

УДК 533.6.011.8

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В ИНДУКЦИОННОМ ПЛАЗМОТРОНЕ И ТЕПЛООБМЕНА В НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ВОЗДУХА ДЛЯ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ ВГУ-4 (ИПМех РАН)

Сахаров В.И.

Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

sakharov@imec.msu.ru

Аннотация

Представлены результаты численного моделирования течений химически и термически неравновесной воздушной плазмы в разрядном канале плазмотрона и в недорасширенных струях диссоциированного и частично ионизованного воздуха, обтекающих цилиндрическую модель с передним торцевым затуплением для условий экспериментов, реализованных на индукционном плазмотроне ВГУ-4 (ИПМех РАН). Проведено сравнение с расчетными данными по теплообмену и давлению торможения в критической точке, полученными в рамках термически равновесной модели.

CFD FLOWS MODELLING IN INDUCTIVE PLASMATRON AND HEAT TRANSFER IN UNDER-EXPANDED AIR JETS UNDER IPG-4 (IPM RAS) FACILITY TEST CONDITIONS.

Thermally and chemically nonequilibrium flows in an inductive - plasmatron discharge channel and in under-expanded air jet flows around a butt-end cylindrical model are studied by CFD modelling. Calculations were carried out for a wide range of IPG-4 (IPM RAS) facility test conditions. The comparison of CFD results obtained in framework thermally equilibrium and nonequilibrium gas-phase models in terms of the stagnation point heat transfer rates and stagnation pressure are reported.

Введение

Важной задачей экспериментальной аэрофизики является определение каталитических свойств теплозащитных материалов в сверхзвуковых потоках диссоциированных газов. Полученные данные позволяют расширить как диапазон давлений, в котором можно исследовать роль гетерогенной рекомбинации атомов в теплообмене, так и расширить в целом, по сравнению с дозвуковым режимом обтекания моделей и образцов материалов, область параметров моделирования теплообмена для условий гиперзвукового полета [1]. Индукционный плазмотрон ВГУ-4 мощностью 100 киловатт (ИПМех РАН) позволяет получать как дозвуковые [2-3], так и сверхзвуковые высокоэнтальпийные потоки воздуха и других газов [4] в широком диапазоне значений температуры и давления торможения. Для решения указанных и других вопросов современного аэрофизического эксперимента необходимо численное моделирование дозвуковых и сверхзвуковых течений неравновесно реагирующих газов и теплообмена для конкретных условий экспериментов, в том числе реализуемых на установке ВГУ-4. Расчеты дозвуковых течений равновесной плазмы воздуха в разрядном канале плазмотрона с вычислением коэффициентов переноса многокомпонентной плазмы в высших приближениях по полиномам Сонина представлены в [5]. Среди других работ, имеющих важное значение в исследовании проблем теплообмена с каталитическими поверхностями в дозвуковых потоках индукционного плазмотрона, выделим [6-9].

Численное моделирование течений в разрядном канале ВЧ плазмотрона и многопараметрические расчеты теплопередачи к поверхности тел, обтекаемых струями газов, стали возможны, благодаря разработке новых численных методов и современных вычислительных технологий моделирования течений плазмы и вязкого высокотемпературного газа [10-15]. Технология расчета таких течений (HIGHTEMP) [16], применяемая в настоящей работе, основана на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье–Стокса для азимутально закрученного потока и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ.

Численное моделирование включало:

- решение в разрядном канале плазмотрона уравнения для амплитуды тангенциальной составляющей усредненного по времени высокочастотного электрического поля;
- расчет на основе полных уравнений Навье–Стокса течений диссоциированного и частично ионизованного воздуха в разрядном канале плазмотрона и в недорасширенных струях, истекающих в затопленное пространство;
- расчет осесимметричного обтекания цилиндрических моделей такими струями.

Численное моделирование проводилось с использованием следующих моделей газовой среды:

- однетемпературной модели с химической неравновесностью, ионизацией и с равновесным возбуждением внутренних степеней свободы молекул;
- трехтемпературной химически и термически неравновесной модели, в которой колебательные степени свободы молекул объединены в группу с общей колебательной температурой T_v , отличной от поступательной температуры T ; для расчета температуры электронов T_e использовалось уравнение баланса энергии электронного газа.

В настоящей работе в рамках термически равновесной и неравновесной газозафазных моделей проведено численное исследование процессов и течений в разрядном канале плазмотрона. Исследована аэротермодинамика истекающих недорасширенных высокоэнтальпийных струй воздуха, обтекание ими испытуемых в экспериментах моделей и теплообмен с ними.

Численное моделирование проводилось при следующих значениях параметров в экспериментах: мощности тока в индукторе $N_{ap} = 45.3$ и 64 кВт; расходах воздуха, подаваемых в разрядный канал плазмотрона $G = 2.4$ и 4.8 г/сек; значениях давления в барокамере $P_\infty = 6.3, 8.3, 10.3$ и 12.0 гПа.

Схема разрядного канала установки ВГУ-4

Численное моделирование течений в разрядном канале плазмотрона с индукционным нагревом газов и в сверхзвуковых недорасширенных струях воздушной плазмы проводилось для условий работы 100-киловаттной установки ВГУ-4. На верхнем интерфейсе разрядного канала (кварцевой цилиндрической трубки длиной 400 мм и диаметром 80 мм) использовались конические звуковые сопла с различными диаметрами критического сечения D_s и с различными полууглами конусности (см. рис.1.1). Воздух при комнатной температуре с постоянным расходом подавался с противоположной стороны в разрядный канал через кольцевой канал нижнего интерфейса. Течение в свободной струе и около модели зависит от степени ее нерасчетности: $N = p_a/p_\infty$ (p_a – статическое давление в выходном сечении сопла, p_∞ – в затопленном пространстве), которая варьировалась в расчетах и в экспериментах за счет следующих факторов: а) применения звуковых сопел с различными диаметрами критического сечения D_s ; б) изменения статического давления p_∞ в затопленном пространстве; в) вариации расходов воздуха G , подаваемого в разрядный канал; г) изменения мощности N_{pl} , вкладываемой в плазму.

Рассчитанные тепловые потоки в области критической точки цилиндрической модели радиуса $R_m=10$ мм с плоским торцом, обтекаемой недорасширенными струями высокоэнтальпийного воздуха, сравнивались с показаниями проточного стационарного калориметра диаметром 11.8 мм из меди [17], применяемого в эксперименте. Температура тепловоспринимающей поверхности калориметров в расчетах и в процессе измерений тепловых потоков поддерживалась постоянной ($T_w = 300$ К). Точность измерений теплового потока ± 5 % обеспечивалась за счет стационарных условий теплопередачи.

Термохимическая модель

Воздух рассматривается как идеальная смесь совершенных газов с соответствующим уравнением состояния

$$p = \rho R_u \left(T \sum_{i \neq e} \gamma_i + T_e \gamma_e \right)$$

Здесь p - давление, ρ - плотность, R_u - универсальная газовая постоянная, T и T_e - поступательные температуры тяжелых частиц и электронов соответственно, γ_i - мольно-массовая концентрация i -го компонента, индекс «e» относится к электронам. Вращения и колебания молекул описываются моделью «жесткий ротатор - гармонический осциллятор» с бoльцмановским распределением по энергетическим уровням. Предполагается, что все компоненты находятся в основном электронном состоянии, и вращательная температура молекул равна поступательной температуре. Учитывается неравновесное возбуждение колебаний молекул O_2 и N_2 в модовом приближении, и их колебательная температура рассматривается как общая колебательная температура T_V , отличная от температуры T тяжелых частиц. Температура электронов T_e считается отличной от T и T_V . В качестве термодинамических переменных для этой модели могут быть использованы давление p , поступательно-вращательная температура T , колебательная температура T_V , электронная температура T_e и молярно-массовые концентрации компонентов $\gamma_1, \dots, \gamma_v$.

Для термически равновесной модели колебательные степени свободы всех молекул предполагались возбужденными равновесно с поступательными степенями свободы, и температура электронов также полагалась равной T . В качестве термодинамических переменных для этой модели использованы давление p , поступательно-колебательно-вращательная температура T и молярно-массовые концентрации компонентов $\gamma_1, \dots, \gamma_v$.

В воздушной смеси учитывалось 11 нейтральных и ионизованных компонентов ($\nu = 11$): O , N , O_2 , NO , N_2 , O^+ , N^+ , NO^+ , O_2^+ , N_2^+ и e^- .

Термодинамические и термохимические данные для рассматриваемых компонентов взяты из работы [18]. Числовые значения констант химических реакций, протекающих в высокотемпературной воздушной смеси, заимствованы из [19-22] и приведены в *Таблице 1*.

Уравнения Навье-Стокса в интегральной форме

Интегральная форма нестационарной системы уравнений Навье-Стокса, применяемая для расчета химически и термически неравновесных течений вязкого газа в цилиндрической системе координат $\vec{r}(x, y, \theta)$ в квазитрехмерной постановке, имеет вид

$$\frac{d}{dt} \int_S U y dS + \int_{\delta S} \vec{n} \cdot \vec{F} y dl = \int_S \Omega y dS \quad (1)$$

Здесь S – фиксированная область в плоскости (x, y) , δS – его граница, $\vec{n} = (n_x, n_y)$ - вектор единичной нормали к δS , U - вектор консервативных переменных в единичном объеме, $\vec{F} = \vec{F}^{inv} + \vec{F}^{vis}$ представляет сумму вязких и невязких потоков U через граничную поверхность объема и Ω содержит источниковые члены. Вектор консервативных

переменных \mathbf{U} , невязкие составляющие потоков $\vec{\mathbf{F}}^{inv}$ и источникный член $\mathbf{\Omega}$ являются функциями физических переменных \mathbf{Z} , которые определяются выбранной термодимической моделью среды. Вязкие потоки $\vec{\mathbf{F}}^{vis}$ являются линейными функциями от производных по координатам переменных \mathbf{Z} с коэффициентами, зависящими от \mathbf{Z} .

Для термически равновесной модели газовой среды (STI) переменные, входящие в (1), имеют следующие выражения

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho\gamma_v \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_0 \end{Bmatrix} \quad \vec{\mathbf{F}} = \begin{Bmatrix} \rho\bar{u}\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho\bar{u}\gamma_v \\ \rho\bar{u}u + p\bar{n}n_x \\ \rho\bar{u}v + p\bar{n}n_y \\ \rho\bar{u}w \\ \rho\bar{u}h_0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \bar{K}_1 \\ \vdots \\ \bar{K}_v \\ \bar{\tau}_x \\ \bar{\tau}_y \\ \bar{\tau}_\theta \\ \bar{q} + u\bar{\tau}_x + v\bar{\tau}_y \end{Bmatrix}$$

$$\mathbf{\Omega} = \begin{Bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \vdots \\ \dot{\omega}_v \\ F_x^L \\ \left(p + \rho w^2 + \tau_{\theta\theta} \right) / y + F_y^L \\ - \left(\rho v w + \tau_{y\theta} \right) / y \\ \sigma |E_\theta|^2 / 2 \end{Bmatrix} \quad \mathbf{Z} = (p, \bar{u}, T, \gamma_1, \dots, \gamma_v)^T . \quad (2)$$

Для трехтемпературной модели (TTIe) переменные, входящие в (1), имеют следующие выражения

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho\gamma_v \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_0 \\ \rho e_v \\ \rho\gamma_e e_e \end{Bmatrix} \quad \vec{\mathbf{F}} = \begin{Bmatrix} \rho\bar{u}\gamma_1 \\ \vdots \\ \rho\bar{u}\gamma_v \\ \rho\bar{u}u + p\bar{n}n_x \\ \rho\bar{u}v + p\bar{n}n_y \\ \rho\bar{u}w \\ \rho\bar{u}h_0 \\ \rho\bar{u}e_v \\ \rho\bar{u}\gamma_e e_e \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \bar{K}_1 \\ \vdots \\ \bar{K}_v \\ \bar{\tau}_x \\ \bar{\tau}_y \\ \bar{\tau}_\theta \\ \bar{q} + u\bar{\tau}_x + v\bar{\tau}_y \\ \bar{q}_v \\ \bar{q}_e \end{Bmatrix}$$

$$\mathbf{\Omega} = \left\{ \begin{array}{l} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_v \\ F_x^L \\ \left(p + \rho w^2 + \tau_{\theta\theta} \right) / y + F_y^L \\ - \left(\rho v w + \tau_{y\theta} \right) / y \\ \sigma |E_\theta|^2 / 2 \\ \omega_v \\ \omega_e - p_e \operatorname{div} \bar{u} + \sigma |E_\theta|^2 / 2 \end{array} \right\} \quad \mathbf{Z} = \{ p, \bar{u}, T, T_v, T_e, \gamma_1, \dots, \gamma_v \} . \quad (3)$$

Здесь u, v, w - декартовы компоненты вектора скорости \bar{u} , $e_0 = e + 0.5 \cdot (\bar{u} \cdot \bar{u})$ - полная энергия единицы массы газа, $h_0 = e_0 + p / \rho$ - полная энтальпия единицы массы газа.

Энтальпия и энергия единицы массы газовой смеси вычисляются по формулам

$$h = \sum_{i=1}^v \gamma_i h_i, \quad e = \sum_{i=1}^v \gamma_i e_i$$

Здесь h_i, e_i - молярная энтальпия и внутренняя энергия i -ого компонента, $h_e(T_e) = 2.5 R_u T_e$, $e_e(T_e) = 1.5 R_u T_e$ - молярные энтальпия и энергия свободных электронов.

$e_v(\gamma_i, T_v) = \sum_{i^*} \gamma_{i^*} e_{i^*}^v$ - общая колебательная энергия неравновесно возбужденных молекул (припишем им индекс i^*) единицы массы газовой смеси.

Тензор вязких потоков импульса $\hat{\tau}$ имеет вид

$$\hat{\tau} = -\mu \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \vec{r}} \right) + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \vec{r}} \right)^T - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \bar{u} \right) \hat{I} \right].$$

Здесь \hat{I} - единичный тензор, μ - коэффициент вязкости. \vec{K}_i - молярные диффузионные потоки, $(F_x^L, F_y^L, 0)$ - сила Лоренца, $\sigma |E_\theta|^2 / 2$ - источник Джоулева тепла, σ - проводимость плазмы, ω_i - молярная скорость образования i -ого компонента в единице объема во всех химических реакциях.

Источниковый член в релаксационном уравнении для колебательной энергии (3) записывается в виде

$$\omega_v = \omega_v^{VC} + \omega_v^{VT} + \omega_v^{eV},$$

а в релаксационном уравнении для энергии электронов

$$\omega_e = \omega_e^{eC} + \omega_e^{eT} + \omega_e^{eV}$$

Здесь $\omega_v^{VT} = \sum_{i^*} \rho \gamma_{i^*} \omega_{i^*}^{VT}$ скорость обмена между колебательной и поступательной энергиями

тяжелых частиц. Значение $\omega_{i^*}^{VT}$ - определяется классической формулой Ландау-Теллера [23]

$$\omega_{i^*}^{VT} = \sum_j \frac{X_j}{\tau_{i^*,j}^{VT}} (e_{i^*}^v(T) - e_{i^*}^v(T_V)) .$$

Здесь X_j - молярная концентрация j -ой компоненты и $\tau_{i^*,j}^{VT}$ - время релаксации для колебательно-поступательного обмена между колебательной энергией i^* -ого компонента и поступательной энергией j -ого компонента и задается из [24], их значения приведены в *Таблице 2*.

Скорость образования колебательной энергии молекул i^* - го сорта в химических реакциях

$$\omega_v^{VC} = \sum_{i^*} \sum_j E_{i^*,j}^v \omega_{i^*,j}^C$$

Здесь $\omega_{i^*,j}^C$ - скорость образования i^* - го компонента в j -ой химической реакции и $E_{i^*,j}^v$ - заданная колебательная энергия i^* - го компонента, теряемая или приобретаемая в j -ой химической реакции. Для реакций диссоциации-рекомбинации $E_{i^*,j}^v$ есть некоторая доля (0.3-0.5) энергии диссоциации E_j , в остальных случаях полагалось $E_{i^*,j}^v = e_{i^*}^v$

Скорость обмена между колебательной энергией молекул O_2 и N_2 и поступательной энергией электронов ω_v^{eV} имеет вид

$$\omega_v^{eV} = -\omega_e^{eV} = \sum_{i^*} \rho \gamma_{i^*} \frac{(e_{i^*}^v(T_e) - e_{i^*}^v)}{\tau_{ei^*}}$$

Здесь время релаксации τ_{ei^*} задается из [25].

Скорость обмена энергией электрон - тяжелые частицы ω_e^{eT} задается в виде [26]

$$\omega_e^{eT} = \frac{1.5 R_u (T - T_e)}{\tau_{eh}}$$

Здесь время релаксации τ_{eh} , следующее из кинетической теории газов, имеет вид

$$\frac{1}{\tau_{eh}} = \frac{8}{3} \sum_{i \neq e} \rho \gamma_i \frac{M_e}{M_i} \sqrt{\frac{8 R_u T_e}{\pi M_e}} \Omega_{ei}^{(1.1)}$$

Здесь $\Omega_{ei}^{(1.1)}$ - интеграл упругих столкновений электрон - тяжелые частицы. Вычисление $\Omega_{ei}^{(1.1)}$ описано в [27].

Скорость образования энергии электронов в химических реакциях:

$$\omega_e^{eC} = 1.5 \cdot T_e \sum_j \omega_{e,j}^C + \sum_j E_j \omega_j^e$$

Здесь $\omega_{e,j}^C$ - скорость образования электронов в j -ой реакции ионизации; ω_j^e - скорость образования компонентов в реакции диссоциации (ионизации) электронным ударом, E_j - энергия диссоциации (ионизации).

Модель процессов молекулярного переноса

Молярные диффузионные потоки \vec{K}_i определяются из соотношений Стефана-Максвелла [28] (без учета термодиффузии) в двухтемпературном приближении [29] при различии

температуры электронов и поступательной температуры тяжелых частиц и в предположении, что ток проводимости равен нулю

$$\sum_{j=1}^{\nu} \bar{M} d_{ij} \frac{T_j}{T} (\gamma_i \bar{K}_j - \gamma_j \bar{K}_i) = \frac{T_i}{T} \frac{\partial \gamma_i \bar{M}}{\partial \bar{r}} + \left(\frac{T_i}{T} X_i - C_i \right) \frac{\partial \ln p}{d\bar{r}} + X_i \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\frac{T_i}{T} \right) - \frac{\gamma_i \bar{M}}{R_u T} z_i F \vec{E}$$

$$i = 1, 2, \dots, \nu - 1 \tag{4}$$

$$\sum_{j=1}^{\nu} \bar{K}_j M_j = 0$$

$$\sum_{j=1}^{\nu} \bar{K}_j z_j = 0$$

Здесь C_i и z_i - массовые концентрации и зарядовое число i -го компонента, F - число Фарадея, \vec{E} - напряженность самосогласованного электрического поля, $d_{ij} = \bar{M} / \rho D_{ij}$, D_{ij} - бинарные коэффициенты диффузии. Для молекул и атомов $T_i = T$, для электронов $T_i = T_e$.

Проводимость плазмы σ определялась из соотношения Стефана-Максвелла (4) для электронной компоненты в пренебрежении скоростью диффузии тяжелых частиц и

градиентов параметров в окружном направлении $\sigma = \frac{F^2 \gamma_e}{R_u T_e \sum_{j \neq e} d_{ej} \gamma_j}$.

Тепловой поток для однотемпературной (*STI*) модели определяется выражением

$$\vec{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \bar{r}} + \sum_{i=1}^{\nu} \bar{K}_i h_i$$

Для трехтемпературной (*TTe*) модели поток тепла \vec{q} , вязкий поток колебательной энергии

\vec{q}_v и вязкий поток энергии электронного газа \vec{q}_e задаются в виде

$$\vec{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \bar{r}} + \sum_{i=1}^{\nu} \bar{K}_i h_i - \sum_{i^*} D_{i^*} \gamma_{i^*} \frac{\partial e_{i^*}^v}{\partial \bar{r}} - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial \bar{r}},$$

$$\vec{q}_v = \sum_{i^*} \vec{q}_{i^*}^v, \quad \vec{q}_{i^*}^v = e_{i^*}^v \bar{K}_{i^*} - D_{i^*} \gamma_{i^*} \frac{\partial e_{i^*}^v}{\partial \bar{r}},$$

$$\vec{q}_e = h_e \bar{K}_e - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial \bar{r}}$$

Для вычисления коэффициентов вязкости и теплопроводности газовой смеси используются приближенные формулы Уилке-Васильевой [30]:

Коэффициент вязкости для всех моделей

$$\mu = \sum_{i=1}^{\nu} M_i \gamma_i S c_i D_i$$

Коэффициент теплопроводности для (*STI*) модели

$$\lambda = \sum_{i=1}^{\nu} \gamma_i [C_{pi} + 2.5 R_u (1.5 S c_i - 1)] D_i$$

Для трехтемпературной (*TTe*) модели

$$\lambda = \sum_{i \neq e} \gamma_i [C_{pi} + 2.5 R_u (1.5 S c_i - 1)] D_i$$

$$\lambda_e = \gamma_e [C_{pe} + 2.5 R_u (1.5 S c_e - 1)] D_e$$

Здесь $Sc_i(T) = \mu_i / \rho_i D_{ii}$ - число Шмидта i -го компонента, вычисленное по вязкости μ_i , плотности ρ_i и коэффициенту самодиффузии D_{ii} этого компонента в чистом газе, а C_{pi} - его молярная теплоемкость, D_i - коэффициент диффузии, определяемый выражением

$$D_i = 1 / \sum_{j=1}^v \gamma_j d_{ij}.$$

Значения $d_{ij}(T)$ определяются через сечения упругих столкновений частиц i -го и j -го сорта (интегралы столкновений). В свою очередь, сечения упругих столкновений диффузионного типа нейтральных атомов и молекул между собой и с ионами вычисляются по двухпараметрической интерполяционной формуле [31]

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(1.1)}(T) = (a_{ij} + b_{ij} \ln T)^2,$$

построенной на основе значений сечений при низкой температуре ($T_1=300$ К) и высокой температуре ($T_2=20000$ К). Сечения столкновений типа нейтрал-нейтрал вычисляются по потенциалу Леннарда-Джонса при низкой температуре

$$\varphi_{ij}^{LD}(r) = 4\varepsilon_{ij}^{LD} \left[\left(\frac{\sigma_{ij}^{LD}}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_{ij}^{LD}}{r} \right)^6 \right]$$

и по экспоненциальному отталкивающему потенциалу (потенциал Борна-Майера) при высокой температуре

$$\varphi_{ij}^{BM}(r) = A_{ij}^{BM} \exp(-r / \rho_{ij}^{BM})$$

Сечения столкновений типа нейтрал-ион при низкой температуре вычисляются с использованием поляризационного потенциала,

$$\varphi_{ij}^{pol}(r) = -\frac{e^2 \alpha_{pol}}{2r^4}$$

Здесь α_{pol} - поляризуемость нейтрала (см. *Таблицу 3*), e - заряд электрона, а при высокой - также по экспоненциальному потенциалу.

Значения потенциалов Леннарда-Джонса и Борна-Майера для пар одинаковых частиц взяты из литературы и приведены в *Таблице 3*. Параметры потенциалов разных частиц вычисляются по комбинаторным правилам [28]

$$\varepsilon_{ij}^{LD} = \sqrt{\varepsilon_{ii}^{LD} \varepsilon_{jj}^{LD}}, \quad \sigma_{ij}^{LD} = 0.5(\sigma_{ii}^{LD} + \sigma_{jj}^{LD})$$

$$A_{ij}^{BM} = \sqrt{A_{ii}^{BM} A_{jj}^{BM}}, \quad \rho_{ij}^{BM} = 0.5(\rho_{ii}^{BM} + \rho_{jj}^{BM})$$

При вычислении сечений столкновений пар нейтрал - родственный ион учитывается эффект перезарядки. Сечение столкновений электрона с нейтральными молекулами полагается равным $12 \times 10^{20} \text{ м}^2$, а с атомами - $3 \times 10^{20} \text{ м}^2$. Взаимодействие заряженных частиц описывается экранированным Кулоновским потенциалом

$$\varphi(r, n_e) = \pm \frac{e^2 z_1 z_2}{r} \exp(-r / r_D), \quad r_D = \left(\frac{kT}{4\pi n_e e^2} \right)^{0.5}$$

Здесь r_D - радиус Дебая, n_e - концентрация электронов, z_1, z_2 - зарядовые числа заряженных частиц.

Интегралы столкновений «вязкостного» типа определяются из предположения

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(2.2)} = 1.1 \bar{\Omega}_{ij}^{(1.1)}$$

Граничные условия

Использовались следующие граничные условия для уравнений Навье - Стокса: во входном сечении канала задавались все необходимые параметры течения, включая тангенциальную компоненту скорости, угол закрутки потока на входе полагался равным 45° ; на всех твердых поверхностях (стенка кварцевой трубки, торец входного интерфейса, поверхность цилиндрической модели) задавались нулевые значения компонент скорости и определенные значения поступательной температуры, а колебательная и электронная температуры предполагались равными поступательной; в выходном сечении расчетной области ставились "неотражающие" граничные условия; на оси канала использовались условия симметрии. Тепловые потоки в окрестности критической точки тела рассчитывались для поверхности с конечной каталитичностью:

$$K_{n,w_A} = -\frac{2\gamma_w}{2-\gamma_w} \sqrt{\frac{R_u T_w}{2\pi M_A}} \rho \gamma_w, \quad K_{n,w_{A_2}} = -0.5 \cdot K_{n,w_A}, \quad A=O,N$$

при значениях вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода $\gamma_O = \gamma_N = \gamma_w = 0.1$, соответствующих рекомбинации на меди по данным [32]. По отношению к другим компонентам стенка предполагалась некаталитической. Такие же условия использовались и на стенке разрядного канала плазмотрона.

Численный метод

Уравнения (1) решаются численно на структурированной криволинейной сетке методом конечного объема (МКО). Система конечно-разностных уравнений МКО состоит из численных аналогов уравнений сохранения для четырехугольных ячеек, покрывающих расчетную область, и разностных аппроксимаций граничных условий. Невязкие численные потоки \mathbf{F}_G^{inv} через стороны ячейки вычисляются по результату решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва $\mathbf{Z}_G = \mathfrak{R}(\mathbf{Z}_G^L, \mathbf{Z}_G^R)$, где \mathfrak{R} - оператор решения задачи Римана. Граничные значения $\mathbf{Z}_G^{L,R}$ определяются по лимитированным одномерным экстраполяционным формулам вектора \mathbf{Z} от центров ячеек к центрам сторон. Численные значения потоков \mathbf{F}_G^{vis} через стороны ячеек определяются по центральным и односторонним разностным формулам второго порядка точности. Разностные уравнения решаются с помощью двухслойной неявной итерационной схемы, основанной на неявной аппроксимации нестационарных уравнений Навье-Стокса. Приближенное обращение неявного оператора реализуется методом последовательной релаксации Гаусса-Зейделя в линиях с применением LU- разложения блочно-тридиагональных матриц при решении уравнений на каждой линии.

Конкретная реализация газофазной модели сводится к формированию нескольких текстовых файлов, содержащих информацию о химическом составе газа и кинетических процессах, включенных в модель. С помощью специальных программ-генераторов эта информация трансформируется в наборы данных (файлы), необходимые для компиляции и выполнения программы расчета полей течения.

Расчет течения индукционной плазмы в разрядном канале

Численное моделирование стационарного ламинарного течения воздушной плазмы в разрядном канале для условий экспериментов в индукционном плазмотроне ВГУ-4 проводилось на основе полных уравнений Навье - Стокса и упрощенных уравнений Максвелла для тангенциальной составляющей усредненной по времени амплитуды

высокочастотного электрического поля $\vec{E}(t, x, r) = \vec{E}_\theta(x, r)e^{-i\omega t}$, записанных в цилиндрической системе координат, с учетом осевой симметрии задачи. Здесь $\omega = 2\pi f$ - круговая частота. Излучение плазмы не учитывалось. Электромагнитное поле считалось монохроматическим с заданной частотой f , определяемой высокочастотным током в индукторе. Реальный индуктор при расчете заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками. Геометрия разрядного канала и индуктора показана на рис. 1.1. Соответствующее уравнение для определения тангенциальной компоненты вихревого электрического поля в разрядном канале и граничное условие для этого уравнения приведены в [5], где рассматривалось течение равновесной воздушной плазмы.

Входящие в уравнения Навье-Стокса источниковые члены - компоненты силы Лоренца и Джоулево тепловыделение, выражались через тангенциальную компоненту комплексной амплитуды вихревого электрического поля.

Расчет ВЧ вихревого электромагнитного поля проводился совместно с расчетом газодинамических уравнений на основе локально одномерных уравнений Максвелла. При этом использовались следующие предположения:

- плазма квазинейтральна;
- магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$;
- диэлектрическая проницаемость плазмы не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от координат;
- током смещения можно пренебречь;
- изменением электрического поля в осевом направлении можно пренебречь по сравнению с его изменением в радиальном направлении: $\frac{\partial}{\partial x} E_\theta \ll \frac{\partial}{\partial r} E_\theta$.

Последнее предположение приводит к локально-одномерному приближению для уравнений Максвелла, что существенно упрощает задачу

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_\theta) \right) = -i\omega\mu_0\sigma E_\theta.$$

При этом аксиальная компонента силы Лоренца равна нулю.

Граничное условие на стенке канала

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_\theta) = i\omega\mu_0 H_{xRc}(x),$$

Здесь H_{xRc} - амплитуда аксиальной компоненты магнитного поля на стенке канала при $r=R_c$.

Граничное условие на оси канала

$$E_\theta(x, 0) = 0$$

При совместном расчете течения и электромагнитного поля в разрядном канале в качестве определяющего параметра задавалась мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Значение N_{pl} , в свою очередь, определялось с помощью измеренной в эксперименте мощности генератора N_{ap} по анодному питанию, умноженной на к. п. д. плазмотрона.

Результаты расчетов

1. Течение в разрядном канале плазмотрона

С помощью описанного выше метода проведены расчеты течения воздушной плазмы в разрядном канале индукционного плазмотрона ВГУ-4 с диаметром канала 80 мм, длиной 400 мм и диаметром выходного сечения звукового сопла D_s (Рис. 1.1). Частота тока в индукторе $f=1.76$ МГц, давление P_∞ и температура T_∞ газа в барокамере, мощность тока по

анодному питанию N_{ap} в индукторе (соответствующее значение мощности, вкладываемой в плазму N_{pl}) и расход газа G являются задаваемыми величинами.

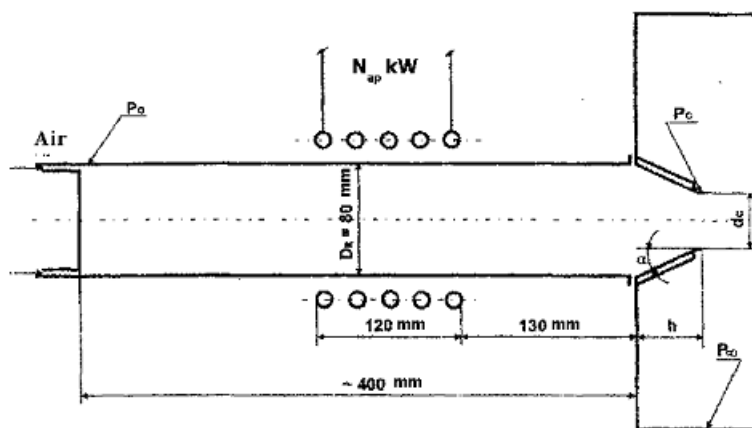


Рис. 1.1 Схема разрядного канала установки ВГУ-4

Расчеты проводились для следующих вариантов параметров:

Вариант 1 $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_{\infty} = 6.3$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.04$ м

Вариант 2 $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_{\infty} = 8.3$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.04$ м

Вариант 3 $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_{\infty} = 10.3$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.04$ м

Вариант 4 $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_{\infty} = 6.2$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.04$ м

Вариант 5 $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_{\infty} = 12$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.04$ м

Вариант 6 $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_{\infty} = 6.2$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.03$ м

Вариант 7 $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_{\infty} = 12$ гПа, $T_{\infty} = 293$ К, $D_s = 0.03$ м

Расчитанные по методике [5] параметры течения в конце разрядного канала в [10] использовались далее как граничные условия – входные данные для последующего расчета в рамках однотемпературной модели течения в звуковом сопле и недорасширенной струе, истекающей в барокамеру. В настоящей работе с помощью многозонного подхода решение получено единым, сквозным образом в разрядном канале, в барокамере и около цилиндрической модели.

Сравнительный анализ численных решений в химически равновесной и неравновесной постановках, проведенный в [10] для *варианта 2*, показал, что различие наблюдается в размерах отрывных областей и уровне температур в разрядном канале. При решении задачи в равновесной постановке большая степень диссоциации молекул азота при полной диссоциации молекул кислорода приводит к меньшему уровню температур в области энерговыделения в разрядном канале. Значения концентраций кислорода и азота вдоль оси разрядного канала не совпадают с "неравновесными" значениями. Например, концентрация элемента кислорода C_o^* вдоль оси сопла для неравновесной постановки превышает значение 0.231, что связано с диффузионным разделением элементов при использовании модели многокомпонентной диффузии.

На рис. 1.2 и 1.3 представлены сравнения полей поступательных температур и линий тока в разрядном канале, полученных с использованием *STI* модели для *вариантов 1* и *4*, т.е. показано влияние на решение значений вкладываемой в плазму мощности. Увеличение

мощности приводит к увеличению температуры в разрядном канале в области энерговклада и уменьшению размеров отрывных зон.

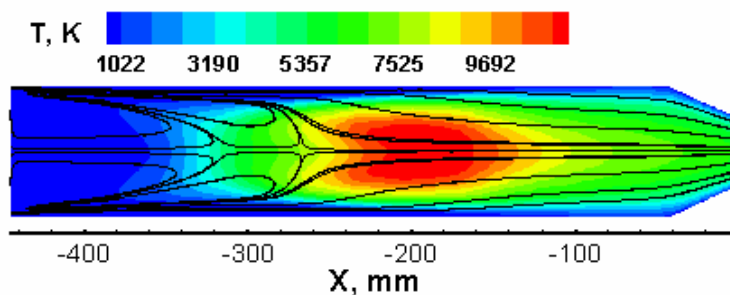


Рис. 1.2

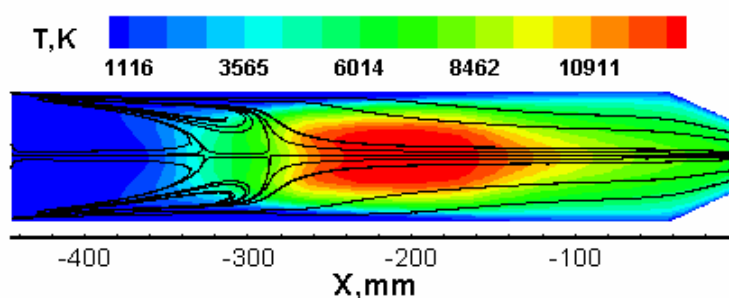


Рис. 1.3

Уровень противодействия в барокамере (*варианты 1-3*) не оказывает влияния на решение в разрядном канале, т.к. вблизи выходного сечения реализуется звуковой режим истечения. Сравнение решений в разрядном канале для *варианта 4* (рис.1.3) и *варианта 6* (рис.1.4), а также для *варианта 5* (рис.1.5) и *варианта 7* (рис.1.6), позволяет оценить влияние размеров выходного сечения звукового сопла на уровень температуры и топологию возвратно-циркуляционных зон в разрядном канале плазмотрона для двух значений противодействия в барокамере. Уменьшение диаметра выходного сечения звукового сопла ведет к изменению формы (поджатию в продольном направлении) и размеров возвратно-циркуляционных зон в разрядном канале, слабо влияя на уровень температуры воздушной смеси.

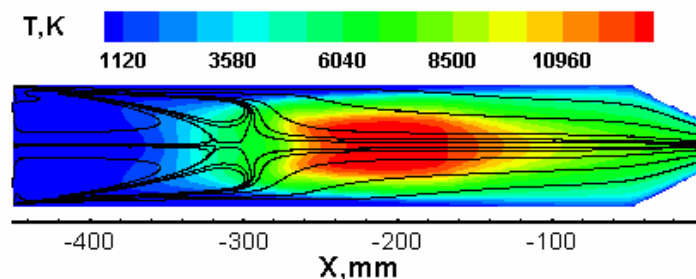


Рис. 1.4

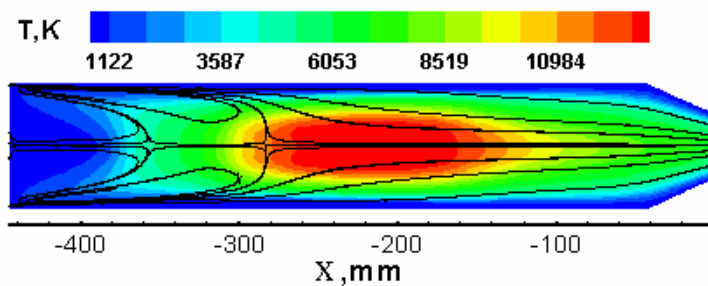


Рис. 1.5

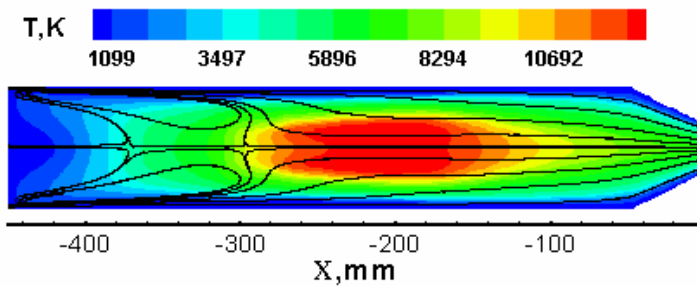


Рис. 1.6

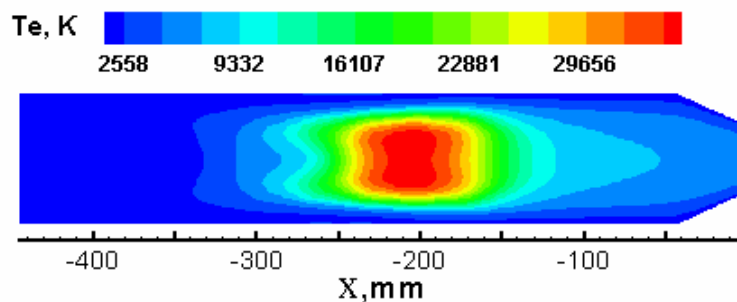
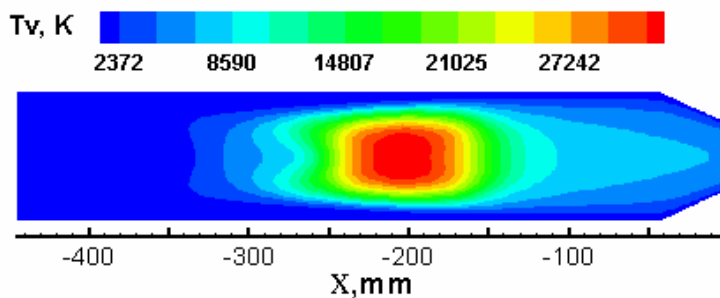
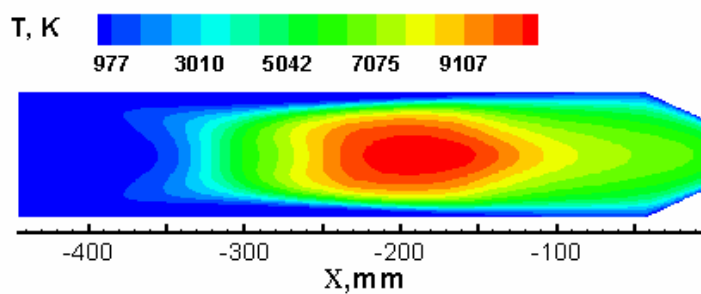


Рис. 1.7

На рис.1.7 представлено сравнение полей поступательной, колебательной и электронной температур в разрядном канале, полученных с использованием трехтемпературной TTe модели для *варианта 1*. Отметим, что максимальные значения поступательной температуры T для STI (рис.1.2) и TTe (рис.1.7) моделей близки и различие не превышает 500К в области энерговыделения. Для TTe модели наблюдается некоторое различие (~ 1500 К) между значениями колебательной температуры T_v и температурой электронов T_e в этой же зоне. Близость значений электронной и колебательной температур говорит в пользу равновесия между колебательными степенями свободы молекул и электронным газом. Аналогичное сравнение для большего расхода вдуваемого воздуха представлено на рис.1.8 для *варианта 5*.

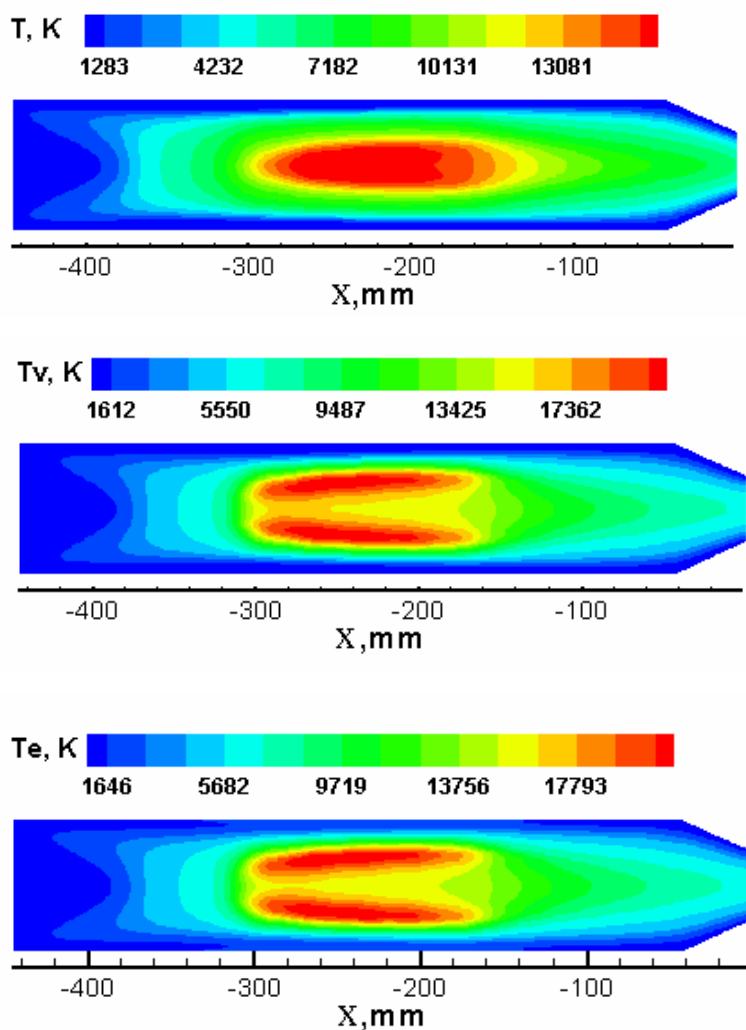


Рис. 1.8

Сравнивая решения на рис. 1.5 (STI модель) и рис.1.8 (TTe модель), можно наблюдать значительное увеличение (на ~ 2500 К) максимального значения поступательной температуры в зоне энерговыделения для многотемпературной модели. При этом, также значительно, уменьшаются максимальные значения колебательной и электронной температур, оставаясь близкими друг другу. Изменяются также размеры и форма зон, где происходит энерговыделение и энергообмен между электронами, колебательными и поступательными степенями свободы.

2. Расчет истечения недорасширенной струи из звукового сопла плазмотрона

Влияние противодействия в барокамере, т.е. степени нерасчетности струи, на картину истечения для *STI* модели можно проследить по изолиниям чисел Маха на рис.2.1 и 2.2, где значения противодействия $p_{\infty}=6,3$ и $10,3$ гПа (*варианты 1 и 3*).

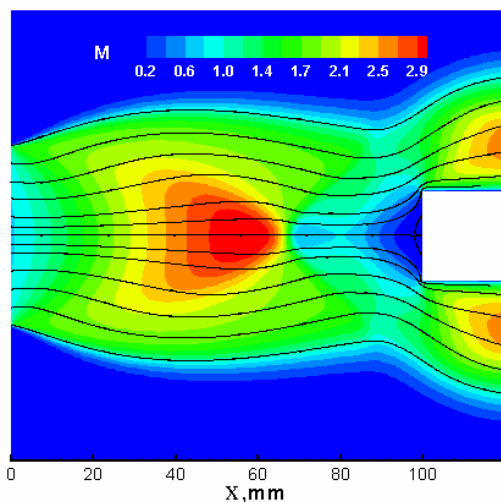


Рис. 2.1

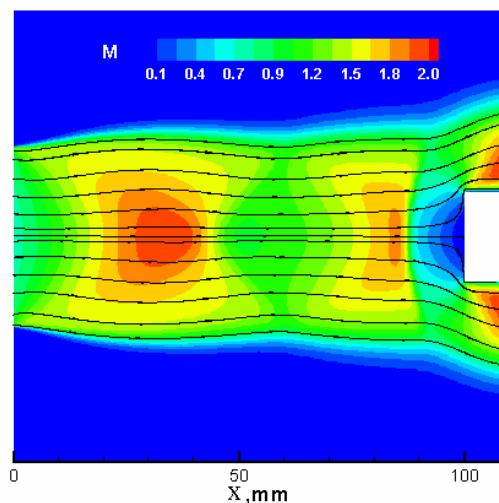


Рис. 2.2

Для рассмотренных двух режимов модель расположена достаточно далеко от среза сопла и ее влияние на течение не распространялось далеко вверх по потоку. Сравнивая течения для двух режимов в целом, можно отметить различную степень раскрытия струи, как следствие различной степени ее нерасчетности. Для $p_{\infty}=6,3$ гПа (рис. 2.1) наблюдается практически регулярное взаимодействие боковых скачков, при этом обтекание модели происходит в дозвуковой части струи после первой сверхзвуковой «бочки» с образованием четко выраженной конической области дозвукового течения и отрывом потока перед моделью. С увеличением противодействия $p_{\infty}=10,3$ гПа (рис. 2.2) обтекание модели происходит во второй сверхзвуковой «бочке» в безотрывном режиме перед плоским торцом с образованием ударной волны перед моделью и отрывом потока на цилиндрической боковой поверхности. На последующих рисунках представлено также обтекание цилиндра с плоским торцом ($R_m=10$ мм), выполненное для различных расстояний от среза сопла ($x_m=20-100$ мм). Если при $p_{\infty}=10,3$ гПа (*вариант 3*) с уменьшением расстояния от среза сопла до модели характер обтекания перед моделью остается безотрывным, то при меньшем противодействии (*вариант 1*) образуются зоны возвратно-циркуляционного течения перед телом, наличие которых изменяет теплообмен с поверхностью (рис.2.3).

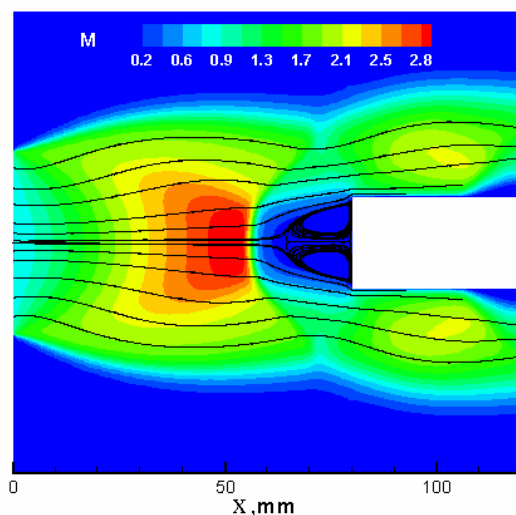


Рис. 2.3

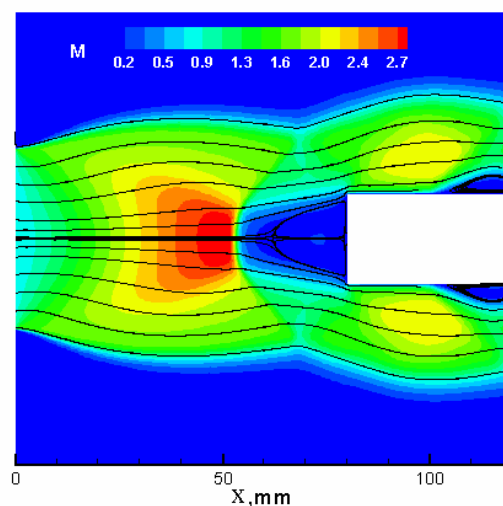


Рис. 2.4

К такому же результату приводит увеличение расхода вдуваемого газа и вкладываемой в плазму энергии даже при большем значении противодавления (*вариант 5*). На рис.2.4 представлен результат расчета с использованием *STI* модели для *варианта 5*, где также наблюдается образование зоны возвратно-циркуляционного течения перед телом.

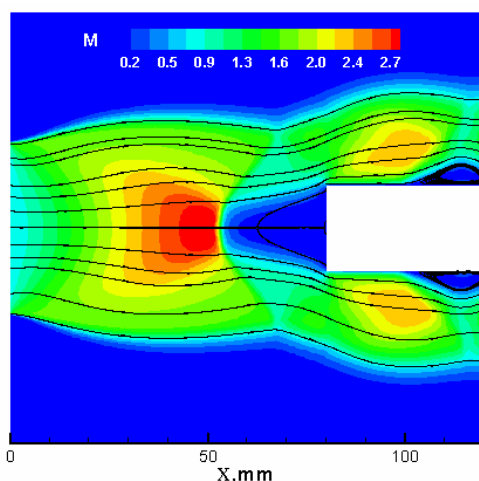


Рис. 2.5

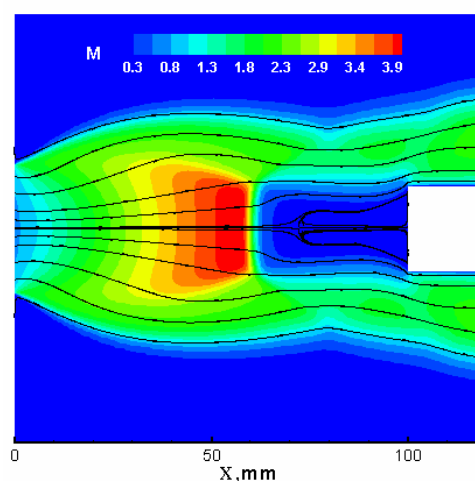


Рис. 2.6

На рис. 2.5 представлен результат расчета для *варианта 5* с использованием трехтемпературной (*TTE*) газозной модели. Сравнивая топологию течения с рис. 2.4 (*STI* модель), можно обнаружить незначительные отличия в положениях боковых скачков, в форме струи (меньшую степень раскрытия) и размерах дозвуковых зон перед моделью. Как отмечено в [10], наличие отрывных зон около торцевой части модели коррелирует с минимальными значениями в распределениях вдоль оси струи тепловых потоков и давления торможения в окрестности критической точки. Причем в области минимума эти кривые имеют большие градиенты. Поэтому даже незначительные изменения в топологии течения могут приводить к существенным отличиям в значениях тепловых потоков в расчетах, использующих различные газозные модели.

Увеличение степени нерасчетности струи вследствие уменьшения противодавления в барокамере, уменьшения размеров выходного сечения, увеличения энергоклада в плазму или расхода вдуваемого воздуха ведет также к перестройке течения в струе.

На рис. 2.6 представлен результат расчета с использованием *STI* модели для *варианта б*, где наблюдается маховское отражение скачков и также образование протяженной зоны возвратно-циркуляционного течения перед торцевым затуплением.

3. Теплообмен с поверхностью

Тепловые потоки в окрестности критической точки тела рассчитывались для поверхности с конечной каталитичностью при значениях вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода, соответствующих рекомбинации на меди по данным [32].

Распределения давления и тепловых потоков по торцевой поверхности модели существенно зависят от местоположения модели в струе (рис. 3.1 (а,б), *вариант 2*). Резкое возрастание тепловых потоков по радиусу (кривая, соответствующая $x_m=60$ мм) связано с образованием отрывной зоны перед торцевой частью модели. В этом случае тепловой поток к телу поступает в основном из области присоединения потока к торцевой поверхности, а не из области критической точки. Такое неравномерное распределение плотности теплового потока качественно отличается от равномерного распределения теплового потока к торцевой части тела в дозвуковой высокоэнтальпийной струе воздуха [33]. При сравнении тепловых потоков с измеренными в эксперименте не следует исключать влияние на теплопередачу несимметрии течения, проявляющейся в эксперименте тем сильнее, чем на больших расстояниях от среза сопла расположена модель.

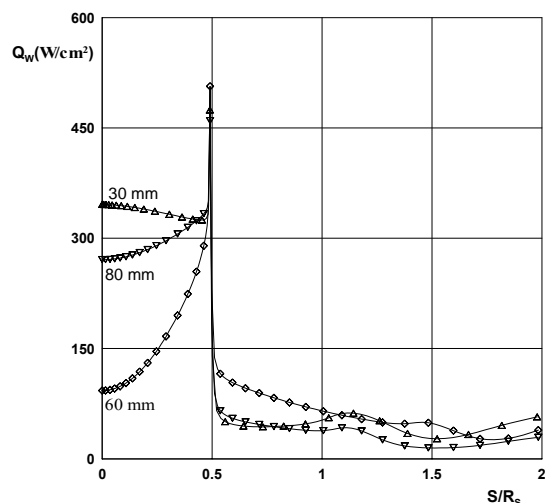


Рис. 3.1 (а)

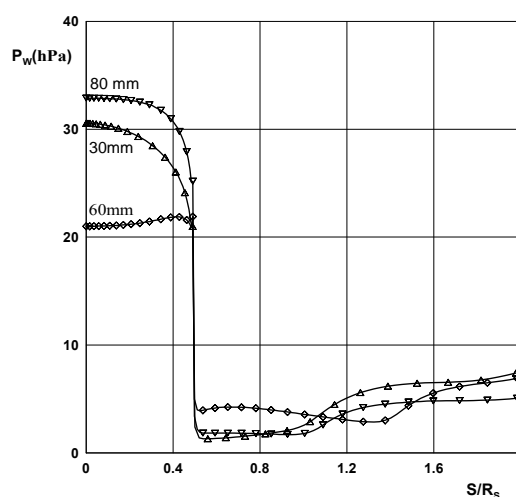


Рис. 3.1 (б)

На рис.3.2-3.5 представлены распределения вдоль оси струи давления торможения и тепловых потоков в области критической точки к холодной поверхности модели ($T_w=300$ К) для *вариантов 1-3* и *5* соответственно, рассчитанные с использованием *STI* и *TTe* моделей. Распределение теплового потока к модели вдоль оси струи существенно зависит от каталитических свойств поверхности и имеет немонотонный характер [10]: тепловой поток убывает при перемещении модели от среза сопла в первой сверхзвуковой зоне, а затем растет по мере перемещения ее вдоль оси струи за диск Маха. В дальнейшем он вновь уменьшается в следующей сверхзвуковой зоне. Расчетное распределение теплового потока хорошо коррелирует с изменением давления торможения по всей длине струи.

Заметим, что в условиях сверхзвукового обтекания диссоциированным воздухом, поверхность меди проявила себя как умеренно каталитическая [10], тогда как в дозвуковых потоках диссоциированного воздуха медь выделялась среди других металлов, как высоко каталитичный материал по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов N и O, и использовалась на основании этого в качестве эталонного материала [33].

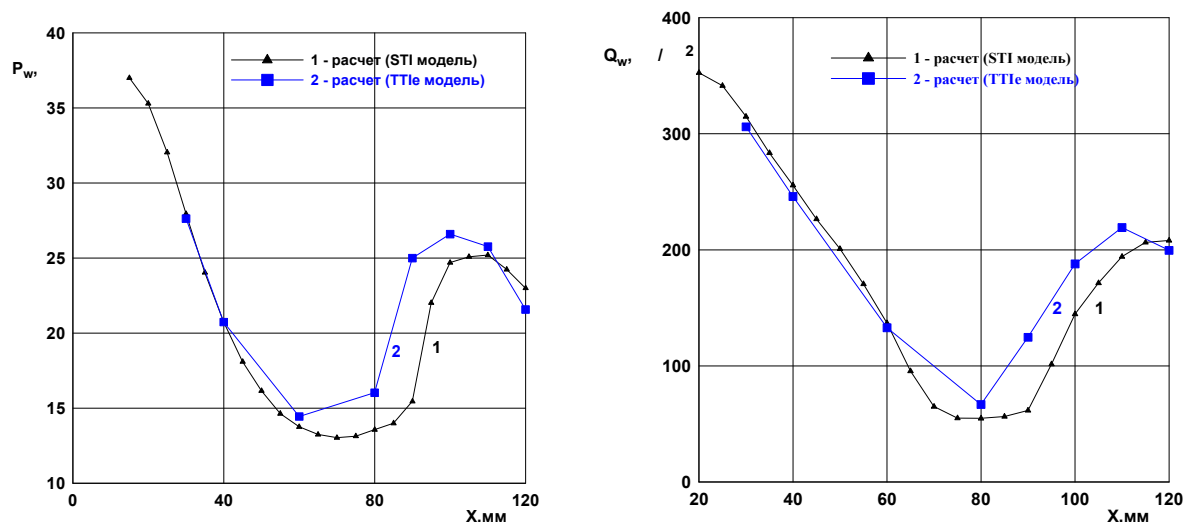


Рис. 3.2 Сравнение давления торможения и тепловых потоков в области критической точки модели с плоским торцом

$$P_\infty = 6.3 \text{ гПа}, G = 2.4 \text{ г/с}, N_{pl} = 29 \text{ кВт}, T_\infty = 293 \text{ К}, D_s = 0.04 \text{ м}$$

Кривые 1 и 2 - термически равновесная и неравновесная модель соответственно

Различия в распределениях вдоль оси струи тепловых потоков и давления торможения в критической точке модели, полученных при использовании однотемпературной и трехтемпературной газофазных моделей, обусловлены некоторым различием в топологиях течений в этих случаях. При этом в случае расположения модели в первой сверхзвуковой «бочке» рассчитанные тепловые потоки и давление торможения в области критической точки практически одинаковы для рассмотренных моделей газовой среды.

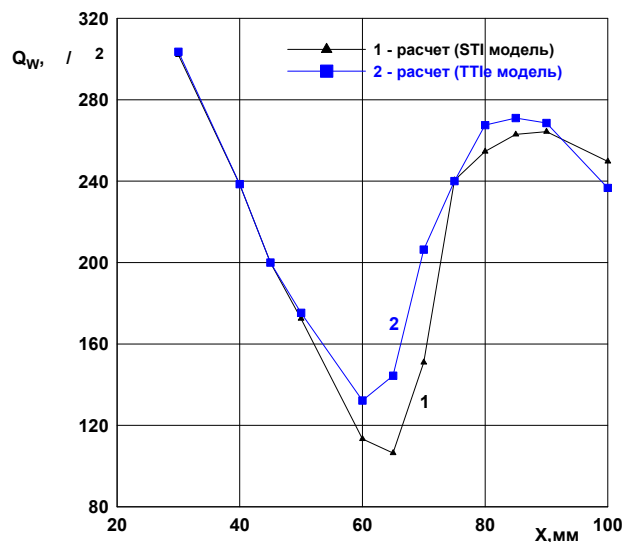


Рис. 3.3 Сравнение тепловых потоков в области критической точки модели с плоским торцом

$$P_\infty = 8.3 \text{ гПа}, G = 2.4 \text{ г/с}, N_{pl} = 29 \text{ кВт}, T_\infty = 293 \text{ К}, D_s = 0.04 \text{ м}$$

Кривые 1 и 2 - термически равновесная и неравновесная модель соответственно

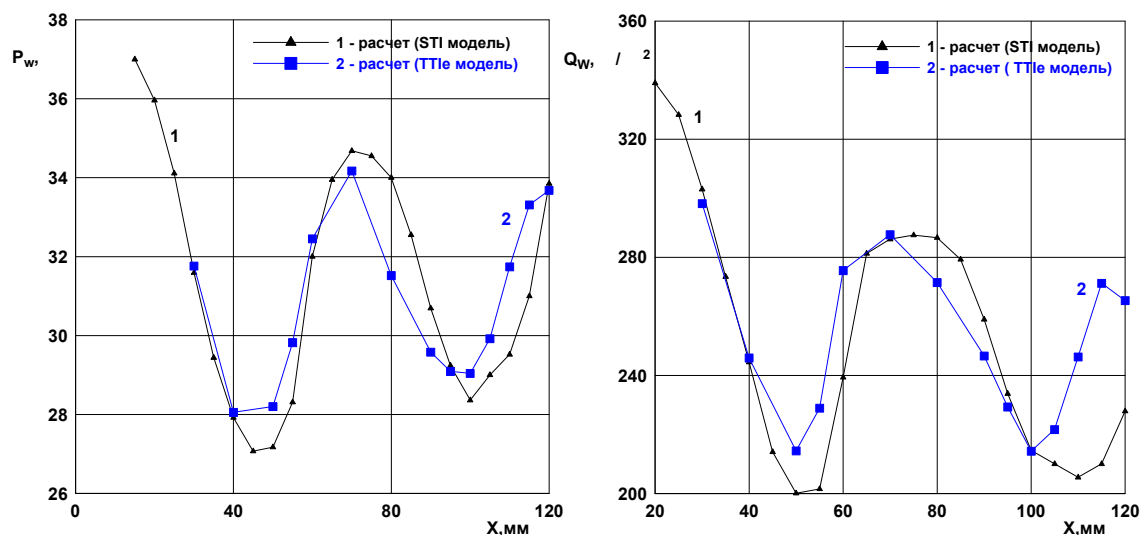


Рис. 3.4 Сравнение давления торможения и тепловых потоков в области критической точки модели с плоским торцом

$$P_{\infty} = 10.3 \text{ гПа}, G = 2.4 \text{ г/с}, N_{pl} = 29 \text{ кВт}, T_{\infty} = 293 \text{ К}, D_s = 0.04 \text{ м}$$

Кривые 1 и 2 - термически равновесная и неравновесная модель соответственно

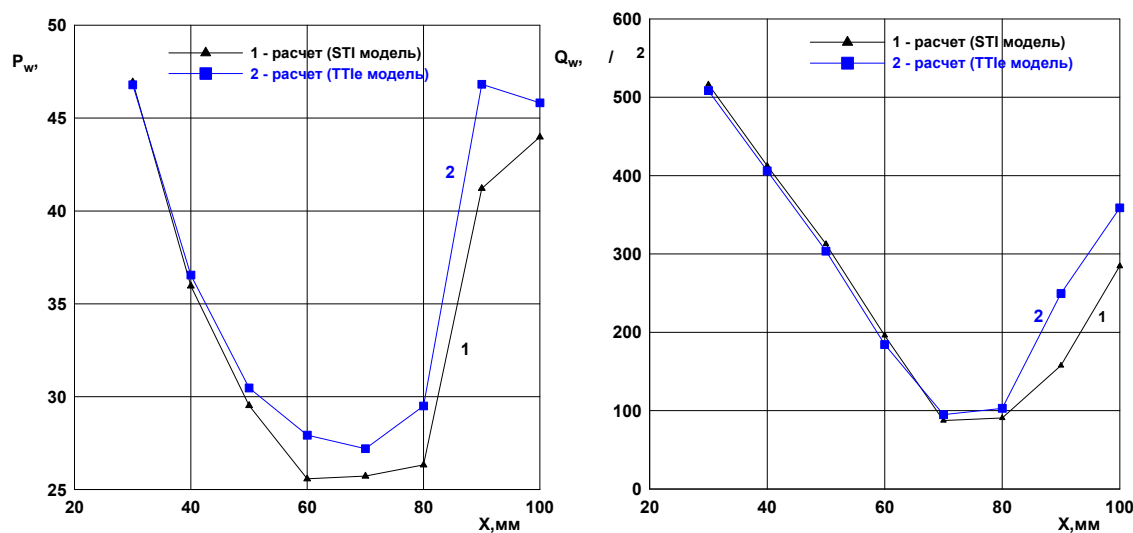


Рис. 3.5 Сравнение давления торможения и тепловых потоков в области критической точки модели с плоским торцом

$$P_{\infty} = 12 \text{ гПа}, G = 4.8 \text{ г/с}, N_{pl} = 41 \text{ кВт}, T_{\infty} = 293 \text{ К}, D_s = 0.04 \text{ м}$$

Кривые 1 и 2 - термически равновесная и неравновесная модель соответственно

Заключение

Для всех трех рассмотренных моделей газовой среды существенных различий в структуре течений в разрядном канале ВЧ плазмотрона не найдено. В расчетах с использованием термически неравновесной модели обнаружен отрыв электронной и колебательной температур от поступательной, особенно заметный при низких давлениях в разрядном канале. При увеличении давления это различие уменьшается. Вниз по потоку происходит релаксация, в результате которой температуры в конце разрядного канала выравниваются.

Для всех газозфазных моделей не найдено существенных различий в течениях недорасширенной струи и теплообмена в пределах первой от среза сопла сверхзвуковой зоне. Изменение теплообмена с поверхностью становится заметным, когда цилиндрическая модель сдвигается вниз по потоку вдоль оси струи.

В рамках многотемпературной газозфазной модели точки максимумов и минимумов в рассчитанных распределениях тепловых потоков смещены вдоль оси струи вверх по потоку по сравнению с одготемпературной моделью. При увеличении противодавления в барокамере это различие уменьшается.

Автор благодарен Громову В.Г. и коллективу лаборатории взаимодействия плазмы и излучения с материалами ИПМех РАН за помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 05-01-00844, и гранта «Научные Школы» - НШ – 835.2006.1.

Литература

1. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнэальпийного потока к критической точке затупленного тела // Изв. АН СССР. Мех. жидк. газа. 1993. № 1. С. 172-180.
2. Быкова Н.Г., Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Першин И.С., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей каталитических реакций на поверхностях теплозащитных материалов в потоках диссоциированного углекислого газа // Изв. АН СССР. Мех. жидк. газа. 1997. № 6. С. 144-157.
3. Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin V.I. Study of Quartz Surface Catalycity in Dissociated Carbon Dioxide Subsonic Flows // Journal of Spacecraft and Rockets. 2000. V. 37. No. 5. P. 573-579.
4. Yakushin M., Gordeev A., Vennemann D., Novelli A. Mass Loss of SiC Sample Surfaces under Different Flow Conditions // AIAA-98-2605. June 1998.
5. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона // Изв. АН СССР. Мех. жидк. газа. 2000, № 5. С. 164-173.
6. Колесников А.Ф., Якушин М.И. Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов по тепловым потокам к поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Мат. моделирование // 1989. Т. 1. № 3. С. 44-60.
7. Баронец П.Н., Колесников А.Ф., Кубарев С.Н., Першин И.С., Труханов А.С., Якушин М.И. Сверхравновесный нагрев поверхности теплозащитной плитки в дозвуковой струе диссоциированного воздуха // 1991. МЖГ. №3. С. 144-150.
8. A.F. Kolesnikov, I.S. Pershin, S.A. Vasil'evskii. Predicting catalycity of Si-Based Coating and Stagnation Point heat Transfer in High-Enthalpy CO₂ Subsonic Flows for the Mars entry Conditions // Proc. Int. Workshop " Planetary probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science". Lisbon, Portugal. 6-9 October 2003. 2004. ESA SP-544. P. 77-83.
9. Колесников А.Ф., Кубарев С.Н., Якушин М.И. Численное исследование неравновесного течения диссоциированного азота в дозвуковой струе индукционного плазмотрона // Числ. методы мех. сплошной среды. СО АН СССР. ВЦ. ИТПМ. Новосибирск. 1986. Т. 17. № 2. С. 106-113.
10. Афонина Н.Е., Васильевский С.А., Громов В.Г., Колесников А.Ф., Першин И.С., Сахаров В.И., Якушин М.И. Течение и теплообмен в недорасширенных струях воздуха, истекающих из звукового сопла плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. N 5. 2002.
11. V. I. Sakharov, V.G. Gromov, A. F. Kolesnikov, I. S. Pershin, S. A. Vasil'evskii and M. I. Yakushin. CFD Model and Code-to-Experiment Validation for An Under-Expanded Nonequilibrium Plasmatron Jet Over A Butt-End Probe. West East High Speed Flow Field 2002. CIMNE Barselona. Spain. 2003. P.144-150.
12. Vladimir Sakharov, Valeriy Gromov, CFD Modeling of Thermally and Chemically Nonequilibrium Flows in Discharge Channel and in Under-Expanded Plasmatron Jets Over a Butt-End Probe, Proceeding of the "Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Spase Vehicles". Cologne, Germany. SP 563. 2005. P.119-123.

13. Utyuzhnikov S.V., Konyukhov A.V., Rudenko D.V., Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Chazot O. Numerical simulation of sub- & supersonic flows into inductive plasmatoms // 16-th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Orlando. США. 2003.
14. Власов В.И. Теоретическое исследование течения высокотемпературного газа в разрядной и рабочей камерах ВЧ-плазмотрона // 2003, Космонавтика и Ракетостроение. 2001. № 23. ЦНИИ Машиностроение. С. 18-26.
15. Горшков А.Б. Численное моделирование обтекания моделей в струе высокочастотного плазмотрона // 2003, Космонавтика и Ракетостроение. 2004. № 3(36). ЦНИИ Машиностроение. С. 54-61.
16. Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V. I. HIGHTEMP technique for High Temperature Gas Flows Simulations // Proceeding of the the "Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles". Cologne. Germany. 2005. SP 563. P. 323-328.
17. Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Kononov S.V. Comparative Characterization of the IPG-4 Inductive Plasmatron in Subsonic and Supersonic Regimes of Air Plasma Flows // Int. Conf. on Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2004). Novosibirsk Russia. Proceedings. Part I. Novosibirsk. Publishing House "Nonparel". 2004. P. 106-111.
18. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание в 4-х томах. Изд-во «Наука». Москва. 1979.
19. Ибрагимова Л.Б., Смехов Г.Д., Шаталов О.П. Константы скорости диссоциации двухатомных молекул в термически равновесных условиях. Изв. РАН, МЖГ. №1. С.181-186. 1999.
20. Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбемян М.Ю. Модель физико-химической кинетики за фронтом сильной ударной волны в воздухе. Изв. РАН, МЖГ. №2. С. 169-181. 1995
21. Park C., Howe J.T., Jaffe R.L. and Candler G.V., Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, II: Mars Entries // 1994. J. of Thermophysics and Heat Transfer. Vol.8. No.1.
22. Person J.C., and Ham D.O., Removal of SO₂ and NO_x from stack gases by electron beam irradiation. // 1988. Radiat. Phys. Chem. V.31. No.1-3. P. 1-8.
23. Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И. Релаксационные процессы в ударных волнах // 1965. Наука. М. 482 с.
24. Losev, S.A., Kozlov P.V., Kuznetsva, L.A., Makarov, V.N., Romanenko Yu., V., Surzhikov S.T., and Zalogin G.N. Radiation of a Mixture CO₂-N₂-Ar in Shock Waves: Experiment and Modeling // Proceedings of the 3-d European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. ESTEC. Noordwijk. 1998.
25. T.P. Roberts, Implementation into Tina modeling for electron/electronic energy equation // 1996. AIAA Paper.
26. Ferziger J.H., Kaper H.G. Mathematical theory of transport processes in gases. Nord-Holland Publishing Company, Amsterdam-London. 1972.
27. Fertig M., Dohr A., Fruhauf H.-H. Transport coefficient for high temperature nonequilibrium air flows // 1998. AIAA Paper 98-2937.
28. Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., and Bird R.B. Molecular Theory of Gases and Liquids. John Wiley. New York. 1954.
29. Kolesnikov A.F. Steffan-Maxwell Relations for Multicomponent Ambipolar Diffusion and Thermal-Baro-Diffusion Effects in Two-Temperature Plasmas // 2000. AIAA 2000-2570.
30. Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K The Properties of Gases and Liquids, McGraw-Hill Book Company. New York. 1977
31. Afonina N.E., Gromov V.G. Thermochemical Nonequilibrium Computations for a MARS EXPRESS Probe // Proceedings of the 3-d European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. ESTEC. Noordwijk. 1998. P. 179-186.
32. Barbato M., Reggiani S., Bruno C., Muylaert J. Model for Heterogeneous Catalysis on Metal Surfaces with Applications to Hypersonic Flows // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 2000. v.14. No. 3. P. 412-420.
33. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Влияние каталитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // Изв. АН СССР. Мех. жидк. газа. 1985. № 3. С. 166-172.

Приложение

Таблица 1. Константы скоростей реакций

Реакции диссоциации-рекомбинации $k^f = AT^n \exp(-E/T)(1 - \exp(-\theta/T)) \text{ cm}^3/\text{mole sec}$								
Реакция	M	A	n	Реакция	M	A	n	Ref
$N_2 + M \rightleftharpoons N + N + M, \theta = 3354K, E = 113200 K$				$O_2 + M \rightleftharpoons O + O + M, \theta = 2238K, E = 59380K$				15
	O, N	$1.4 \cdot 10^{19}$	-0.62		O, N	$7.1 \cdot 10^{16}$	0.3	
	Остальные	$6.6 \cdot 10^{18}$	-0.62		Остальные	$2.0 \cdot 10^{15}$	0.3	
$NO + M \rightleftharpoons N + O + M, \theta = 2700 K, E = 75500 K$								15
	O, N, NO	$3.0 \cdot 10^{18}$	-0.37					
	Остальные	$1.5 \cdot 10^{17}$	-0.37					

Обменные реакции $k^f = AT^n \exp(-E/T) \text{ cm}^3 / \text{mole sec}$										
Реакция	E (K)	A	n	Ref	Реакция	E(K)	A	n	Ref	
$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	38000	$6.8 \cdot 10^{13}$	0.0	16	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	19440	$1.5 \cdot 10^{09}$	1.0	16	
Реакции ассоциативной ионизации										
$N + N \rightleftharpoons N_2^+ + e^-$	67500	$4.4 \cdot 10^{08}$	1.28	16	$O + O \rightleftharpoons O_2^+ + e^-$	80600	$1.0 \cdot 10^{10}$	0.73	16	
$N + O \rightleftharpoons NO^+ + e^-$	31900	$2.6 \cdot 10^{07}$	1.33	16						
Реакции ионизации электронным ударом										
$N_2 + e^- \rightleftharpoons N_2^+ + 2e^-$	180840	$4.5 \cdot 10^{-7}$	5.04	16	$NO + e^- \rightleftharpoons NO^+ + 2e^-$	107370	$6.5 \cdot 10^{23}$	-1.68	16	
$N + e^- \rightleftharpoons N^+ + 2e^-$	168770	$1.8 \cdot 10^{13}$	0.60	16	$O + e^- \rightleftharpoons O^+ + 2e^-$	157980	$5.2 \cdot 10^{12}$	0.68	16	
$O_2 + e^- \rightleftharpoons O_2^+ + 2e^-$	140150	$1. \cdot 10^{-13}$	6.02	16	Для всех реакций : $\theta = 10^{10} K$					
Реакции перезарядки и ионно-молекулярные реакции										
$N^+ + O \rightleftharpoons O^+ + N$	0.0	$3.4 \cdot 10^{05}$	1.58	16	$O^+ + N_2 \rightleftharpoons O + N_2^+$	22780	$9.1 \cdot 10^{11}$	0.36	16	
$NO^+ + N_2 \rightleftharpoons NO + N_2^+$	73310	$3.8 \cdot 10^{15}$	0.0	16	$NO^+ + O \rightleftharpoons NO + O^+$	50530	$1.8 \cdot 10^{13}$	0.0	16	
$NO^+ + O_2 \rightleftharpoons O_2^+ + NO$	32610	$2.4 \cdot 10^{13}$	0.41	16	$NO^+ + O \rightleftharpoons O_2^+ + N$	48640	$7.2 \cdot 10^{12}$	0.29	16	
$NO^+ + N \rightleftharpoons N_2 + O^+$	12800	$3.4 \cdot 10^{13}$	-1.08	16	$NO^+ + N \rightleftharpoons O + N_2^+$	35500	$7.2 \cdot 10^{13}$	0.0	16	
$NO^+ + O \rightleftharpoons O_2 + N^+$	77200	$1.0 \cdot 10^{12}$	0.50	16	$O^+ + NO \rightleftharpoons O_2 + N^+$	26600	$1.4 \cdot 10^{05}$	1.90	36	
$N^+ + N_2 \rightleftharpoons N_2^+ + N$	12150	$1.0 \cdot 10^{12}$	0.50	36	$NO^+ + N \rightleftharpoons NO + N^+$	61160	$1.8 \cdot 10^{13}$	0.0	37	
$O_2^+ + O \rightleftharpoons O^+ + O_2$	18000	$4.0 \cdot 10^{12}$	-0.09	16	$O_2^+ + N \rightleftharpoons N^+ + O_2$	28530	$8.7 \cdot 10^{13}$	0.14	16	
$O_2^+ + N_2 \rightleftharpoons N_2^+ + O_2$	40700	$9.9 \cdot 10^{12}$	0.0	16						

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимационной формулы

$$p\tau = \exp(a + bx + cx^2 + d/x), \text{ атм} \cdot \text{с}, \quad x = T^{-1/3}, \quad T, \text{ К}$$

VT - процесс:	M	a	b	c	d
N2(V)+M → N2+M	N2	-26.29	237.15	-60.67	0.04050
	N	-16.31	33.27	0	0.00141
	O2	-29.15	348.15	-1062.17	0.04447
	O	-16.31	33.27	0	0.00141
	N	-16.31	33.27	0	0.00141
	M	-26.29	237.15	-60.67	0.04050
O2(V)+M → O2+M	N2	-23.89	149.86	-64.75	0.04392
	N	-22.65	124.89	-47.87	0.0342
	O2	-21.75	111.57	89.21	0.03082
	O	-22.65	124.89	-47.87	0.0342
	N	-22.65	124.89	-47.87	0.0342
	M	-25.06	169.16	-91.07	0.0605

Таблица 3. Параметры потенциалов взаимодействия

Частица	$\sigma_{ii}^{LD}, \text{ \AA}$	$\varepsilon_{ii}^{LD} / k, \text{ К}$	$A_{ii}^{BM}, \text{ eV}$	$\rho_{ii}^{BM}, \text{ \AA}$	$\alpha^{pol}, \text{ \AA}^3$
O	2.95	106.70	812.00	3.56	0.77
N	3.30	71.40	153.90	2.75	1.13
O2	3.47	106.70	6577.00	3.44	1.57
NO	3.49	116.70	2083.00	3.02	1.7
N2	3.80	71.40	811.70	2.67	1.74