

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЯХ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ: ЭКСПЕРИМЕНТ НА ВЧ-ПЛАЗМОТРОНЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

А.Ф. Колесников¹, А.Н. Гордеев¹, В.И. Сахаров²

¹ *Институт проблем механики Российской академии наук, Москва,
119526, проспект Вернадского 101-1*

² *Институт механики МГУ, 119192, Москва, Мичуринский проспект, 1*

Аннотация

Представлены результаты экспериментального и численного исследования течения и теплообмена в недорасширенных струях воздушной плазмы в широкой области определяющих параметров. Эксперименты выполнены на 100-киловаттном индукционном ВЧ-плазматроне, имеющим разрядный канал диаметром 80 мм, с использованием звуковых сопел с диаметром выходного сечения 30 и 40 мм. Исследовано стационарное осесимметричное обтекание и теплообмен в критической точке цилиндрической водоохлаждаемой модели с плоским торцевым затуплением диаметром 20 мм. Получены цифровые фотографии обтекания для различного расположения модели в недорасширенных струях воздушной плазмы. Измерены тепловые потоки к охлаждаемой медной поверхности и давление торможения в критической точке модели вдоль оси струи для различных значений расхода воздуха в разрядном канале плазматрона, энерговклада в разряд, диаметра выходного сечения сопла и давления в барокамере. Для условий экспериментов проведены численные расчеты течений 11-компонентной химически реагирующей частично ионизованной воздушной смеси в разрядном канале плазматрона и в недорасширенных струях, обтекающих цилиндрическую модель. Технология расчетов 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. Использованы однетемпературная ($T = T_V = T_e$) химически неравновесная модель и трехтемпературная ($T \neq T_V \neq T_e$) химически и термически неравновесная модель. Проведены детальное сравнение и анализ экспериментальных и расчетных данных по картинам обтекания цилиндрической модели с плоским торцевым затуплением, распределениям тепловых потоков и давления торможения в критической точке модели вдоль оси недорасширенных струй. Хорошее соответствие экспериментальных данных и численных результатов имеет место в первой сверхзвуковой «бочке» для обоих расчетных термодинамических моделей. Некоторое влияние термодинамической неравновесности на тепловые потоки и давление торможения обнаружены в расчетах вниз по потоку за первой «бочкой». Здесь лучшее согласие с экспериментом дает трехтемпературная модель.

FLOW FIELD AND HEAT TRANSFER IN SUPERSONIC AIR PLASMA JETS: EXPERIMENT ON RF-PLASMATRON AND CFD MODELING

The results of experimental and numerical study of the flow field and heat transfer in under-expanded air plasma jets in the wide domain of the characteristic parameters are presented. The experiments have been performed by the 100-kW RF-plasmatron equipped with a 80-mm diameter plasma torch and the sonic nozzles with the exit sections of 30 and 40 mm diameter. The digital photographs of the flow patterns for different location of the 20-mm diameter cylindrical water-cooled model with a flat nose in under-expanded air plasma jets are done. The stagnation point heat flux to a cold copper surface and stagnation pressure along jet axis are measured for different values of the air mass flow rate through the plasma torch, energy input in plasma, diameter of the sonic nozzle exit and ground pressure in the test chamber. For the RF-plasmatron test conditions the numerical computations of the flow field of 11-species chemically reacting partially ionized air mixture in the plasma torch and under-expanded jets over the cylindrical test model. Numerical technique is based on the complex of the computer codes for the numerical solution of the Navier-Stokes equations for the azimuthally swirling flow and special code-generators which interact with the data bases for the thermodynamic and transport properties of the specific gas components. The one-temperature ($T = T_V = T_e$) chemically nonequilibrium model and three-temperature ($T \neq T_V \neq T_e$) chemically and thermally nonequilibrium models have been used. Detailed comparison and an analysis of the experimental data and numerical results for the flow patterns around the cylindrical model with a flat nose, distributions of the stagnation point heat flux and pressure along the air jet axis are carried out. In the first supersonic “barrel” the data of the stagnation point heat flux to cold copper surface and stagnation pressure are found to be in good agreement with the numerical results obtained using both thermally equilibrium and nonequilibrium thermochemical models. Some thermally nonequilibrium effects are observed in the numerical results for the flow field down stream of the first “barrel. In this part of the flow the three-temperature model appears to be in better agreement with the experimental data than the one-temperature model.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка перспективных аэрокосмических аппаратов (например «Клипер», Pre-X, EXPERT) выдвигает новые требования к наземным испытаниям и разработке новых теплозащитных материалов по полноте и

качеству моделирования условий входа в атмосферу. Наиболее полно этим жестким требованиям отвечают газодинамические установки с высокочастотным индукционным нагревом газа. Среди существующих установок уникальными возможностями по созданию химически чистых высокоэнтальпийных потоков раз-

личных газов со стабильными характеристиками в диапазоне энтальпии 5 – 40 МДж/кг и давления торможения 0.01 – 1 атм обладает 100-киловаттный ВЧ-плазмотрон ВГУ-4 (ИПМех РАН) [1].

Установка ВГУ-4 может функционировать непрерывно в дозвуковом и сверхзвуковом режимах истечения плазмы из разрядного канала [1]. В дозвуковом режиме осуществляется моделирование неравновесного пограничного слоя и теплообмена при условии $R_m/R_w \ll 1$ [2]. Для этого режима разработаны технические подходы к испытаниям теплозащитных материалов на термохимическую стойкость [3] и разработан метод определения каталитической активности поверхности материалов по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов O и N в диссоциированном воздухе [4], атомов O и молекул CO в диссоциированном углекислом газе [5].

Сверхзвуковой режим работы плазмотрона, технически более сложный для реализации, требуется для моделирования теплообмена при условии $R_m/R_w \sim 1$ [2] и получения больших тепловых потоков $\sim 10^3$ Вт/см². Структура сверхзвуковых течений химически активной воздушной плазмы с взаимодействием скачков уплотнения очень сложна и гидродинамические и теплофизические характеристики таких течений могут быть получены только в сочетании экспериментальной диагностики с численным моделированием [6].

Недорасширенные течения воздушной плазмы также представляют собой сложный и интересный объект для валидации теоретических моделей многокомпонентной термически и химически неравновесной плазмы и компьютерных кодов. В данной работе вместе с экспериментальными данными по теплообмену представлены возможности и результаты численного моделирования течения плазмы в плазмотроне ВГУ-4 в целом, включая разрядный канал, недорасширенную струю и ударный слой около модели. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными по картинам обтекания цилиндрической модели с передним торцевым затуплением и охлаждаемой медной поверхностью ($T_w = 300$ К), тепловым потокам и давлению в точке торможения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ НА ПЛАЗМОТРОНЕ ВГУ-4

Технические характеристики плазмотрона ВГУ-4 приведены в таблице 1. Установка может работать на воздухе, азоте, кислороде, углекислом газе и других газах. В сверхзвуковом режиме плазма истекает через водоохлаждаемое звуковое сопло, присоединенное к разрядному каналу из кварцевого стекла. Используются сопла с выходным сечением диаметром 50, 40, 30, 24 и 16 мм.

Таблица 1. Параметры плазмотрона ВГУ-4

Параметр	ВГУ-4
Год ввода в эксплуатацию	1988
Мощность генератора, кВт	12÷72
Частота, МГц	1.76
Давление в барокамере, гПа	6÷1000
Расход воздуха, г/с	2÷6
Длина разрядного канала, мм	400
Диаметр разрядного канала, мм	80

Недорасширенная струя формируется за счет откачки воздуха из барокамеры вакуумными насосами. Геометрия струи определяется диаметром выходного сечения звукового сопла, давлением в барокамере, массовым расходом воздуха через разрядный канал и энерговкаладом в разряд. Течение характеризуется сильной неравномерностью параметров вдоль и поперек струи.

В настоящих экспериментах использовались звуковые сопла с диаметром выходного сечения $D_s = 30$ и 40 мм с углом полураствора 30 и 24°. Мощность, вложенная в плазму, составляла 29 и 41 кВт. Воздух с постоянным массовым расходом $G = 2.4$ и 4.8 г/с подавался в разрядный канал через кольцевую щель с закруткой 45° по отношению к оси канала. После нагрева потока воздуха в высокочастотном электрическом поле в зоне энерговыведения, недорасширенная воздушная струя вытекала через звуковое сопло в барокамеру. В четырех режимах истечения воздушной плазмы давление в барокамере $P_\infty = 6.3, 8.3, 10.3$ и 12.0 гПа.

Диагностика недорасширенных струй воздушной плазмы включала цифровую фотосъемку картин течения и измерения усредненных интегральных характеристик течения – тепловых потоков и давления торможения в критической точке модели. Использовалась водоохлаждаемая модель цилиндрической формы с плоской носовой частью диаметром 20 мм.

Тепловые потоки измерялись стационарным проточным калориметром, изготовленным из меди, по расходу воды и разности температур на входе и выходе из калориметра. Полированная тепло-воспринимающая поверхность калориметра имела диаметр 11.8 мм. Точность измерения теплового потока при температуре поверхности $T_w = 300$ К составляет $\pm 5\%$. Давление торможения измерялось датчиком ИКД6ТДа-30 с погрешностью $\pm 1\%$.

3. ТЕХНОЛОГИЯ РАСЧЕТА И ТЕРМОХИМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Технология расчета течений многокомпонентной химически реагирующей воздушной смеси в разрядном канале плазмотрона и в недорасширенных струях, обтекающих цилиндрическую модель, 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 [7]. Расчет напряженности электрического поля в разрядном канале плазмотрона проводится в упрощенной квазиодномерной постановке и сводится к решению уравнения для усредненной по времени амплитуды тангенциальной составляющей напряженности высокочастотного электрического поля [8].

В численном расчете в число задаваемых параметров входят расход воздуха в разрядном канале G , мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, диаметр выходного сечения звукового сопла D_s , давление P_∞ и температура T_∞ воздуха в барокамере. Значение N_{pl} задавалось по измеренной в эксперименте мощности генератора по анодному питанию N_{ap} , умноженной на к.п.д. плазмотрона [1]. При совместном расчете течения воздушной плазмы и электромагнитного поля в

разрядном канале соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения.

В расчетах использовались две термодинамические модели воздушной смеси: однетемпературная химически неравновесная модель и трехтемпературная химически и термически неравновесная модель. В последней модели колебательные степени свободы молекул O_2 и N_2 объединены в группу с общей колебательной температурой T_V , отличной от поступательной температуры T (по предположению колебания остальных молекул смеси находятся в равновесии с поступательными степенями свободы), а для расчета температуры электронов T_e использовалось уравнение баланса энергии электронного газа [9,10]. Учитывались 11 нейтральных и ионизованных компонентов воздушной смеси: O , N , O_2 , NO , N_2 , O^+ , N^+ , NO^+ , O_2^+ , N_2^+ и e^- . Химическая модель воздушной смеси – ее термодинамические, переносные свойства и константы скоростей химических процессов – приведены в [10].

Тепловые потоки в окрестности точки торможения водоохлаждаемой модели ($T_w = 300$ К) рассчитывались для поверхности с конечной каталитичностью при значениях вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода $\gamma_N = \gamma_O = 0.1$, соответствующих рекомбинации O и N на меди по данным [11]. По отношению к другим компонентам стенки предполагалась некаталитическая.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для всех рассчитанных режимов в разрядном канале формируется сложное течение, содержащее две вложенные друг в друга зоны возвратно-циркуляционных течений. Форма и размеры этих зон, примыкающих к торцевой стенке канала, через которую подается рабочий газ, зависят, в частности, от диаметра выходного сечения сопла, расхода воздуха и энерговклада в плазму.

На рис. 1 представлено сравнение полей поступательной и электронной температур в разрядном канале, полученных в расчетах в рамках термически неравновесной модели для параметров $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_\infty = 6.3$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм. Наиболее характерной особенностью течения является сильный отрыв поступательной и электронной температур в зоне энерговыведения: первая не превышает 10000 К, а вторая почти достигает 30000 К.

Максимальные значения поступательной температуры T для однетемпературной, приведенной в [9,10], и трехтемпературной моделей близки, их различие не превышает 500 К в области энерговыведения. Наблюдается некоторое различие (~ 2500 К) между максимальными значениями колебательной температуры T_V и температурой электронов T_e в этой же зоне для трехтемпературной модели. Близость значений электронной и колебательной температур говорит в пользу равновесия между колебательными степенями свободы молекул и электронным газом.

Сравнение полей поступательной и электронной температур при больших значениях расхода воздуха и энерговклада в плазму представлено на рис.2 для $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_\infty = 12$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм. При этих условиях реализуется течение с большим значением давления в разрядном канале. Максимальные значения поступательной и электрон-

ной температур сближаются, но поля температур в зоне энерговыведения различаются качественно по своей структуре.

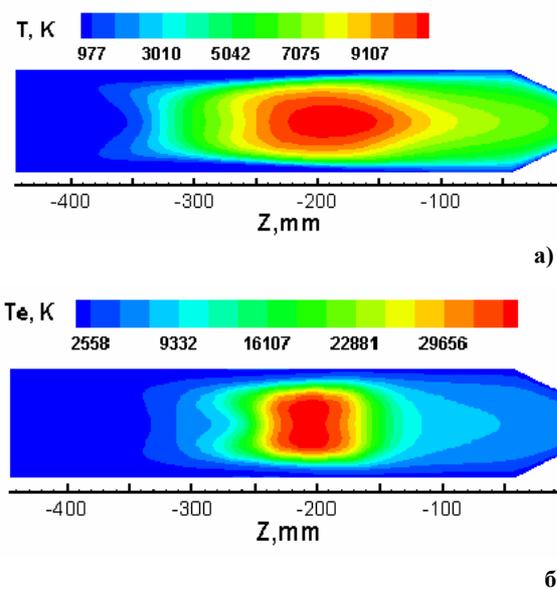


Рис. 1. Расчетные поля поступательной и электронной температур в разрядном канале плазмотрона. Модель термически неравновесной плазмы: $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_\infty = 6.3$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм

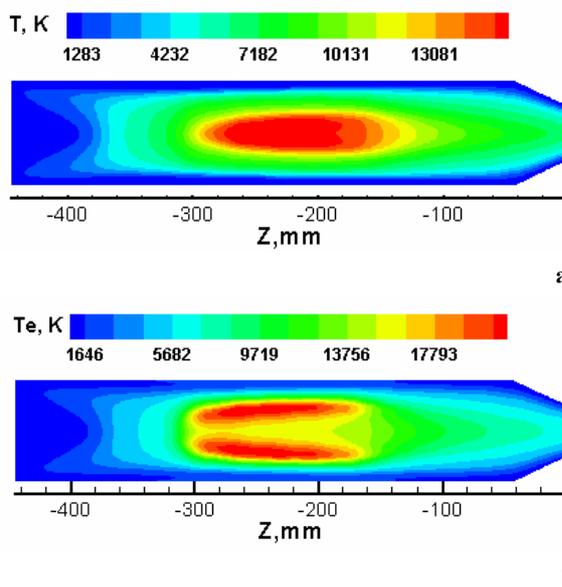


Рис. 2. Расчетные поля поступательной и электронной температур в разрядном канале плазмотрона. Модель термически неравновесной плазмы: $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_\infty = 12$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм

Сравнивая решения для термически равновесной (приведенные в [9,10]) и неравновесной моделей, можно наблюдать значительное увеличение (на ~ 2000 К) максимального значения поступательной температуры в зоне энерговыведения для многотемпературной модели. При этом значительно уменьшаются максимальные значения колебательной и электронной температур в зоне энерговыведения, оставаясь близкими друг к другу. Изменяются также размеры и форма зон наиболее интенсивного энерговыведения и энергообмена между электронами, колебательными и поступательными степенями свободы.

На рис. 3–5 для трех режимов представлены качественные сравнения экспериментальных и рассчитанных картин обтекания недорасширенными струями воздушной плазмы цилиндрических моделей с передним торцевым затуплением, расположенных на различных расстояниях Z_m от звукового сопла. На правой части рисунков даны экспериментальные цифровые фотографии картин обтекания, на левой – температурные контуры полей течений, полученные расчетным путем.

На рис. 3 видно хорошее соответствие не только размеров ударно нагретых слоев газа около переднего затупления, но и сложных картин течения около боковой поверхности, полученных в эксперименте и в расчете. Течение для этого экспериментального режима и местоположения модели в струе является безотрывным в области перед затуплением. Обтекание модели, представленное на рис. 4, происходит также в безотрывном режиме с образованием перед телом конического скачка уплотнения, хорошо видимым на фотографии и на рассчитанном температурном контуре. Такая особенность в картине течения является следствием регулярного взаимодействия боковых скачков первой сверхзвуковой «бочки».

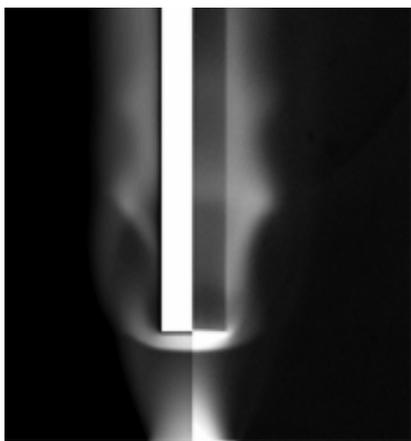


Рис.3. Рассчитанная (слева) и экспериментальная (справа) картины течения около цилиндрической модели: $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_\infty = 8.3$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 30$ мм, $Z_m = 30$ мм

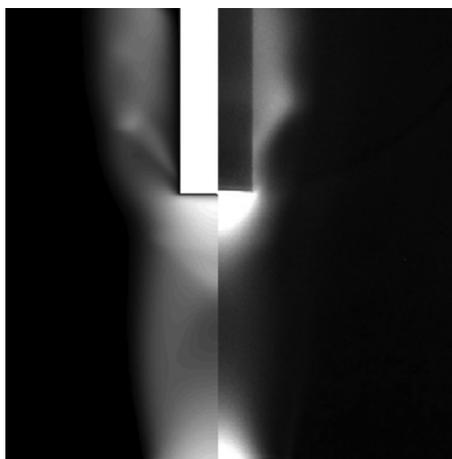


Рис.4. Рассчитанная (слева) и экспериментальная (справа) картины течения около цилиндрической модели: $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $P_\infty = 10.3$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм, $Z_m = 70$ мм

Течение, представленное на рис. 5, происходит с отрывом потока около переднего торцевого затупления, наличие которого подтверждается рассчитанной картиной линии тока. Следствием такого характера течения являются наблюдаемые, как в расчете, так и в эксперименте, светлые протяженные области цилиндрической формы около торцевого затупления.

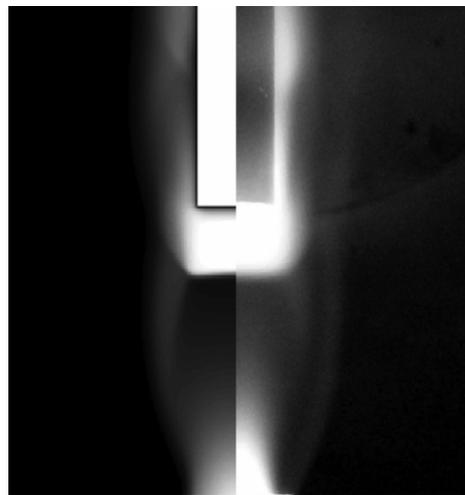


Рис. 5. Рассчитанная (слева) и экспериментальная (справа) картины течения около цилиндрической модели: $G = 4.8$ г/с, $N_{pl} = 41$ кВт, $P_\infty = 12$ гПа, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 30$ мм, $Z_m = 70$ мм

На рис.6 представлено сравнение рассчитанных тепловых потоков для двух термодимических моделей 11-компонентного воздуха и экспериментальных данных измерений теплового потока к холодной медной поверхности в окрестности точки торможения цилиндрической модели радиуса $R_m = 10$ мм вдоль оси струи для $G = 2.4$ г/с, $N_{pl} = 29$ кВт, $T_\infty = 293$ К, $D_s = 40$ мм и трех значений давления в барокамере $P_\infty = 6.3, 8.3$ и 10.3 гПа, т.е. при различной степени нерасчетности струи. Это различие влияет на расположение и протяженность зон сверх- и дозвукового течения в струе, и как следствие, сказывается на распределениях вдоль оси струи тепловых потоков и давления в точке торможения модели.

Распределения тепловых потоков вдоль оси струи имеют немонотонный характер, как и в [6]. Тепловой поток убывает по мере перемещения модели вдоль оси струи от среза сопла в пределах первой сверхзвуковой зоны течения и растет при дальнейшем перемещении ее в дозвуковой зоне за границей взаимодействия боковых скачков. Во второй сверхзвуковой зоне тепловые потоки вновь уменьшаются. Сравнение показывает хорошее согласие результатов расчетов, полученных в рамках обеих термодимических моделей, с данными экспериментов для всех представленных вариантов параметров. Особенно хорошее соответствие данных эксперимента и расчета имеет место при расположении цилиндрической модели в пределах первой сверхзвуковой зоны течения.

На фиг.7 для третьего из представленных выше режимов даны сравнения экспериментальных и расчетных данных для давления в точке торможения модели.

Распределения давления торможения, как отмечено в [6,9,10] и также наблюдается в настоящих экспериментах и расчетах, хорошо коррелируют с изменением теплового потока к каталитической стенке по всей длине струи. Учет в расчетах термической неравновесности в большей степени влияет на тепловой поток, чем на давление торможения.

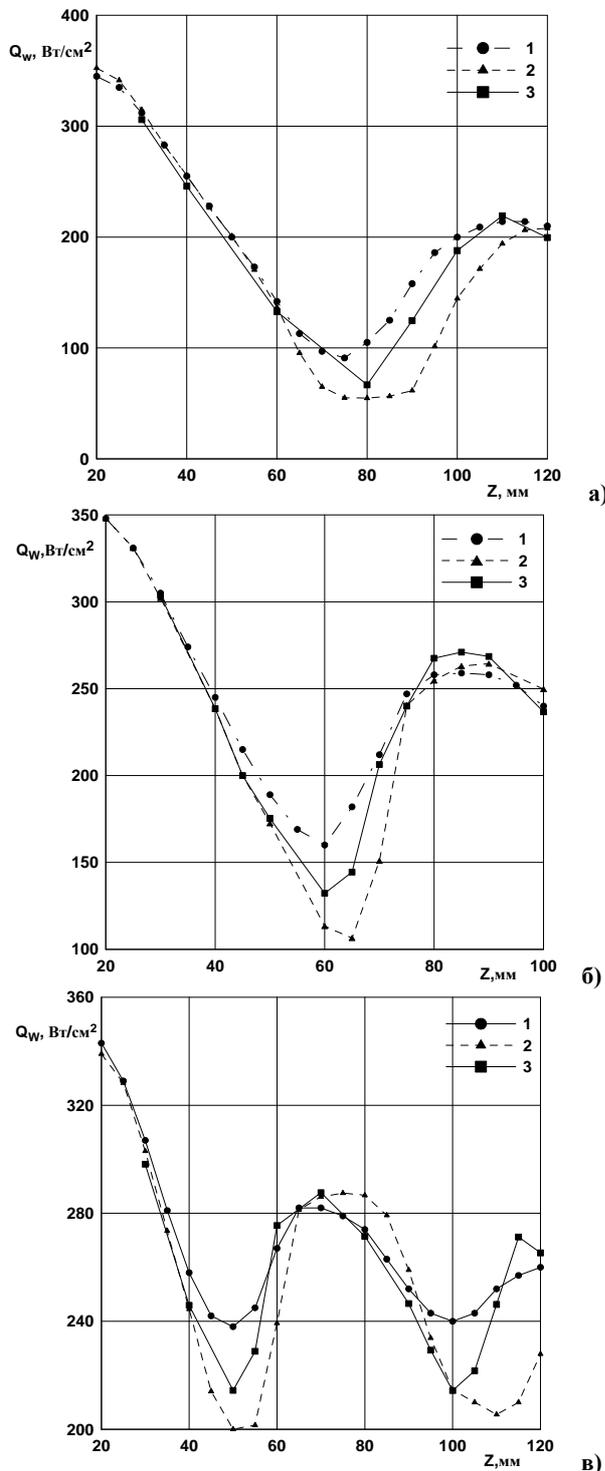


Рис.6. Распределения теплового потока в области точки торможения водоохлаждаемой модели с плоским торцом вдоль оси недорасширенной струи воздуха: $G = 2.4 \text{ г/с}$, $N_{pl} = 29 \text{ кВт}$, $T_\infty = 293 \text{ К}$, $D_s = 40 \text{ мм}$, $P_\infty = 6.3 \text{ гПа}$ (а), 8.3 гПа (б), 10.3 гПа (в). Точки 1 – эксперимент; кривые 2 и 3 – расчет по термически равновесной и неравновесной модели соответственно

Заметим, что в условиях сверхзвукового обтекания модели диссоциированным воздухом в широком диапазоне рассмотренных параметров поверхность меди при $T_w = 300 \text{ К}$ проявила себя как умеренно каталитическая, тогда как в дозвуковых потоках диссоциированного воздуха и азота медь выделялась среди других металлов, как высококаталитичный материал по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов N и O и использовалась на основании этого в качестве эталонного материала при численном восстановлении энтальпии потока [4]. Выбор высококаталитичного эталонного материала остается одним из проблемных вопросов при определении каталитических свойств высокотемпературных материалов в сверхзвуковых потоках диссоциированного воздуха.

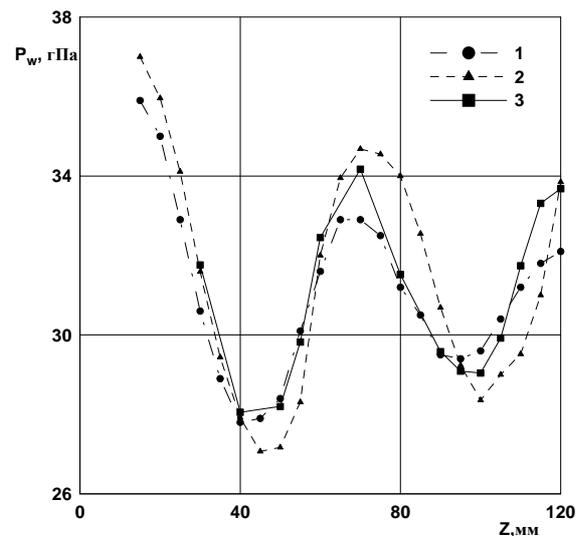


Рис.7. Распределения давления в области точки торможения модели с плоским торцом при $G = 2.4 \text{ г/с}$, $N_{pl} = 29 \text{ кВт}$, $T_\infty = 293 \text{ К}$, $D_s = 40 \text{ мм}$, $P_\infty = 10.3 \text{ гПа}$. Точки 1 – эксперимент; кривые 2 и 3 – расчет по термически равновесной и неравновесной модели соответственно

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах на 100-киловаттном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 для большого числа вариантов определяющих параметров измерены распределения тепловых потоков и давления торможения в критической точке цилиндрической водоохлаждаемой модели с плоским затуплением, обтекаемой недорасширенными струями диссоциированного воздуха.

В расчетах с использованием термически неравновесной модели 11-компонентного частично ионизованного воздуха обнаружен отрыв электронной и колебательной температур от поступательной в разрядном канале плазмотрона, особенно существенный при низких давлениях. При увеличении давления в разрядном канале это различие уменьшается. Вниз по потоку происходит релаксация, в результате которой температуры в конце разрядного канала выравниваются.

Для рассмотренных в работе двух термохимических моделей частично ионизованного воздуха не обнаружено существенных различий в течениях недорасширенных струй в пределах первой от среза сопла сверхзвуковой зоне. Здесь рассчитанные распределения тепловых потоков и давления в точке торможения цилиндрической модели с плоским торцом для терми-

чески равновесной и неравновесной моделей воздуха практически одинаковы и близки к экспериментальным данным. Влияние термической неравновесности на теплообмен с поверхностью и давление торможения становится более заметным, когда цилиндрическая модель сдвигается от первой «бочки» вниз по потоку вдоль оси струи. В этой области потока в целом результаты, полученные по термически неравновесной модели, лучше согласуются с экспериментальными данными, чем численные результаты, полученные для термически равновесных течений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 05-01-00844, программы Президиума РАН (проект П09) и гранта «Научные Школы» - НШ – 835.2006.1.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- G — расход воздуха в разрядном канале плазматрона, г/с;
 N_{ap} — мощность ВЧ-генератора по анодному питанию, кВт;
 N_{pl} — мощность, вложенная в плазму, кВт;
 P_{∞} — давление в барокамере, гПа;
 T_{∞} — температура воздуха в барокамере, К;
 T_w — температура поверхности модели, К;
 D_s — диаметр выходного сечения звукового сопла, мм;
 R_m — радиус модели, мм;
 R_w — радиус носового затупления тела;
 Z — расстояние от выходного сечения сопла до модели, мм;
 T — поступательная температура, К;
 T_V — колебательная температура, К;
 T_e — температура электронов, К;
 γ_O — коэффициент каталитической рекомбинации атомов O на поверхности;
 γ_N — коэффициент каталитической рекомбинации атомов N на поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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 // Proc. Int. Conf. on Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, Russia. Publishing House "Nonparel". 2004. Part I. pp. 106–111.
2. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнтальпийного потока к критической точке затупленного тела // МЖГ. № 1. 1993. С. 172–180.
3. Баронец П.Н., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Мысова В.М., Першин И.С., Прилепский В.Н., Рулёв Ю.К., Труханов А.С., Якушин М.И. Отработка теплозащитных материалов орбитального корабля «Буран» на индукционных плазматронах // В сб. "Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации", 1990, 1991. М.: Наука, 1991. С. 41–52.
4. Колесников А.Ф., Якушин М.И. Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов по тепловым потокам к поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Мат. моделирование. Т. 1. № 3. 1989. С. 44–60.
5. 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 // МЖГ. № 6. 1997. С. 144–157.
6. 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 плазматрона // МЖГ. № 5. 2002. С. 156–168.
7. Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP technique for High Temperature Gas Flows Simulations // Proc. 5th Europ. Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. Cologne, Germany. SP 563. 2005. pp. 323–328.
8. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазматрона // МЖГ. № 5. 2000. С. 164–173.
9. Сахаров В.И. Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазматрона // МЖГ. № 6. 2007. (в печати).
10. Сахаров В.И. Численное моделирование течений в индукционном плазматроне и теплообмена в недорасширенных струях воздуха для условий экспериментов на установке ВГУ-4 (ИПМех РАН) // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2007. Том 5. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2007-05-03-001.pdf>
11. Barbato M., Reggian S., Bruno C., Muylaert J. Model for Heterogeneous Catalysis on Metal Surfaces with Applications to Hypersonic Flows // J. Thermophysics and Heat Transfer. V. 14. No. 3. 2000. pp. 412–420.