

# О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ АПОКАМПИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Э. А. Соснин<sup>a,b\*</sup>, Г. В. Найдис<sup>c</sup>, В. Ф. Тарасенко<sup>a,b</sup>,

В. С. Скажун<sup>a</sup>, В. А. Панарин<sup>a</sup>, Н. Ю. Бабаева<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук  
634055, Томск, Россия

<sup>b</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, Томск, Россия

<sup>c</sup> Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 мая 2017 г.

Проведены экспериментальные и теоретические исследования диффузной струи (стримера) апокампиического разряда при различных значениях давления воздуха. Экспериментально установлено, что данный режим импульсно-периодического разряда образуется постадийно. На первой стадии, при разряде с микросекундной длительностью импульса напряжения положительной полярности, потенциальный искровой канал, формируемый в первых импульсах между двумя острыми электродами, трансформируется в диффузный. На второй стадии около канала разряда образуется слабо светящееся гало, а в месте изгиба появляется яркий отросток. И, наконец, на третьей стадии разряда в установившемся режиме при частотах единицы–десятки килогерц в каждом импульсе отросток становится источником плазменных пульс (стримеров), движущихся со скоростью до 200 км/с. В результате моделирования стримера в воздухе атмосферного давления при условиях, соответствующих экспериментальным данным, получена скорость его распространения до 400 км/с. Показано, что на формирование струи существенное влияние оказывает температура воздуха.

DOI: 10.7868/S0044451017110232

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно большое количество различных типов разрядов в воздухе [1], в том числе на больших высотах атмосферы Земли [2–6]. Изменения газовой среды (состав, давление газов, наличие примесей и т. д.) и условий возбуждения (различные параметры импульсов напряжения и тока, геометрия электродов, материал, из которого они изготовлены, и пр.) позволяют изменять форму разряда и характеристики разрядной плазмы. Наиболее распространенные типы разрядов подробно описаны в монографии [1]. Переход к наносекундным длительностям импульсов высокого напряжения позволяет формировать диффузные разряды при высоких значениях давления воздуха и других газов без использования дополнительного источника предыонизации [7], получать пучки убегаю-

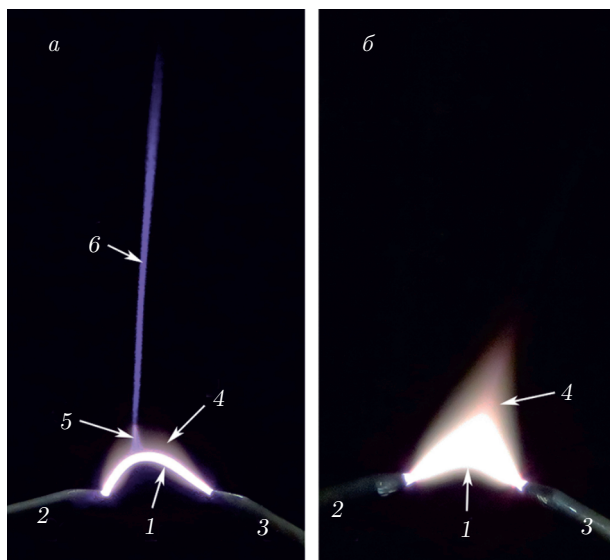
щих электронов субнаносекундной и пикосекундной длительностей [8].

В недавних работах, при изучении разряда в воздухе и азоте атмосферного давления, а также в других газах, с увеличением частоты следования импульсов был реализован новый режим разряда [9–16].

Суть явления заключается в следующем: если на один электрод разрядного промежутка подавать импульсы высокого напряжения микросекундной длительности с фронтом 300–500 нс, а второй электрод (как и сам канал разряда) оставить под плавающим потенциалом, например, замкнуть цепь через емкость  $C$ , то перпендикулярно месту изгиба канала разряда между электродами формируется визуально наблюдаемая протяженная плазменная струя (рис. 1а). По существу, в такой системе и канал разряда, и электроды находятся под большим потенциалом (несколько киловольт) относительно земли.

Явление было названо апокампиическим разрядом или апокампом (от греч. *από* — от и *κάμπτω* —

\* E-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru



**Рис. 1.** Внешний вид разряда в воздухе атмосферного давления в режиме с апокампом (*a*) при  $C = 1.65$  пФ,  $U_a = 9.8$  кВ и без него (*б*) при  $C = 20$  пФ,  $U_a = 9$  кВ: 1 — канал разряда; 2, 3 — электроды; 4 — гало; 5 — отросток; 6 — апокамп. Электрод 2 является высоковольтным, а электрод 3 связан с заземлением через конденсатор  $C$ . Частота следования импульсов напряжения  $f = 48$  кГц,  $p = 760$  Торр. Высота кадра 4.4 см

изгиб, поворот), т. е. разряд, формирующийся на изгибе. Название было дано с учетом правил терминологической работы для вводимых в оборот научных терминов [17]. На рис. 1*a* видно, что в режиме с апокампом канал разряда 1 служит источником гало 4, яркого отростка 5 и собственно апокампа 6. Феномен чувствителен к энергии, вводимой в разрядный промежуток. Например, при увеличении емкости примерно в 12 раз (рис. 1*б*) апокампический разряд переходит в режим обычной импульсной искры: на электродах появляются яркие пятна, тепловое гало 4 существенно увеличивается в размерах, а апокамп не образуется. Соответственно, спектр плазмы содержит характерные для дуговых разрядов широкие континуумы. Аналогичная метаморфоза происходит при увеличении пикового значения напряжения  $U_a$  на электроде 2.

Режим разряда с апокампом был реализован не только в воздухе и азоте, но и в инертных газах и их смесях с галогенидами [13, 14]. Высокоскоростная съемка феномена выявила [15, 16], что на первой стадии формирования апокампа вначале между электродами зажигается искровой разряд, далее диаметр канала увеличивается и искровой разряд переходит в диффузный. На следующей стадии в

месте усиления электрического поля (место изгиба канала диффузного разряда, изгиб возникает при наклоне электродов) появляется короткий отросток 5 (рис. 1*a*). Окончание этого отростка служит источником плазменных «пуль», представляющих собой светящиеся следы распространения волн ионизации, скорость движения которых составляет примерно 200 км/с [9, 15, 16]. Визуально «пули» наблюдаются как узкая светящаяся струя голубого цвета, интенсивность свечения которой в видимой области спектра много меньше интенсивности свечения отростка. Именно она называется апокампом.

В работах [18, 19] данное явление было исследовано при уменьшении давления различных газов и было показано, что в условиях низких давлений происходит следующее.

1. Апокамп формируется только при положительной полярности напряжения при величинах локальной напряженности электрического поля около 1–4 кВ/см, сопоставимых с электрическими полями в верхних слоях атмосферы Земли.

2. Спектры излучения апокампа и отростка близки к спектрам голубых струй, как наблюдаемым, так и рассчитанным теоретически (см., например, [20]). Наибольшую интенсивность имеют полосы  $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$ ,  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$  и  $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Pi_u)$ . По мере уменьшения давления интенсивность всех перечисленных полос увеличивается, причем за счет полосы  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$  увеличивается вклад в голубой и синей частях спектра, а за счет  $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Pi_u)$  — в красной и оранжевой, что наблюдается визуально.

В работе [21] были получены доказательства сходства режима разряда с апокампом с феноменом голубых струй и стартеров. Для этого было детально изучено влияние давления воздуха и азота на длину апокампа и скорость распространения волн ионизации в апокампе. При различных давлениях измерены скорости распространения волн ионизации в апокампе и установлено, что их средние значения по порядку величины совпадают со скоростями распространения стартеров и голубых струй в атмосфере Земли. Показано, что апокампы наибольшей длины наблюдаются в диапазоне давлений, соответствующем высотам возникновения и распространения стартеров и голубых струй. Эти исследования открыли возможность лабораторного моделирования крупномасштабных атмосферных разрядов, наблюдаемых на высотах в десятки километров.

В работе [5] также было зарегистрировано несколько голубых струй, начинающихся примерно

из одного места в грозовых облаках. Аналогичная ситуация наблюдалась экспериментально, например, при увеличении  $U_a$  на высоковольтном электроде.

Светящиеся плазменные структуры (плазменные пули), стартующие с окончания отрезка и характеризующиеся высокими скоростями движения, по своим свойствам близки к хорошо изученным волнам ионизации — стримерам. Последние образуются в электрических разрядах различных типов (коронных, барьерных и др.) [1], наблюдаются в верхней атмосфере (спрайты, голубые струи) [3], а также распространяются вдоль холодных плазменных струй [22].

В настоящей работе экспериментально изучен вопрос формирования плазменных струй в разряде с апокампом за первые несколько тысяч пробоев между электродами. Полученные данные сопоставляются с результатами численного моделирования положительных стримеров в воздухе при атмосферном давлении.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Блок-схема установки для изучения апокампа представлена на рис. 2. Разряд с апокампом 1 зажигали между острыми электродами 2 и 3 из стали, образующими разрядный промежуток  $d = 9.2$  мм. На электрод 2 подавали импульсы напряжения положительной полярности с частотой  $f$  от 1.6 до 50 кГц, длительностью импульса  $\tau = 1.5$  мкс и амплитудой  $U_a \leq 13$  кВ. Оба электрода имели емкостную развязку с заземлением через токовый шунт 8 и емкость  $C_1$  и емкостные делители напряжения 6 и 7. Сигналы с них подавались на осциллограф 9 (TDS 3034, Tektronix).

Экспериментальная установка обеспечивала подачу на электрод 2 пачки импульсов с заданными частотой  $f$  и количеством  $N$  импульсов в пачке. Для этого после первого пробоя разрядного промежутка сигнал от емкостного делителя 7 или токового шунта 8 через блок управления источником питания 5 подавался на генератор задающих импульсов 10 (он же — счетчик импульсов, модель ГЗИ, Институт сильноточной электроники СО РАН). Счетчик программировали так, чтобы после нужного количества пробоев промежутка ( $3 < N < 65536$ ) он выключал источник питания. Таким образом, количество пробоев промежутка задавалось с помощью микроконтроллера, который отсчитывал нужное количество всплесков тока (или напряжения) в цепи с

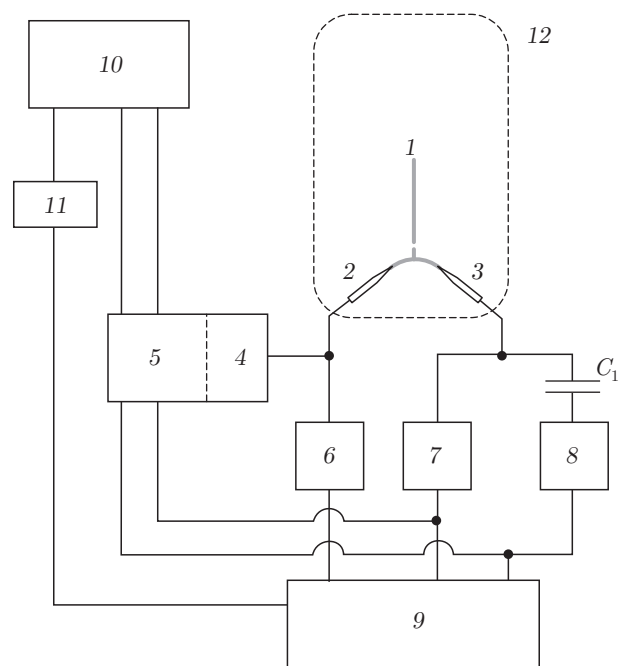


Рис. 2. Блок-схема установки: 1 — плазменная струя; 2, 3 — электроды; 4 — силовая часть источника питания; 5 — блок управления источником питания; 6, 7 — емкостные делители напряжения; 8 — токовый шунт; 9 — осциллограф; 10 — генератор задающих импульсов; 11 — преобразователь; 12 — камера для напуска-удаления воздуха.  $C_1 = 4.7$  пФ

газоразрядным промежутком, а затем выключал источник питания.

Выставляя разные величины  $N$ , можно было визуально наблюдать переход от одной стадии разряда к другой. Для фиксации этих переходов использовали фотокамеру Canon PowerShot SX60 HS в режиме серийной съемки с экспозицией не ниже 0.125 с.

Кроме того, для наблюдений за феноменом при пониженных давлениях воздуха электроды помещались в кварцевую камеру 12 с возможностью откачки и напуска газов.

На рис. 3 представлены стадии формирования апокампического разряда в воздухе при давлении 450 Торр. Величину давления выбрали для уверенной регистрации всех стадий. Наблюдения показали, что при  $N < 50$  формируется искровой разряд. При  $100 < N < 500$  вокруг разрядного канала образуется гало, т. е. газ в канале нагревается настолько, что начинает вытесняться вовне. В диапазоне  $N \sim 500 \pm 100$  образуется отросток, но только при  $1000 < N < 1500$  он становится источником апокампа (положительного стримера).

Аналогичные закономерности получены и при повышенных давлениях, вплоть до 1 атм, однако

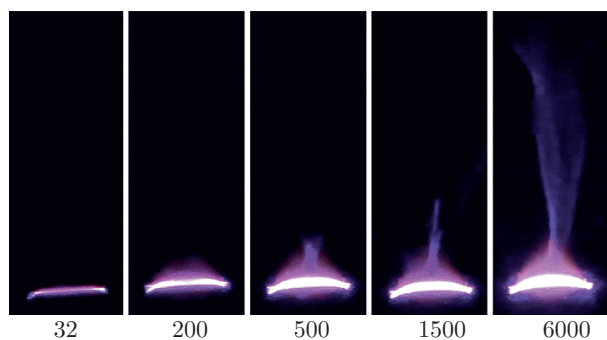


Рис. 3. Формирование канала разряда, гало, отростка и апокампа. Числа обозначают количество пробоев  $N$  газоразрядного промежутка. Высота кадра 3.9 см

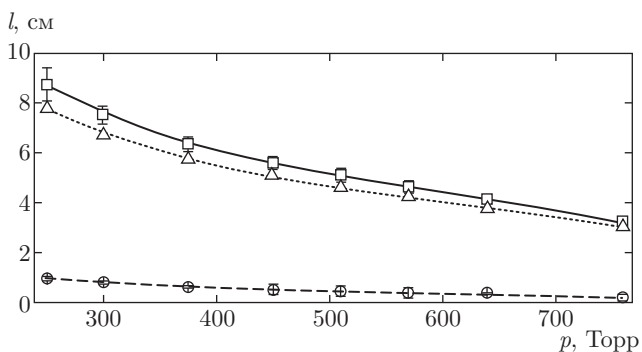


Рис. 4. Зависимости длины отростка (○), апокампа (△) и полной длины плазменной струи (□) от давления в воздухе при пиковом значении напряжения на высоковольтном электроде  $U_a \approx 8.5$  кВ

протяженность отростка в этом случае столь мала, что переходную стадию от отростка к стримеру зарегистрировать точно не удастся. Характерные длины апокампа, отростка и суммарной длины плазменной струи в этом интервале давлений показаны на рис. 4.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование динамики и структуры разряда в целом (т. е. процессов формирования канала между электродами, появления изгиба, возникновения отростка) представляет весьма сложную проблему. В данной работе мы ограничиваемся рассмотрением стадии образования (в области сильного электрического поля вблизи изгиба) и распространения (вдоль силовой линии поля) волны ионизации — стримера. В качестве внешних условий для моделирования необходимо задать распределения электрического поля и температуры газа в области движения

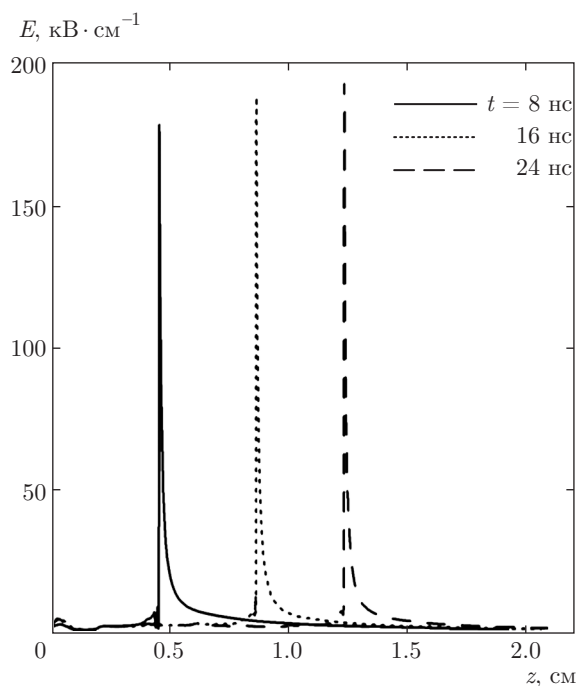


Рис. 5. Аксиальные распределения электрического поля

стримера. Эти распределения выбираются на основе следующих соображений.

Формирование стримеров происходит после того, как между электродами образуется хорошо проводящий канал и, тем самым, потенциалы обоих электродов почти выравниваются. Потенциал поля вблизи отростка близок к потенциалу высоковольтного электрода. Характер уменьшения поля при удалении от отростка определяется геометрическими размерами и формой системы электроды-канал. При моделировании пространственное распределение поля, создаваемого этой системой, принимается таким, какое создается положительно заряженной металлической сферой.

Приведенные ниже результаты расчета стримера в воздухе атмосферного давления получены для потенциала сферы равного 10 кВ. Для радиуса сферы  $R_{sp}$  использовались два значения, 0.5 и 0.7 см. Отметим, что отвечающие этим параметрам величины электрического поля вблизи поверхности сферы (20 кВ/см при  $R_{sp} = 0.5$  см) меньше значений, при которых может сформироваться стример в холодном воздухе. Развитие стримера становится возможным благодаря тому, что газ вблизи канала разряда нагрет предшествующими разрядными импульсами настолько, что приведенное поле (отношение электрического поля к плотности газа), определяющее скорость ионизационных процессов, оказывается су-

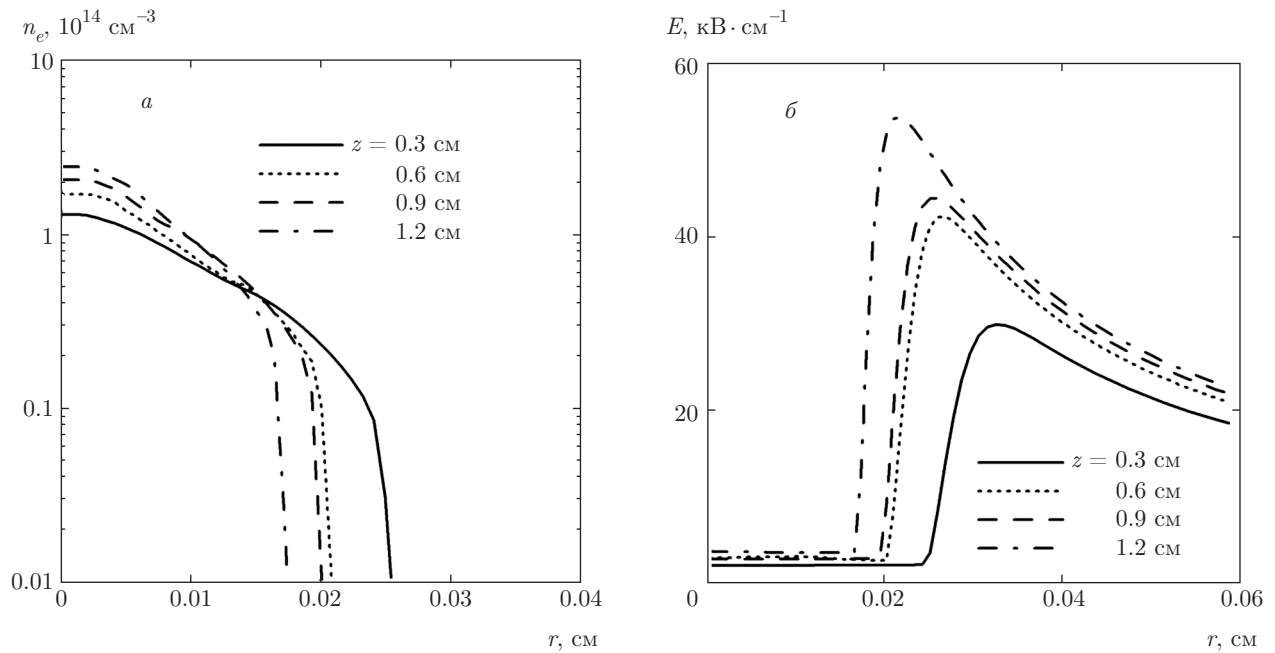


Рис. 6. Радиальные профили концентрации электронов (а) и электрического поля (б) в канале стримера

щественно превышающим значение в холодном газе.

Распределение температуры вдоль оси распространения стримера  $z$  (линии, проходящей через центр сферы) задается в виде

$$T(z) = T_0 + (T_m - T_0) \exp \left[ - \left( \frac{z}{h} \right)^2 \right],$$

где  $T_0 = 300$  К. Для температуры  $T_m$  у поверхности сферы, при  $z = 0$ , принято близкое к измеренному в работе [11] значение  $T_m = 1200$  К. Ширина зоны прогрева  $h$  варьируется. Ее характерное значение к моменту формирования стримера можно оценить, исходя из того, что, согласно экспериментальным данным, апокамп появляется ориентировочно через 1000 разрядных импульсов. При частоте повторения 50 кГц время  $\tau_a$  между началом разряда (первым импульсом) и появлением апокампа составляет приблизительно 20 мс. Ширину зоны прогрева, достигаемую к моменту времени  $\tau$ , можно приближенно оценить, как  $h = 2(\chi\tau_a)^{1/2}$ , где для коэффициента температуропроводности  $\chi$  принимается значение, усредненное по интервалу температур от  $T_0$  до  $T_m$ . При  $\chi = 0.5$  см<sup>2</sup>/с и  $\tau_a = 20$  мс ширина составляет  $h = 0.2$  см.

Для расчета стримера, стартующего от поверхности сферы и движущегося вдоль силовой линии  $z$ , используется двумерная (осесимметричная) модель [23], включающая транспортные уравнения для кон-

центраций заряженных частиц и уравнение Пуассона для напряженности электрического поля. В модели учитывается процесс образования электрон-ионных пар перед фронтом стримера при поглощении молекулами кислорода ионизирующего излучения, генерируемого в области фронта. В качестве начального условия задается электрон-ионное облако малого размера вблизи поверхности сферы, имеющее форму распределения Гаусса с максимальной концентрацией  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> на оси вблизи поверхности сферы и полушириной 0.02 см.

На рис. 5 показаны распределения электрического поля на оси стримера в разные моменты времени для  $h = 0.2$  см и  $R_{sp} = 0.5$  см, демонстрирующие распространение фронта (зоны ионизации вблизи максимума поля) со скоростью 400–500 км/с. Радиальные профили концентрации электронов и абсолютного значения электрического поля в нескольких сечениях стримерного канала, отвечающие длине стримера (расстоянию между фронтом и координатой  $z = 0$ ) 1.4 см, показаны для тех же  $h$  и  $R_{sp}$  на рис. 6. Диаметр канала, медленно убывающий с ростом  $z$ , составляет 0.04–0.05 см. Значения концентрации электронов вблизи оси возрастают по мере удаления от точки старта, что обусловлено увеличением плотности газа (вследствие уменьшения температуры) с ростом  $z$ . Сравнивая расчетные данные для диаметра с эксперименталь-

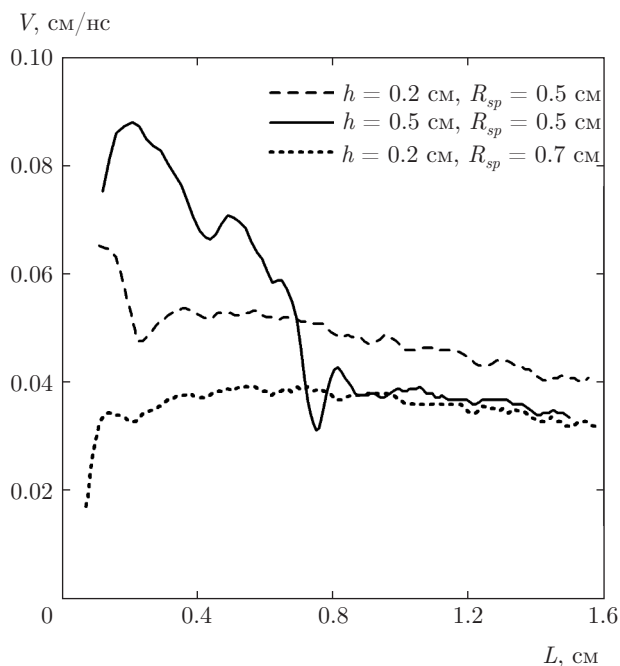


Рис. 7. Скорость стримера в зависимости от его длины

ными (например, по рис. 1а), можно заключить, что они имеют близкие значения (в эксперименте диаметр канала составляет в среднем 0.06 см).

Отметим, что длина распространения стримера в рассматриваемых условиях во много раз превышает ширину зоны прогрева. Это означает, что стример, стартуя в нагретом газе пониженной плотности, в дальнейшем распространяется в холодном газе.

Влияние варьирования ширины зоны прогрева и радиуса сферы показано на рис. 7, где приведены зависимости скорости стримера от его длины. Видно, что на достаточно большом удалении от электрода значения скорости в разных вариантах расчета мало различаются.

Таким образом, рассчитанные характеристики стримера (скорость распространения, диаметр) находятся в разумном согласии с измеренными параметрами апокампа в воздухе атмосферного давления.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены детальные наблюдения за процессом формирования апокампиского разряда. Как следует из эксперимента, апокамп и отросток появляются у разрядного канала при частоте следования импульсов положительной полярности в единицы–десятки килогерц и амплитуде импульса напряже-

ния не менее 9 кВ. При этом для формирования апокампа необходимо более тысячи пробоев разрядного промежутка. За это время канал разряда последовательно переходит от искровой стадии к диффузной [16], газ нагревается [11] и около канала разряда образуется гало [9]. Далее образуется отросток, а затем и апокамп. Таким образом формирование плазменной струи завершается.

Сравнение данных экспериментов и моделирования свидетельствует в пользу того, что апокамп представляет собой стример, формирующийся благодаря замыканию разрядного промежутка проводящим каналом и прогреву газа вблизи канала.

Экспериментальная часть работы выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН по теме № 13.1.3. Расчетная часть, выполненная в ОИВТ РАН, поддержана грантом Российского научного фонда № 14-50-00124.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Издат. дом «Интеллект», Долгопрудный (2009).
2. *Planetary Atmospheric Electricity*, ed. by F. Leblanc, K. Aplin, Y. Yair, G. Harrison, J. P. Lebreton, and M. Blanc, Springer Science+Business Media, Dordrecht, Boston, London (2008).
3. V. P. Pasko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 4050 (2008).
4. D. Siingh, R. P. Singh, S. Kumar, A. K. Singh, A. K. Singh, M. N. Patil, and Sh. Singh, *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* **134**, 78 (2015).
5. O. Chanrion, T. Neubert, A. Mogensen, Y. Yair, M. Stendel, R. Singh, and D. Siingh, *Geophys. Res. Lett.* **44**, 496 (2017).
6. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, *ЖЭТФ* **151**, 823 (2017).
7. *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges*, ed. by V. F. Tarasenko, Nova Sci. Publ., New York (2014).
8. *Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления*, под ред. В. Ф. Тарасенко, STT, Томск (2015).
9. Э. А. Соснин, В. С. Скакун, В. А. Панарин, Д. С. Печеницин, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 857 (2016).
10. В. С. Скакун, В. А. Панарин, Д. С. Печеницин, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, *Изв. вузов, физика* **59**, 92 (2016).

11. М. В. Андреев, В. С. Кузнецов, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. А. Панарин, В. Ф. Тарасенко, Прикл. физ. № 6, 32 (2016).
12. Э. А. Соснин, В. А. Панарин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, Д. С. Печеницин, В. С. Кузнецов, ЖТФ **86**, 151 (2016).
13. Э. А. Соснин, В. А. Панарин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, В. С. Кузнецов, Прикл. физ. № 1, 21 (2017).
14. В. А. Панарин, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, Опт. и спектр. **121**, 185 (2017).
15. E. A. Sosnin, V. A. Panarin, V. S. Skakun, E. Kh. Baksht, and V. F. Tarasenko, Eur. Phys. J. D **71**, 25 (2017).
16. V. F. Tarasenko, E. A. Sosnin, V. S. Skakun, V. A. Panarin, M. V. Trigub, and G. S. Evtushenko, Phys. Plasmas **24**, 043514 (2017).
17. А. В. Суперанская, Н. В. Подольская, Н. В. Васильева, *Общая терминология: Терминологическая деятельность*, Изд-во ЛКИ, Москва (2014).
18. Э. А. Соснин, В. А. Панарин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, Оптика атмосферы и океана **29**, 855 (2016).
19. В. А. Панарин, В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко, Оптика атмосферы и океана **30**, 243 (2017).
20. H. Peterson, M. Bailey, J. Hallett, and W. Beasley, J. Geophys. Res. **114**, A00E07 (2009).
21. Э. А. Соснин, Е. Х. Бакшт, В. А. Панарин, В. С. Скакун, В. Ф. Тарасенко, Письма в ЖЭТФ **105**, 600 (2017).
22. X. Lu, G. V. Naidis, M. Laroussi, and K. Ostrikov, Phys. Rep. **540**, 123 (2014).
23. N. Yu. Babaeva and G. V. Naidis, Phys. Plasmas **23**, 083527 (2016).