

УДК 533.6.011.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА В НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ДИССОЦИИРОВАННОГО АЗОТА

© 2021 г. А. Ф. Колесников^{а,*}, И. В. Лукомский^а,
В. И. Сахаров^{б,**}, А. В. Чаплыгин^а

^а Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (ИПМех РАН), Москва, Россия

^б МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*E-mail: koles@ipmnet.ru

**E-mail: sakharov@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 04.06.2021 г.

После доработки 04.07.2021 г.

Принята к публикации 04.07.2021 г.

На индукционном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 (ИПМех РАН) проведены эксперименты по теплообмену в недорасширенных сверхзвуковых струях высокоэнтальпийного азота с графитовым образцом при давлении в барокамере 8.5 гПа, расходе газа через разрядный канал 3.6 г/с, мощности ВЧ-генератора 64 кВт. Использовались водоохлаждаемые конические сопла с диаметрами выходных сечений 30, 40 и 50 мм. Для условий экспериментов в сверхзвуковых режимах численным методом в рамках уравнений Навье–Стокса и упрощенных уравнений Максвелла выполнено моделирование течений плазмы азота в разрядном канале плазмотрона и обтекания недорасширенными струями диссоциированного азота цилиндрической державки с графитовым образцом. Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных по тепловым потокам к поверхности образца определен эффективный коэффициент гетерогенной рекомбинации атомов азота на поверхности графита при температурах 2273–2500 К.

Ключевые слова: ВЧ-плазмотрон, диссоциированный азот, недорасширенная струя, теплообмен, каталитическая рекомбинация атомов азота

DOI: 10.31857/S0568528121060074

Исследованиям гетерогенной каталитической рекомбинации атомов азота посвящено достаточно много работ, в частности [1–11]. Этот физико-химический процесс играет важную роль в аэродинамическом нагреве поверхности аппаратов при входе в атмосферу Земли на участках траектории, где имеет место диссоциированный неравновесный пограничный слой [10, 11]. Для определения коэффициентов гетерогенной рекомбинации атомов методами химической физики используются реакторы различных типов [9]. Хотя в этих лабораторных установках возможен нагрев поверхности образцов материалов до 2000 К, полученные значения γ_N проблематично применять в расчетах обтекания поверхности тел потоками диссоциированного воздуха, поскольку в химических реакторах не моделируются натурные условия теплопередачи в атмосфере.

Наиболее подходящими для моделирования аэродинамического нагрева в диапазоне энтальпий 5–50 МДж/кг и давлений торможения 0.01–1 атм являются мощные индукционные ВЧ-плазмотроны [12–17]. Из экспериментальных данных по тепловым потокам к исследуемым поверхностям материалов, полученным на этих установках, определяются эффективные коэффициенты гетерогенной рекомбинации атомов γ_w , которые могут зависеть от температуры поверхности, давления торможения и, вообще говоря, от условий эксперимента. В связи с этим представляет интерес расширение диапазонов этих условий, в том числе использование при определении γ_w моделей и сопел различной геометрии, а также разных режимов работы ВЧ-плазмотронов – дозвуковых и сверхзвуковых.

Для исследований процессов гетерогенной рекомбинации атомов в потоках диссоциированного азота большой интерес представляет графит. Во-первых, в высокоэнтальпийных потоках азота графит можно нагреть до температур выше 2000 К без сколь-нибудь значительного термо-

химического разрушения поверхности. Во-вторых, согласно результатам работы [8], в диапазоне температур поверхности 1600–2000 К углерод и пирографит являются высококаталитическими материалами: $10^{-1.5} < \gamma_{wN} < 10^{-1}$. В-третьих, графит имеет высокую степень черноты, которая измерена с хорошей точностью [18, 19]. Эти обстоятельства позволяют рассматривать графит как эталонный материал при изучении каталитических свойств иных высокотемпературных материалов. В этой связи принципиально важным становится определение эффективного коэффициента γ_{wN} в условиях экспериментов, существенно отличающихся от условий, имевших место в [8]. Широкие возможности для этих целей предоставляет индукционный ВЧ-плазмотрон ВГУ-4 (ИПМех РАН) мощностью 100 кВт [12, 13]. Он может работать в дозвуковом и сверхзвуковом режимах истечения струй воздуха, азота и углекислого газа. В настоящей работе эксперименты по теплообмену выполнены на этой установке в сверхзвуковых недорасширенных струях частично диссоциированного азота, истекающих из водоохлаждаемых конических сопел с диаметрами выходных сечений 30, 40 и 50 мм. Выполнены численные расчеты течений неравновесной плазмы азота в разрядном канале этого плазмотрона при обтекании неравновесной струей частично диссоциированного азота новой модели с установленным в носовой части образцом графита. Рассчитаны тепловые потоки к поверхности графита в точке торможения в зависимости от ее температуры при γ_{wN} от 0 до 1. Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных по тепловым потокам определены фактические значения γ_{wN} при температурах поверхности $T_w = 2273$ –2500 К и давлениях торможения $p_{w0} = 0.028$ –0.047 атм. Результаты сопоставлены с данными [8], полученными ранее в дозвуковых струях диссоциированного азота на ВЧ-плазмотроне ВГУ-2 [12].

1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ В НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ЧАСТИЧНО ДИССОЦИИРОВАННОГО АЗОТА

Эксперименты в сверхзвуковых режимах работы ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 проводились в недорасширенных высокоэнтальпийных струях азота, истекающих из водоохлаждаемых конических сопел с диаметрами выходных сечений $D_s = 30, 40$ и 50 мм. Теплообмен водоохлаждаемой медной цилиндрической модели диаметром $d_m = 30$ мм со скругленной кромкой и плоским графитовым образцом в носовой части, расположенным на расстоянии 30 мм от среза сопла, экспериментально исследован при давлении в барокамере установки 8.5 гПа. Постоянный расход газа в разрядном канале 3.6 г/с. Мощность ВЧ-генератора плазмотрона по анодному питанию 64 кВт.

На рис. 1 представлена схема применявшейся новой модели. Она состоит из водоохлаждаемой медной державки, в которой установлен водоохлаждаемый медный калориметр с водяными трубопроводами. Для теплоизоляции калориметра использовались фторопластовая втулка и шайба. Графитовые образцы, представлявшие собой цилиндрические таблетки диаметром 15 мм и высотой 5 мм, устанавливались в гнезде водоохлаждаемого калориметра на трении. Для ограничения тепловых потерь в зазор между стенками калориметра и образцом помещались высокотемпературная гибкая теплоизоляция на основе SiC и углеволокна. Экранирующая медная втулка предотвращала прямой нагрев калориметра набегающим потоком высокоэнтальпийного газа. Конструкция калориметра интегрирована в модель для надежного фиксирования исследуемого образца. На боковой и тыльной поверхностях этого образца обеспечена возможность измерения тепловых потерь. При этом образец может быть нагрет до температур выше 2000°C.

В процессе эксперимента цветовая температура в центре лицевой поверхности графитового образца регистрировалась пирометром спектрального отношения “Mikron M770S”. Точность измерений пирометра в диапазоне температур 1000–3000°C составляет $\pm 15^\circ\text{C}$. Показатель визирования используемой модели пирометра – 1:180. Поле температуры на лицевой поверхности образца регистрировалось термовизором “Тандем VS415U” с учетом поправки на пропускание кварцевого оптического окна испытательной камеры (0.93) и предустановленного значения спектральной излучательной способности ϵ_λ нагреваемой поверхности на длине волны 0.9 мкм (в проведенных экспериментах $\epsilon_\lambda = 0.8$). Массовый расход охлаждающей воды в калориметре измерялся поплавковым ротаметром, калибровка которого выполнялась непосредственно перед экспериментом. Разность температур охлаждающей воды на выходе из калориметра и на входе в него измерялась экранированной дифференциальной термопарой хромель-алюмель. Массовый расход азота высокой химической чистоты контролировался с помощью электронного ротаметра “Bronkhorst MV-306”.

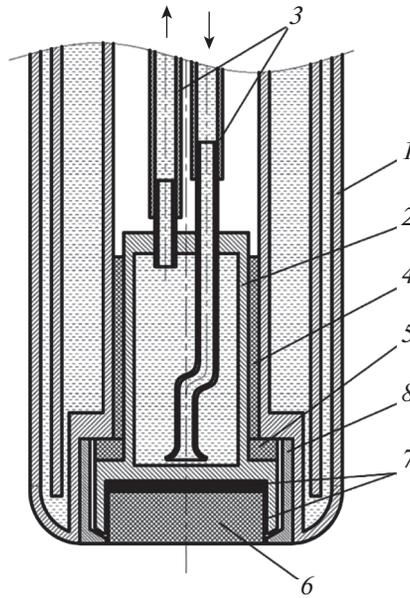


Рис. 1. Схема водоохлаждаемой медной цилиндрической модели: 1 – водоохлаждаемая медная державка, 2 – водоохлаждаемый калориметр, 3 – водяные трубопроводы, 4 – фторопластовая теплоизолирующая втулка, 5 – теплоизолирующая шайба, 6 – образец из графита МПГ-7, 7 – высокотемпературная теплоизоляция, 8 – экранирующая втулка.

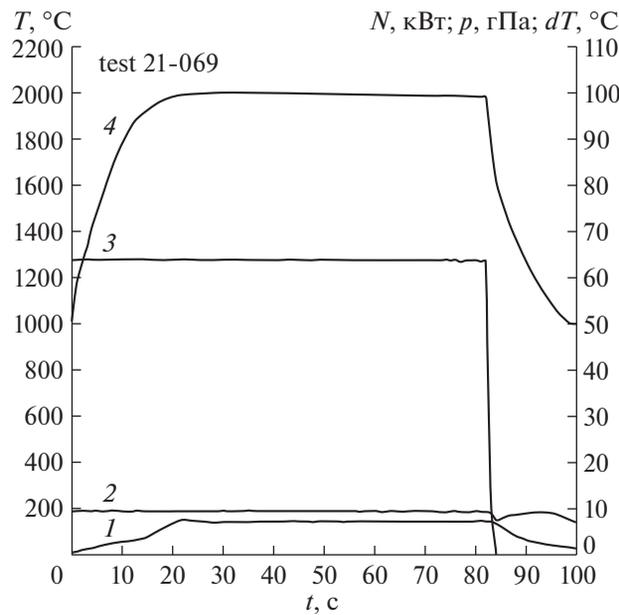


Рис. 2. Зависимости от времени разности температур охлаждающей воды в калориметре ΔT (1), давления в барокамере p_{∞} (2), мощности ВЧ-генератора плазмотрона по анодному питанию N_{ap} (3) и цветовой температуры в центре лицевой поверхности образца T_c (4) в эксперименте по теплообмену графита МПГ-7 в недорасширенной высокоэнтропийной струе азота, истекающей из водоохлаждаемого конического сопла диаметром $D_s = 50$ мм.

На рис. 2 представлены характерные зависимости от времени цветовой температуры нагреваемой поверхности графитового образца, разности температур охлаждающей воды на выходе из калориметра и на входе в него, давления в барокамере установки ВГУ-4 и мощности ВЧ-генератора плазмотрона по анодному питанию, которые регистрировались в процессе экспериментов.

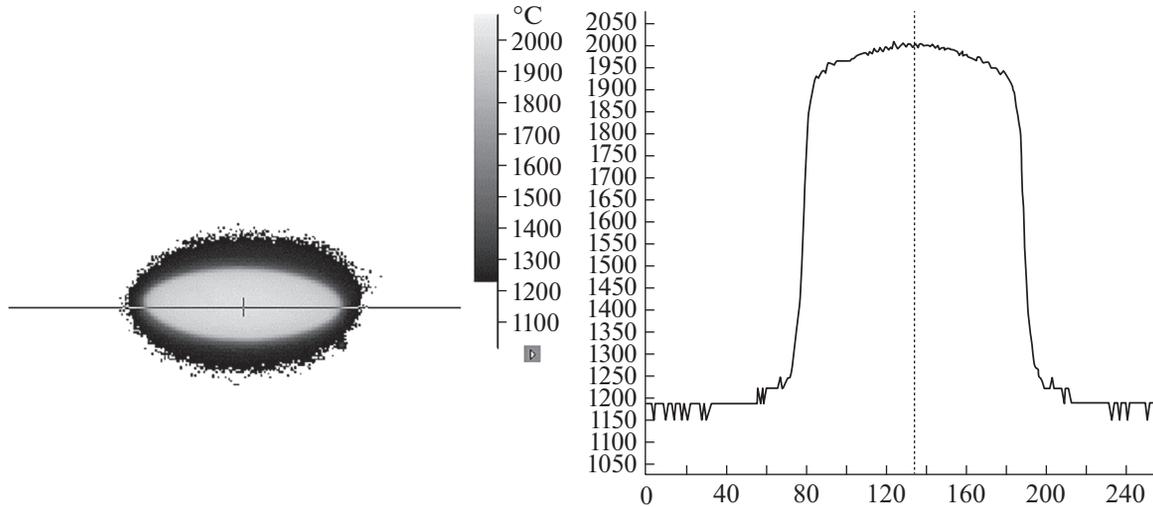


Рис. 3. Термоизображение образца (слева) и распределение температуры поверхности вдоль горизонтальной линии сканирования (справа), зарегистрированные термовизором “Тандем VS415U” в эксперименте по теплообмену графита МПГ-7 в недорасширенной высокоэнтальпийной струе азота, истекающей из водоохлаждаемого конического сопла диаметром $D_s = 50$ мм.

Тепловой поток к поверхности образца в установившемся режиме определялся из уравнения теплового баланса:

$$Q_w = \epsilon_t \times \sigma \times T_c^4 \times A + \Delta T \times C_p \times g_{water} \tag{1}$$

где Q_w – тепловой поток к лицевой поверхности образца, ϵ_t – интегральная излучательная способность поверхности, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T_c – температура лицевой поверхности по данным пирометра спектрального отношения (К), A – площадь части поверхности образца, излучающей в окружающее пространство (лицевая поверхность и участок боковой поверхности высотой 1 мм), ΔT – разность температур охлаждающей воды на выходе из калориметра и на входе в него, C_p – удельная теплоемкость воды, g_{water} – массовый расход воды через калориметр.

Измерение температуры пирометром спектрального отношения производится в центре лицевой поверхности образца, для корректного определения теплового потока по формуле (1) исследуемый образец должен быть нагрет достаточно равномерно.

На рис. 3 показано типичное термоизображение графитового образца, зарегистрированное термовизором “Тандем VS415U”, и распределение температуры на поверхности вдоль горизонтальной линии сканирования, из которого видно, что перепад температуры между краем и центром образца не превышал 50°C.

Потенциальным источником погрешности применяемого метода определения теплового потока может служить неверно выбранное значение интегральной излучательной способности нагреваемой поверхности. Для образцов из графита МПГ-7 в результате анализа доступных литературных данных [18, 19] было выбрано значение $\epsilon_t = 0.8$. При исследованиях материалов, излучательная способность которых изучена слабо, для измерения температуры нагреваемой поверхности можно использовать пирометр полного излучения, который позволяет регистрировать радиационную температуру поверхности [20].

Массовая скорость уноса графита МПГ-7 в условиях проведенных экспериментов определялась взвешиванием образца на аналитических весах до и после воздействия потока диссоциированного азота и не превышала 4×10^{-3} кг/(м²с). Расчетные значения произведения плотности набегающего потока на его скорость (ρU) на оси симметрии струи перед моделью, до скачка уплотнения, составляют 1.47, 1.113 и 0.843 кг/(м²с) для сопел с диаметрами выходных сечений $D_s = 30, 40$ и 50 мм соответственно. Это позволяет при численном моделировании пренебречь влиянием вдува продуктов разрушения с поверхности на обтекание модели и тепловой поток.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование неравновесных течений плазмы азота в разрядном канале ВЧ-плазмотрона с индукционным нагревом газов и в истекающих недорасширенных струях диссоциированного и частично ионизованного азота проводилось для условий работы установки ВГУ-4. Применялась технология, основанная на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье–Стокса [21] и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ [22].

Система нестационарных уравнений Навье–Стокса в квазитрехмерном приближении решалась численно на структурированной криволинейной сетке методом конечного объема. Система конечно-разностных уравнений состояла из численных аналогов уравнений сохранения для четырехугольных ячеек, покрывающих расчетную область, и разностных аппроксимаций граничных условий. Методом конечного объема определялось приближенное решение – значения физических переменных Z_{ij} (давления, температуры, вектора скорости, концентраций компонентов) в центре каждой ячейки (x_{ij}, y_{ij}) и в центре каждой стороны ячейки (x_{wi}, y_{wi}) , примыкающей к твердой стенке. Невязкие численные потоки F_G^{inv} через стороны ячейки вычислялись по результату решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва $Z_G = Ri(Z_G^L, Z_G^R)$ [23], где Ri – оператор решения задачи Римана. Граничные значения $Z_G^{L,R}$ определялись по лимитированным одномерным экстраполяционным формулам вектора Z от центров ячеек к центрам сторон. Численные значения вязких потоков F_G^{vis} через стороны ячеек определялись по центральным и односторонним разностным формулам второго порядка точности.

Разностные уравнения решались с помощью двухслойной неявной итерационной схемы, основанной на неявной аппроксимации нестационарных уравнений Навье–Стокса. В конструкции неявного итерационного оператора использовалось расщепление Якобианов численных потоков с учетом знаков собственных значений. Приближенное обращение неявного оператора реализовывалось методом последовательной релаксации Гаусса–Зейделя в линиях с применением LU -разложения блочно-тридиагональных матриц при решении уравнений на каждой линии.

Использовались следующие граничные условия: во входном сечении разрядного канала задавались все необходимые параметры течения, с учетом закрутки потока. На оси канала использовались условия симметрии. Поскольку одновременно рассчитывалось течение и около цилиндрической модели, располагавшейся в барокамере ВЧ-плазмотрона, то в выходном сечении расчетной области ставились “неотражающие” граничные условия. На всех твердых поверхностях (стенка кварцевой трубки, торец входного участка разрядного канала, поверхности звукового сопла и цилиндрической модели) задавались нулевые значения компонент скорости и определенные значения температуры. Для охлаждаемой поверхности медной державки вероятность рекомбинации атомов N принималась равной 0.1.

Стенка разрядного канала полагалась некаталитической. Полная постановка задачи приведена в [24, 25].

Индуктор в расчете заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками. Расчет высокочастотного вихревого электрического поля проведен на основе локально одномерного приближения. Использовались следующие предположения: электромагнитное поле считалось монохроматическим с заданной частотой, определяемой высокочастотным током в индукторе (частота тока в индукторе 1.76 МГц); 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; изменение электрического поля в осевом направлении пренебрежимо мало по сравнению с его изменением в радиальном направлении. При совместном расчете течения плазмы азота и электромагнитного поля в разрядном канале плазмотрона в качестве определяющего параметра задавалась также мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Значение N_{pl} , в свою очередь, определялось с помощью калориметрических измерений выносимой мощности из разрядного канала плазмотрона: $N_{pl} = N_{ap} \times Eff(N_{ap})$. Полная постановка электромагнитной части задачи приведена в [26].

В данной работе многокомпонентная частично ионизованная плазма азота рассматривалась как смесь идеальных газов, в которой могут протекать химические реакции и реакции иониза-

ции. Вращения и колебания молекул описывались моделью “жесткий ротатор – гармонический осциллятор” с больцмановским распределением по энергетическим уровням. Предполагалось, что все компоненты находятся в основном электронном состоянии, а вращательная и колебательная температуры молекул и температура электронов равны поступательной температуре. В расчетах учитывались 5 нейтральных и ионизованных компонентов смеси азота: N , N_2 , N^+ , N_2^+ и e^- . Термодинамические и термохимические данные для рассматриваемых компонентов брались из [22]. Числовые значения констант химических реакций, протекающих в высокотемпературной смеси N , N_2 , N^+ , N_2^+ и e^- , заимствованы из [27–30].

Транспортная модель необходима для вычисления вязких потоков массы компонентов, импульса и энергии в многокомпонентном газе. Молярные диффузионные потоки определялись из соотношений Стефана–Максвелла для частично ионизованной смеси газа [31] с использованием условий квазинейтральности смеси и отсутствия тока проводимости. Термодиффузией пренебрегалось. Для вычисления коэффициентов вязкости и теплопроводности газовой смеси использовались приближенные формулы Уилке–Васильевой [32]. Проводимость плазмы определялась в пренебрежении скоростью диффузии тяжелых частиц по сравнению с электронами [25].

Бинарные коэффициенты диффузии вычислялись по двухпараметрической интерполяционной формуле [33] через сечения упругих столкновений диффузионного типа нейтральных атомов и молекул между собой и с ионами. Эта формула построена на основе значений сечений при низкой ($T_1 = 300$ К) и высокой ($T_2 = 20000$ К) температурах. Взаимодействие заряженных частиц описывается в приближении парных столкновений с использованием экранированного кулоновского потенциала. Для расчета интегралов столкновений этого типа используются аппроксимационные зависимости, приведенные в [34]. Числа Шмидта для всех компонентов, необходимые при расчете коэффициентов вязкости и теплопроводности, вычислялись в предположении, что отношение значений всех сечений столкновений “вязкостного” типа к соответствующим сечениям “диффузионного” типа равно 1.1.

В настоящих расчетах химически неравновесных течений для диссоциированного и частично ионизованного азота предполагалось, что каталитическая рекомбинация атомов азота на поверхности образца графита (S) описывается простой реакцией первого порядка: $N + N + S \rightarrow N_2 + S$, массовый диффузионный поток атомов к поверхности графита имеет вид:

$$J_N = -\rho K_{wN} C_N \quad (2)$$

где ρ – плотность газа, C_N – массовая концентрация атомов N. Константа скорости рекомбинации K_{wN} выражается через эффективный коэффициент рекомбинации γ_{wN} :

$$K_{wN} = \frac{2\gamma_{wN}}{2 - \gamma_{wN}} \left(\frac{R_A T_w}{2\pi m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 4 представлено качественное сравнение экспериментальной и расчетной картин обтекания недорасширенной струей азотной плазмы цилиндрической модели диаметром 30 мм со скругленной кромкой и плоским притуплением носовой части, расположенной на расстоянии $Z = 30$ мм от среза звукового сопла с диаметром выходного сечения 40 мм. В правой и левой части рисунка приведены фотография картины обтекания, полученная в процессе эксперимента, и расчетные температурные контуры поля течения.

На рис. 5 представлены рассчитанные плотности тепловых потоков в точке торможения в зависимости от величины γ_{wN} для трех значений выходных диаметров звуковых сопел. Здесь же даны измеренные значения тепловых потоков для тех же режимов.

В табл. 1 приведены экспериментальные значения тепловых потоков, температуры поверхности образца графита и расчетные значения давления торможения для трех рассмотренных режимов обтекания.

Из сравнений величин плотностей тепловых потоков, полученных в расчетах и экспериментах, можно заключить, что эффективная вероятность рекомбинации атомов азота на поверхности графита в рассмотренных диапазонах параметров фактически не зависит от размеров выходных диаметров сопел, от температуры поверхности, от давления торможения и равна $\gamma_{wN} = 0.1$. Это значение близко к данным [8] для пирографита, полученным в дозвуковых струях диссоци-

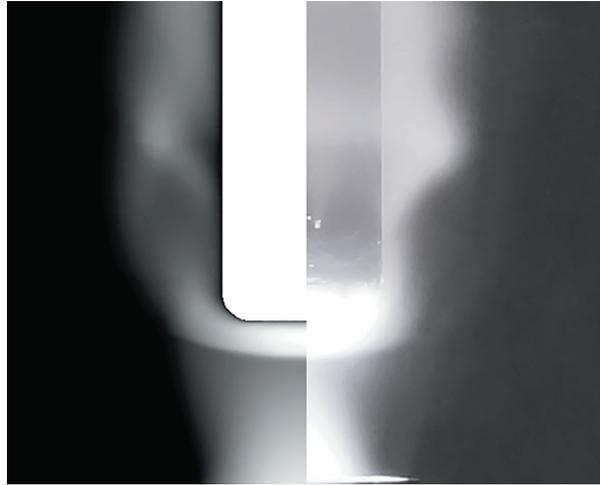


Рис. 4. Рассчитанная (слева) и экспериментальная (справа) картины течения около цилиндрической модели со скругленной кромкой и плоским притуплением носовой части: $G = 3.6$ г/с, $N_{ap} = 64$ кВт, $p_\infty = 8.5$ гПа, $D_s = 40$ мм, $Z = 30$ мм, $d_m = 30$ мм.

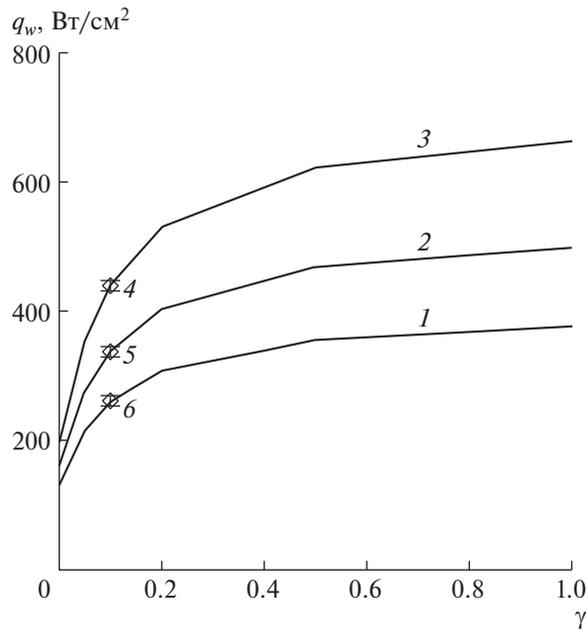


Рис. 5. Рассчитанные зависимости плотностей тепловых потоков в критической точке цилиндрической модели с графитовым датчиком от эффективного коэффициента каталитической рекомбинации атомов азота для трех выходных диаметров сопел: 1, 2, 3 – $D_s = 30, 40$ и 50 мм; маркерами 4, 5, 6 на кривых отмечены соответствующие D_s экспериментальные данные; вертикальными отрезками показаны погрешности измерений.

ированного азота при $T_w = 2050\text{--}2200$ К и давлении 0.1 атм. При этом в условиях обтекания дозвуковой струей диссоциированного азота пирографит проявил себя как высококatalитичный материал, а графит в сверхзвуковом потоке диссоциированного азота – как средnekatalитичный материал.

Дополнительный вклад в тепловой поток к поверхности образца графита может вносить реакция гетерогенного нитрирования углерода [35, 36]. Однако в рассмотренных условиях теплообмена в потоках диссоциированного азота при температурах поверхности 2273–2500 К вклад нитрирования углерода в суммарный тепловой поток мал по сравнению с вкладом гетерогенной рекомбинацией атомарного азота. Следует иметь в виду, что с дальнейшим ростом температуры

Таблица 1

Диаметр выходного сечения сопла D_s , мм	Измеренная плотность теплового потока q_{exp} , Вт/см ²	Температура поверхности образца, К	Осредненное давление по поверхности графитового образца, атм
30	439	2500	0.047
40	337	2300	0.036
50	261	2273	0.028

поверхности выше 2700 К влияние нитрирования углерода на суммарный тепловой поток будет увеличиваться [37].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное и численное исследование течений и теплообмена в недорасширенных струях диссоциированного азота для условий, реализованных на 100-киловаттном ВЧ-плазматроне ВГУ-4 при использовании ряда звуковых сопел, устанавливаемых на выходе из разрядного канала. Выявлена сложная газодинамическая структура осесимметричного обтекания специально сконструированной цилиндрической державки с графитовым образцом в носовой части. В целом экспериментальные данные по тепловым потокам к поверхности графита в точке торможения с точностью 5% согласуются с расчетными параметрами для эффективного коэффициента гетерогенной рекомбинации атомов азота $\gamma_{wN} = 0.1$. В сверхзвуковых потоках диссоциированного азота, в отличие от дозвуковых течений [8], графит нужно рассматривать как среднекаталитичный материал.

Работа выполнена по темам государственных заданий (№ госрегистрации АААА-А16-116021110205-0 и АААА-А20-120011690135-5) при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-01-00056. ВЧ-плазматрон ВГУ-4 входит в состав уникальной научной установки РФ “Высокочастотные индукционные плазматроны ВГУ-3 и ВГУ-4” (<http://www.ckp-rf.ru//usu/441568>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hays G.N., Tracy C.J., Oskam H.J. Surface Catalytic Efficiency of a Sputtered Molybdenum Layer on Quartz and Pyrex of the Recombination of Nitrogen Atoms // J. Chem. Phys. 1974. V. 60. № 5. P. 2027–2034.
2. Halpern B., Rosner D.B. Chemical Energy Accommodation at Catalytic Surfaces. Flow Reactor Studies of the Association of Nitrogen Atoms at Metals at High Temperatures // J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1978. V. 74. № 8. P. 1883–1912.
3. Жестков Б.Е., Книвель А.Я. Взаимодействие диссоциированного потока азота с металлическими поверхностями // Ученые записки ЦАГИ. 1979. Т. X. № 6. С. 37–50.
4. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Влияние каталитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 166–172.
5. Kolodziej P., Stewart D.A. Nitrogen Recombination on High-Temperature Reusable Surface Insulation and the Analysis of its Effects on Surface Catalysis. AIAA Paper 87-1637, 1987.
6. Александров Е.Н., Андропова Ю.И., Жестков Б.Е., Козлов С.Н., Литвин А.С. Определение скоростей гетерогенной рекомбинации атомов азота на металлах и кварце / Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации. М.: Наука, 1987. С. 132–140.
7. Залогин Г.Н., Итин П.Г., Лунев В.В., Перов С.Л. О сублимации платины при каталитической гетерогенной рекомбинации атомов азота на ее поверхности // Письма в журнал технической физики. 1988. Т. 14. № 22. С. 2077–2081.
8. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния на тепловой поток газофазных реакций // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 3. С. 521–529.
9. Беркут В.Д., Дорошенко В.М., Ковтун В.В., Кудрявцев Н.Н. Неравновесные физико-химические процессы в гиперзвуковой аэродинамике. М.: Энергоатомиздат, 1994. 400 с.
10. Ковалев В.Л. Гетерогенные каталитические процессы при входе в атмосферу. М.: МГУ, 1999. 126 с.
11. Ковалев В.Л., Колесников А.Ф. Экспериментальное и теоретическое моделирование гетерогенного катализа в аэротермохимии (обзор). // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 5. С. 3–31.

12. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Индукционные плазмотроны серии ВГУ / Актуальные проблемы механики. Физико-химическая механика жидкостей и газов. М.: Наука, 2010. С. 151–177.
13. Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I. An Induction Plasma Application to “Buran’s” Heat Protection Tiles Ground Tests // SAMPE Journal. 1992. V. 28 (3). P. 29–33.
14. Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. Методика и результаты экспериментального определения каталитической активности материалов при высоких температурах // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 178–189.
15. Жестков Б.Е. Исследование термохимической устойчивости теплозащитных материалов // Ученые записки ЦАГИ. 2014. Т. XLV. № 5. С. 62–77.
16. Chazot O., Krassilchikoff H.V., Thomel J. TPS Ground Testing in Plasma Wind Tunnel for Catalytic Properties Determination. 46th AIAA Aerospace Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2008–1252, Jan. 2008.
17. Massuti-Ballester B., Pidan S., Herdrich G., Fertig M. Recent catalysis measurements at IRS // Advances in Space Research. 2015. V. 56. Is. 4. P. 742–771.
18. Touloukian Y.S., DeWitt D.P. Thermal radiative properties: Nonmetallic solids. 1972. P. 5–59.
19. Шейндлин А.Е. Излучательные свойства твердых материалов: справочник. М.: Энергия, 1974. С. 338–359.
20. DeWitt D.P., Nutter G.D. Theory and practice of radiation thermometry. John Wiley & Sons, 1988.
21. Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP technique of high temperature gas flows numerical simulations // Proc. 5th Europ. Symp. on Aerothermodyn. Space Vehicles. Cologne, Germany, 2004. SP 563. Noordwijk: ESTEC, 2004. P. 323–328.
22. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Ред. В.П. Глушко. М.: Наука, 1978. Т. 1. Кн. 1. 495 с; Т. 1. Кн. 2. 327 с.
23. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
24. 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. 2002. № 5. С. 156–168.
25. Сахаров В.И. Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 6. С. 157–168.
26. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 164–173.
27. Ибрагимова Л.Б., Смахов Г.Д., Шаталов О.П. Константы скорости диссоциации двухатомных молекул в термически равновесных условиях // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 1. С. 181–186.
28. Лосев С.А., Макаров В.Н., Погосбемян М.Ю. Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 169–182.
29. Park C. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions, Earth Entries // J. Thermophys. and Heat Transfer. 1993. V. 7. № 3. P. 385–398.
30. Losev S.A., Makarov V.N., Pogosbekyan M.Ju., Shatalov O.P., Nikol'sky V.S. Thermochemical nonequilibrium kinetic models in strong shock waves on air // AIAA Paper, 1990. № 1994. 13 p.
31. Гиришфелдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
32. Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K. The Properties of Gases and Liquids. N.Y.: McGraw-Hill, 1977. 688 p.
33. Afonina N.E., Gromov V.G. Thermochemical nonequilibrium computations for a MARS express probe // Proc. 3rd Europ. Symp. Aerothermodynam. Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherland, 1998. P. 179–186.
34. Гордеев О.А., Калинин А.П., Комов А.Л., Люстерник В.Е., Самуйлов Е.В., Соколова И.А., Фокин Л.Р. Потенциалы взаимодействия, упругие сечения, интегралы столкновений компонентов воздуха для температур до 20000 К. Обзоры по теплофизическим свойствам веществ / ТФЦ. Москва, ИВТАН. 1985. № 5 (55). 100 с.
35. Alba C., Greendyke R.B., Marschall J. Influence of carbon nitridation in a nonequilibrium finite-rate ablation model // 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2015. P. 1453.
36. Helber B., Turchi A., Magin T.E. Determination of active nitridation reaction efficiency of graphite in inductively coupled plasma flows // Carbon. 2017. V. 125. P. 582–594.
37. Гордеев А.Н., Залогин Г.Н., Колесников А.Ф. Экспериментальное исследование уноса массы углеродных материалов в потоке чистого диссоциированного азота // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-007.pdf.