

## КОЛЕБАТЕЛЬНО-ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ НЕРАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В ПРОТОЧНОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ

А.М. Жарнов, П.Э. Домбровский

УО ГрГУ им. Янки Купалы, кафедра теоретической физики,  
230023, Беларусь, г. Гродно, ул. Ожешко, 22, тел.: 77-10-92, e-mail: [Dombrowski@inbox.ru](mailto:Dombrowski@inbox.ru)

Рассматривается модель контрагированного разряда повышенного давления, взаимодействующего с ламинарным потоком молекулярного азота. Используя уравнения непрерывности, движения и энергетического баланса, рассчитываются профили скорости тангенциально закрученного потока, а также профили поступательной температуры. Совместно с ними решается система уравнений для населенностей колебательных уровней в основном электронном состоянии. При расчете населенностей учитываются процессы VT-релаксации и нерезонансного VV-обмена, также рассматривается процесс пространственного переноса колебательной энергии за счет конвективного и диффузионного потоков. В центральных областях разряда возбуждение колебательных уровней происходит за счет возбуждения нижних уровней eV-процессами. Показано, что проточный газ эффективно охлаждает периферийные области разряда и способствует его дополнительной стабилизации за счет градиента давления. Качественная оценка величины энергии, запасаемой в колебательных степенях свободы, проводится на основе отношения колебательной температуры первого уровня к поступательной в объеме трубки. Показано, что максимальный отрыв колебательной температуры появляется на периферии разряда и вблизи стенок трубки. Потоки возбужденных частиц, формирующих на периферии распределение триноровского типа, обусловлены преимущественно конвекцией в радиальном направлении и вдоль потока

### Введение

Для ряда практических приложений (газовые лазеры большой мощности, плазмохимические процессы и т.д.) большой интерес представляет взаимодействие газового потока с плазменным образованием. Поскольку часть энергии, подводимой к плазме, выводится потоком газа, поле температур в разряде и все зависящие от температуры параметры изменяются под его воздействием.

В разрядах молекулярных газов разогрев среды обусловлен столкновением электронов с тяжелыми частицами. В случае, когда существенны eV-процессы, необходимо рассматривать перераспределение и потерю квантов энергии, сосредоточенной в колебательных степенях свободы, поскольку возбужденные молекулы обладают достаточным запасом энергии, чтобы повлиять на динамику формирования поля газовой температуры. При этом обычно полагается, что установлено равновесие по поступательным и вращательным степеням свободы. В проточном разряде помимо конвективного охлаждения и вывода поступательной энергии на периферию за счет теплопроводности, необходимо учитывать и пространственный перенос колебательной энергии.

### Основные формулировки и предположения

Рассматривается взаимодействие ламинарного газового потока с безэлектродным контрагированным разрядом повышенного давления. Расчет поля скоростей проводится на основе уравнений движения, неразрывности и интегрального условия сохранения расхода:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla(P + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mathbf{V} \cdot (\eta \mathbf{S}), \quad (1)$$

$$G = 2\pi \int_0^R \rho v r dr.$$

Поступательная температура определяется из уравнения энергетического баланса:

$$\rho V c_p \nabla T = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + W_e + W_{vib}. \quad (2)$$

В приведенных уравнениях используются следующие обозначения:  $\rho$  - плотность;  $\mathbf{V}$  - вектор скорости с компонентами  $V_z, V_r, V_\phi$ ;  $P$  - давление газа;  $T$  - поступательная температура;  $c_p, \eta, \lambda$  - теплоемкость при постоянном давлении, вязкость и теплопроводность газа, зависящие от поступательной температуры;  $\mathbf{S}$  - тензор скоростей деформации [1];  $G$  - расход газа;  $W_e$  - энергия, передаваемая в единицу времени в единицу объема от электронов к тяжелым частицам, рассчитываемая по [1].

Поскольку концентрация электронов  $n_e$  составляет  $\sim (10^{-6} - 10^{-5}) N_0$ , где  $N_0$  - концентрация молекул, а максимальная температура плазмы не превышает  $10^4 \text{ K}$ , в (2) не учитывается электронная теплопроводность и излучательная способность плазмы. Также пренебрегается прогревом газа диссипативными силами, поскольку скорости потока достаточно малы.

При расчете уравнения энергетического баланса (2) учитывается мощность диссипации колебательной энергии в поступательные степени свободы газа ( $W_{vib}$ ), определяемая по [2] на основе решения системы уравнений колебательной кинетики для 46 уровней основного электронного состояния  $N_2(X_1 \Sigma_g^+, v)$ . Учитывается возбуждение 10 нижних уровней eV-процессом, с последующим переходом части энергии, запасенной в колебательных степенях свободы, в поступательную за счет VT-релаксации и нерезонансного VV-обмена. Вероятности и скорости указанных процессов рассчитывались в соответствии с [3-5].

В общем виде рассматриваемая система уравнений кинетики молекул имеет вид:

$$\nabla \cdot (n_v \mathbf{V}) = \sum_{m,q} (n_m w_{mq}^{vq} - n_v w_{vm}^{qk}) - \nabla \cdot (D \nabla n_v) \quad (3)$$

где  $w_{mv}^q$  - вероятность перехода из состояния  $v$  в состояние  $m$  под воздействием  $q$ -го процесса. При расчете (3) влияние пространственной диффузии на функцию распределения учитывается приближенно, поскольку полагаем, что коэффициент диффузии ( $D$ ) не зависит от номера уровня  $v$  и определяется согласно [6].

Для замыкания системы (1)-(3) используется уравнение состояния газа  $P=(c_p-c_v)\rho T$ , что позволяет использовать при расчетах реальные зависимости теплофизических параметров от температуры. Диссоциация молекулярного газа в данной модели не учитывается, поэтому молярная масса считается постоянной.

Граничные условия задаются по всему контуру области интегрирования (1). На закрытой границе:  $v_r = v_z = 0$ ,  $T = \text{const} = T_0$ ;  $0 < Z < L$ ,  $r = R$ .

На оси выполняются условия симметрии:

$$v_r = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial v_z}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} = 0; \quad 0 \leq Z \leq L, \quad r = 0.$$

Условия на входе в трубку задаются исходя из интегральных соотношений для расхода газа. Профиль скорости на входе в трубку:  $v_z(r) = v_{z0} / (1 + (r/R)^2)$ . Температура газа принимается постоянной, равной температуре стенки.

На выходе в сечении  $Z=L$  задаются «мягкие»

граничные условия:  $\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0$ ;  $0 < r < R$ , где под

функцией  $F = T, P, v_r, v_z$  понимаются соответственно температура, давление, радиальная и осевая скорости. При расчете (3) функция распределения по колебательным уровням на входе в трубку и вблизи стенок полагалась бoльцмановской с соответствующей температурой.

### Метод решения

Система дифференциальных уравнений решается численно. Дискретные аналоги уравнений выводятся с использованием метода контрольного объема [7]. Рассматриваются интегральные законы сохранения потоков искоемых величин (массы, импульса, энергии) в элементарном объеме. Проводится соответствующая интерполяция коэффициентов уравнений и граничных условий на разнесенной сетке, которая при прочих равных условиях практически исключает появление физически некорректных решений. Решение системы проводилось по алгоритму SIMPLER [7] с использованием метода нижней релаксации, обеспечивающего дополнительную устойчивость решения.

### Результаты расчетов

Приведем результаты расчета, проведенного для условий эксперимента, описанного в [8]. Геометрические размеры плазматрона и разряда составляли: радиус – 3 и 1.5 мм, вдоль оси – 6 и 2 см соответственно. Осевая компонента скорости на входе варьировалась в пределах от 1 до 15 м/с. Электронная температура считалась постоянной по сечению и при расчетах полагалась равной 0.5 эВ. Зависимости теплоемкости, теплопроводности и вязкости от температуры задава-

лись по данным [9]. Давление на выходе считалось атмосферным.

Набегающий на разряд газовый поток способствует эффективному охлаждению плазменного образования. Основная часть тепла выносится газом в осевом направлении, что приводит к деформации поля температур (рис 1, а). Прогрев газа вверх по потоку от разряда за счет теплопроводности практически отсутствует, поэтому профиль температуры там соответствует входному. При протекании через объем разряда газ разогревается до максимальной температуры плазмы. На выходе из трубки температура газа составляет 60-80% от рассчитанной в области разряда. За счет дополнительного градиента давления в разрядной зоне радиальная компонента скорости достигает максимальных значений, и поток изменяет направление движения (рис.1, б), способствуя дополнительной стабилизации разряда. Распределение молекул по колебательным уровням, полученное непосредственно из решения (3), соответствует триноровскому не только в области периферии разряда, но и там, где нет возбуждения колебательных уровней электронным ударом.

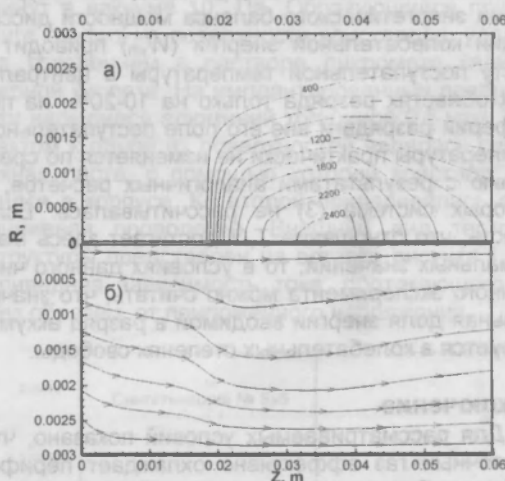


Рис. 1 Поле изотерм - а) и линии тока -б), для  $N_2$  при  $V_{z0}=10$  м/с ( $G=0,14$  г/с),  $T_e=0,5$  эВ

На рис. 2 представлены зависимости  $T_v/T$  в поперечных сечениях трубки. В области, ограниченной разрядом, величина колебательной температуры  $T_v$  практически не изменяется в радиальном направлении, а поступательная температура падает, что обуславливает рост отношения  $T_v/T$  на начальном участке разряда вплоть до границы разрядной зоны (рис. 2 кривые 1,2,3). Поскольку считается, что eV – процессы вне разряда несущественны, появление возбужденных молекул на периферии возможно из-за конвективных либо диффузионных потоков. Дополнительные расчеты для других значений начальной скорости потока показывают, что с ростом значений скорости обдува возрастает и величина  $T_v$  на периферии и вне разряда. Так как численные эксперименты проводились с учетом одной и той же аппроксимации для коэффициента диффузии, можно сделать вывод, что отвод возбужденных частиц на периферию для данных условий осуществляется в основном конвекцией в радиаль-

ном направлении. По мере продвижения вниз по потоку происходит постепенное выравнивание температур вблизи оси трубки, на периферии же разрыв сохраняется (рис. 2 кривые 4,5), хотя и меньший по величине, что также обусловлено

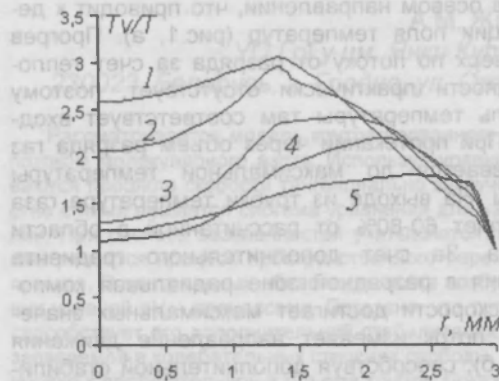


Рис. 2 Распределение  $T_{vib}/T$  в поперечных сечениях для  $N_2$  при  $V_{z0}=10$  м/с ( $G=0,14$  г/с),  $T_e=0,5$  эВ: 1 –  $z=21$  мм, 2 – 24, 3 – 30, 4 – 36, 5

конвективной составляющей потока. Учет в уравнении энергетического баланса мощности диссипации колебательной энергии ( $W_{vib}$ ) приводит к росту поступательной температуры в центральных областях разряда только на 10-20%, на периферии разряда и вне его поле поступательной температуры практически не изменяется по сравнению с результатами аналогичных расчетов, в которых система (3) не рассчитывалась. Если учесть, что отношение  $T_{vib}/T$  достигает здесь максимальных значений, то в условиях данного численного эксперимента можно считать, что значительная доля энергии вводимой в разряд аккумулируется в колебательных степенях свободы.

### Заключение

Для рассматриваемых условий показано, что проточный газ эффективно охлаждает периферийные области разряда и способствует допол-

нительной стабилизации, за счет градиента давления. Качественная оценка величины энергии, запасаемой в колебательных степенях свободы, проводилась на основе отношения колебательной температуры первого уровня к поступательной в объеме трубки. Максимальный отрыв колебательной температуры достигается на периферии разряда и вблизи стенок трубки. Потоки возбужденных частиц, формирующих на периферии распределение триноровского типа, обусловлены преимущественно конвекцией в радиальном направлении и вниз по потоку.

### Список литературы

1. *Энгельшт В.С.* Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990. – 376с.
2. *Шибков В.М.* Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Математическое моделирование // Теплофизика высоких температур. – 1997. – Т. 35. – № 5. – С. 693 – 701.
3. Физико-химические процессы в газовой динамике. Том 1. Динамика физико-химических процессов в газе и плазме // Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. М.:Изд-во Мос. ун-та, 1995, 350 с.
4. Физико-химические процессы в газовой динамике. Том 2. Физико-химическая кинетика и термодинамика // Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. М.:Изд-во Мос. ун-та, 2002, 368 с.
5. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. – М.: Наука, 1984. – 415с.
6. *Шахатов В.А., Гордеев О.А.* Исследование плазмы тлеющего и контрагированного разряда в азоте методами спектроскопии КАРС, оптической интерферометрии и численного моделирования // ЖТФ. – 2005. – Т. 75. – № 12. – С. 56 – 67.
7. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152с., ил.
8. *Жарнов А.М., Роддатис В.К.* Спектральные исследования контрагированного СВЧ – разряда среднего давления в углекислом газе в анизотропном газовом потоке // ТВТ. 1988. т. 26. № 5. С.1010.
9. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. 2-е издание, М.: Наука, 1972

## OSCILLATORY-TRANSLATIONAL NONEQUILIBRIUM OF PLASMA STEP-UP PRESSURE IN TURNING MOLECULAR NITROGEN

A. Zharnov, P. Dombrowski

Grodno State University, Grodno, Ozheshko str., 22, department theor.phis, 230023, Belarus, phon.: 77-10-92, e-mail: a\_zharow@grsu.by, Dombrowski@inbox.ru

The model constricted of the category burning in laminar a flow of molecular nitrogen is considered. On the basis of the equations of indissolubility, the movements and power balance are designed structures of speed and gases temperature. The system of the differential equations is solved numerically. The discrete analogues of the equations are deduced with use of a method of control volume. The integrated laws of conservation of flows of required sizes (mass, pulse, energy) in elementary volume are considered. The solution of system was carried out on algorithm SIMPLER with use of a method bottom relaxation, decision, ensuring additional stability. The system of the equations for population of oscillatory levels of the basic electronic condition of nitrogen is in common solved. The processes VT - relaxation and unreasoning VV - exchange are taken into account, process of spatial carry of oscillatory energy for the account abstraction of the exited particles convection and diffusion by flows also is considered. In the central areas of the category the excitation of oscillatory levels occurs at the expense of excitation of the bottom levels eV - processes. For considered conditions is shown, that the flowing gas effectively cools peripheral areas of the category and promotes additional stabilization, at the expense of a gradient of pressure. The qualitative estimation of size of energy, reserved in oscillatory degrees of freedom, was carried out on the basis of the attitude of oscillatory temperature of the first level to forward in volume tube. Is shown, that maximal difference of oscillatory temperature occurs on periphery of the category and near to walls tube. The flows of the exited particles forming on periphery distribution Trinor of a type, are caused mainly convection in a radial direction and downwards on a flow.