_____ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ____ ПЛАЗМА

УДК 541.183.5

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

© 2021 г. В. С. Курбанисмаилов^{*a*}, Г. Б. Рагимханов^{*a*}, *, Д. В. Терешонок^{*b*}, З. Р. Халикова^{*a*}

^а Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия ^b Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия *e-mail: gb-r@mail.ru Поступила в редакцию 07.06.2020 г. После доработки 15.07.2020 г.

После доработки 15.07.2020 г. Принята к публикации 17.07.2020 г.

Представлено сравнение результатов моделирования наносекундного разряда в однородном электрическом поле в аргоне при атмосферном давлении на основе двух кинетических моделей: с одним и с шестью возбужденными состояниями соответственно. Выполнен анализ развития ионизационных волн в сантиметровом промежутке в двумерной осесимметричной геометрии. Показано, что на полученный результат влияет выбор транспортного сечения рассеяния электрона на атоме аргона. Приводится сравнение напряженностей электрического поля, концентраций заряженных частиц и скоростей движения катодо- и анодонаправленных ионизационных волн в разные моменты времени.

Ключевые слова: плазма, импульсный разряд, волны ионизации, аргон, численное моделирование **DOI:** 10.31857/S036729212101008X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование наносекундных разрядов в газе является актуальной проблемой как с точки зрения фундаментальных вопросов, что обусловлено недостатком знаний в области развития ионизационных волн (ИВ), так и для прикладных задач, включающих в себя такие общеизвестные направления как обработка поверхности, плазменная аэродинамика, плазменно-стимулированное горение и т.д. [1–10].

Относительно недавно появилось еще одно быстро развивающееся междисциплинарное направление как плазменная медицина, в котором изучают воздействие холодных плазменных струй на биологические поверхности [11—13]. В данном направлении также важен такой аспект как развитие ИВ в инертных газах, которые используются в качестве рабочей среды с последующим зажиганием в них импульсно-периодических наносекундных разрядов.

Исследованию развития различных разрядов, в том числе стационарных и импульсных, и их устойчивости в инертных газах в широком диапазоне давлений посвящено большое количество работ [14–20], что обусловлено широким практическим применением. Тем не менее, получение пространственно-временной характеристики плазменного образования во всей области разряда остается все еще трудной задачей, несмотря на существенный прогресс в экспериментальных исследованиях. Понять физику происходящих явлений в таких системах помогает численное моделирование.

В настоящее время существует несколько общепринятых подходов для моделирования разрядов. Наиболее часто используют гидродинамическую модель, которая получается посредством усреднения кинетического уравнения по скоростям для всех видов частиц [21], и включает в себя уравнения переноса для электронов, ионов, возбужденных частиц и уравнение Пуассона для электрического поля \vec{E} [22–24]. Именно этот подход использован в настоящей работе по исследованию развития ИВ в аргоне при атмосферном давлении в сантиметровом промежутке.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ И МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ

Первая модель, относительно простая, подробно описана в [25] и включает в себя 11 реакций с одним возбужденным состоянием (Модель 1). Вторая — включает шесть возбужденных состояний (Ar(1s2-1s5), Ar(hl), Ar₂^{*}) и более 130 реакций (Модель 2). Кроме возбужденных состояний также рассматриваются электроны, атомарные и молекулярные ионы. Константы скоростей реакций зависят от температуры электронов T_e , которая определяется балансом энергии. Таким образом, система уравнений для исследуемых компонент записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma} &= S, \\ \vec{\Gamma} &= q n \mu \vec{E} - \nabla (Dn), \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \nabla \cdot \vec{F} &= S_E - S_{el} - S_{in}, \\ S_E &= \vec{j} \cdot \vec{E}, \\ \vec{j} &= e \vec{\Gamma}_e, \end{aligned}$$
(1)
$$\vec{F} &= \frac{5}{2} k_B T_e \vec{\Gamma}_e - \nabla (\lambda_e T_e), \\ \lambda_e &= \frac{5}{2} n_e D_e, \\ \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho^*}{\varepsilon_0}, \\ \rho^* &= e(n_{Ar^*} + n_{Ar^*} - n_e), \end{aligned}$$

где n, $\vec{\Gamma}$, q, μ , D – концентрация, поток, заряд (для ионов q = +1, для электронов q = -1, для возбужденных частиц q = 0), подвижность и коэффициент диффузии частиц; S – источник рождения и гибели частиц; S_E – энергия от поля; S_{el} , S_{in} – упругие и неупругие потери соответственно; ρ^* – плотность объемного заряда; k_B , ε_0 , e – постоянная Больцмана, диэлектрическая постоянная и заряд электрона.

Подвижность атомарных и молекулярных ионов рассчитывались в соответствии с [26] $\mu_i = 1.55 \frac{2.69 \times 10^{19}}{N_a [\text{cm}^{-3}]} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c}), \mu_{i2} = 1.86 \frac{2.69 \times 10^{19}}{N_a [\text{cm}^{-3}]} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c}).$ Диффузия заряженных частиц определялась как $D/\mu = k_B T/e$; для всех возбужденных принималась на уровне $D = \frac{1.9 \times 10^{18}}{N_a [\text{cm}^{-3}]} \text{ см}^2/\text{с},$ где N_a — концентрация нейтральных атомов.

Набор плазмо-химических реакций для второй модели учитывал прямую, ступенчатую и пеннинговскую ионизацию, возбуждение и тушение различных уровней (как при электронном ударе, так и при столкновении с тяжелыми частицами), двух- и трехчастичную рекомбинацию, и радиационное высвечивание. Константы или сечения соответствующих процессов были взяты из [27–31].

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 1 2021

В настоящей работе будем использовать два набора сечений упругого рассеяния электрона на атоме аргона. Первый набор **о**_{eq} взят из [25]:

$$\sigma_{ea}(T_e) = (3.6 \cdot 10^{-4} T_e[K] - 0.1) \times 10^{-16} \text{ cm}^2.$$
(2)

Второй вычислялся посредством усреднения:

$$\sigma_{ea}(T_e) = \int_0^\infty \sigma_{ea}(\varepsilon) f(\varepsilon, T_e) d\varepsilon, \qquad (3)$$

где $\sigma_{ea}(\varepsilon)$ — экспериментальные данные [26], $f(\varepsilon, T_e)$ — максвелловская функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).

При развитии ИВ в наносекундных разрядах при атмосферном давлении ФРЭЭ является немаксвелловской. При этом константы скоростей различных реакций в настоящей работе рассчитаны исходя из интегрирования по функции распределения Максвелла. Такое допущение позволит определить нижнюю границу *pd*, где в ионизационных процессах можно не учитывать пеннинговскую и ступенчатую ионизацию (о чем будет сказано в разделе 4).

Комбинируя различные модели и наборы σ_{ea} исследуем поведение ИВ. Будем обозначать комбинацию двумя цифрами — первая соответствует модели, вторая — транспортному сечению σ_{ea} . Например, M2T3 соответствует Модели 2 с набором сечений в соответствии с (3).

Для решения уравнений переноса системы (1) использовался двухшаговый подход [32], который дает второй порядок точности по времени и пространству. Интегрирование проводилось с числом Куранта равным CFL = 0.1. Уравнение Пуассона решалось итерационным методом переменных направлений.

3. НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Начальное распределение заряженных частиц (электронов и атомарных ионов) задавалось гауссовским профилем с максимальным значением в центре разрядного промежутка, который представлял собой прямоугольную осесимметричную область с межэлектродным расстоянием d = 1 см и радиусом плоских параллельных электродов R = 2 см:

$$n_{e} = n_{i} = n_{0} \exp\left(-\frac{(r-r_{0})^{2}}{\sigma_{r}^{2}}\right) \times \exp\left(-\frac{(x-x_{0})^{2}}{\sigma_{x}^{2}}\right) + n_{b},$$
(4)

где $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 0$, $x_0 = 0.5 \text{ см}$, $\sigma_r = \sigma_x = 0.02 \text{ см}$, $n_b = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ – фоновая концентрация.



Рис. 1. Напряженность электрического поля по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. М2Т3 – слева, М1Т2 – справа.



Рис. 2. Концентрация электронов по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. M2T3 – слева, M1T2 – справа.

Граничные условия для частиц брались такие же, как и в [33–35]. Потенциал на катоде задавался нулевым $\phi_c = 0$, на аноде $\phi_a = U_0 = 25$ кВ, что дает однородное поле $E_0 = 25$ кВ/см в межэлектродном промежутке в начальный момент времени.

Распределение (4) обусловлено тем, что предионизация создается ультрафиолетовым источником (УФ) [36]. При этом, если пространственный масштаб воздействия УФ оказывается меньше межэлектродного промежутка, то область предионизации представляет собой некое распределение электронов и ионов с максимальным значением концентрации в центре разрядного промежутка.

При этом стоит отметить, что выбор величины фоновой концентрации n_b не влияет на результаты расчетов. По крайней мере, разница в полученных значениях n_e для $n_b = 10^{-3}$ и $n_b = 10^3$ см⁻³

не превосходит толщины линии на графиках рис. 2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим результаты моделирования различных комбинаций моделей и транспортных сечений.

На рис. 1 и 2 приведены значения продольной компоненты электрического поля E_x и концентрации электронов n_e в разные моменты времени в центре разрядного промежутка, рассчитанные по разным моделям, на которых отчетливо видно образование двух ИВ – анодо-(АВ) и катодонаправленной (КВ), как и должно быть в соответствии с подобными расчетами, например [32]. Скорости движения волн определяются перемещением максимального значения, например, как



Рис. 3. Характерные зависимости скоростей анодо- и катодонаправленных ионизационных волн от времени.

концентрации электронов, так и напряженности поля.

На рис. За представлена зависимость скорости движения AB и KB, рассчитанные для комбинаций M1T2 (Модель 1 – транспортное сечение (2)) и M2T3 (Модели 2 – транспортное сечение (3)). К моменту времени 3 нс по Модели 2 скорость AB достигает значений 0.8×10^8 см/с, в то время как по Модели 1 скорость AB находится на уровне 0.5×10^8 см/с. Для KB обе модели дают значение 0.3×10^8 см/с. После 3.5 нс происходит резкое ускорение волн. При этом AB первой достигает электрода, после чего в ней наблюдается резкое падение напряженности, а KB еще больше ускоряется и к моменту достижения катода имеет скорость ~ 10^9 см/с.

Среднюю скорость движения AB и KB определим как $v = \frac{d}{2\tau}$, что дает $v = (0.8-1) \times 10^8$ см/с. Коэффициент 2 появляется в связи с тем, что каждая из волн движется из центра и преодолевает только половину межэлектродного промежутка.

На рис. Зб приведены результаты для скоростей ИВ, полученные для комбинаций М1Т3 и М2Т2. Время замыкания межэлектродного промежутка τ для М1Т3 составляет менее 3 нс, что дает для средней скорости величину не менее, чем $v = 1.7 \times 10^8$ см/с. Для М2Т2 τ имеет значение более 10 нс, соответственно максимальная скорость ограничена величиной $v = 0.5 \times 10^8$ см/с.

Выполним сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными [36]. В работе [36] исследовалось развитие наносекундных разрядов в сантиметровом промежутке между двумя сферическими электродами в аргоне при атмосферном давлении и напряжениях источника питания от 6 до 20 кВ в условиях предварительной ионизации. Радиус кривизны элек-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 1 2021

тродов был намного больше межэлектродного промежутка, что оправдывает моделирование разряда между двумя плоскими параллельными электродами.

В соответствии с экспериментальными измерениями в рассматриваемых условиях при приложении напряжения 7 кВ средняя скорость движения ИВ находится на уровне 2×10^7 см/с, для $18 \text{ кB} - 6 \times 10^7$ см/с [36]. Экстраполируя экспериментальные значения можно ожидать, что при 25 кВ скорость ограничена сверху величиной 10^8 см/с, и это удовлетворительно согласуется с результатами рис. За (М1Т2 и М2Т3). При этом моделирование с использованием М1Т3 дает завышенное значение для средней скорости движения ИВ, а М2Т2 – заниженное.

На рис. 4 приведена температура электронов на оси разрядного промежутка для момента времени 5.5 нс, рассчитанной по М1Т2, на котором показано, что характерная температура электронов в ИВ находится на уровне $T_e = 5-7$ эВ. В то же время скорость движения ИВ определяется константой ионизации на фронте волны $v \sim k_{ion}(T_e)$ [37]. С другой стороны, в соответствии с уравнением (1), потери энергии электрона в упругих столкновениях намного меньше, чем в неупругих для $T_e = 5-7$ эВ, а значит, выбор транспортного сечения σ_{ea} не может напрямую влиять на скорость ИВ v. Тем не менее, расчеты по Модели 1 с разным набором транспортных сечений (2) и (3) дают значения для υ которые отличаются между собой в ~2 раза (рис. 3).

Объяснение данного эффекта может быть дано следующим образом. Запишем скорость движения ИВ через первый коэффициент Таунсенда α

$$v \sim k_{ion}(T_e) = \frac{\alpha \mu_e E}{N_a} \sim \frac{\alpha E}{N_a} \frac{1}{\sigma_{ea}}$$



Рис. 4. Температура электронов по разным моделям в центре разрядного промежутка в разные моменты времени. M2T3 – слева, M1T2 – справа.

Откуда следует, что с увеличением σ_{ea} скорость *v* падает.

Таким образом, выбор транспортного сечения σ_{ea} влияет на скорость движения ИВ. При использовании относительно простой кинетической модели (Модель 1) σ_{ea} следует рассчитывать в соответствии с (2). Для моделирования с детальной кинетикой (Модель 2) необходимо выбирать набор сечений (3). При этом для $T_e = 5-7$ эВ, что соответствует температуре электронов в области ионизационного фронта, значения σ_{ea} по (2) и (3) отличаются в ~ 2 раза.

На рис. 5 приведена эволюция во времени максимального значения напряженности электрического поля на оси разрядного промежутка

Рис. 5. Максимальная напряженность поля в ионизационной волне для комбимнации M2T3.

рассчитанная по M2T3, где показано роль ступенчатой ионизации. Откуда следует, что до момента замыкания межэлектродного промежутка каналом с высокой концентрацией электронов $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³, влияние пеннинговской и ступенчатой ионизации оказывается слабым, по крайней мере для $pd \sim 10^3$ Торр · см.

В исследуемых наносекундных разрядах ФРЭЭ сильно отличается от максвелловской, а значит, константы скоростей реакций являются завышенными (интегрирование по максвелловской дает более высокие значения из-за провала реальной ФРЭЭ в области возбуждения энергетических уровней).

Таким образом, в соответствии с рис. 5, значение $pd \sim 10^3$ Торр · см, полученное для максвелоловской ФРЭЭ следует рассматривать как нижнюю границу влияния пеннинговской и ступенчатой ионизации на развитие ИВ. То есть с учетом реальной ФРЭЭ значение произведения pd окажется большим.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (ВЫВОДЫ)

В настоящей работе в двумерной осесимметричной постановке представлено сравнение развития ионизационных волн в аргоне, исследованных как с помощью относительно простой модели с одним возбужденным уровнем, так и с использованием разработанной модели с учетом шести возбужденных состояний.

На основе проведенного сравнения, полученных скоростей движения ионизационных фронтов с экспериментальными данными, показана важность выбора транспортного сечения рассеяния электрона на атомах аргона.

Показано, что в аргоне до замыкания межэлектродного промежутка высокопроводящим каналом влияние пеннинговской и ступенчатой ионизации оказывается несущественным, по крайней мере для $pd \sim 10^3$ Topp \cdot см.

Работа частично выполнена за счет средств гранта РФФИ (№ 18-08-00075а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Erofeev M., Ripenko V., Shulepov M., Tarasenko V. // Eur. Phys. J. 2017. V. 71. P. 117.
- Komuro A., Takashima K., Suzuki K., Kanno S., Nonomura T., Kaneko T., Ando A., Asai K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 104005.
- 3. *Терешонок Д.В.* // Письма в ЖТФ 2014. Т. 40. № 3. С. 83.
- Golub V.V., Saveliev A.S., Sechenov V.A., Son E.E., Tereshonok D.V. // High Temp. 2010. V. 48. P. 903.
- 5. Son E.E., Tereshonok D.V. // EPL 2012. V. 99. P. 15002.
- 6. *Терешонок Д.В.* // ТВТ. 2014. Т. 52. С. 3.
- Starikovskaia S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
- Popov N.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 045002.
- Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Kosarev I.N., Starikovskaia S.M. and Starikovskii A.Y. // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 205.
- Starikovskii A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupassov D.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
- Fridman G., Friedman G., Gutsol A., Shekhter A.B., Vasilets V.N., Fridman A. // Plasma Processes and Polymers. 2008. V. 5. P. 503.
- 12. *Morfill G.E., Zimmermann J.L.* // Contributions to Plasma Physics. 2012. V. 52. P. 655.
- Ehlbeck J., Schnabel U., Polak M., Winter J., Woedtke Th. von, Brandenburg R., Von T., Hagen Dem., Weltmann K.-D. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. P. 013002.
- 14. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Калинин С.А., Митюрёва А.А. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. №. 2. С. 154.
- 15. Шибков В.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 186.
- Sargsyan M.A., Gadzhiev M.Kh., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 073511.
- Sargsyana M.A., Tereshonok D.V., Valyano G.E., Scherbakov V.V., Konovalov P.A., Gadzhiev M.Kh. // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. P. 023506.

- Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S. // EPL. 2015. V. 111. P. 25001.
- 19. Gadzhiev M.Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V., Tyuftyaev A.S. // EPL. 2016. V. 115. P. 35002.
- Ким В.П., Захарченко В.С., Меркурьев Д.В., Смирнов П.Г., Шилов Е.А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 14.
- Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
- 22. Babaeva N.Y. and Kushner M.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 035009.
- Tereshonok D.V., Babaeva N.Y., Naidis G.V., Panov V.A., Smirnov B.M. and Son E.E. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 045005.
- 24. Babaeva N.Yu., Tereshonok D.V., Naidis G.V. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 774. P. 012151.
- 25. Baeva M., Bösel A., Ehlbeck J., Loffhagen D. // J. Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 056404.
- 26. *Smirnov B.M.* Properties of gas discharge plasma. Springer, New York, 2010.
- 27. *Zhu Xi-M. and Pu Yi-K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 015204.
- Bogaerts A., Gijbels R. and Vlcek J. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 121.
- Petrov G.M., Giuliani J.L. and Dasgupta A. // Journal of Applied Physics. 2002. V. 91. P. 2662.
- Gaens V.W. and Bogaerts A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P.275201.
- Tian P. and Kushner M.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 034017.
- 32. *Yurgelenas Yu.V.* // Computational Mathematics and Mathematical Physics. 2010. V. 50. P. 1350.
- Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В. // Письма в ЖТФ 2017. Т. 43. Вып. 18. С. 73.
- Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V. // EPL. 2018. V. 123. P. 45001.
- Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45 Вып. 2.
- Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimkhanov G.B., Gadjiev M.H., Bairkhanova M.G., Kataa A.Dj. // Plasma Physics Reports. 2010. V. 4. P. 56.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009