

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО НАНОСЕКУНДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

© 2024 г. В.А. Битюрин^a, А.Н. Бочаров^{a,*}, А.С. Добровольская^a, Н.А. Попов^a, Е.А. Филимонова^a

^aОбъединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

*e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 18.10.2023 г.

После доработки 29.08.2024 г.

Принята к публикации 10.09.2024 г.

Представлены результаты численного моделирования импульсно-периодического наносекундного разряда. Рассматривается осесимметричный высокочастотный (5 МГц) электрический разряд в конфигурации игла-игла. Используются численные модели, учитывающие как химическую кинетику высокотемпературного воздуха, так и плазмохимию, в которой скорости реакций определяются величиной приведенного электрического поля. Представлены предварительные результаты плазменной активации воздуха атмосферного давления импульсно-периодическим наносекундным разрядом с целью интенсификации наработки химически активных частиц (на примере атомарного кислорода).

Ключевые слова: наносекундный электрический разряд в воздухе, неравновесная плазма, дуговой разряд

DOI: 10.31857/S0367292124110116, **EDN:** FAQISK

ВВЕДЕНИЕ

Импульсные электрические разряды различных типов широко используются в качестве инициирующих и управляющих средств в различных задачах плазменной активации горючих смесей. Основной эффект воздействия таких разрядов связан с быстрым локальным нагревом рабочей смеси до требуемых температур (таковы, например, свечи зажигания в двигателях внутреннего сгорания) или с неравновесной наработкой химически активных радикалов, запускающих химические реакции воспламенения [1–3]. При том, что такого сорта технологии успешно применяются много десятилетий, современные экологические ограничения заставляют искать пути оптимизации процесса электроразрядной инициации воспламенения, в основном, с целью снижения наработки различных вредных продуктов.

В работе [4] проведено детальное экспериментальное исследование временной динамики параметров наносекундного импульсно-периодического электрического разряда в воздухе атмосферного давления. В течение нескольких первых импульсов [4] наблюдались в основном слаботочные разряды, которые затем, в последующих импульсах, сменялись сильноточными. На слаботочной стадии энерговыдел в разряд был сравнительно небольшим, а измеряемая температура газа в разрядном канале была близка к температуре окружающего газа. После перехода к сильноточной стадии (искровой пробой) энерговыделение в плазме увеличилось на порядок, и температу-

ра газа достигла значений $T \sim 3000$ К.

В [5] представлена 1-D осесимметричная модель разрядов, создаваемых последовательностью наносекундных импульсов высокого напряжения для условий, близких экспериментам [4]. Результаты расчетов позволяют проследить эволюцию разрядных параметров на всех этапах после перекрытия межэлектродного промежутка первым стримером, а именно: (i) нагрев газа слаботочными импульсами, (ii) переход к сильноточным импульсам (искровой пробой), (iii) установление квазистационарного режима горения разряда в сильноточной стадии. Результаты расчетов [5] качественно и количественно согласуются с экспериментальными данными [4].

Данная работа направлена на разработку 2-D численной модели для получения количественных характеристик как электроразрядной (быстрой) стадии, так и последующих – термохимической кинетики и газодинамической стадий. При этом необходимо контролировать процессы, происходящие на временах от долей наносекунд до единиц миллисекунд как в приэлектродных областях, так и в процессе радиального расширения горячего канала. На данном (начальном) этапе развития подхода к получению необходимых для практики интегральных характеристик рассматриваемого процесса инициации воспламенения топливно-воздушной смеси тем или иным электроразрядным методом будем рассматривать в качестве целевой функции получение данных для условий процесса, рассмотренного ранее в [6, 7]. В [6, 7] рассмат-

ривалось влияние неравновесных разрядов на зажигание холодных и бедных топливно-воздушных смесей.

Соответственно, разрабатываемая численная модель состоит из компонент пакета PlasmAero [8] и базируется на опыте их использования для решения родственных задач плазменной аэродинамики [9–13]. Основные использованные элементы модели были предварительно протестированы на доступных экспериментальных данных. В частности, были использованы данные работы [14], где проведены измерения (методом E-FISH) распределения электрического поля на фронте и за фронтом волны ионизации, инициированной импульсным наносекундным разрядом в воздухе атмосферного давления. Было достигнуто качественное и, в значительной степени, количественное согласие с данными [14] по динамике электрического поля в данном разряде.

Стадийность эволюции импульсного наносекундного разряда на миллиметровом промежутке между двумя острыми электродами, экспериментально исследованная в работах [15–17], полостью соответствует рассматриваемой в данной работе ситуации на начальной быстрой фазе развития разряда. Неравновесная кинетика воздуха при воздействии дугового разряда апробирована ранее при анализе МГД-актуаторов [12] и моделировании дугового канала в спутном потоке воздуха [13]. Выбор используемой ниже конфигурации расчетной области и параметров нагружения основан на предварительном моделировании характеристик разряда в миллиметровом промежутке автомобильной свечи зажигания в экспериментах [15–17] с привлечением разъяснений из работы [18]. По аналогии с постановкой задачи в [6, 7] ниже рассматривается импульсно-периодический высокочастотный ($f = 5$ МГц) электрический разряд с наносекундным фронтом нарастания и примерно с 10-ти наносекундным спадом однополярного импульса в воздухе при начальных атмосферных условиях. Целями данной работы являются: исследование эволюции основных характеристик разряда при совместном использовании химической кинетики с участием высокоэнергетических электронов в сильных электрических полях и химической кинетики высокотемпературного воздуха; исследование наработки химически активных частиц (на примере наработки атомарного кислорода), что может быть существенным в процессе воспламенения горючих смесей.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается осесимметричный импульсно-периодический разряд между двумя соосными цилиндрическими электродами с радиусом закругления 250 мкм в воздухе при атмосферном давлении и температуре 300 К. Межэлектродное расстояние равно 1 мм. Расчетная область, покрытая сильно неравномерной расчетной сеткой, имеет размер 30 мм вдоль оси и 15 мм в радиальном направлении.

Импульсно-периодический разряд инициируется и поддерживается напряжением, подаваемым на электрод, второй электрод считается заземленным, напряжение которого принято $U = 0$. Форма импульса напряжения качественно аппроксимирует формы импульсов в экспериментах [14] линейной функцией, модулированной экспоненциальным спадом. Значение напряжения U в каждый момент времени t вычисляется с использованием дополнительного условия заданного тока. Возможность задавать токи разряда основана на технологии получения общего решения линеаризованной задачи о пространственном распределении электрического потенциала в каждый момент времени [19, 23].

Напряжение на высоковольтном электроде определяется следующим образом. Пусть $\Phi_1(x, y)$ – решение линеаризованной на каждом временном шаге задачи о распределении потенциала $\Phi(x, y)$ в области при потенциале электрода, например, $U_E = 1$. При потенциале электрода $U_E = U$ решение в каждой точке будет $\Phi(x, y) = U \cdot \Phi_1(x, y)$. Аналогично, если I_1 – ток в электрод при $U_E = 1$, то при $U_E = U$ ток в электрод будет равен $I = U \cdot I_1$. Величина тока в каждый момент времени $I(t)$ задается соотношением (1). Таким образом, находится неизвестный параметр – потенциал высоковольтного электрода. В [19, 23] представлены значительно более сложные способы задания функциональных граничных условий для многоэлектродных систем.

$$I(t) = I_0(z/t_0) \exp(z/t_0), \quad z = t - t_1[t/t_1], \quad (1)$$

где $[t/t_1]$ обозначает целую часть числа. В работе используется характерное время нарастания тока $t_0 = 1$ нс и период следования импульсов $t_1 = 200$ нс.

Численное моделирование осуществлялось с помощью инструментов пакета PlasmAero, который позволяет получать самосогласованное решение уравнений Навье–Стокса для реального химически неравновесного воздуха с использованием химической кинетики для 11-компонентной модели воздуха [21] и с учетом основных реакций с участием высокоэнергетических электронов (см., например, [20, 22]) и модели квазистационарной электродинамики в квазинейтральном приближении. Предполагается, что после столкновения волн ионизации, движущихся от электродов навстречу друг другу после включения напряжения, плазма считается квазинейтральной. Предположение о том, что квазинейтральная плазма присутствует во всем промежутке, основано на предыдущей работе [20], в которой рассматривается процесс замыкания промежутка в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом разделения заряда. В данной конфигурации этот процесс занимает менее 1 нс. За следующие 200 нс цикла (1) плазма не успевает рекомбинировать полностью, оставаясь квазинейтральной.

Система уравнений, система граничных условий, конкретные детали физико-химических процессов в

воздухе при наличии сильных электрических полей (до нескольких сотен Таунсенд), методология интегрирования полной системы уравнений описаны в наших предыдущих работах [8–10, 22]. Отметим, что характерные времена t_0 и t_1 отличаются почти на три порядка. Поэтому при интегрировании системы по времени в каждом цикле шаг меняется от 0.005 нс на временах менее 10 нс до 1 нс на временах до 200 нс. В сущности, данная работа продолжает исследования работы [20] для больших времен действия импульсного разряда.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Представление о разряде можно получить из рис. 1–4. На них показаны некоторые характеристики разряда после 2000 циклов в момент максимальной амплитуды тока, т.е. $t^* = 2000 \cdot t_1 + t_0$, или $t^* = 400 \mu\text{с} + 1 \text{ нс}$, $I_0 = 1 \text{ А}$. На всех рисунках используется одинаковая цветовая шкала синий (минимум) – красный (максимум). На рисунке 2 и далее используется понятие приведенного электрического поля, E/N , где E – амплитуда электрического поля, N – концентрация нейтральных частиц (молекул воздуха).

Пиковые распределения электрического потенци-

ала и приведенного электрического поля (в момент времени t^*) показаны на рис. 1 и 2, соответственно. И потенциал, и приведенное электрическое поле спадают практически до нуля в каждом цикле на временах, больших $\sim 10 \text{ нс}$, в соответствии с (1). Концентрация электронов и температура, пиковые распределения которых представлены на рис. 3 и 4, являются более консервативными величинами на больших временах. На рис. 5а представлены изменения напряжения во времени для формы импульса тока (1) и эволюция температуры в точке на оси разряда в средней точке между электродами. На рис. 5б показаны те же величины на начальном этапе развития разряда.

Из рис. 5 видно, что требуется порядка 100 циклов на формирование структуры разряда, близкой к той, что показана на рис. 1–4. Дальнейшее медленное изменение характеристик обусловлено, главным образом, расширением канала разряда. Именно увеличение радиуса канала приводит к снижению удельного энерговклада в каждом из импульсов и, соответственно, снижению концентрации нарабатываемых активных частиц. Эти результаты качественно согласуются с данными, полученными в работах [4,5].

Для рассмотренных параметров разряд поддерживается исключительно неравновесной ионизацией в

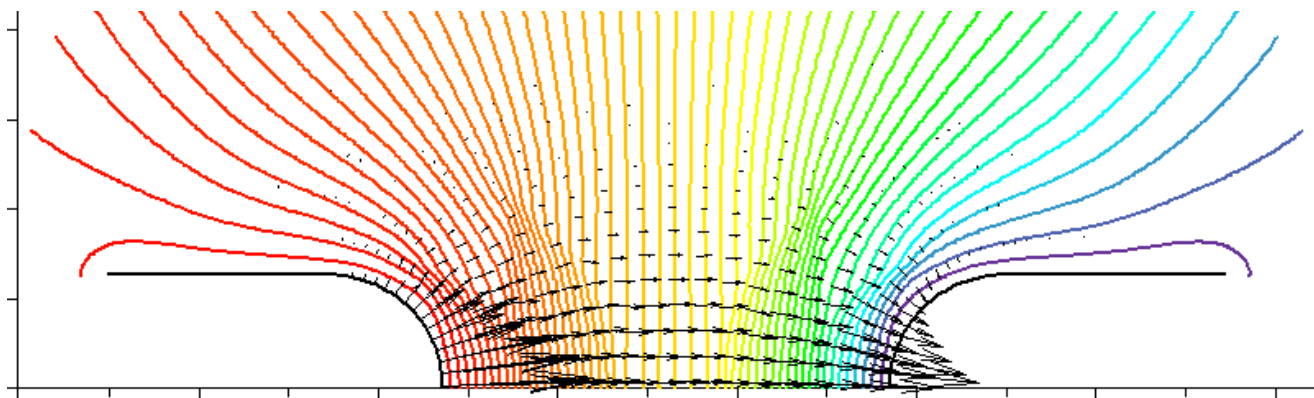


Рис. 1. Распределение электрического потенциала (линии) и плотности электрического тока (векторы) в момент времени t^* . $U_{\text{max}} = 520 \text{ В}$, $J_{\text{max}} = 1300 \text{ кА/см}^2$.

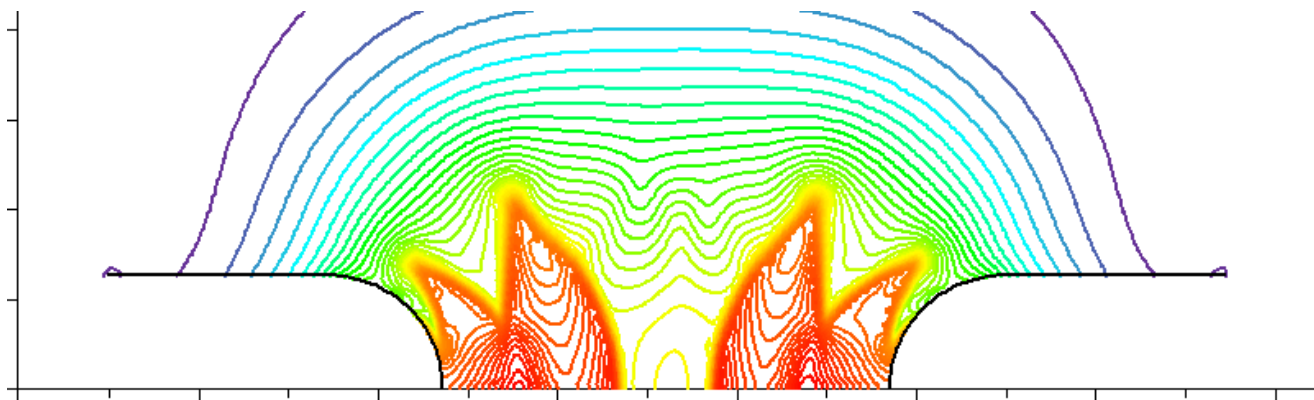


Рис. 2. Распределение приведенного электрического поля E/N в момент времени t^* . $(E/N)_{\text{max}} = 366 \text{ Тд}$.

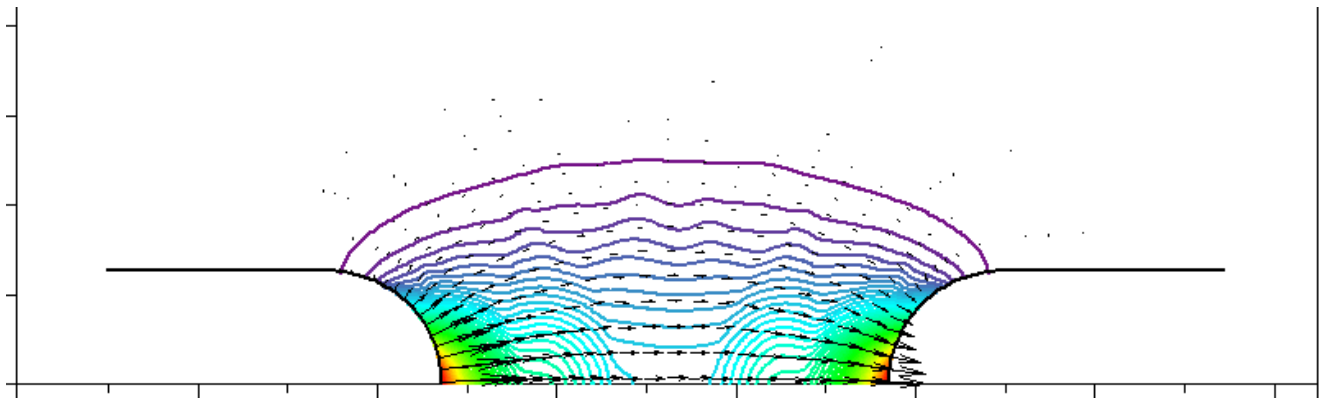


Рис. 3. Распределение электронной концентрации в момент времени t^* . $N_{\max} = 4.38 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

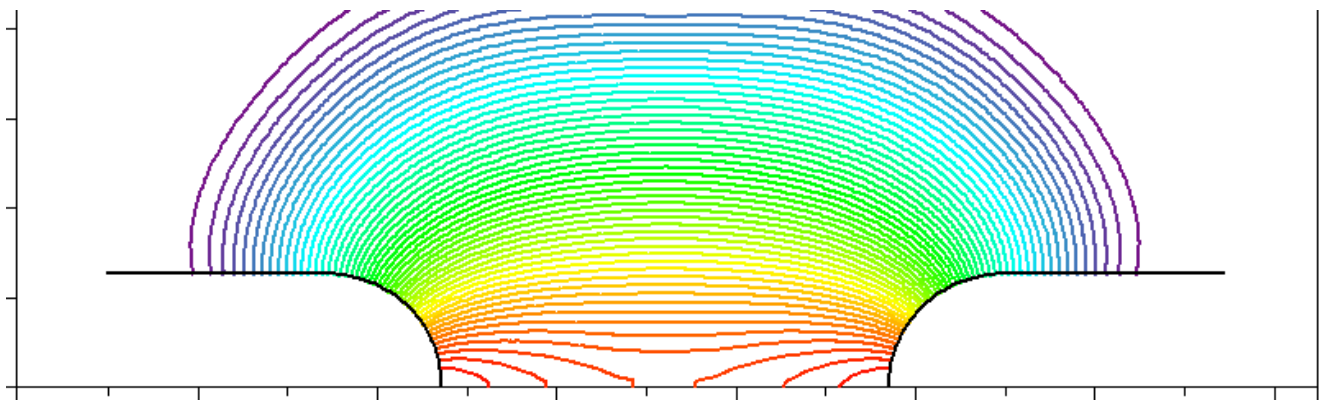


Рис. 4. Распределение температуры в момент времени t^* . $T_{\max} = 4070 \text{ К}$.

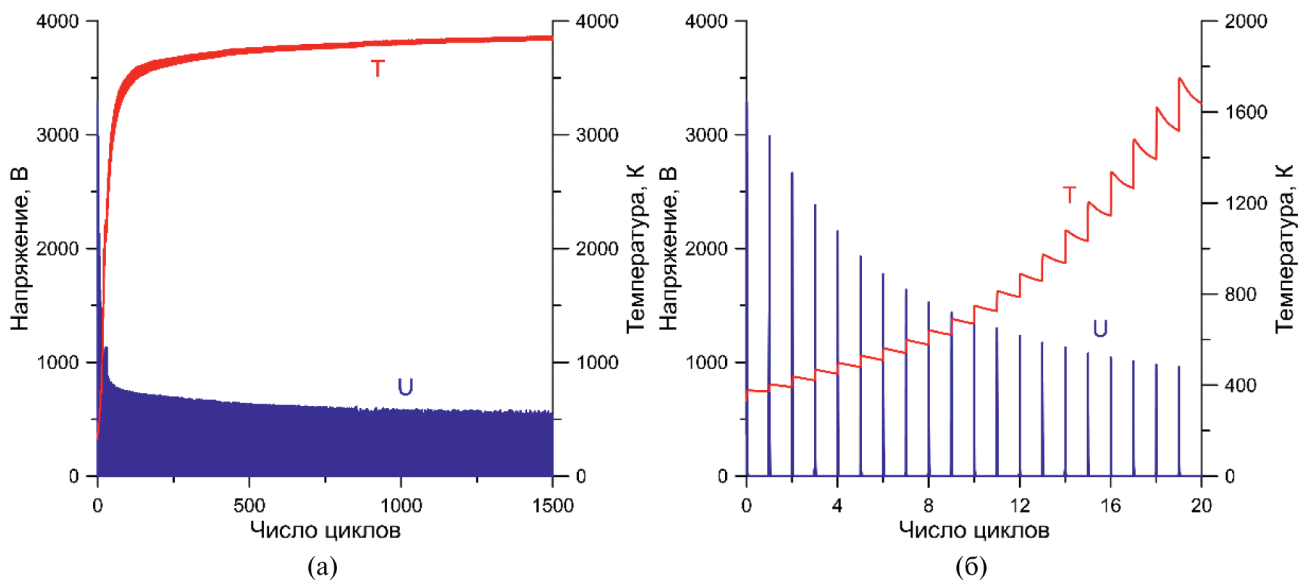


Рис. 5. Эволюция напряжения между электродами и температуры в средней точке для $t_0 = 1 \text{ нс}$, $t_1 = 200 \text{ нс}$, $I_0 = 1 \text{ А}$.

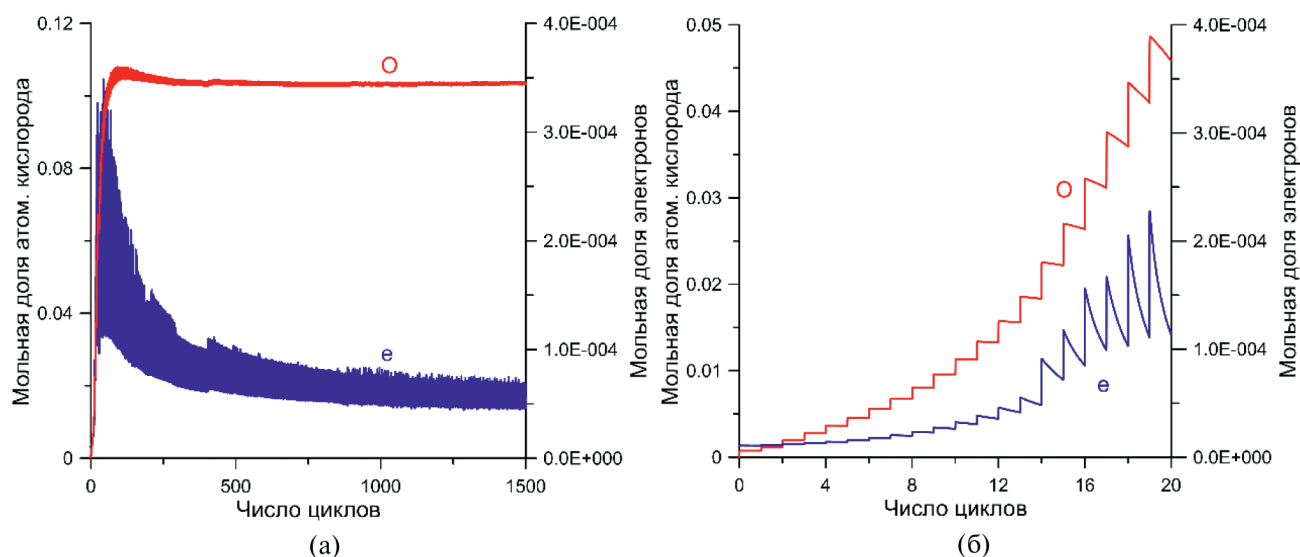


Рис. 6. Эволюция мольной доли атомарного кислорода и электронов в средней точке для $t_0 = 1$ нс, $t_1 = 200$ нс, $I_0 = 1$ А.

высоких электрических полях на временах порядка нескольких наносекунд. Процесс ионизации носит циклический характер. Степень ионизации со временем меняется, т.к. меняется в целом температура, плотность и приведенное электрическое поле, E/N . На рис. 6 представлены изменения электронной концентрации (мольной доли электронов) и мольной доли атомарного кислорода.

Напомним, что для газовых смесей мольная доля i -го компонента это отношение концентрации i -го компонента к полной концентрации всех частиц смеси, состоящей из n компонент, $x_i = N_i / \sum_{j=1}^{j=n} N_j$. Несмотря на то, что электронная концентрация падает почти в пять раз относительно начального периода, поддержание плазмы на поздних временах также обусловлено исключительно электрическим полем. Термическая ионизация при температурах ~ 4000 К крайне мала. Например, равновесная степень ионизации при $T \approx 3800$ К и давлении 1 атм имеет порядок $N_e/N \sim 1.2 \cdot 10^{-6}$, что почти в 50 раз ниже наблюдаемой в средней точке (рис. 6). Концентрация электронов вблизи электродов еще выше. Таким образом, наносекундный разряд обеспечивает канал подвода энергии через неравновесную плазму. Ожидаемые положительные эффекты (например, воспламенение горючих смесей) будут иметь место на временах, много больших 1 нс.

Эволюция атомарного кислорода, представленная на рис. 6, обусловлена главным образом процессами диссоциации кислорода электронным ударом и тушением электронно-возбужденных молекул азота кислородом (см., например, [1, 3]). Роль термической диссоциации на временах, больших $t_0 \sim 1$ нс, как и в случае ионизации невелика. Атомарному кислороду уделяется особое внимание, поскольку считается, что он стимулирует воспламенение горючих сме-

сей в дополнение к собственно нагреву. Рисунок 6 показывает также, что наработка атомарного кислорода в рассмотренных условиях далека от максимальной ($\sim 30\%$). Как уже отмечалось, это связано с ростом радиуса канала и снижением удельной мощности разряда.

В целом рассмотренный слаботочный импульсно-периодический разряд ($I_0 \sim 1$ А) может быть хорошей альтернативой искровому разряду, который обычно используется для воспламенения горючих смесей. Для качественного сравнения двух видов разряда рассмотрим импульсно-периодический разряд с амплитудой $I_0 \sim 10$ А и теми же временами $t_0 = 1$ нс, $t_1 = 200$ нс. Условно будем называть его искровым. На рис. 7 показаны эволюция напряжения и эволюция температуры в средней точке для искрового разряда.

В рассмотренном условно искровом разряде и нагрев, и концентрация атомарного кислорода заметно выше, чем в предыдущем случае. При этом характеристики разряда в значительной степени определяются уже химической кинетикой высокотемпературного воздуха, а не кинетикой с участием электронов в сильных электрических полях.

На первый взгляд разряд с $I_0 = 1$ А предпочтительнее разряда с $I_0 = 10$ А, поскольку требует меньшей энергии, но обеспечивает температуру, превышающую температуру зажигания, например, метано-воздушной смеси. Средняя мощность, передаваемая среде, составляет ~ 3 Вт в случае $I_0 = 10$ А. В случае $I_0 = 1$ А средняя мощность составляет ~ 0.5 Вт. Однако по представленным результатам нельзя сделать прогноз в пользу слаботочного импульсно-периодического разряда как способа поджига горючих смесей с энергетической точки зрения. Следует рассматривать весь процесс зажигания на временах порядка нескольких миллисекунд, пока

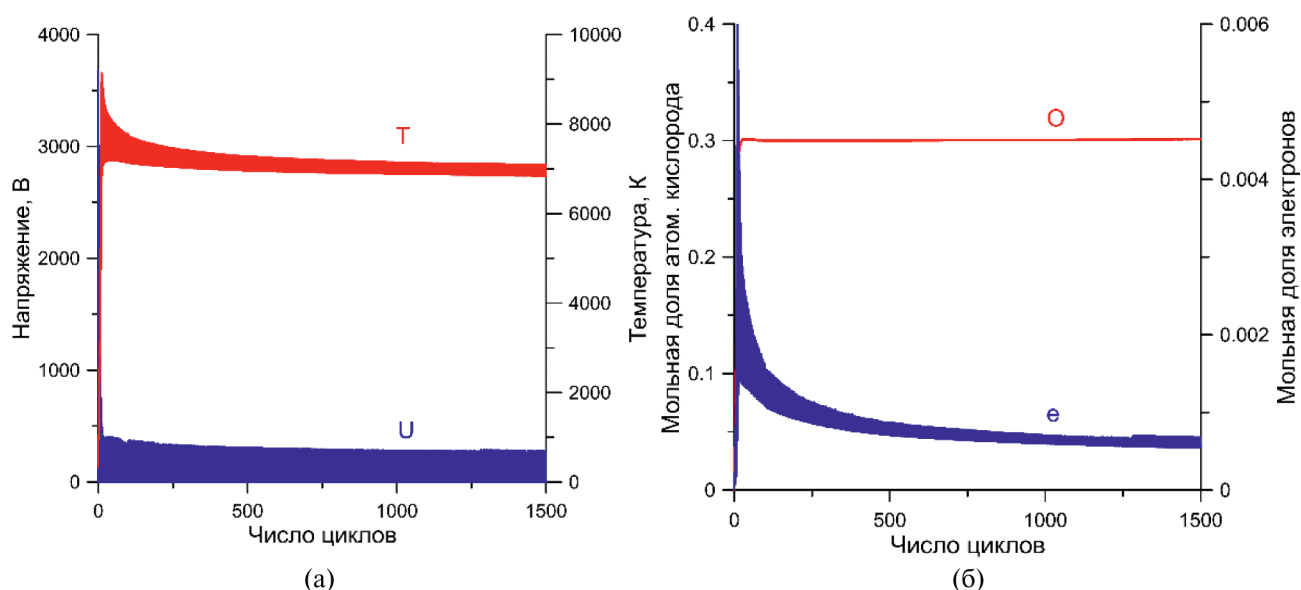


Рис. 7. Эволюция напряжения и температуры в средней точке (а) и мольной доли атомарного кислорода и электронов в средней точке (б) для $t_0 = 1$ нс, $t_1 = 200$ нс, $I_0 = 10$ А.

волна горения распространяются по объему смеси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования многомасштабного процесса импульсно-периодического разряда с наносекундным нарастанием напряжения на соосных электродах. При несущей частоте 5 МГц активная разрядная фаза длится при выбранной форме импульса около 10 нс. Продemonстрирована возможность совместного использования моделей газоразрядных процессов на базе моделей импульсной короны (кинетика в сильных электрических полях) и искрового (дугового) пробоя межэлектродного промежутка (химическая кинетика высокотемпературного воздуха).

Продemonстрирована возможность слабotoчно-го импульсно-периодического разряда нс-разряда обеспечить температуру зажигания, например, метано-воздушной смеси при атмосферном давлении. При этом и генерация плазмы, и генерация химически активных частиц (например, атомарного кислорода) происходят на активной стадии разряда на временах порядка несколько наносекунд, благодаря кинетике в сильных электрических полях.

Повышение амплитуды тока приводит к смене режима плазмообразования: ионизация воздуха в сильных электрических полях сменяется термической ионизацией. С энергетической точки зрения поджиг горючей смеси слабotoчным разрядом представляется более выгодным, чем искрой. Однако вопрос об эффективности поджига тем или иным видом разряда должен решаться с учетом рассмотрения скорости воспламенения и распространения волны горения.

Поэтому эффект от воздействия разряда следует рассматривать на временах порядка нескольких миллисекунд, соответствующих временам распространения волны горения по разрядной камере.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-00270-24-00 и Программы №10 НЦФМ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Starikovskiy A., Aleksandrov N. // Prog. Energy Combust Sci. 2013 V. 39. P. 61.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2012.05.003>.
2. Ju Y., Sun W. // Prog. Energy Combust Sci. 2015. V. 48. P. 21.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2014.12.002>.
3. Popov N.A., Starikovskaia S.M. // Prog. Energy Combust Sci. 2022. V. 91. P. 100928.
<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2021.100928>
4. Pancheshnyi S.V., Lacoste D.A., Bourdon A. and Laux C.O. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2478.
5. Naidis G. V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234017.
6. Filimonova E., Bocharov A., Bityurin V. // Fuel. 2014. V. 228. P. 309
7. Filimonova E.A., Dobrovolskaya A.S., Bocharov A.N., Bityurin V.A. and Naidis G.V. // Combust. Flame. 2020. V. 215. P. 401.
8. Bityurin V.A. and Bocharov A.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 264001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac566>.

9. Bityurin V.A. and Bocharov A.N. and Popov N.A. // High Temperature. 2011. V. 49. № 5. P. 758.
10. Bityurin V.A. and Bocharov A.N. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2017. 249. 012008
11. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Moralev I.A., Kuznetsova T.N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1394. 012022
12. Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E. and Leonov S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. 425203, <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab9d5a>.
13. Bityurin V. A. , Bocharov A.N., Kuznetsova T.N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020.1698. 012027
14. Chng T. L., Brisset A., Jeanney P., Starikovskaia S. M., Adamovich I. V., and Tardiveau P. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019.V.28. 09LT02
15. Albrecht H., Bloss W. H., Herden W., Maly R., Saggau B., and Wagner E. // Technical Paper.1977. 770853
16. Orriere T., Moreau E., and Pai D.Z. // J. Phys. D: Applied Phys. 2018. V. 51. P. 494002.
17. Minesi N., Mariotto P., Stancu G.D., Laux C.O. // 2019 AIAA SciTech Forum.2019. (7-11 January 2019, San Diego, California), AIAA Paper 10.2514/6.2019-0463, 2019.
18. Zhang B., Zhu Y., Zhang X., Popov N.A., Orriere T., Pai D., Starikovskaia S.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2023. V. 32. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ad085c>
19. Битюрин В.А. дисс. ... д.ф.-м.н., 1994.
20. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Kuznetsova T.N., Popov N.A. and Filimonova E.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. 012032. doi:10.1088/1742-6596/2100/1/012032
21. Park C. // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 1993. V. 7. № 3.
22. Bityurin V.A., Bocharov A.N. and Popov N.A. // Plasma Physics Reports. 2023. V. 49. № 11. P. 1392. doi: 10.1134/S1063780X2360158X.
23. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A., Kuznetsova T.N. and Baranov D.S. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. 012030. doi:10.1088/1742-6596/2100/1/012030.

NUMERICAL SIMULATION OF PULSE-PERIODIC NANOSECOND ELECTRIC DISCHARGE IN AIR

V. A. Bityurin^a, A. N. Bocharov^{a,*}, A. S. Dobrovolskaya^a, N. A. Popov^a, and E. A. Filimonova^a

^aJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

*e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

The results of the numerical simulation of a pulse-periodic nanosecond discharge are presented. An axisymmetric high-frequency (5 MHz) electric discharge in a pin-to-pin configuration is considered. Numerical models are used that take into account the chemical kinetics of high-temperature air and plasma chemistry, in which the reaction rates are determined by the magnitude of the reduced electric field. Preliminary results of plasma activation of atmospheric pressure air by a pulse-periodic nanosecond discharge are presented in order to intensify the production of chemically active particles (by the example of atomic oxygen).

Keywords: nanosecond electric discharge in air, nonequilibrium plasma, arc discha