных корон с концов нагреваемой области.

Для выяснения механизма нагрева “горячего пятна”, из которого формируется объемный лидер, необходимо объяснить протекание довольно большого заряда через поперечное сечение одиночного стримера, так как ток одного стримера слишком мал для создания горячего пятна. Авторы [3] утверждают, что объемный лидер возникает из локальной нагреваемой области (“горячего пятна”) вдали от электродов и основного лидера.

Постулируем, что ток, необходимый для нагрева “пятна” до достаточно высокой температуры, обеспечивается двумя системами (коронами) вторичных стримеров, развивающимися с концов “пятна” (рис. 3). Таким образом, предполагается следующая положительная обратная связь: усиление проводимости в локальной области одного из стримеров короны отрицательного лидера приводит к увеличению тока и, как результат, накоплению зарядов на концах области, с которых развиваются противоположно направленные стримерные короны, как видно из рис. 5 работы [29]. Так как число ветвей в коронах растет, их общий ток аккумулируется в нагреваемой области, температура в которой возрастает, что обеспечивает дальнейший рост проводимости и т. д.

Далее рассмотрим конфигурацию двух стримерных систем, возникающих из области первичного стримера, нагрев которой приводит к появлению “горячего пятна”. Полагая одинаковый радиус для всех стримеров  $r_{str}$ , максимальное число стримерных ветвей, необходимое для нагрева первичной области до 2000 К, оценивается следующим образом:

$$N_{str}^{max} \approx \frac{n_e(t_{2000}(E_0))}{n_e^{min}(E_0)}, \quad (2)$$

где  $n_e(t_{2000}(E_0))$  — концентрация электронов в момент времени  $t_{2000}$  (табл. 1) и  $n_e^{min}(E_0)$  — минимум концентрации электронов (табл. 1), определенный как минимум на рис. 2. Числа  $N_{str}^{max}$ , приведенные в табл. 1, показывают, что вторичные короны содержат довольно большое число ветвей в момент времени  $t_{2000}$ .

#### НАГРЕВ ОБЛАСТИ ПЕРВИЧНОГО СТРИМЕРА МЕЖДУ ЕГО СТРИМЕРНЫМИ КОРОНАМИ (1.5D-МОДЕЛЬ)

Так как самосогласованное моделирование ветвящихся стримеров в настоящее время невыполнимо [28], для упрощения задачи мы сводим ее к 1.5D модели. Моделируется нагрев некото-

**Таблица 2.** Время нагрева до 2000 К  $t_{2000}$  и соответствующие концентрации электронов для различного числа ветвей  $N_{str}^{max}$  и напряженности внешнего электрического поля  $E_0$ 

$N_{str}^{max}$		16				4		
$E_0$	кВ · см <sup>-1</sup>	18	19	20	22	19	20	22
$t_{2000}$	нс	954	647	411	201	1080	679	308
$n_e(t_{2000})$	10 <sup>21</sup> м <sup>-3</sup>	1.16	1.70	2.45	4.85	1.41	2.01	3.59

рой области первичного стримера между двумя системами положительных и отрицательных стримеров (вторичных корон), развивающихся с концов этой области (рис. 3). Конфигурация этой системы полагается симметричной относительно точки  $z = 0$ , что позволяет ограничиться моделированием одной короны. Стример стартует с края начальной проводящей области (выделена на рис. 3) из точки с координатой  $z_0$ . Полагая, что число стримерных ветвей  $N_{str}$  описывается уравнением  $dN_{str}(z - z_0)/dz = N_{str}(z - z_0)/l_{br}$ , мы использовали экспоненциальный закон ветвления  $N_{str}(z - z_0) = \exp(z - z_0/l_{br})$  с длиной ветвления  $l_{br} = 5$  см, соответствующей длине стримерного дерева  $z - z_0 \approx 25-30$  см на рис. 12 работы [28].

Мы свели моделирование к моделированию одного цилиндрического канала (нижняя часть рис. 3) с неизменным радиусом  $r_{str} = 0.2$  мм и для сведения к 1.5D модели предполагаем, что ветви слабо расходятся, т.е. угол между ветвями и направлением электрической силы  $-eE$  мал. Все параметры: линейная концентрация заряда  $\lambda_{str}(z)$ , проводимость  $\sigma_{str}(z)$  и потенциал поля  $\phi(z)$  полагаются одинаковыми по площади  $S_{str} = \pi r_{str}^2$  поперечного сечения стримера. Система уравнений, использованная в [3] для описания физики одного канала, здесь модифицирована следующим образом для моделирования эволюции всей стримерной короны

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\lambda_{str} N_{str}(z))}{\partial t} + \frac{\partial(i_{str} N_{str}(z))}{\partial z} &= 0, \\ \lambda_{str}(z, t) &= e(n_+(z, t) - n_e(z, t) - n_-(z, t)) S_{str}, \\ i_{str} &= S_{str} \sigma_{str} E, \\ \sigma_{str} &= e(\mu_e n_e(z, t) + \mu_+ n_+(z, t) + \mu_- n_-(z, t)), \\ E &= -\frac{\partial\phi}{\partial z}, \\ N_{str}(z - z_0) &= \exp(z - z_0/l_{br}). \end{aligned} \quad (3)$$

Перенос заряда описывается вторым членом первого уравнения системы (3), которое является суммой трех уравнений баланса для всех заряженных частиц. Здесь  $i_{str}$  — ток;  $\mu_e$ ,  $\mu_+$  и  $\mu_-$  — коэффициенты подвижности для электронов, положи-

тельных и отрицательных ионов (при нормальных условиях  $STP$   $\mu_e = 0.06$  м<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup> · В<sup>-1</sup> и  $\mu_+ = \mu_- = 2 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup> · В<sup>-1</sup> [3]),  $\phi(z)$  и  $E_z$  — потенциал и напряженность самосогласованного поля вдоль оси  $z$  (рис. 3). Для вычисления концентраций  $n_{e,+,-}(z, t)$  система (3) решается совместно с системой уравнений статьи [17]. От модели работы [28], где использована постоянная проводимость, наш подход отличается прямым вычислением пространственно-временной эволюции концентраций зарядов  $n_{e,+,-}(z, t)$  и, следовательно, проводимости.

Скорость стримера не вычисляется самосогласованно, но полагается постоянной  $v_{str} = 2 \times 10^6$  м · с<sup>-1</sup>, т.е. того же порядка величины, что принята в работе [28] и измерена в работах [26, 30]. Для потенциала в системе (3) используется формула для модельного потенциала цилиндра со средней погонной емкостью  $C_0$ , одинаковой по всей длине и линейной плотностью заряда  $\lambda(z)$ :  $\phi(z) = \lambda(z)/C_0 + \phi_0(z)$  ([3], формула (2.10)), где  $C_0 = 2\pi\epsilon_0/\ln(l/r_{str})$  — емкость единицы длины стримера с радиусом  $r_{str}$  ([3], формула (2.9)) и  $\phi_0 = -E_0 z$  — потенциал внешнего поля. Длина  $l$  — характерный масштаб релаксации проводимости в результате прилипания электронов к кислороду с характерным временем  $\tau_{att} \approx 20$  нс, вычисленным на основании данных [17]. Таким образом,  $l = v_{str} \tau_{att} \approx 4$  см и при  $r_{str} = 0.2$  мм мы получаем  $C_0 \approx 10$  пФ · м<sup>-1</sup>. Величина  $C_0$  слабо меняется при изменении  $l$  от 1 до 10 см. Мы начинали вычисления с начального сгустка плазмы с концентрацией  $n_e = n_+ = 10^{20}$  м<sup>-3</sup> на участке  $|z| \leq z_0 = 0.5$  см с центром  $z = 0$  (см. рис. 3). Перед фронтом ионизации полагает  $n_{e,+,-}(z > z_0 + v_{str} t, t) = 0$ . Концентрации  $n_{e,+,-}$  за фронтом вычислялись по модели [17]. Чтобы избежать необходимости учета поля новых стримеров и влияния их друг на друга ветвление ограничивалось достаточно малой величиной  $N_{str}^{max}$ , меньшей, чем в табл. 1. Результаты, полученные с  $N_{str}^{max} = 4$  и 16, представлены на рис. 2 и в табл. 2.

Как и в работе [28], ветвление увеличивает напряженность поля. На рис. 4 иллюстрируется зависимость от времени напряженности самосогласованного поля в точке инициирования  $z = 0$ . Наблюдается превышение напряженности поля над напряженностью внешнего поля до 10%, достаточно продолжительное для обеспечения необходимого роста концентрации электронов и нагрева газа до 2000 К. Согласно данным табл. 2 условие (1) удовлетворяется для  $E_0 \geq 18 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 16$  и для  $E_0 > 19 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 4$ .

На рис. 5 иллюстрируется эволюция напряженности поля  $E(z, t)$  вдоль канала для  $E_0 = 20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 8$ . Вблизи головки стримера напряженность поля резко возрастает до  $E \approx 100 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (на рисунке не показана). На графиках  $E(z, t)$  наблюдаются особенности (нарушение непрерывности) в точках с координатами  $z_0$  и  $z_1$ . Координата  $z_0$  соответствует краю начальной проводящей области (рис. 3), координата  $z_1$  соответствует положению головки стримера в момент времени, когда число ветвящихся стримеров достигает значения  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 8$ , и процесс ветвления принудительно прекращается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснован механизм [15] инициирования “горячего пятна”, которое впоследствии способно трансформироваться в объемный лидер в короне отрицательного лидера. Предполагается, что область с повышенной проводимостью, случайно появившаяся в одном из стримеров короны, нагревается совместным током системы вторичных стримеров положительной и отрицательной полярности (вторичные короны), ответвляющихся от концов области. В рамках этой простой и ясной модели выполнено моделирование нагрева области совместным током стримеров вторичных корон для значений напряженности внешнего поля  $E_0 = 19\text{--}22 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ . Показано, что для достижения в “горячем пятне” температуры  $\approx 2000 \text{ К}$  за наблюдаемое время  $t_{\text{obs}} \leq 1 \text{ мкс}$  появления “пятна” в отрицательных коронах лабораторных лидеров [6, 13], необходима величина напряженности внешнего поля  $E_0 = 20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ , почти в два раза превышающая среднюю величину напряженности  $\approx 11 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  в отрицательной короне. Это стимул для поиска механизма формирования области с усиленным полем. Перенос отрицательного заряда головками стримеров на периферию короны выравнивает поле на уровне  $\approx 11 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  [3]. Множество стримерных ветвей, оставляющих в точках ветвления большие положительные заряды, суммарная величина которых

сравнима с отрицательным зарядом, могут отвечать за усиление локального поля.

Области усиления поля в короне лидера вдали от катода могут возникнуть в результате неоднородного распределения отрицательного заряда, переносимого головками стримеров, и положительного заряда, локализованного в точках ветвления отрицательных стримеров. Ветвление может быть следствием гидродинамической неустойчивости фронтальной поверхности стримеров [31–33]. Действительно, характерное время развития неустойчивости  $t_{\text{inst}} = \lambda / (\mu_e E_0)$  [32, 33] при разумных значениях длины волны  $\lambda$  гораздо меньше  $t_{\text{obs}} \approx 1 \text{ мкс}$  наблюдения появления “горячего пятна”; так,  $t_{\text{inst}} \approx 1 \text{ нс}$  при коэффициенте подвижности электронов  $\mu_e = 0.06 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$  [3],  $E_0 = 10\text{--}20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $\lambda = r_{\text{str}} = 0.2 \text{ мм}$  (использованное выше значение радиуса нагреваемого участка стримера).

Предложенный механизм, возможно, объясняет инициирование объемного лидера в грозовых облаках. В этом случае стримеры стартуют с гидрометеоров [15, 34–37], где достаточно сильное поле, необходимое для старта отрицательных стримеров, создается в результате перераспределения поля в облаке вследствие переноса зарядов многочисленными положительными стримерами, распространяющимися в более слабом поле с напряженностью порядка  $E > E_s^+ \approx 5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ , соответствующей уровню моря [3].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raizer Yu.P. Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
2. Bazelyan E.M., Raizer Y.P. Spark Discharges. New York: CRS Press, 1998.
3. Bazelyan E.M., Raizer Y.P. Lightning Physics and Lightning Protection. London: Inst. of Phys.; Bristol: IOP Publishing, 2000.
4. Rakov V.A., Uman M.A. Lightning: Physics and Effects. New York: Cambridge Univ. Press, 2003.
5. Горин Б.Н., Шкилев А.Б. // Электричество. 1976. № 6. С. 31.
6. Reess Th., Ortega A., Giber A., Domens P., Pignolet P. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2306.
7. Gallimberti I., Baccega G., Bondion-Clergerie A., Lalande P. // C. R. Physique. 2002. № 3. P. 1335.
8. Ortega P., Domens H., Giber A., Hutzier B., Riquel G. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 237906.
9. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803. <https://doi.org/10.1029/2004GL021782>
10. Dwyer J.R., Uman M.A. // Phys. Reports. 2013. V. 534. P. 142.
11. Kochkin P.O., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 145203.

12. Kochkin P.O., Köhn C., Ebert U., van Deursen A.P.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 44002.
13. Kochkin P.O., Lehtinen N., van Deursen A.P.J., Ostgaard N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 49. P. 425203.
14. Kostinskiy A.Y., Syssoev V.S., Bogatov N.A., Mareev E.A., Andreev M.G., Bulatov M.U., Sukharevsky D.I., Rakov V.A. // J. Geophys. Res.: Atmospheres 2018. V. 123. P. 5360.
15. Petersen D., Bailey M., Beasley W., Hallett J. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D17205. <https://doi.org/10.1029/2007JD009036>
16. Понев Н.А. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 754; Plasma Phys. Reports. 2003. V. 29. P. 695.
17. Rioussel J., Pasko V., Bourdon A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A12321. <https://doi.org/10.1029/2010JA015918>
18. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1 (3). P. 207.
19. Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834.
20. Liu N.Y., Pasko V.P. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. A04301. <https://doi.org/10.1029/2003JA010064>
21. Aleksandrov N.L., Bazelyan A.E., Bazelyan E.M., Kochetov I.V. // Plasma Phys. Rep. 1995. V. 21 (60). P. 57.
22. Morrow R., Lowke J.J. // J. Phys. D Appl. Phys. 1997. V. 30(4) P. 614.
23. Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32 (20). P. 2649.
24. Naidis G.V. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 057401.
25. Černák M., van Veldhuizen E.M., Morva I., Rutgers W.R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 286. P. 1126.
26. Larsson A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 319. P. 1100.
27. Phelps C.T. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 1974. V. 36. P. 103.
28. Luque A., Ebert U. // New J. Phys. 2014. V. 16. P. 013039.
29. Andreev M.G., Bogdanov N.A., Kostinsky A.Y., Makal'sky L.M., Mareev E.A., Suharevsky D.I., Syssoev V.S. // Proc. XV Int. Conf. on Atmospheric Electricity. Norman. Oklahoma. USA, 2014.
30. Kochkin P.O., Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 425202.
31. Arrayás M., Ebert U., Hundsdorfer W. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88(17). P. 174502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.174502>
32. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. Москва: Атомиздат, 1975.
33. Lozansky E.D., Firsov O.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1973. V. 6. P. 976.
34. Loeb L.B. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71(20). P. 4711.
35. Dubinova A., Rutjes C., Ebert U., Buitink S., Scholten O., Ngoc Trinh G.Thi. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 015002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.015002>
36. Babich L.P., Bochkov E.I., Neubert T. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Physics. 2017. V. 154. P. 43. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.12.010>
37. Бабич Л.П., Бочков Е.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 461. Babich L.P., Bochkov E.I. // Plasma Phys. Reports. 2018. V. 44. P. 527. <https://doi.org/10.1134/S1063780X18050033>