

СТУПЕНЧАТОЕ РАЗВИТИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ДЛИННОЙ ИСКРЫ В ВОЗДУХЕ

© 2020 г. Э. М. Базелян^{а, *}, Н. А. Попов^{б, с}

^а АО “Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского”, Москва, Россия

^б Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

^с Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия

*e-mail: bazelyan@eninnet.ru

Поступила в редакцию 27.07.2019 г.

После доработки 23.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Выполнено численное моделирование искрового разряда в длинном воздушном промежутке атмосферного давления при положительном напряжении с большой длительностью фронта, исключаящей квазинепрерывное развитие лидера. Показано, что при крутизне фронта менее 30 кВ/мкс по промежутку движется ионизационная волна, скорость которой на 2 порядка меньше скорости стримеров в стримерной зоне лидера. Электрическое поле за фронтом такой волны по всей длине сформированного первичного канала удерживается в пределах 20–25 кВ/см, обеспечивая плотность электронов на уровне 10^{11} см⁻³ в течение сотен микросекунд. Состояние газа в первичном канале резко меняется при распространении возмущающего полевого воздействия наносекундной длительности. Пробег возмущения до головки первичного канала инициирует развитие стримерной вспышки с этой головки с начальной скоростью $\sim 10^9$ см/с, что приводит к резкому усилению яркости излучения из канала. Причиной усиления излучения является активная наработка электронно-возбужденных частиц. Газовая температура в канале не превышает 1000 К. По таким характеристикам как температура газа, продольное электрическое поле и плотность электронов, канал в ступенчатой фазе развития длинной искры принципиально отличается от канала лидера, который в состоянии существовать и развиваться только в квазинепрерывной фазе.

Ключевые слова: искровой разряд, лидер, стример, волна ионизации, ионизационно-перегревная неустойчивость, плазмохимическая кинетика, газовая температура, электрическое поле, плотность электронов

DOI: 10.31857/S0367292120030026

ВВЕДЕНИЕ

Ступенчатое развитие искрового разряда свойственно воздушным промежуткам с резко неоднородным распределением электрического поля. Явление было обнаружено в самых первых регистрациях отрицательной нисходящей молнии при помощи камер с механической разверткой изображения [1, 2]. Длина зафиксированных ступеней достигала 100 м; их развитие сопровождалось резким увеличением яркости уже сформированного канала. Ступени лабораторной длинной искры были зафиксированы при помощи электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Использовалось импульсное напряжение с высоким фронтом длительностью 10^2 – 10^3 мкс [3, 4]. Тогда же, в середине прошлого века, удалось прояснить природу ступеней длиной до 1 м отрицательной длинной искры [4]. Оказалось, что их причиной является развитие положительного ли-

дера, который стартует из глубины разрядного промежутка от границы стримерной зоны медленно движущегося отрицательного лидера. Такой положительный лидер, названный в отечественной литературе объемным (space leader), перекрывал часть разрядного промежутка в пределах отрицательной стримерной зоны и, контактируя с уже существующим отрицательным каналом, вызывал процесс перезарядки, похожий в миниатюре на главную стадию разряда (return stroke в англоязычной литературе). Процесс сопровождался кратковременным усилением тока и яркости излучения всего канала.

Природа ступеней положительного лидера до сих пор остается не вполне понятной, хотя их существование не вызывает сомнений. Они четко наблюдались в лабораторных промежутках длиной до 15 м [5, 6] при развитии положительной искры под действием напряжения с длительно-

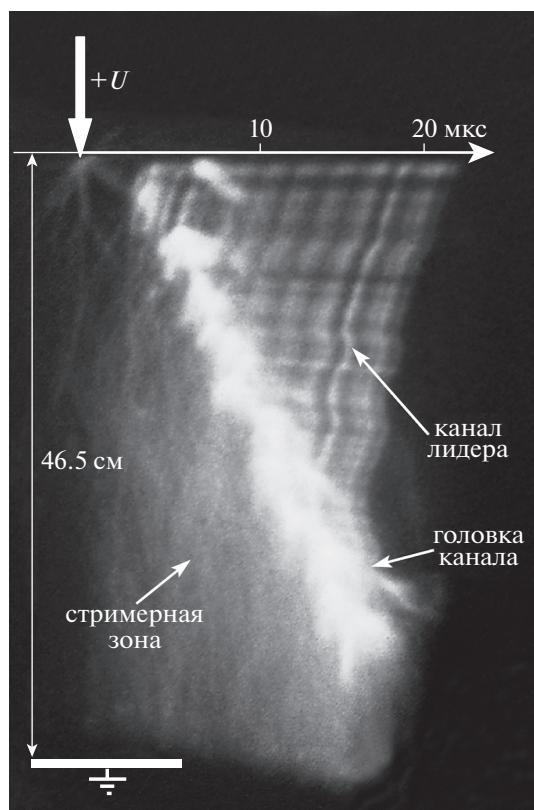


Рис. 1. Ступенчатое распространение “непрерывного” положительного лидера в промежутке стержень-плоскость при относительной плотности воздуха $\delta = 0.3$ и температуре 300 К на фронте импульса напряжения длительностью 11 мкс.

стью фронта 3–4 мс. Позднее сходные результаты были получены в ряде других лабораторий [7]. Если рассматривать формирование длинной искры с более детальным разрешением, то ступенчатым можно считать и так называемое непрерывное развитие положительного лидера. Процесс действительно идет ступенчато, причем длина ступени соответствует размеру головки канала лидера, а их причиной служит формирование нового участка канала в объеме этой головки за счет развития ионизационно-перегревной неустойчивости [8–10]. Это особенно четко проявляется в экспериментах при пониженном давлении в барокамере [9], когда длина головки канала лидера увеличивается в размерах (рис. 1).

Нужно также отметить ступенчатое продвижение катодонаправленных положительных стримеров, наблюдавшееся при скорости роста напряжения $\sim 100\text{--}1000$ кВ/мкс. Оно обусловлено возбуждением от анода вторичной волны ионизации, которая идет следом за первичным стримером, практически уже остановившимся в слабом поле в глубине промежутка, догоняет и ускоряет его [11].

В появившейся недавно работе [12] высказано предположение, что ступени положительной длинной искры обусловлены приблизительно тем же процессом, что и у отрицательной. В подтверждение гипотезы приводится статическая фотография канала, сделанная с малой экспозицией. На ней различимо некоторое шнурованное плазменное образование перед головкой ранее сформированного канала достаточно большой яркости. Авторы предполагают, что это усиление яркости является следствием зарождения нового процесса в объеме промежутка, подобного наблюдавшемуся у отрицательной искры. Однако, для подтверждения данной гипотезы не приводится достаточно весомых аргументов. Во-первых, статическая фотография не дает возможности оценить последовательность событий. С той же вероятностью можно считать, что возбуждение газоразрядного процесса перед головкой уже существующего канала – результат какого-то повторного мощного ионизационного процесса именно в нем, а не в объеме промежутка. Во-вторых, трудно представить себе причину возбуждения отрицательных стримеров от места остановки положительных, если учесть, что для развития первых требуется вдвое более сильное электрическое поле.

Целью настоящей статьи является численное моделирование газоразрядных процессов в длинных воздушных промежутках с резко неоднородным электрическим полем, на основе которого развивается гипотеза о ступенчатом развитии положительной искры при импульсах высокого напряжения с плогом фронтом длительностью порядка $10^2\text{--}10^3$ мкс,

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Далее предположено, что причиной развития очередной ступени является формирование какого-то газоразрядного процесса в ранее проработанном объеме. У “непрерывного” положительного лидера такой объем ограничен головкой канала лидера. У реально ступенчатого положительного искрового разряда со ступенями метровой длины речь может идти об объеме стримерной вспышки предшествующей ступени. Во всяком случае, каждая очередная ступень как-то согласуется с ней по длине, что всегда наблюдалось при оптических регистрациях длинной искры с непрерывной разверткой изображения при напряжениях с длительностью фронта в сотни-тысячи микросекунд (рис. 2).

При временном интервале между ступенями в десятки микросекунд и более стримеры предшествующей ступени полностью теряют свою проводимость, поскольку по прямым измерениям при нормальных условиях она поддерживается

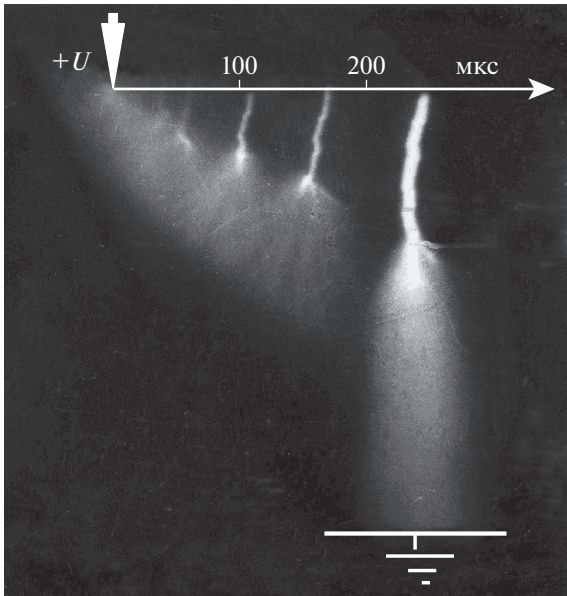


Рис. 2. Непрерывная фоторазвертка положительного ступенчатого лидера в воздушном промежутке стержень-плоскость длиной 2 м на фронте импульса напряжения со средней крутизной 2.5 кВ/мкс.

там в течение ~ 0.1 мкс, считая от времени старта [13]. Объем стримерной вспышки заполнен только оставшимся практически неподвижным зарядом стримерных головок, каждая из которых содержит $10^{-10} - 10^{-9}$ Кл. Частота следования стримеров, достигая 10^{10} с^{-1} [13], обеспечивает заполнение объема вспышки на уровне одной стримерной головки в 1 см^3 . Там не остается даже следов ранее существовавших стримерных каналов. Для нового ионизационного процесса, который может стартовать от головки ранее образованного канала, объемный заряд стримерных головок выполнит функцию “стягивающих обручей”, препятствующих ионизационному расширению формирующегося канала. По этой причине повторная волна ионизации будет иметь малый радиус, подобный типичному стримеру в стримерной зоне, невзирая на достаточный подъем напряжения на разрядном промежутке за время паузы между ступенями, при этом распространение волны ионизации в радиальном направлении исключается вследствие слабого радиального поля. Указанное обстоятельство позволило использовать для численного моделирования 1.5D-расчетную модель, в которой радиус вторичной волны ионизации считался неизменным в течение всего времени ее распространения в пределах стримерной вспышки предшествующей ступени.

Использование столь упрощенной модели позволяло отслеживать распространение волны ионизации на десятки сантиметров, что совершенно необходимо для описания реальных ступеней

искрового разряда. Главным недостатком 1.5D-модели является априорное задание радиуса стримера r_{cm} , от которого почти линейно зависят максимальное поле на фронте волны ионизации и начальная плотность создаваемой плазмы [14]. Однако, возникающая неопределенность не мешает качественному анализу процессов, на который ориентирована статья, тем более, что ряд важных параметров волны, в т.ч. скорость и погонная проводимость создаваемого плазменного канала, зависят не от радиуса r_w , а от произведения $r_w^n E_{max}^m$ и, поскольку максимальное поле на фронте волны $E_{max} \sim r^{-1}$, количественная неопределенность результатов оказывается не столь уж сильной при сопоставимых показателях степени, $n \approx m$.

Как правило, при использовании 1.5D-модели счет ведется с адаптивной пространственной сеткой, шаг которой нарастает по мере удаления от высоковольтного электрода и от фронта распространяющейся волны, причем кратность увеличения шага достигает порядка величины. В рассматриваемой модели подобный подход не использовался из-за расчетной диффузии, которая приводила к принципиальному изменению параметров волны в процессе ее распространения на расстояние в десятки сантиметров. Как максимум пространственный шаг модели лишь удваивался, оставаясь в пределах диаметра канала. Устойчивости расчета благоприятствовало то обстоятельство, что объемный заряд канала предполагался сосредоточенным на его внешней границе, а электрическое поле на оси канала приписывалось всей поверхности его поперечного сечения.

Кинетическая схема расчетной модели заимствована из [15], где она детально описана. В процессе компьютерного моделирования решались уравнение Пуассона, баланса заряженных частиц, а также нейтральных активных частиц, влияющих на баланс электронов в канале разряда. В простейшей форме, для электронов, одного сорта активных частиц (возбужденные молекулы), положительных и отрицательных ионов система уравнений имеет вид

$$\Delta\phi = e\epsilon_0^{-1}(n_e + n_n - n_p), \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \mathbf{V}_e) = & \\ = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - (k_a' + k_a'' N) N_a n_e + & \\ + (k_d N + k_d^* n^*) n_n - \beta_{ei} n_p n_e + S_f, & \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div}(n_p \mathbf{V}_p) = & \\ = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - \beta_{ei} n_p n_e - \beta_{ii} n_p n_e + S_f, & \end{aligned} \tag{3}$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div}(n_e \mathbf{V}_n) = (k'_a + k''_a N) N_a n_e - \quad (4)$$

$$- (k_d N + k_d^* n^*) n_n - \beta_{ii} n_p n_e,$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = k^* N n_e - k_i^* n^* n_e - k_q^* N n^*, \quad (5)$$

где N , N_a , n_e , n_p , n_n , n^* — концентрации нейтральных молекул газа в целом, всех электроотрицательных компонентов, электронов, положительных и отрицательных ионов, возбужденных частиц; \mathbf{V}_k — скорость дрейфа заряженных частиц k -го сорта; k_i , k_i^* — константы скорости ионизации невозбужденных и возбужденных молекул электронным ударом; k'_a , k''_a — константы скорости диссоциативного и трехтельного прилипания электронов к молекулам кислорода; k_d , k_d^* — константы скорости отрыва электронов от отрицательных ионов при их столкновении с невозбужденными и возбужденными молекулами; k^* , k_q^* — константы скорости возбуждения и тушения электронно-возбужденных молекул; β_{ei} , β_{ii} — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; S_f — источник электронов, образованных в результате фотоионизации; ϕ — потенциал электрического поля.

Расчет газовой температуры в формирующемся канале выполнялся по уравнениям

$$cN \frac{\partial T}{\partial t} = (\lambda_T + \lambda_R) jE + j_{\text{ion}} E + Q_{VT}(\epsilon_V) + Q_{ET}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \epsilon_V}{\partial t} = \lambda_V jE - Q_{VT}(\epsilon_V), \quad (7)$$

где λ_T , λ_R , и λ_V — доли энергии, передаваемой электронами молекулам в упругих столкновениях, а также при возбуждении вращательных и колебательных уровней, j — плотность тока в соответствующей части канала, E — электрическое поле, c — удельная теплоемкость газа (в расчете на одну молекулу), Q_{VT} — вклад в тепло энергии при тушении колебательных уровней молекул N_2 в реакциях V–T релаксациях, Q_{ET} — вклад в тепло энергии, выделяющейся при тушении электронно-возбужденных атомов и молекул [16], ϵ_V — колебательная энергия.

Использованный в работе вариант программы учитывал 40 компонентов плазмы и около 200 реакций между ними.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ниже представлены результаты численного моделирования в воздушном промежутке сфера — плоскость с резко неоднородным распределением электрического поля при нормальных атмо-

сферных условиях. Диаметр сферического анода принят равным 1 см, радиус первичной волны ионизации — 0.1 см. Распространение первичной волны в виде ступенчатого стримера, подобного исследованному в [11], наблюдалось при скорости роста напряжения на фронте косоугольного импульса напряжения (т.е. импульса с $A_U = dU/dt = \text{const}$) приблизительно от 50 кВ/мкс. Здесь еще проявлялось различие скоростей распространения стримера и идущей следом за ним практически с постоянной скоростью ионизационной волны (рис. 3). Тем не менее, и при такой крутизне фронта уже проявлялась нерегулярность ступеней и их достаточно заметная сглаженность. Дальнейшее снижение крутизны фронта A_U практически полностью исключало формирование ступеней. Вырожденная ионизационная волна продвигалась с постоянной скоростью, как это видно на рис. 4, представляющем результаты численного моделирования при крутизне $A_U = 33$ кВ/мкс. Электрическое поле за фронтом волны удерживается на уровне 20–25 кВ/см (рис. 5), обеспечивая тем самым концентрацию электронов вплоть до 10^{12} см⁻³ по длине образованного канала (рис. 6), невзирая на то, что его формирование заняло 16 мкс, а газовая температура даже в самом нагретом участке у анода не превысила 400 К. Таким образом, созданный проводящий канал ничем не напоминал традиционный катодонаправленный стример, который полностью потерял бы свою проводимость за столь длительное время пролета по разрядному промежутку.

Принципиально важно, что снижение крутизны фронта импульса напряжения, приложенного к разрядному промежутку, пропорционально увеличивая время распространения волны ионизации, в качественном отношении не меняло свойств канала за ее фронтом. На рис. 7–8 представлены расчетные параметры такого канала при крутизне фронта 3.3 кВ/мкс, время формирования которого составило 150 мкс. Скорость роста канала соответственно замедлилась на порядок величины, хотя ее вариация по длине в процентном отношении почти не изменилась (рис. 7). Продольное электрическое поле за фронтом волны ионизации удерживалось на уровне 22–23 кВ/см, длительно поддерживая достаточно высокую проводимость холодной плазмы (газовая температура ~400 К), столь не свойственную стримерам, благодаря плотности электронов на уровне до 10^{11} см⁻³. Этого достаточно для транспортировки тока в канале. Определяясь в основном током смещения, он монотонно снижался по длине канала от наибольшего значения у анода, равного 6.4 мА при $t = 150$ мкс и расчетной крутизне фронта импульса напряжения 3.3 кВ/мкс (рис. 8). По своим параметрам рассматриваемый

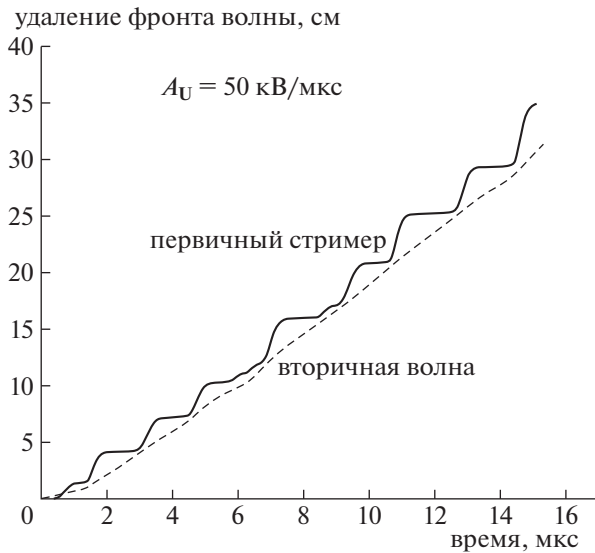


Рис. 3. Результаты численного моделирования волн ионизации от сферического анода диаметром 1 см на фронте косоугольного импульса напряжения с $dU/dt = 50 \text{ кВ/мкс}$.

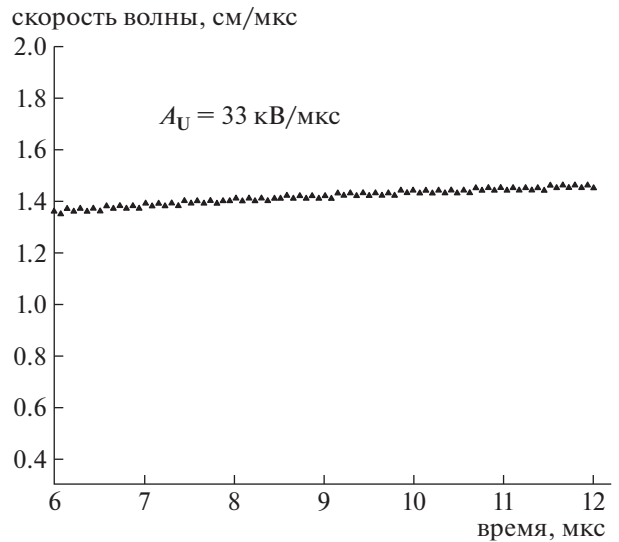


Рис. 4. Расчетные значения скорости продвижения волны ионизации при крутизне фронта импульса напряжения 33 кВ/мкс .

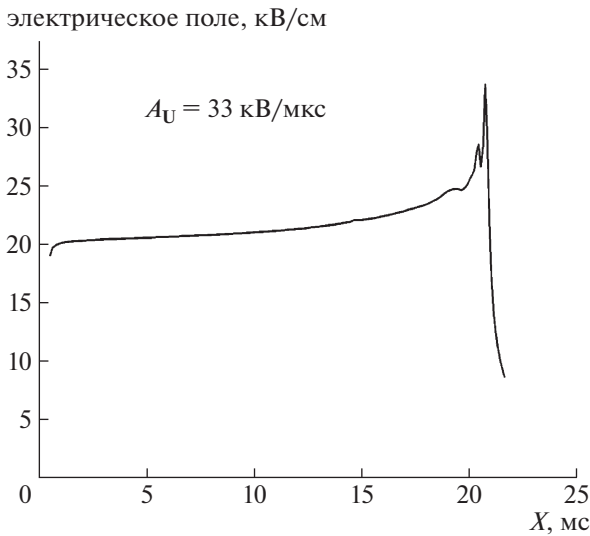


Рис. 5. Распределение электрического поля по каналу за фронтом волны ионизации в момент времени 15.5 мкс.

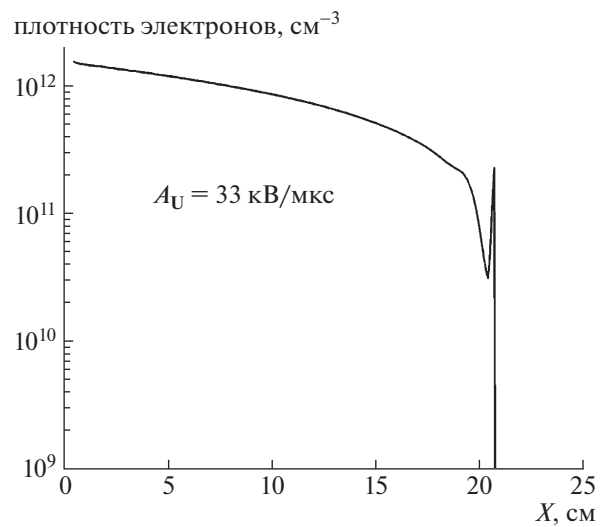


Рис. 6. Распределение плотности электронов по каналу за фронтом волны ионизации в момент времени 15.5 мкс.

холодный плазменный канал ничем не напоминает и канал лидера, который отличает температура газа порядка 5000–6000 К и несопоставимо более высокая проводимость.

Принципиальной особенностью состояния образованного канала является его крайняя неустойчивость. Даже кратковременное возмущение электрического поля у анода приводит к распространению по каналу новой ионизационной волны, которая, достигнув фронта первичной

волны, ведет к интенсивному стимулированию газоразрядных процессов. Результаты численного моделирования, представленные ниже, получены при использовании в качестве возмущающего воздействия наложение на основной импульс — дополнительного с быстрым ($\sim 1 \text{ нс}$) подъемом напряжения амплитудой 50 кВ, затухающего в дальнейшем по экспоненте с постоянной времени 2 нс. В качестве основного предполагался косоугольный импульс напряжения кру-

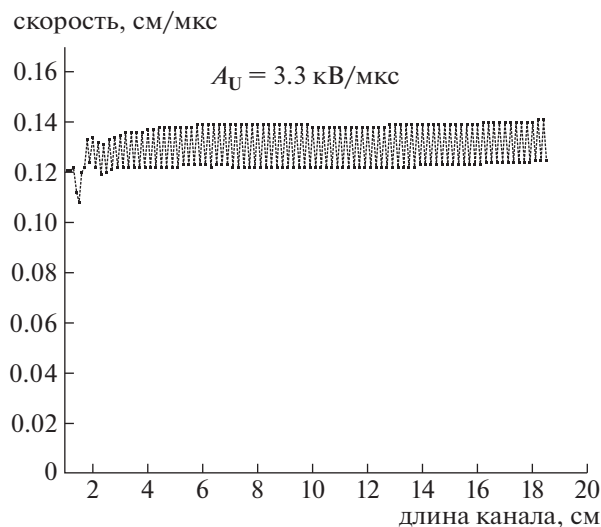


Рис. 7. Динамика изменения скорости движения волны ионизации по длине разрядного промежутка при крутизне фронта $A_U = 3.3$ кВ/мкс.

тизной 3.3 кВ/мкс. В момент подачи возмущения напряжение на косоугольном фронте достигло 500 кВ. Волна ионизации, инициируемая возмущающим импульсом, двигаясь со средней скоростью, близкой к 10^9 см/с, приблизилась к головке “старого” первичного канала примерно через 17 нс (рис. 9).

Стоит отметить, что возмущающий импульс напряжения снизился на порядок величины уже через 2.5 нс, так что распространение возмущения по каналу происходило практически при неизменном напряжении на промежутке. По ходу

его распространения плотность электронов в канале возрастала не меньше, чем на 2 порядка величины (рис. 10), а электрическое поле падало вплоть до 10 кВ/см (рис. 11). Процесс сопровождался увеличением тока, который был близок к 1 А у анода и на порядок больше в окрестности фронта волны ионизации (рис. 12).

Напряженность электрического поля у анода при подаче возмущающего воздействия достигла 100 кВ/см, тогда как при движении по первичному каналу она в конечном счете поднялась до 250 кВ/см, обусловив распространение стримера от головки первичного канала со скоростью порядка 10^9 см/с. Численные эксперименты показали, что длительность возмущающего импульса напряжения влияет на время распространения по первичному каналу, увеличивая его от 12 до 55 мкс при сокращении постоянной времени затухания от 5 до 1 нс. Однако, конечный результат воздействия на разряд меняется слабо. Во всех вариантах расчетов его итогом было усиление электрического поля на головке первичного канала приблизительно до 250 кВ/см, что всегда обуславливало быстрое распространение катодонаправленного стримера в глубину разрядного промежутка. Численный эксперимент не выявил и сколько-нибудь заметного влияния радиуса первичного канала. Во всяком случае, расчеты с радиусом 0.1 и 0.05 см дали сопоставимые результаты. Во всех численных экспериментах пробег возмущения по первичному каналу приводил к старту от его головки катодонаправленной волны ионизации с начальной скоростью порядка 10^9 см/с. По мере удаления от места старта и проникновения стримера в область более слабого

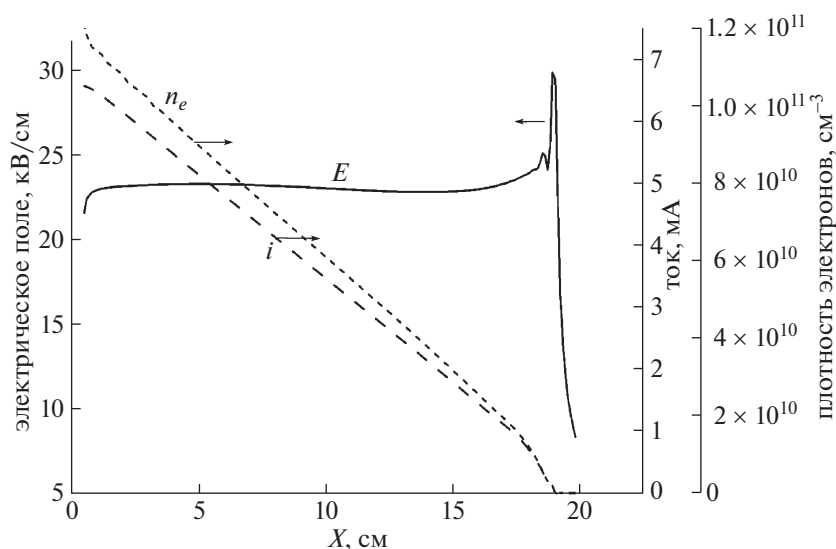


Рис. 8. Динамика изменения электрического поля, тока и плотности электронов по длине канала в момент времени 150 мкс при крутизне фронта импульса напряжения $dU/dt = 3.3$ кВ/мкс.



Рис. 9. Распространение возмущения по первичному каналу длиной 19 см при подаче на анод дополнительного импульса напряжения амплитудой 50 кВ с постоянной времени нарастания 1 нс и временем затухания 2 нс.

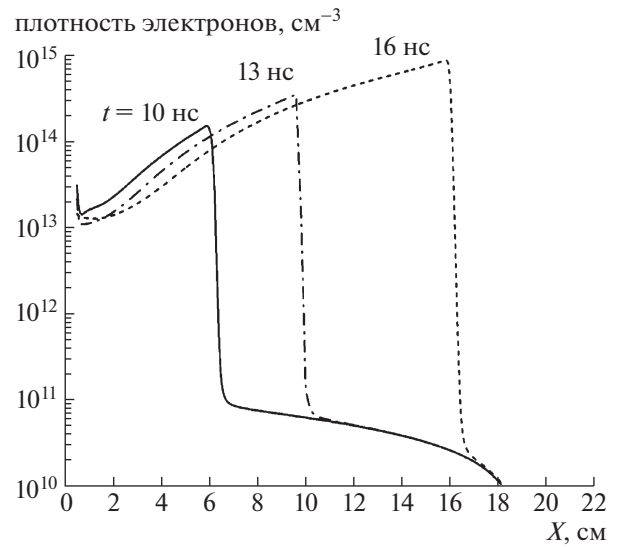


Рис. 10. Распределение плотности электронов по каналу в различные моменты времени после подачи дополнительного импульса напряжения.

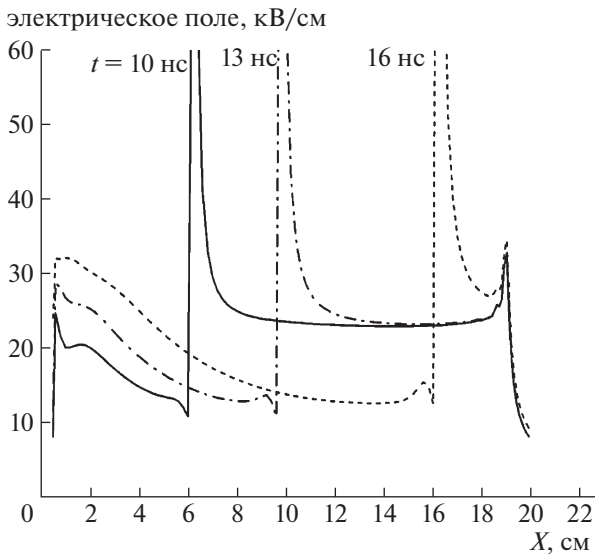


Рис. 11. Распределение электрического поля по каналу в различные моменты времени после подачи возмущающего воздействия.

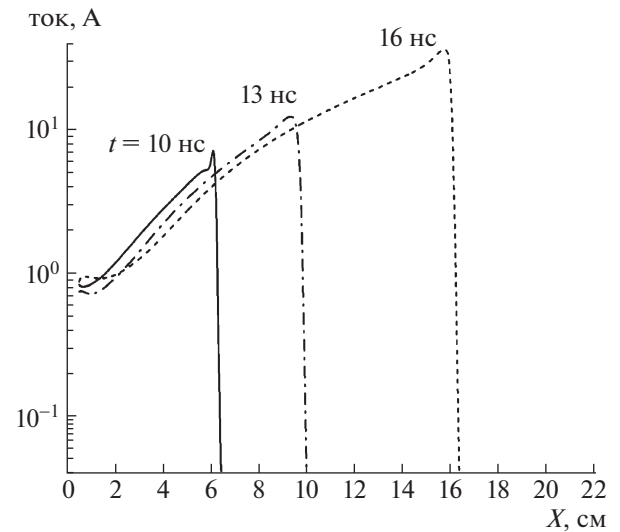


Рис. 12. Распределение тока по каналу в различные моменты времени после подачи дополнительного импульса напряжения.

электрического поля его скорость уменьшалась вплоть до полной остановки. При напряжении на промежутке 500 кВ длина нового стримерного образования составила около 40 см (рис. 13). Характерно, что баланс напряжения при развитии стримера обеспечивался благодаря некоторому снижению напряженности электрического поля в первичном канале, а также за счет того, что поле в формирующемся стримере удерживалось на ти-

пичном для него уровне, порядка единиц киловольт на сантиметр (рис. 14).

В отличие от слабого (единицы миллиампер) тока, которым сопровождалось развитие первичного канала, ток возбужденного стримера вырос почти до 10 А и затем монотонно снижался во времени примерно пропорционально скорости по мере торможения (рис. 15). Малое время воздействия сколько-нибудь значительного тока и слабое продольное поле исключили значимый

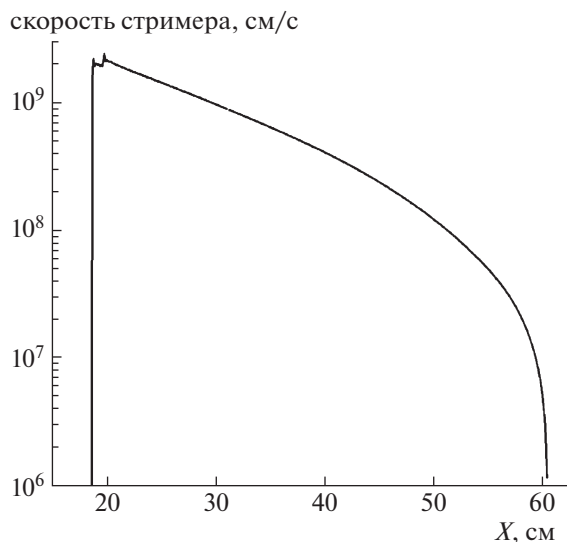


Рис. 13. Динамика изменения скорости стримера, стартовавшего от головки первичного канала длиной 19 см после прихода туда возмущающего воздействия (отсчет пространственной координаты от поверхности анода).

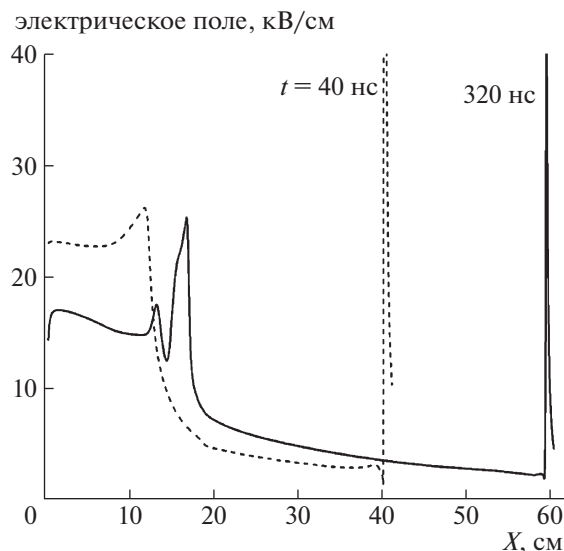


Рис. 14. Распределение напряженности электрического поля по плазменному каналу в различные моменты времени после подачи возмущающего воздействия (отсчет времени с момента подачи возмущения).

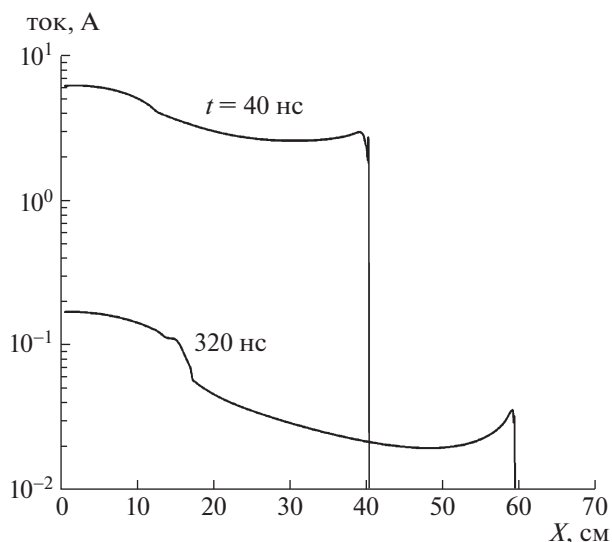


Рис. 15. Распределение тока по плазменному каналу в различные моменты времени (отсчет времени с момента подачи возмущения).

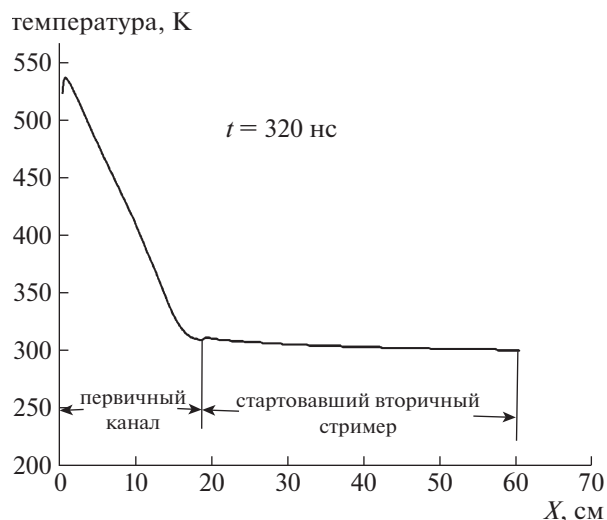


Рис. 16. Распределение температуры по плазменному каналу в момент остановки стримера, инициированного возбуждающим импульсом.

разогрев газа в формирующемся стримере. Его газовая температура в момент остановки практически не отличалась от температуры окружающей среды (рис. 16). Разогрев старых участков первичного канала был более заметным, но и там газовая температура ограничилась 550 К, причем нагрев до 400 К был осуществлен еще в процессе его формирования. Яркое свечение всего первичного канала и стримера перед ним — результат актив-

ной наработки электронно-возбужденных молекул азота $N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u)$, суммарная концентрация которых выросла за время формирования возбужденного стримера на 3 порядка величины (рис. 17).

Можно было бы ожидать, что расчет с уменьшенным радиусом приведет к принципиальному изменению газовой температуры. Подобное действительно имело место для первичного канала

радиусом 0.05 см. За время его развития в течение 150 мкс температура наиболее нагретого участка поднялась до 850 К, что закономерно, поскольку основная доля тока в канале по своей природе являлась током смещения, слабо (логарифмически) меняющимся в зависимости от радиуса. Благодаря этому удельный энергозатрат возрастал почти обратно пропорционально квадрату радиуса. Увеличение нагрева во время развития быстрой волны ионизации почти не имело места, поскольку энергия в канал поставлялась в основном током переноса, величина которого снижается пропорционально сечению канала.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При так называемом непрерывном развитии канала длинной положительной искры в воздушном промежутке с резко неоднородным электрическим полем следом за начальной стримерной вспышкой с некоторой паузой, определяемой объемным зарядом вспышки и скоростью роста напряжения, следует квазинепрерывное формирование горячего плазменного канала с продольным электрическим полем, приближающимся со временем к полю в дуговом канале. Канал лидера питается током, который обеспечивает непрерывный (~10¹⁰ с⁻¹) старт стримеров из его головки. В совокупности они формируют стримерную зону лидера. По мере удлинения канала размер стримерной зоны увеличивается и в конце процесса она достигает поверхности электрода противоположной полярности, переводя процесс в сквозную фазу, которая завершается пробоем разрядного промежутка [14].

В отличие от этой хорошо известной картины, при ступенчатом формировании длинной искры начальные стримерные вспышки имеют небольшую длину и не формируют шнуrowанного канала. Затем по мере роста напряжения и увеличения длины стримеров их появление начинает сопровождаться яркой вспышкой контрагированного канала. Он протягивается от места старта стримеров вплоть до поверхности анода. Интервалы между вспышками могут достигать сотен микросекунд, а длина шнуrowанного канала увеличивается от вспышки к вспышке (рис. 2), пока процесс не перейдет в фазу непрерывного формирования лидера.

Результаты численного моделирования дали основание предполагать, что появлению яркого шнуrowанного канала предшествует формирование в объеме ранее созданной стримерной вспышки волны ионизации, которая распространяется от места старта вспышки до границы области, заполненной стримерными ветвями. Радиус такой ионизационной волны сопоставим с типичным радиусом стримеров в стримерной зоне. От ионизационного расширения в течение дли-

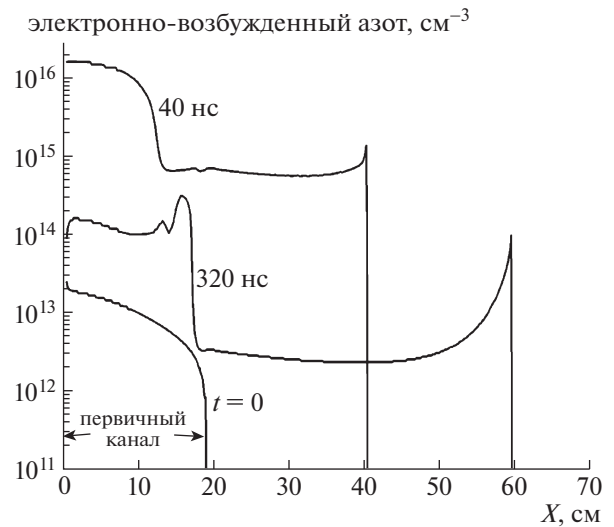


Рис. 17. Распределение суммарной плотности электронно-возбужденного азота в различные моменты времени (отсчет времени с момента подачи возмущения).

тельного времени развития его удерживает заряд стримерных головок, заполнивших объем вспышки, подобно тому, как это имеет место при формировании канала лидера [14]. Предполагаемый ионизационный процесс нельзя отождествить с развитием длинного стримера. Этому препятствует высокая напряженность электрического поля ($E_w \approx 20-25$ кВ/см при нормальных условиях), которая удерживается по всей длине за фронтом волны, поддерживая тем самым электронную проводимость созданной плазмы в течение всего продолжительного времени существования процесса.

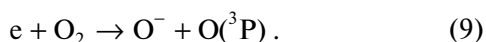
Выше уже отмечалось, что основная доля тока в первичном канале по своей физической природе является током смещения, который подзаряжает уже сформированные участки канала по мере роста напряжения на разрядном промежутке. Величина этого тока через сечение канала, удаленного от его головки на расстояние x , в момент времени t оценивается как

$$i(x, t) \approx C_0 \int_0^x \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} dx, \tag{8}$$

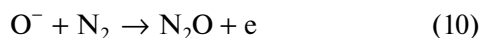
где координата точки x отсчитывается от фронта волны ионизации, C_0 — погонная емкость канала, $\varphi(x, t)$ — потенциал канала в точке x , в момент времени t . Согласно выполненным расчетам при коосульном фронте импульса напряжения ($dU/dt = \text{const}$) ток в канале нарастает практически линейно в направлении от его головки к основанию у анода (рис. 8). Ток создает продольное электрическое поле в канале. Его напряженность должна быть достаточной для сохранения такой

плотности электронов, которая необходима для транспортировки тока. Решающим фактором в определении взаимосвязи между величиной поля $E(x)$, током $i(x)$ и плотностью электронов $n_e(x)$ является очень сильная зависимость частоты ионизации от $E(x)/N$ [15]. Как итог даже весьма сильное изменение частоты ионизации может быть обеспечено незначительным изменением поля в канале. Именно по этой причине в рассмотренных условиях поле E_w по длине первичного канала удерживалось в достаточно узких пределах (22–25 кВ/см), а динамика изменения плотности электронов в качественном отношении следовала за величиной тока (рис. 8).

Заслуживает внимания тот факт, что установившееся поле в первичном канале заметно меньше пробойного ($E_{br} \sim 30$ кВ/см при нормальных условиях). Причиной этого является наработка химически активных частиц в канале за фронтом волны ионизации, что приводит к весоному изменению значимости различных каналов гибели электронов. При атмосферном давлении и газовой температуре 300–400 К, гибель электронов в поле 20–25 кВ/см происходит в основном в реакциях диссоциативного прилипания [17],



Однако ее последствия в значительной мере компенсируются благодаря реакциям отлипания на молекулах азота [17, 18]:



и химически активных частицах, рожденных при формировании ионизационной волны. В первую очередь речь идет об атомах кислорода и электронно-возбужденных молекулах $O_2(a^1\Delta_g)$, плотность которых достигала $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. В итоге именно разрушение отрицательных ионов привело к снижению электрического поля, обеспечивающего равенство скоростей рождения и гибели электронов.

Скорость движения волны прямо пропорциональна скорости роста напряжения на разрядном промежутке и может быть оценена как

$$v_w \approx \frac{dU(t)}{dt} E_w^{-1} \quad (11)$$

Она подстраивается под рост напряжения таким образом, чтобы обеспечить примерно постоянную величину E/N в канале, равную 80–90 Тд. В данных условиях при малом радиусе анода движение ионизационной волны с рассмотренными параметрами наблюдается при скорости роста напряжения менее 30 кВ/мкс. Типичное время ее развития может превышать 100 мкс. При этом скорость волны находится на уровне 10^5 см/с, что на 2 порядка меньше минимальной скорости стримера в воздухе при нормальных условиях. В

тексте статьи процесс условно назван первичной волной ионизации, чтобы избежать его отождествления со стримером.

Достаточно высокая плотность электронно-возбужденных молекул азота (вплоть до 10^{13} см $^{-3}$) позволяет надеяться на возможность оптической регистрации первичной волны при помощи ЭОП. Сегодня хотя и косвенным, но достаточно убедительным доказательством ее существования могут служить регистрации интеграла тока в паузах между ступенями (рис. 18). Измерения выполнены при помощи электрода с сеткой [14, 21], устраняющей ток смещения через интегрирующую емкость. Исключение составляет только ток смещения непосредственно через плазменный канал, формирующийся от электрода. Его длина в момент времени $t \approx 320$ мкс, соответствующий вспышке 1 на рис. 18, близка к 10 см, а емкость ~ 1 пФ. Средняя крутизна импульса напряжения на участке между вспысками 1 и 2 (рис. 18) продолжительностью 170 мкс близка к 0.8 кВ/мкс, что обеспечивает ток смещения около 0.8 мА, на порядок меньше реально зафиксированного. Это дает основание трактовать ток в течение временного интервала между вспысками 1 и 2 как сумму токов переноса и смещения, обусловленных формированием плазменного канала на фронте волны ионизации. Стоит отметить, что величина тока вполне сопоставима с представленной выше по результатам численного моделирования.

Состояние плазмы в канале, созданном первичной волной, в численных экспериментах возмущалось дополнительным кратковременным (~ 1 нс) импульсом напряжения, наложенным на основной косоугольный импульс. В типичных условиях лабораторных испытаний длинных воздушных промежутков подобная причина возмущения вряд ли возможна. Более вероятно формирование возбуждающего воздействия за счет быстрого перераспределения электрического поля на относительно небольшом участке первичного канала у анода. Его причиной может стать, например, контракция разрядного канала за счет развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Явление такого рода анализировалось ранее в [9] в рамках расчетной компьютерной модели в связи с изучением процесса зарождения нового участка канала лидера в объеме его головки.

Кинетическая схема расчетной модели [9] не отличалась принципиально от здесь приведенной, а для приближенного учета последствий теплового расширения газа использовалось релаксационное уравнение

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_{eq} - N(t)}{\tau_s}, \quad (12)$$

где N_{eq} и $N(t)$ – установившееся согласно температуре $T(t)$ и текущее значение плотности какого-

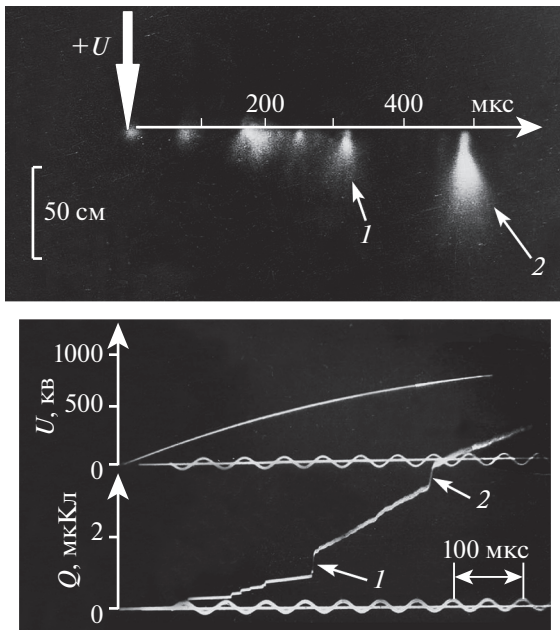


Рис. 18. Осциллограмма напряжения, интеграла тока и непрерывная фоторазвертка ступенчатого развития положительной искры в промежутке стержень-плоскость длиной 2 м (перевернутая схема расположения электродов); цифрами 1 и 2 на изображениях отмечены одинаковые моменты времени.

то из компонентов в рассматриваемой области, $t_s(t) = r(t)/v_s(t)$ — текущее значение постоянной времени релаксационного процесса, определяемое текущим радиусом рассматриваемой области $r(t)$ и скоростью звука в ней $v_s(t)$, которая меняется в зависимости от газовой температуры $T(t)$. Применение аналогичной расчетной модели показало, что формирование неустойчивости возможно и при токе миллиамперного уровня, свойственного первичной волне ионизации. Как пример, на рис. 19 показана расчетная динамика снижения напряженности электрического поля в процессе развития ионизационно-перегревной неустойчивости в канале радиусом 0.1 см при токе 6 мА и начальной плотности электронов 10^{11} см^{-3} . Предполагалось, что начальный радиус перегревной области в центре канала равен 0.005 см, а газовая температура там превысила окружающую на 50 К. Как можно видеть, поле снизилось на 10 кВ/см в течение 0.5 мкс. “Освободившееся” таким образом напряжение усилит поле в соседних участках канала, где перегрев газа еще не проявился. Процесс требует дополнительной более детальной количественной оценки как минимум в рамках 2D-модели.

Важно отметить, что использованная в работе 1.5D-модель в состоянии воспроизвести распространение одиночного стримера, но никак не сильно разветвленной стримерной вспышки в

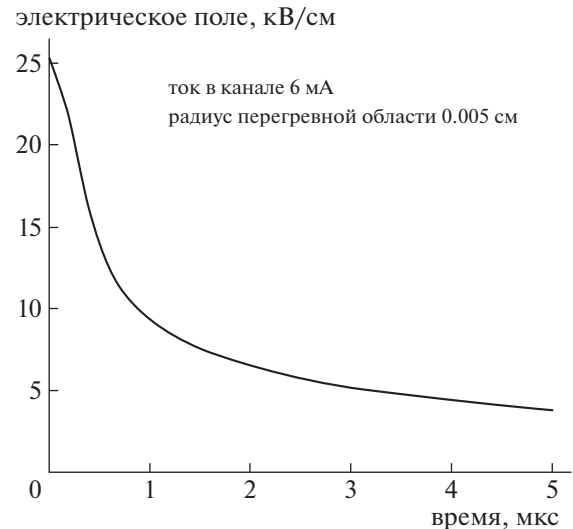


Рис. 19. Динамика снижения напряженности электрического поля в процессе развития в канале ионизационно-перегревной неустойчивости.

невозмущенном воздухе перед головкой первичной волны ионизации. Здесь можно говорить лишь о качественном описании разрядного процесса, что крайне затрудняет анализ температурного режима сформированного канала. Фактически правомочно рассчитывать только на качественные оценки. Имея в виду, что распространение одиночного стримера привело к введению в промежуток объемного заряда около 0.4 мкКл, вследствие чего газовая температура выросла примерно на 150° , в первом приближении можно полагать, что для дополнительного разогрева до 4500° потребуется перенос заряда не менее 12 мкКл, — неоправданно много для одиночной стримерной вспышки. Результат вполне ожидаемый, поскольку по экспериментальным данным [14] разогрев газа в основании стримерной вспышки достаточен для старта лидера при напряжении на ней не ниже 400–500 кВ, что обеспечивается при длине стримеров ~ 1 м, если только они не пересекают разрядный промежуток и не касаются поверхности катода. В условиях анализируемого численного эксперимента такие параметры недостижимы.

Заслуживает внимания оценка возможности нагрева центральной узкой части уже существующего канала в короткое время распространения быстрой волны ионизации. Речь снова идет об ионизационно-перегревной неустойчивости, но при токе порядка 10 А и времени в десятки наносекунд. На рис. 20а приведены результаты численного моделирования временной динамики тока в сечении первичного канала, отстоящем от анода на 0.5 см, в течение развития быстрой волны ионизации, а на рис. 20б — расчетные значе-

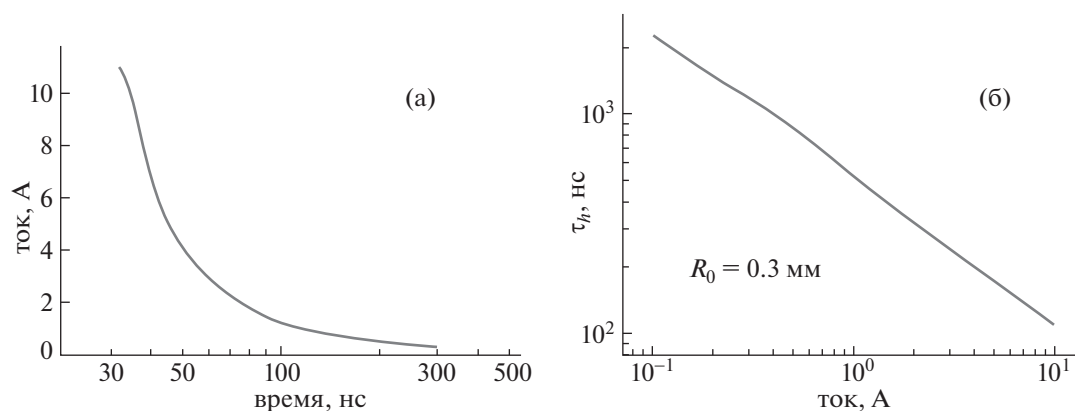


Рис. 20. а) – Временная динамика тока разряда в сечении первичного канала, отстоящем от анода на 0.5 см, в течение развития быстрой волны ионизации; б) – характерное время развития ионизационно-перегревной неустойчивости τ_h при различных токах разряда в воздухе атмосферного давления.

ния характерного времени развития ионизационно-перегревной неустойчивости τ_h при различных токах (время развития неустойчивости τ_h полагалось равным времени, за которое температура газа на оси канала увеличивалась в 2.7 раза). Данные о развитии ионизационно-перегревной неустойчивости были получены в рамках 1-D осесимметричной модели [8]. В начальный момент времени задавалось распределение плотности заряженных частиц:

$$N_e(r) = N_e^0 \exp\left[-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right], \quad (13)$$

где R_0 – величина начального радиуса канала, которая полагалась равной 0.3 мм. При заданном токе разряда напряженность электрического поля в каждый момент времени находилась из уравнения:

$$E = \frac{I}{2\pi e \int_0^\infty N_e(r) \mu(r) r dr}, \quad (14)$$

где $N_e(r)$ и $\mu(r)$ – радиальные распределения концентрации и подвижности электронов (зависящей от E/N). Детальное описание модели и результаты тестовых расчетов приведены в [8]. Используя расчетные данные рис. 20, можно заключить, что снижение тока от максимального значения до любого значения в диапазоне 0.1–5 А происходит значительно быстрее, чем успевает развиваться ионизационно-перегревная неустойчивость (время развития которой определяется величиной тока), а потому последствия контракции разрядного канала не могут здесь быть сколь-либо весомыми в отношении роста газовой температуры. Результат будет еще более убедительным при большем значении начального радиуса канала.

Представляет значительный интерес эволюция состояния шнурованного канала при токах миллиамперного уровня, свойственных первичной волне ионизации. Со временем параметры канала приближаются к значениям, соответствующим слаботочным дуговым разрядам [19]. Измерения в промежутке длиной $d = 7$ мм при постоянном токе $I = 1.5$ –5 мА показали, что газовая температура в канале радиусом 0.26 мм при времени воздействия тока 30 мс не превысила 2300 К, а напряженность электрического поля не опускалась ниже 1.5 кВ/см [19]. Эти экспериментальные данные были использованы для сравнения с результатами расчетов по модели [8, 20], когда она применялась для описания состояния канала разряда при миллиамперных токах (рис. 21). По результатам проведенного численного моделирования на временах порядка 100 мкс газовая температура оказалась на уровне 1000 К, а поле в канале не опустилось ниже 5 кВ/см.

Представленные результаты не позволяют квалифицировать канал, формирующийся в ступенчатой фазе положительной длинной искры, в качестве канала лидера. Принципиальными являются их различия по газовой температуре, напряженности электрического поля и плотности электронов. Ступенчатый режим распространения положительной искры продолжается до тех пор, пока напряжение, приложенное к очередной стримерной вспышке, не превысит 400–500 кВ. Только после этого величина удельного энерговклада в процессе развития ионизационно-перегревной неустойчивости оказывается достаточно для разогрева газа в сформированном канале, который по своим свойствам наконец-то уподобляется каналу лидера и способен к квазинепрерывному распространению по разрядному промежутку.

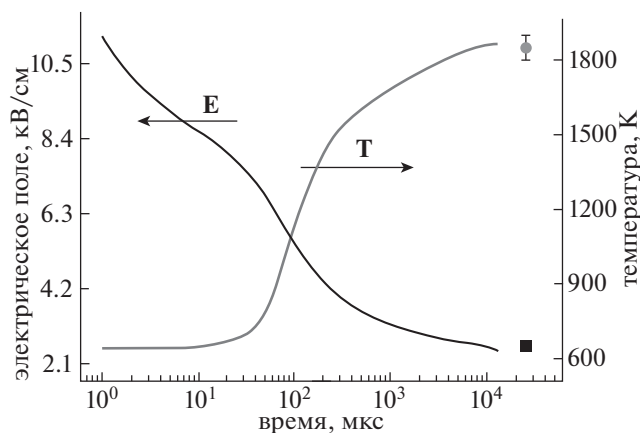


Рис. 21. Временная динамика напряженности электрического поля и температуры газа на оси канала для условий [19] при токе $I = 3$ мА. Значки – экспериментальные данные [19], кривые – результаты расчета.

Следует отметить, что полученные расчетные данные по температуре газа могут быть проверены экспериментально. Поскольку при $E/N = 70\text{--}90$ Тд состояние $N_2(C^3\Pi_u)$ заселяется преимущественно электронным ударом из основного электронного состояния, можно использовать измерения свечения 2^+ системы азота для определения температуры газа (по методике, аналогичной [19]). Это позволило бы получить экспериментальные данные об изменении температуры газа в разрядных каналах, формирующихся в ступенчатой фазе положительной искры и сравнить их с результатами расчетов.

ВЫВОДЫ

1. Ступенчатое развитие длинной положительной искры в воздушном промежутке с резко неоднородным электрическим полем, проявляющееся серией последовательных стримерных вспышек увеличивающейся длины со шнуrowанным (контрагированным) каналом, протягиваемым до анода, наблюдается при скорости роста напряжения на фронте импульса не более 30 кВ/мкс.

2. Есть основание полагать, что в объеме сформированной стримерной вспышки от места ее старта до внешней границы развивается шнуrowанный ионизационный процесс (первичная ионизационная волна), радиус которого соизмерим с типичным радиусом стримеров в стримерной зоне лидера.

3. Крайне низкая скорость первичной ионизационной волны пропорциональна скорости роста воздействующего напряжения и по порядку величины при нормальных атмосферных условиях

близка к 10^5 см/с, что на 2 порядка меньше типичной скорости стримеров.

4. Сильное продольное электрическое поле (20–22 кВ/см при нормальных условиях) на всем протяжении канала за фронтом ионизационной волны удерживает концентрацию электронов на уровне 10^{11} см⁻³ в течение всего времени ее формирования порядка 100 мкс.

5. Неустойчивость состояния плазмы в канале, сформированном первичной волной, обуславливает распространение по нему возмущающего локального импульса электрического поля длительностью порядка 10^{-9} с со скоростью $\sim 10^9$ см/с; его пробег до головки канала благодаря многократному усилению поля возбуждает от нее новую стримерную вспышку, проявляющуюся ярким свечением всего ранее сформированного первичного канала.

6. Интенсивное излучение из канала во время прохождения быстрой волны ионизации определяется наработкой достаточно большой концентрации электронно-возбужденных молекул, но никак не существенным разогревом газа, температура которого даже в наиболее нагретых участках не поднимается выше 1000 К. Таким образом, по температуре, плотности электронов и продольному электрическому полю такой канал принципиально отличается от канала лидера, образование которого возможно только после перехода разряда к непрерывной фазе развития.

7. Рассмотренный процесс характерен только для самого начального этапа распространения положительной искры, когда электрическое поле в разрядном промежутке еще недостаточно для формирования стримерной вспышки с горячим стеблем, в объеме которого зарождается лидер. Именно поэтому данный процесс не может наблюдаться у нисходящих положительных молний, поскольку их зарождение и начальный этап распространения, как правило, невидимы.

8. Дополнительного анализа в рамках 2D-модели требует описание возмущающего воздействия у анода, которое предположительно может быть связано с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости в первичном канале.

БЛАГОДАРНОСТИ

Один из авторов (Н.П.) благодарит Российский научный фонд (проект № 19-17-00183) за финансовую поддержку своего участия в проведенных исследованиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schonland B., Malan D., Collens H. // Proc. Roy. Soc. 1935. London A152. P. 595.

2. *Schonland B., Hoges D., Collens H.* // Proc. Roy. Soc. 1938. A166. P. 56.
3. *Стекольников И.С., Шкилев А.В.* // ДАН СССР. 1963. Т. 151. № 4. С. 837–840.
4. *Стекольников И.С., Шкилев А.В.* // ДАН СССР. 1963. Т. 151. № 5. С. 1085.
5. *Александров Г.Н., Горин Б.Н., Редков В.В., Стекольников И.С., Шкилев А.В.* // ДАН СССР. 1968. Т. 183. № 5. С. 1048.
6. *Горин Б.Н., Шкилев А.В.* // Электричество. 1974. № 2. С. 29–38.
7. *Les Renardieres Group* Positive discharges in long air gaps // *Electra*. 1977. V. 53. P. 31–153.
8. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 754–767.
9. *Bazelyan E.M., Raizer Yu.P., Aleksandrov N.L.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007. V. 40. P. 4133.
10. *da Silva C.L., Pasko V.P.* // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2013. V. 118. P. 13.561–13.590.
11. *Александров Н.Л., Базелян Э.М.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 4. С. 835.
12. *Kostinskiy A.Y., Syssoev V.S., Bogatov N.A., Mareev E.A., Andreev M.G., Bulatov M.U. et al.* // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2018. V. 123.
13. *Базелян Э.М.* // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 3. С. 82–89.
14. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* // Искровой разряд. М.: Изд. МФТИ. 1977. 320 с.
15. *Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1996. V. 29. P. 740.
16. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 940–950.
17. *Pancheshnyi S.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. V. 46. P. 155201.
18. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveev A.A., Silakov V.P.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. V. 1. P. 207.
19. *Machala Z., Marode E., Laux C., Kruger C.* // *J. Adv. Oxid. Technol.* 2000. V. 47. P. 133.
20. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 264.
21. *Базелян Э.М.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. С. 474.