

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Представлено трьохтемпературну модель нерівноважної плазми повітря при атмосферному тиску. Для урахування коливально-поступової нерівновесності введено додаткове рівняння для коливальної енергії молекул азоту. Для верифікації моделі проведено розрахунок поперечного розряду, який обдувається турбулентним потоком газу, з урахуванням трьохмірної геометрії спряженої задачі. Проведено порівняння числових результатів з експериментальними даними і одержано задовільний результат.

Представлена трехтемпературная модель неравновесной плазмы воздуха при атмосферном давлении. Для учета колебательно-поступательной неравновесности введено дополнительное уравнение для колебательной энергии молекул азота. Для верификации модели проведен расчет поперечного разряда, обдуваемого турбулентным потоком газа, с учетом трехмерной геометрии сопряженной задачи. Проведено сравнение численных результатов с экспериментальными данными и получен удовлетворительный результат.

Three temperature model of air plasma at atmospheric pressure has been presented. The additional equation for the vibrational energy of nitrogen molecules was introduced to take into account the vibrational-translational non-equilibrium. For the model verification calculations of the transverse discharge in a blowing turbulent gas flow have been carried out taking into account three-dimensional geometry of the conjugate problem. The numerical results were compared with experimental data and showed good result.

b – подвижность;
 c_p – удельная теплоемкость;
 D – коэффициент диффузии;
 E – напряженность электрического поля;
 I – поток частиц;
 k – кинетическая энергия турбулентности;
 k_{ei}, k_{ii} – константы скоростей электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации;
 n – концентрация;
 p – давление;
 T – температура;
 Q – тепловыделение и потери энергии;
 $u_j (j = 1,3)$ – компоненты скорости осредненного течения;
 ε – скорость диссипации;

$\varepsilon_V(T_V)$ – среднее число колебательных квантов, приходящееся на одну молекулу;
 $\varepsilon_0(T)$ – равновесное значение колебательной энергии, соответствующее температуре газа T ;
 $\delta_{эфф}$ – эффективный коэффициент рассеяния электронов на молекулах;
 τ_{ij} – компоненты тензора напряжений;
 $\nu_{эфф}$ – сечение упругих столкновений электронов;
 ν_i, ν_a, ν_d – частоты ионизации, прилипания и отлипания.

Индексы:

$e, -, +, *$ – определяют характеристики электронов, отрицательных, положительных ионов и метастабильных частиц;
 t, l – турбулентный и ламинарный режим течения.

Введение

Оптимизация энергетической эффективности процессов воспламенения и горения различных топлив может быть достигнута за счет использования неравновесной низкотемпературной плазмы, одним из преимуществ которой является обеспечение селективности и управляемости химических реакций. Возможность управления та-

ким параметром, как средняя энергия электронов с помощью неравновесной плазмы разряда, является причиной широкого использования различных плазменных систем как для инициации процессов горения обедненных смесей и для процессов воспламенения в условиях сверхзвуковых течений, так и для усиления или поддержания стабильного контролируемого процесса горения при относительно небольшом вложении энергии.

Анализ последних публикаций

На сегодняшний день существует огромное количество экспериментальных работ, посвященных исследованию свойств различных видов неравновесных газовых разрядов. Подробный анализ последних экспериментальных работ с точки зрения возможного влияния формирующейся неравновесной плазмы на процессы горения и воспламенения приведен в обзоре [1]. Автор отмечает, что экспериментальные результаты, полученные за последние 10-15 лет, подтверждают энергетическую перспективность искусственной инициации химических реакций с помощью низкотемпературной плазмы.

Что касается теоретического моделирования процессов в неравновесной плазме, то в настоящее время для описания свойств неравновесной низкотемпературной плазмы широко используется двухтемпературное приближение. Среди последних работ в этом направлении можно отметить работы [2], [3], [4]. В работе [2] авторы приводят данные численного исследования характеристик дуги в аргоне при атмосферном давлении и отмечают усиление неравновесности плазмы в турбулентном потоке при существенном отрыве газовой температуры от температуры электронов. В работе [3] на основе предложенной двухтемпературной кинетической модели авторы проводят исследование неравновесного пульсирующего разряда в неподвижном воздухе. При этом отмечается, что отклонения от максвелловского распределения электронов по скоростям оказывает незначительное влияние на стационарные характеристики разряда. В работе [4] исследуется поведение неравновесного разряда в поперечном сверхзвуковом потоке газа на основе двухтемпературной модели. При этом гидродинамическая часть задачи и процессы нагрева газа в модель не были включены.

В то же время, известно, что в молекулярных газах по сравнению с атомарными газами реализуется дополнительный канал передачи энергии поля плазме через колебательные уровни молекул, а в ходе колебательной релаксации в поступательные степени свободы. Для математического описания необходимо помимо температуры тяжелых частиц и температуры электронов

вводить колебательную температуру и дополнительное уравнение баланса. При этом основная трудность теоретического исследования подобных задач состоит в замыкании полученной системы уравнений с учетом экспериментальных данных по составу и коэффициентам трехтемпературной плазмы.

Попытка учесть замедленную дезактивацию колебательных степеней свободы в рамках трехтемпературной модели была предпринята в работе [5], в которой авторы рассматривали задачу формирования лидерного канала в атмосфере азота. При этом давление газа считалось постоянным, а газодинамическая часть задачи рассматривалась в одномерном приближении. Несомненный интерес представляет моделирование неравновесной плазмы в условиях существенной трехмерности задачи и, как правило, при турбулентном течении газа, поскольку зачастую само существование неравновесного разряда связано с несимметричной системой электродов и с наличием интенсивного турбулентного перемешивания.

Построение трехтемпературной модели неравновесной плазмы воздуха и ее верификация по известным экспериментальным данным и является целью настоящего исследования.

Постановка задачи

Система уравнений, описывающих взаимодействие низкотемпературной плазмы с турбулентным потоком газа в рамках трехтемпературного приближения с учетом колебательно-поступательной релаксации, имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) = \bar{j} \times \bar{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_r}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon (1 + 2M_i^2), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} S_{ij} - c_{\varepsilon 2} \frac{\rho \varepsilon^2}{k}, \quad (4)$$

$$c_{pe} n_e \frac{dT_e}{dt} + p_e \nabla \cdot \bar{v}_e = \nabla \cdot \lambda_e \nabla T_e + \bar{j} \cdot \bar{E} - \frac{3}{2} \delta_{\text{эфф}} v_{\text{эфф}} k_B n_e (T_e - T) - Q_e, \quad (5)$$

$$c_p n \frac{dT}{dt} + p \nabla \cdot \bar{v} = \nabla \cdot \lambda \nabla T + \frac{3}{2} \delta_{\text{эфф}} v_{\text{эфф}} k_B n_e (T_e - T) + \frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_0(T)}{\tau_{VT}} + Q_T, \quad (6)$$

$$\frac{d\varepsilon_V}{dt} = \nabla \cdot D_\varepsilon \nabla \varepsilon_V - \frac{\varepsilon_V(T_V) - \varepsilon_0(T)}{\tau_{VT}} + k_{eV} n_e h\nu, \quad (7)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{j}, \quad \nabla \cdot \varepsilon \bar{E} = 4\pi e(n_+ - n_e - n_-), \quad \bar{E} = -\nabla \varphi \quad (8)$$

$$Q_T = q_{ei} + q_{ii} + q_{at} + q_r, \quad Q_e = q_\varepsilon + q_i + q_{ex},$$

$$\tau_{ij} = \tau_{lij} + \tau_{tij}, \quad \tau_{lij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{S_{mn} \delta_{ij}}{3} \right), \quad \tau_{tij} = \overline{\rho u_i u_j},$$

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad M_t = \sqrt{\frac{k}{\gamma RT}}.$$

В уравнениях (5)-(6) дополнительно к источнику нагрева газа за счет упругих соударений электронов с ионами и нейтральными молекулами учтен вклад релаксации колебательно-возбужденных молекул (член обратно пропорциональный τ_{VT}), а также тепловыделение в реакциях электрон-ионной (q_{ei}), ион-ионной (q_{ii}) рекомбинаций, диссоциативного прилипания (q_{at}) и возбуждения вращательных степеней свободы (q_r). В уравнении переноса колебательной энергии учтены как потери энергии в ходе VT -релаксации, так и удельная мощность возбуждения ко-

лебательных степеней свободы в результате возбуждения молекул электронным ударом. Предполагалось, что колебательная температура молекул кислорода и оксидов азота вследствие быстрой колебательно-поступательной релаксации этих компонент близка к поступательной температуре газа. В качестве модели турбулентности была выбрана двухпараметрическая $k-\varepsilon$ модель. Излучением дуги пренебрегали.

Для замыкания система уравнений (1)-(8) дополняется уравнением состояния и системой уравнений переноса для компонент плазмы:

$$\nabla \cdot \bar{I}_e = v_i n_e - v_d n_e - k_{ei} n_e n_+ + v_d n_- n^*, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \bar{I}_- = v_d n_e - k_{ei} n_e n_+ - k_{ii} n_+ n_- - v_d n_- n^*, \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \bar{I}_+ = v_i n_e - k_{ii} n_+ n_- - k_{ei} n_e n_+, \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \bar{I}_* = v_{ex} n_e - v_d n_- n^*, \quad (12)$$

$$\bar{I}_e = -b_e n_e \bar{E} - D_e \nabla n_e + n_e \bar{v},$$

$$\bar{I}_+ = b_+ n_+ \bar{E} - D_+ \nabla n_+ + n_+ \bar{v},$$

$$\bar{I}_- = -b_- n_- \bar{E} - D_- \nabla n_- + n_- \bar{v},$$

$$\bar{I}_* = -D_* \nabla n^* + n^* \bar{v}.$$

При записи системы уравнений (9)-(12) предполагалось, что отлипание электронов происходит при столкновении отрицательных ионов с метастабильными молекулами, концентрация которых n^* определяется из дополнительного уравнения (12). Константа скорости отлипания при взаимодействии с этими молекулами была равна $v_d = 2,1 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ [6]. Частота ионизации электронным ударом $v_i = v_i(E/N)$ при предположении о том, что процесс идет из основного состояния, определялась согласно выражениям, полученным путем интерполяции экспериментальных данных и приведенным в монографии [7]. Константы скоростей электрон-ионной и трехчастичной ион-ионной рекомбинаций определялись согласно данным, приведенным в работе [6]. Основными реакциями, определяющими

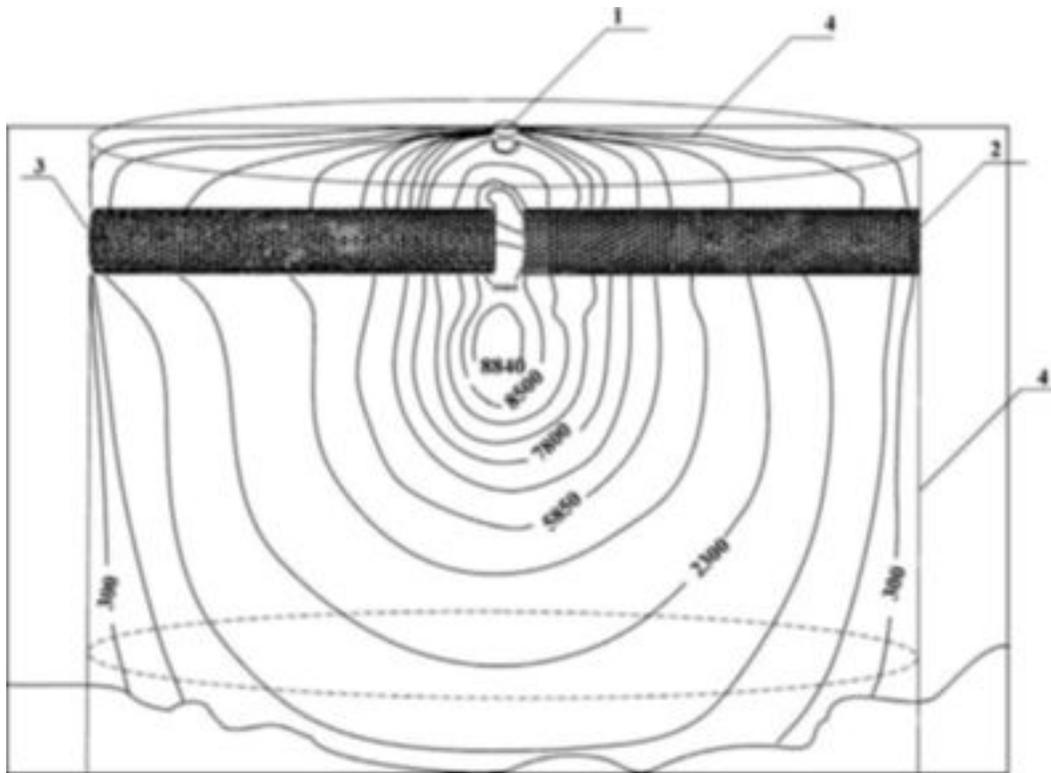


Рис. 1. Расчетная область и профили T_e в вертикальном сечении:
1 – сопло для впуска воздуха; 2 – катод; 3 – анод; 4 – внешняя граница расчетной области.

процессы прилипания электронов, были выбраны реакции трехчастичного и диссоциативного прилипания с соответствующими константами [6], [7]. При этом энерговыделение в элементарных актах соответствующих реакций принималось равным $q_{ei} = 6eV$, $q_{ii} = 13,44eV$, $q_{att} = 1,35eV$. Для расчета дополнительного энерговыделения q_r в результате возбуждения вращательных степеней свободы, нерезонансного VV обмена и релаксации электронно-возбужденных частиц необходимо привлекать данные о кинетике этих процессов, что сопряжено со значительными трудностями. В настоящей работе величина q_r оценивалась как $q_r = 0,2...0,3\sigma E^2$. Дополнительно был учтен эффект усиления процесса ионизации за счет колебательного возбуждения [8]. Для времени колебательной релаксации использовалось следующее выражение [7]:

$$p\tau_{VT} = 6,5 \cdot 10^{-4} \exp(137/T^{1/3}).$$

Эффективные значения коэффициентов переноса определялись суммой ламинарных и турбу-

лентных составляющих. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры находилась путем полиномиальной аппроксимации экспериментальных данных, приведенных в монографии [9]. Распределение электронов по энергиям считалось максвелловским, и выражения для электронной теплопроводности и проводимости были взяты из [9].

Результаты расчетов

Апробация модели проводилась для случая неравновесного разряда в поперечном потоке газа. Вычислительная область (рис.1) состояла из двух горизонтальных электродов, вертикального осесимметричного сопла для подачи воздуха и области, занятой плазмой и окружающим воздухом. Геометрия расчетной области совпадала со схемой эксперимента, приведенного в работе [10]. При этом основные геометрические параметры были равны: диаметр электродов – $d_e = 0,005$ м, межэлектродное расстояние – $d = 0,001$ м, диаметр сопла – $d_n = 0,001$ м.

Система уравнений (1)-(12) дополнялась следующими граничными условиями. Для компонент скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации на границах расчетной области и на электродах ставились стандартные граничные условия. Что касается концентраций заряженных частиц, то уравнения, описывающие их перенос, являются недействительными в окрестности электродов, где условие квазинейтральности плазмы нарушается, и формируются слои пространственного заряда. Нахождение параметров плазмы в этих слоях является сложной самостоятельной задачей и не является целью данного исследования. Поэтому для замыкания задачи были использованы упрощенные граничные условия.

На нерабочих поверхностях электродов выбились условия отсутствия тока и равенство нулю концентраций электронов и ионов. На выходных границах предполагалось отсутствие тока и равенство нулю всех потоков. На поверхности анода ионный ток принимался равным нулю, а электрический потенциал $\varphi = \varphi_0$. На поверхности катода ставились следующие граничные условия:

$$\varphi = 0, \quad \frac{\partial T_e}{\partial n} = \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial n} = 0, \quad I_{en} = \frac{\gamma j_0}{e}.$$

Граничные условия для температуры тяжелых частиц на поверхности электродов определялись автоматически в ходе решения сопряженной задачи. Решение уравнений осуществлялось итерационным методом с использованием нижней релаксации и процедуры SIMPLE. Основные детали вычислительной процедуры изложены в работе [11].

Расчетная область с учетом трехмерной геометрии включала в себя область, занятую дугой и окружающим воздухом, области, занятые электродами (твердые тела), и область с вертикальным соплом для подачи воздуха. В расчетах варьировалась величина разрядного тока I (от 0,1А до 0,5А) и скорость подачи воздуха G (от 10^{-5} м³/с до $1,5 \cdot 10^{-4}$ м³/с). Было получено, что для всех значений параметров реализуется существенно неравновесный режим горения разряда. На рис. 1 представлены профили температуры электронов в центральном вертикальном сечении для силы

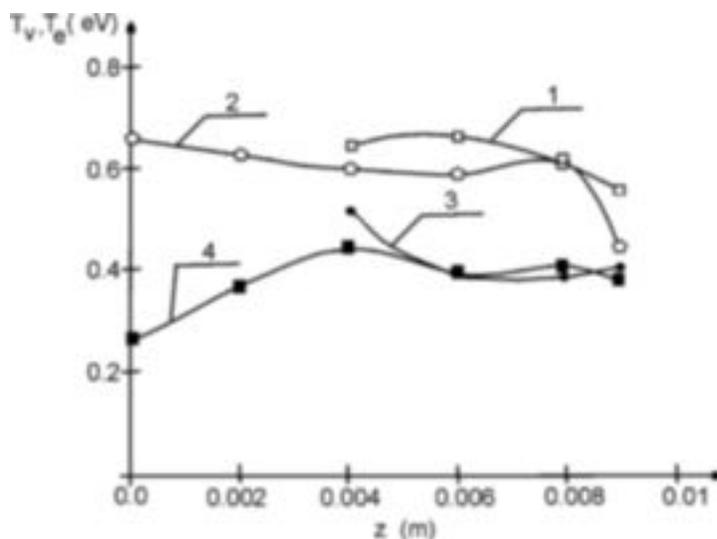


Рис. 2. Аксиальные профили электронной (1, 2) и колебательной температуры: 1, 3 – экспериментальные значения [10], 2, 4 – расчетные значения.

тока $I = 0,2$ А и $G = 4 \cdot 10^{-5}$ м³/с. Максимум температуры электронов (порядка 17400 К) достигается в межэлектродной области, что связано с максимальными значениями концентрации электронов в этой области (порядка $3,5 \cdot 10^{19}$ 1/м³), которая резко падает до нуля за счет процессов прилипания при удалении от электродов на расстояние порядка $d/2$. Расчеты показали, что вниз по потоку образуется область, в которой концентрация метастабильных частиц максимальна (порядка $6 \cdot 10^{23} - 10^{24}$ 1/м³), в этой же области достигается максимум колебательной температуры $T_V \approx 0,6$ eV. Расчетный диапазон изменения электронной и колебательной температуры составил $0,5 \leq T_e \leq 1,8$, $0,3 \leq T_V \leq 0,7$, при этом температура газа не превышала 2000 К.

Осевые распределения температуры электронов и колебательной температуры приведены на рис. 2, там же представлены и экспериментальные данные по результатам работы [10]. Видно, что результаты расчетов показывают удовлетворительное совпадение с данными эксперимента за исключением области, расположенной вниз по потоку, где по данным эксперимента электронная температура возрастает, а расчеты показывают обратный результат. Подобные расхождения могут быть связаны с разницей между

расчетной температурой электронов, как параметра Максвелловского распределения, и экспериментально измеряемой температурой возбуждения атомных и молекулярных уровней. Известно, что в зависимости от степени неравновесности плазмы эти температуры и характер их изменения могут отличаться.

Выводы

1. Предложена трехтемпературная модель неравновесной плазмы воздуха при атмосферном давлении.

2. Получено, что, несмотря на атмосферное давление, в диапазоне рассматриваемых токов наблюдаются значительные отклонения температуры электронов и колебательной температуры от температуры газа.

3. Результаты вычислений показали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, что подтверждает правильность предложенной математической модели и возможность ее дальнейшего использования при исследовании неравновесных разрядов в воздухе.

Работа проведена в рамках гранта МОН Украины 0107V001007 “Разработка теории управления процессами горения с помощью электрического поля”.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Starikovskaia S.M.* Plasma assisted ignition and combustion//*J.Phys.D.Appl.Phys.* – 2006. – V.39. – R. 265–299.

2. *Лелевкин В.М., Семенов В.Ф.* Численный анализ характеристик дуги в ламинарном и тур-

булентном потоках газа // *ТВТ.* – 2003. – Т.41, №6. – С.839–847.

3. *Kruger C.H., Laux C.O., Yu L., Packan D.M.* Nonequilibrium discharge in air and nitrogen plasmas at atmospheric pressure// *Pure Appl. Chem.* – 2002. – V.74, №3. – P.337–347.

4. *Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M.* Simulation of a DC discharge in a transverse supersonic gas flow// *High Temperature.* – 2001. – V.42, №2. – P.157–167.

5. *Ивановский А.В.* Об установившемся лидерном пробое. Атмосфера азота// *Журнал технической физики.* – 1998. – Т.68, №6. – С.37–44.

6. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P.* Kinetic scheme of the nonequilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures// *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1992. – V.1, №3. – P.207–220.

7. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. – М.:МФТИ, 1997. – 320 с.

8. *Macheret S.O., Shneider M.N., Miles P.B.* Modeling of air plasma generation by repetitive high-voltage nanosecond pulse//*IEEE Trans. on Plasma Sci.* – 2002. – V.30, №3. – P.1301–1314.

9. *Низкотемпературная плазма.1. Теория столба электрической дуги*// Под ред. В.С.Энгельшта, Б.А. Урюкова. – Новосибирск: Наука, 1990. – 376 с.

10. *Chernyak V., Naumov V., Yukhimenko V.* // *Electronic Proc. 12-th Int. Congress on Plasma Physics, 2004.* – P.4–8.

11. *Тропина А.А., Костюк В.Е.* Численный анализ характеристик дуги в турбулентном потоке газа// *Авиационно-космическая техника и технология.* – 2006. – №9(35).– С.157–161.