

03.3;04.1

Исследование поверхностного тлеющего разряда для задач плазменной аэродинамики

© Д.В. Терешонок

Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва
Московский физико-технический институт (МФТИ),
Московская область, Долгопрудный
E-mail: tereshonokd@gmail.com

Поступило в Редакцию 27 сентября 2013 г.

На основе диффузионно-дрейфовой модели исследован тлеющий разряд в азоте между двумя плоскими бесконечными электродами, расположенными на одной плоскости. На основе результатов численного моделирования исследована плазменная структура такого разряда и изучена возможность его использования в плазменной аэродинамике.

Тлеющий разряд является одним из самых применяемых типов разряда в различных приложениях, например в газовых лазерах [1]. Одна из основных особенностей такого разряда — сильное электрическое поле и большой объемный заряд вблизи катода. Данное обстоятельство делает его перспективным в еще одной области — плазменной аэродинамики (ПА), которая интенсивно развивается последние несколько десятилетий как в России [2–4], так и за рубежом [5,6], и изучает возможности активного управления газодинамическими потоками при обтекании тел. Одна из целей ПА — предотвращение отрыва газодинамического потока от обтекаемой поверхности и смещение точки отрыва вниз по потоку.

Численное моделирование тлеющего разряда и анализ областей распределения объемного заряда, напряженности электрического поля и температуры необходимы для оптимизации работы тлеющего разряда с целью получения максимального эффекта по воздействию на газодинамический поток вблизи поверхности обтекаемого тела.

Одна из первых работ по численному моделированию тлеющего разряда в одномерном случае описана в работе [7], двумерное моделиро-

вание представлено в [8,9], трехмерное без учета нагрева нейтрального газа — в [10].

Воздействие на газодинамический поток может быть как тепловым — за счет создания тепловых потоков в пограничном слое, так и плазменным — за счет ионного ветра, созданного объемным зарядом. В данной работе исследуется именно плазменное воздействие. Как показано во многих экспериментальных работах [11], скорость потока ионного ветра не превосходит величины 10 m/s. Поэтому плазменное воздействие эффективно в той области, где скорость потока того же порядка. При скорости набегающего потока в несколько сотен метров в секунду эффективное плазменное воздействие будет внутри пограничного слоя. Таким образом, для достижения максимально эффективного плазменного воздействия, которое определяется выражением $\rho^* \vec{E}$ в уравнении Навье–Стокса (1), необходимо добиться максимальных значений объемного заряда и напряженности электрического поля (точнее, компоненты, параллельной потоку) вблизи поверхности:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right] = -\nabla p + \nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{\sigma} + \rho^* \vec{E}, \quad (1)$$

где ρ — плотность газа, \vec{V} — вектор скорости, p — давление, $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ — тензор вязких напряжений, ρ^* — плотность электрического заряда, \vec{E} — напряженность электрического поля, t — время.

По всей видимости, такому условию можно удовлетворить, если зажечь тлеющий разряд между плоскими электродами, расположенными на одной поверхности (рис. 1). В данной работе ширина катода и анода составляет 0.6 см. Расстояние между электродами 3.7 см. Расчеты проводились для молекулярного азота в двухмерной постановке в прямоугольной области со сторонами $L = 8$ и $H = 2$ см.

Для описания разряда используется диффузионно-дрейфовая модель движения электронов и ионов вместе с уравнением Пуассона и уравнением энергии для нейтрального газа (2).

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e &= \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta n_e n_+, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_i &= \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta n_e n_+, \\ \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e), \\ \rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \eta (\vec{j} \cdot \vec{E}), \end{aligned} \quad (2)$$

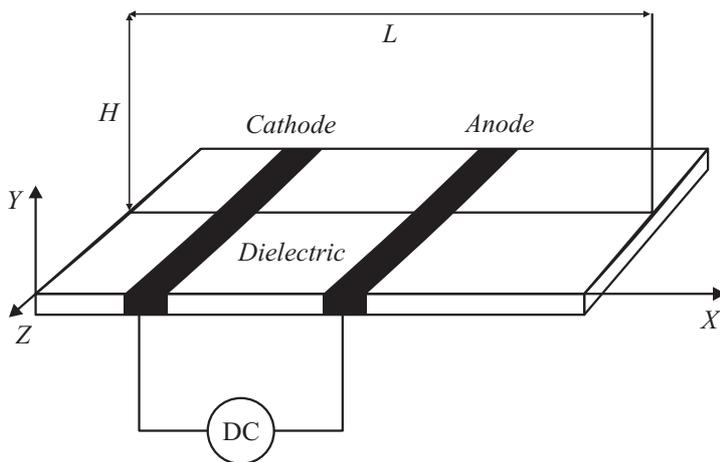


Рис. 1. Геометрия разряда.

где потоки электронов и ионов выражаются как $\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e$, $\vec{\Gamma}_+ = n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \nabla n_+$, \vec{j} — плотность электрического тока; n_e , n_+ — концентрации электронов и ионов; e — заряд электрона; α , β — коэффициент ионизации и рекомбинации; μ_e , μ_+ — подвижности электронов и ионов; D_e , D_+ — коэффициенты диффузии электронов и ионов; ϵ_0 — постоянная диэлектрическая; ρ , C_v , λ , T — плотность, теплоемкость, теплопроводность и температура нейтрального газа.

Параметры переноса, ионизации, рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из [1,9].

В начальный момент времени температура везде $T_0 = 293$ К, начальное давление $p = 5, 10$ Торг и постоянная разность потенциалов между электродами $V = 500, 700, 1000$ В. Над диэлектриком задавалась область нейтральной плазмы $n_e = n_+ = 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Начальное распределение электрического поля находилось из решения уравнения Пуассона с нулевым объемным зарядом.

На поверхности катода граничные условия задавались следующим образом: $n_e = \gamma n_+ (\mu_+ / \mu_e)$, $\partial n_+ / \partial y = 0$, $\phi_K = 0$, где $\gamma = 0.1$ — коэффициент вторичной эмиссии, $T = T_0$; на аноде: $\partial n_e / \partial y = 0$, $n_+ = 0$, $\phi_K = V_0$, $T = T_0$; на поверхности диэлектрика: $n_e = n_0$, $n_+ = n_0$,

$\partial\phi/\partial y = 0$, $T = T_0$. Здесь $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, ϕ — электрический потенциал. На остальных границах было использовано условие симметрии.

В работе была использована неравномерная сетка с измельчением вблизи катода и анода и числом расчетных ячеек $NI \times NJ = 100 \times 30$.

Уравнение энергии из (2) решается явным методом. Затем итерационным методом верхней поточечной релаксации решается уравнение для электронов и ионов. При этом на каждой итерации методом матричной прогонки решается уравнение Пуассона для самоогласования поля. Итерационный процесс длится до тех пор, пока не будет выполнено условие для концентраций заряженных частиц: $\max_{i,j} |n_{i,j}^{s+1} - n_{i,j}^s| / |n_{i,j}^{s+1}| < 10^{-6}$.

Расчеты показывают, что максимальное значение напряженности электрического поля наблюдается вблизи краев катода $E = 5-10$ кВ/см. Напряженность на краях анода $E = (4-6) \cdot 10^2$ В/см, в положительном столбе — $E = 100$ В/м.

Характерный размер области действия $f_x = e(n_+ - n_e)E_x$ (рис. 2) и существования объемного заряда $\rho^* = e(n_+ - n_e)$ (рис. 3) имеет порядок $l \simeq 10^{-3}$ м. Максимальные значения f_x и ρ^* находятся вблизи ближнего края катода по отношению к аноду. Концентрация заряженных частиц находится на уровне $n_+ - n_e \simeq 10^{15} - 10^{16}$ м⁻³. В результате получаемые значения объемного заряда и объемной силы того же порядка, что и при использовании диэлектрического барьерного разряда (ДБР) [12], а значит и индуцированный поток таким разрядом будет иметь те же параметры, что и при ДБР, в соответствии с уравнением (1).

Область эффективного воздействия такого актуатора рассмотрим на примере пластины, на которую набегаёт поток газа с параметрами на бесконечности: $\rho_\infty = 10$ Торг, $T_\infty = 273$ К, $\eta \simeq 10^{-5}$ Па · с, скорость потока $U_\infty \simeq 100$ м/с. На расстоянии $L = 1$ м от края толщина ламинарного пограничного слоя будет $\delta \simeq \frac{5L}{\text{Re}^{1/2}} \simeq 0.01$ м, где $\text{Re} = \frac{\rho_\infty U_\infty L}{\eta}$ — число Рейнольдса. Таким образом, область воздействия разряда l на порядок меньше толщины пограничного слоя, а значит, скорости внешнего потока на расстоянии l от поверхности $u \simeq U/10 = 10$ м/с будут того же порядка, что и индуцированный поток.

Увеличение разности потенциалов ведет к уменьшению l и к увеличению величины ρ^* . Стоит отметить, что рассчитанные значения f_x отрицательны — объемная сила направлена в противоположную сторону направления оси X . Индуцированный поток газа от такого разряда будет направлен так же, как f_x вблизи поверхности.

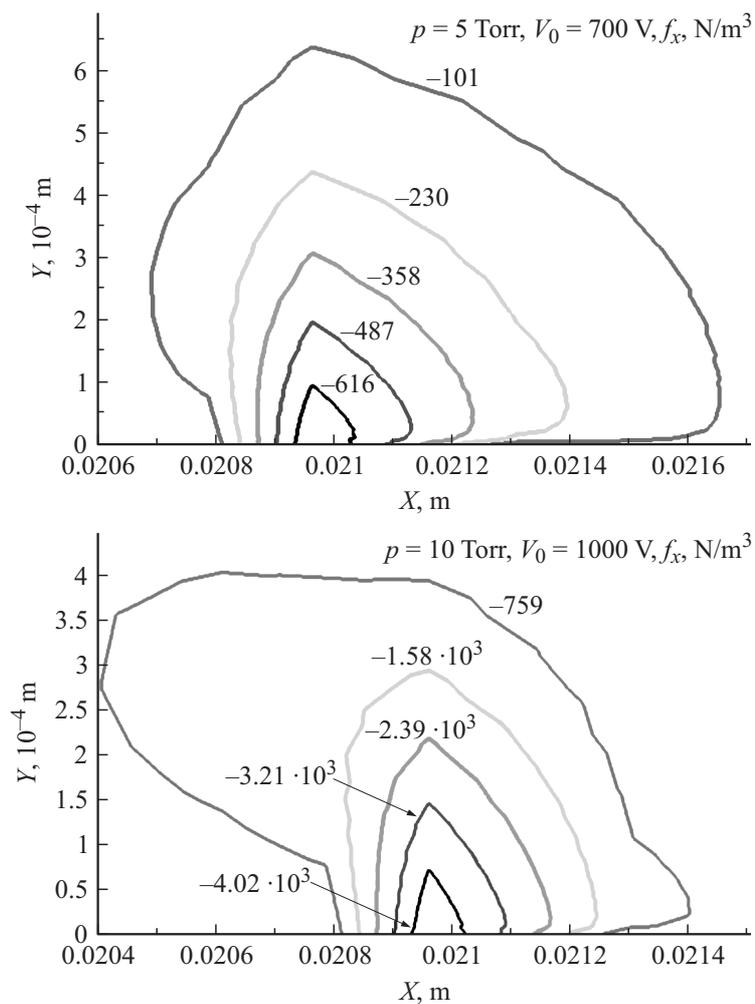


Рис. 2. Изолинии объемной силы $f_x = e(n_+ - n_e)E_x$ вблизи края катода.

Таким образом, в данной работе на основе дрейфово-диффузионной модели выполнено численное моделирование поверхностного тлеющего разряда в азоте. Показана плазменная структура разряда, на основе ко-

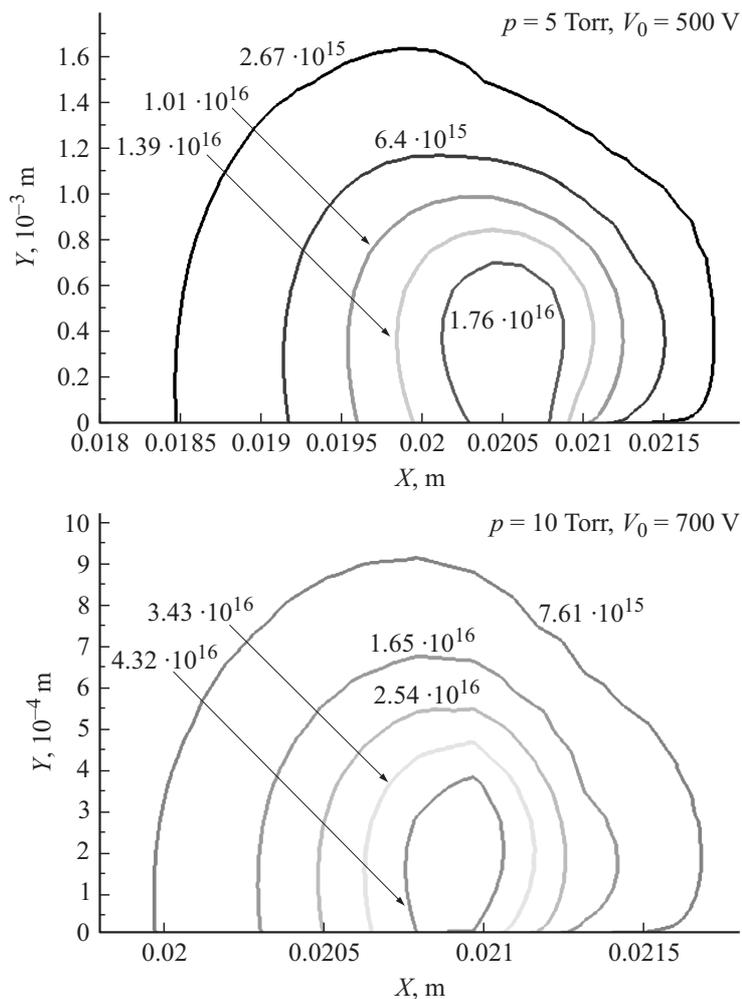


Рис. 3. Изолинии концентраций заряженных частиц ($n_+ - n_e$) вблизи края катода.

торой сделан анализ объемной силы, возникающей вблизи поверхности диэлектрика и краев электрода. Показана принципиальная возможность использования такого типа разряда в качестве плазменного актуатора

для управления газодинамическим потоком и определена область эффективного воздействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 8733).

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда / МФТИ. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
- [2] Лапушкина Т.А., Бобашев С.В., Васильева Р.В. и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 4. С. 23.
- [3] Битюрин В.А., Бочаров А.Н. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 8. С. 66.
- [4] Son E., Tereshonok D. // EPL. 2012. V. 99. P. 15002.
- [5] Moreau E. // J. Physics D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 605.
- [6] Jukes T.N., Choi K.-S. // Exp. Fluids. 2012. V. 52. N 2. P. 329.
- [7] Ward A.L. // Phys. Rev. 1958. V. 112. N 8. P. 1852.
- [8] Суржиков С.Т. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 828.
- [9] Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.
- [10] Петрусев А.С. // Труды МФТИ. 2009. Т. 1. № 1. С. 90.
- [11] Pons J., Moreau E., Touchard G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3635.
- [12] Le Beau R.P. et al. // 47th AIAA Aerospace Science Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida. 5–8 January 2009. AIAA Paper 2009–1306.