

УДК 533.6.011.8

Посвящается памяти Михаила Ивановича Якушина

© 2002 г. Н.Е. АФОНИНА, С.А. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, В.Г. ГРОМОВ, А.Ф. КОЛЕСНИКОВ,
И.С. ПЕРШИН, В.И. САХАРОВ, **М.И. ЯКУШИН**

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ВОЗДУХА, ИСТЕКАЮЩИХ ИЗ ЗВУКОВОГО СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования газодинамической структуры недорасширенных струй диссоциированного воздуха и теплообмена в таких сильно неравновесных течениях для условий экспериментов, реализованных на 100-киловаттном безэлектродном плазмотроне ВГУ-4 (ИПМ РАН). Диагностика течений и теплообмена выполнена на основе измерений статического давления в форкамере, на срезе звукового сопла и стенке барокамеры, измерений давления торможения на оси струи трубкой Пито и тепловых потоков в критической точке водоохлаждаемых моделей, расположенных вдоль оси потока. Численное моделирование на основе полных уравнений Навье–Стокса включало расчеты: 1) течений равновесной воздушной плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4; 2) недорасширенных неравновесных струй диссоциированного воздуха, истекающих в затопленное пространство, и 3) осесимметричного обтекания цилиндрических моделей такими струями.

Ключевые слова: теплообмен, недорасширенные струи, плазмотрон, неравновесность.

Важная задача экспериментальной аэрофизики – определение каталитичности теплозащитных материалов в сверхзвуковых потоках диссоциированных газов. Это позволяет расширить как диапазон давлений, в котором можно исследовать роль гетерогенной рекомбинации атомов в теплообмене, так и область параметров моделирования теплообмена для условий гиперзвукового полета [1]. Индукционный плазмотрон ВГУ-4 мощностью 100 киловатт (ИПМ РАН) позволяет получать как дозвуковые, так и сверхзвуковые высокоэнтальпийные потоки воздуха и других газов в широком диапазоне энтальпии и давления торможения [2–4]. Применение звуковых сопел для получения сверхзвуковых потоков высокотемпературного газа можно рассматривать как экономичное и эффективное средство для решения ряда экспериментальных задач [5–7].

Для решения указанных и других вопросов современного аэрофизического эксперимента необходимо численное моделирование дозвуковых [4, 8, 9] и сверхзвуковых течений неравновесно реагирующих газов и теплообмена для конкретных условий экспериментов, в том числе реализуемых на установке ВГУ-4. Задача расчета недорасширенных сверхзвуковых струй вязкого газа сложна из-за сильной неравномерности течения в них, наличия в потоке разрывов и взаимодействующих скачков уплотнения. Имеющиеся в литературе численные результаты, полученные в рамках решения уравнений Навье–Стокса, ограничены данными о весьма сложной структуре и геометрии недорасширенных струй газов (см., например, [10]), при этом фактически отсутствуют систематические данные по неравновесной термохимии и теплообмену в таких течениях в случае диссоциированного воздуха.

Аккуратное численное моделирование на основе уравнений Навье–Стокса и многопараметрические расчеты теплопередачи к поверхности тела, обтекаемого

недорасширенной высокоэнтальпийной неравновесной струей многокомпонентного газа, стали возможны благодаря разработке новых численных методов и современных вычислительных технологий моделирования течений плазмы и вязкого высокотемпературного газа, разработанных в [11–13] и [14, 15]. Расчет дозвуковых течений равновесной плазмы воздуха и других газов в разрядном канале плазмотрона основан на совместном решении уравнений Навье–Стокса для азимутально закрученного потока и уравнения для осредненной по времени амплитуды электрического поля методом [16] с аккуратным вычислением коэффициентов переноса многокомпонентной плазмы в третьем приближении по полиномам Сонина [17, 18]. Технология расчета недорасширенной струи, истекающей из звукового сопла, основана на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье–Стокса и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ. Программы численного интегрирования двумерных уравнений Навье–Стокса разработаны для различных классов моделей газовой среды, наиболее полная из которых учитывает неравновесные процессы возбуждения колебательных и электронных степеней свободы частиц газа, химические реакции и ионизацию. В данной работе для расчета недорасширенной струи используется модель химически неравновесного диссоциированного 5-компонентного воздуха.

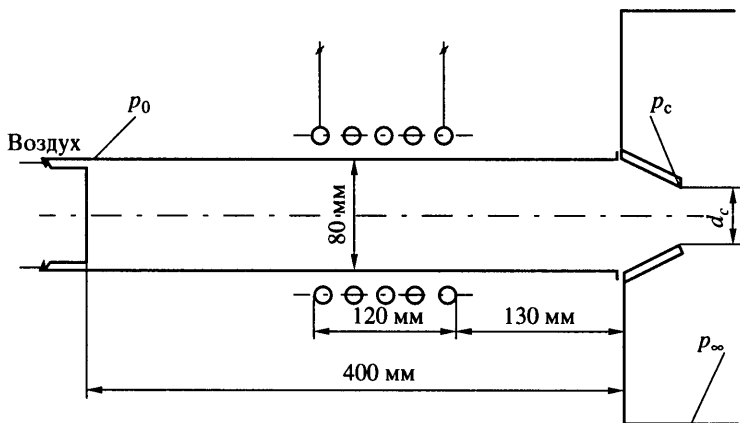
В целом, в работе проведено комплексное экспериментально-теоретическое исследование аэротермодинамики недорасширенных высокоэнтальпийных струй воздуха, получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных по давлению торможения и теплообмену в критической точке моделей с охлаждаемой медной поверхностью.

1. Установка, методика и результаты эксперимента. Экспериментальное исследование сверхзвуковых недорасширенных струй воздушной плазмы проводились на 100-киловаттной установке ВГУ-4 с индукционным нагревом газов в разрядном канале – кварцевой цилиндрической трубке длиной 40 см и диаметром 80 мм. Схема разрядного канала ВГУ-4 показана на фиг. 1. На верхнем интерфейсе разрядного канала устанавливались водоохлаждаемые конические звуковые сопла с различными диаметрами критического сечения $d_c = 16–50$ мм, высотой 40–50 мм, полууглом конусности 20–30°. Воздух с постоянным расходом подавался с противоположной стороны в разрядный канал через кольцевой канал нижнего интерфейса.

Степень нерасчетности струи $N = p_0/p_\infty$ менялась в интервале 3–25 за счет следующих факторов: 1) применение звуковых сопел с различными диаметрами критического сечения d_c ; 2) возможность вакуумной системы обеспечивать диапазоны статического давления в форкамере разрядного канала $p_0 = 30–275$ гПа и в затопленном пространстве на стенке испытательной камеры $p_\infty = 5–20$ гПа при постоянных расходах воздуха $G = 2.4$ и 2.8 г/с; и 3) регулирование мощности по анодному питанию в диапазоне $N_{ap} = 24–76$ кВт.

Для измерения давления p_0 использовался прибор ИКД6ТДа-780 (в диапазоне 1–780 мм рт. ст.), для измерения p_c и p_∞ – приборы ИКД6ТДа-30 (в диапазоне 1–30 мм рт. ст.) и САПФИР 22М-ДА модель 2030 (с верхним пределом 100 гПа), а для давления торможения p_s – водоохлаждаемые трубки Пито радиуса 10 и 15 мм с плоским носком, оснащенные преобразователем абсолютного давления САПФИР и баротроном MKS (модель 626). Точки отбора давления – дренажные отверстия – располагаются в разрядном канале установки ВГУ-4, на стенке сопла в критическом сечении и в трубках Пито. Они соединены пневмотрассой с указанными приборами для измерения давления. Сигналы от приборов поступают в цифроаналоговый преобразователь и посредством специально разработанного программного обеспечения в ходе эксперимента регистрируются компьютером.

Для измерений тепловых потоков в критической точке цилиндрических водоохлаждаемых моделей радиуса $R_m = 10$ мм с плоским торцом и полусферическим носком,



Фиг. 1. Схема разрядного канала индукционного плазматрона ВГУ-4 со звуковым соплом

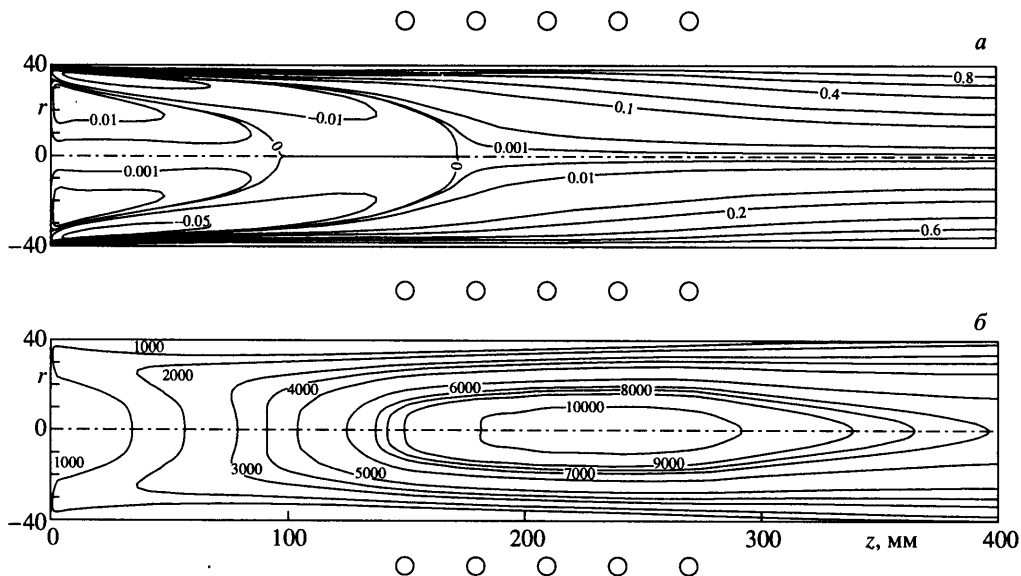
обтекаемых недорасширенными струями высокоэнтальпийного воздуха, применялись проточные стационарные калориметры диаметром 13,8 мм из меди, апробированные для измерений в дозвуковых потоках [3, 4, 19–21]. Температура тепловоспринимающей поверхности калориметров в процессе измерений тепловых потоков поддерживалась постоянной ($T_w \approx 300$ К). Точность измерений теплового потока $\pm 5\%$ обеспечивалась за счет стационарных условий теплопередачи, прямых прецизионных измерений массового расхода воды и разности температур воды на входе и выходе калориметра.

В экспериментах установлено, что для звуковых сопел с диаметром критического сечения 25, 30 и 40 мм режим "запирания" сопла начинает влиять на течение в канале, когда модель располагается вдоль оси потока на расстояниях от плоскости среза сопла $z_m \leq 15$ мм. Граница этого режима отслеживалась по резкому увеличению показаний давлений p_c и p_0 при приближении модели к срезу сопла.

2. Расчет течения индукционной плазмы в разрядном канале. Численное моделирование стационарного ламинарного течения воздушной плазмы в разрядном канале для условий экспериментов в индукционном плазматроне ВГУ-4 проводилось на основе полных уравнений Навье – Стокса и упрощенного уравнения для амплитуды тангенциальной составляющей усредненного по времени высокочастотного электрического поля, записанных в цилиндрической системе координат, с учетом осевой симметрии задачи и закрутки потока [12, 13]. Плазма считалась равновесной, ее излучение не учитывалось. Электромагнитное поле считалось монохроматическим, с заданной частотой, определяемой высокочастотным током в индукторе. Реальный индуктор в расчете заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками (фиг. 1).

Входящие в уравнения Навье–Стокса источниковые члены – компоненты силы Лоренца и джоулево тепловыделение – выражались через тангенциальную компоненту комплексной амплитуды вихревого электрического поля. 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) задавались нулевые значения компонент скорости и определенные значения температуры; в выходном сечении канала ставились "мягкие" граничные условия; на оси канала использовались условия симметрии.

При расчете высокочастотного вихревого электрического поля на основе локально одномерного приближения использовались следующие предположения: плазма квази-



Фиг. 2. Изолинии (а) и изотермы (б) течения воздушной плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4

нейтральна; 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. Полная постановка задачи приведена в [11–13].

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 по измеренной в эксперименте мощности генератора N_{ap} по анодному питанию, умноженной на КПД плазмотрона.

Переносные свойства равновесной воздушной плазмы, включая электропроводность, рассчитывались с учетом третьего приближения по полиномам Сонина по модифицированному методу Чепмена–Энскога [17, 18]. Численное решение уравнений Навье–Стокса проводилось с помощью метода, основанного на алгоритме SIMPLE Патанкара–Сполдинга с применением шахматной сетки [16]. Подробное описание метода и результаты расчетов течений равновесной воздушной плазмы в широком диапазоне рабочих параметров плазмотрона приведены в [12, 13].

В данной работе расчеты течения плазмы воздуха в разрядном канале индукционного плазмотрона ВГУ-4 выполнены при частоте тока в индукторе 1.76 МГц, расходе воздуха $G = 2.4$ г/с, давлении в разрядном канале $p_0 = 36.7$ гПа, мощности по анодному питанию $N_{ap} = 45$ кВт (соответствующее значение $N_{pl} = 29$ кВт).

На фиг. 2 показаны рассчитанные линии тока (а) и изотермы (б) в цилиндрическом разрядном канале плазмотрона. Значения безразмерной функции тока и температуры (в градусах Кельвина) показаны на соответствующих изолиниях. Как видно из фиг. 2, а, в канале имеется протяженная вихревая зона в центральной части потока перед индуктором, ограниченная изолиниями функции тока с нулевым значением. Основная масса газа, поступающего в разрядный канал, течет вдоль его стенок и имеет сравнительно низкую температуру. Рассчитанные параметры течения на выходе из канала плазмотрона использовались далее как граничные условия – входные данные для последующего расчета течения в звуковом сопле и недорасширенной струе, истекающей в барокамеру.

3. Расчет истечения недорасширенной струи из звукового сопла плазмотрона.

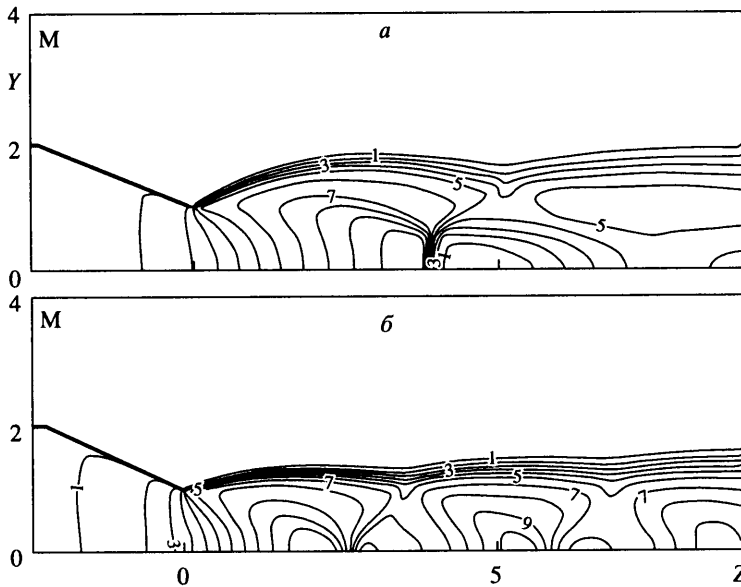
Численное исследование течений воздуха в сверхзвуковых недорасширенных струях для условий эксперимента на установке ВГУ-4 выполнено в рамках новой технологии численного моделирования течений вязкого высокотемпературного газа на основе уравнений Навье–Стокса [14, 15]. Для решения уравнений Навье – Стокса используется неявная разностная схема, построенная на основе метода конечного объема [15]. Неязкие составляющие потоков через границы ячеек вычисляются на основе граничного решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва, определяемого граничными значениями параметров в соседних ячейках. Для нахождения последних используется неосциллирующее одномерное восполнение исходных физических переменных: давления, температуры, декартовых составляющих скорости и концентраций компонентов смеси внутри ячеек по соответствующим координатным направлениям.

При постановке задачи Римана предполагается, что все химические реакции заморожены, а решение находится с помощью алгоритма, учитывающего зависимость теплоемкостей компонентов газа от температуры. Вязкие потоки через внутренние границы ячеек вычисляются с помощью центральных разностей, а через границы, лежащие на поверхности тела, – по односторонним трехточечным формулам второго порядка точности. Решение разностных уравнений находится с помощью двуслойной неявной итерационной схемы. Неявный итерационный оператор приближенно факторизуется и последовательно обращается с помощью блочного варианта метода Гаусса – Зейделя. Решение трехдиагональных матричных уравнений блока находится векторными прогонками.

В настоящих расчетах использовалась однетемпературная термохимическая модель воздуха, который рассматривался как идеальная смесь совершенных газов с соответствующим уравнением состояния. Учитывались пять нейтральных компонентов: O, N, O₂, N₂, NO. Вращательные и колебательные моды внутренней энергии молекул описывались моделью "жесткий ротатор–гармонический осциллятор" с болцмановским распределением по энергетическим уровням. Предполагалось, что все частицы находятся в основном электронном состоянии, а вращательные и колебательные температуры равны поступательной температуре T . В модель химической кинетики включены пять реакций: три реакции диссоциации молекул и две обменные реакции. Константы скоростей диссоциации задавались в виде $k_j^f = a_j T^{\eta_j} (1 - \exp(-\theta_j / T)) \exp(-E_j / T)$, где θ_j – характеристическая колебательная температура молекулы. Константы скоростей обменных реакций в прямом направлении k_j^f аппроксимировались формулой Аррениуса. Константы скоростей обратных реакций k_j^r определялись из условия локального равновесия $k_j^f / k_j^r = K_{n,j}(T)$, где $K_{n,j}(T)$ – константа равновесия j -той реакции. Числовые значения констант реакций приведены в [22].

Коэффициенты вязкости и теплопроводности газовой смеси вычислялись по приближенным формулам типа формулы Уилки – Васильевой. Диффузионные потоки находились из соотношений Стефана – Максвелла с учетом бародиффузии. Интегралы столкновений атомов и молекул диффузионного типа вычислялись по двухпараметрическим интерполяционным формулам, полученным на основе значений интегралов столкновений при температурах $T = 300$ – 20000 К. Для определения значений интегралов столкновений при низкой температуре использовался потенциал Леннарда – Джонса, а при высокой – потенциал Борна – Майера. Значения потенциалов взаимодействия идентичных частиц заимствовались из опубликованных данных. Параметры потенциалов взаимодействий различных частиц определялись по комбинаторным правилам. Предполагалось, что отношение всех интегралов столкновений вязкостного типа к соответствующим интегралам столкновений диффузионного типа равно 1.1.

В качестве граничных условий на входе в коническое звуковое сопло исполь-



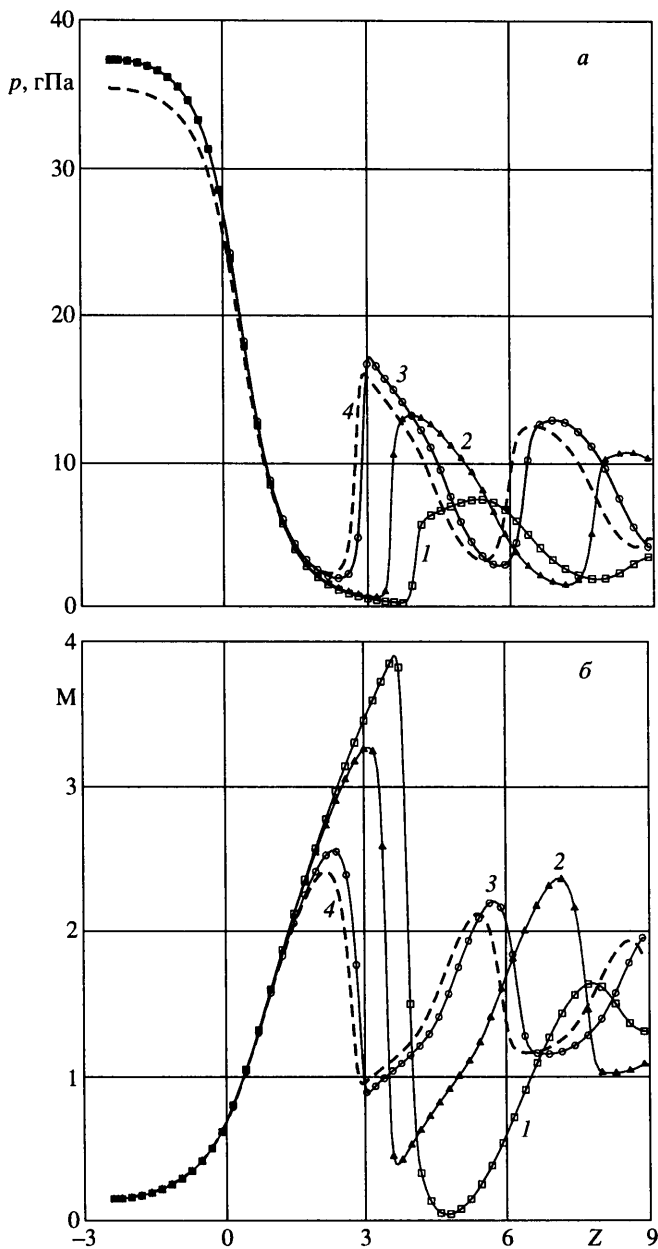
Фиг. 3. Изолинии числа Маха при истечении недорасширенной струи в барокамеру с давлением $p_{\infty} = 4.3$ (а) и 8.3 гПа (б)

зовались профили газодинамических параметров, полученные из численного расчета течения равновесной воздушной плазмы в разрядном канале плазмотрона (см. раздел 2). На оси – условие симметрии потока, на выходной границе – условия неотражающего типа. Полагалось, что все твердые поверхности имеют заданную постоянную температуру ($T_w = 300$ К), на них задавались нулевые значения компонент скорости, а гетерогенные реакции рекомбинации атомов O и N учитывались в модели первого порядка с эффективными константами каталитичности при условии, что молекулы NO в каталитических реакциях не образуются.

На фиг. 3 представлены расчетные изолинии чисел Маха при истечении недорасширенной струи воздуха из звукового сопла ($d_c = 40$ мм) в затопленное пространство со значениями противодавления $p_{\infty} = 4.3$ (а) и 8.3 гПа (б), т.е. при различной степени расширения струи ($Z = Z/R_c$, где $R_c = d_c/2$). Изолинии с шагом 0.36 соответствуют диапазону $M = 0.36\text{--}3.6$ (а) и изолинии с шагом 0.2 – диапазону $M = 0.2\text{--}2.2$ (б). Если при $p_{\infty} = 4.3$ гПа (а) наблюдается нерегулярное взаимодействие боковых скачков с образованием четко выраженного диска Маха, то с увеличением противодавления это взаимодействие трансформируется, и при $p_{\infty} = 8.3$ гПа (б) оно близко к регулярному. Расчетные картины истечения струи не только качественно похожи на фотографии течений при тех же определяющих параметрах, приведенные в [22], но близки и их вычисленные и измеренные геометрические характеристики: местоположение границы струи, боковых и отраженных скачков уплотнения, размеры и положение дисков Маха по отношению к срезу сопла.

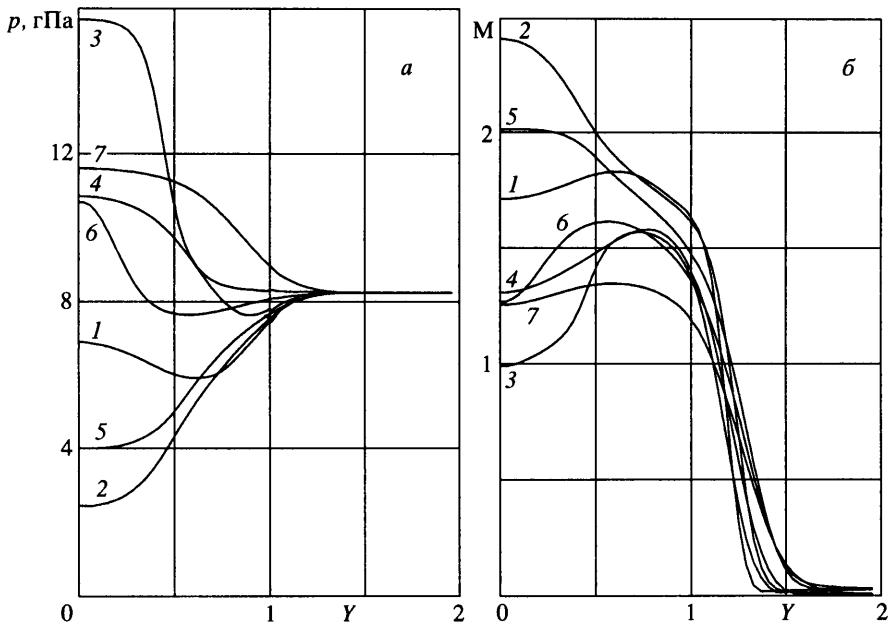
На фиг. 4 приведены распределения статического давления (а) и числа Маха (б) вдоль оси недорасширенной струи. По оси абсцисс отложено расстояние вдоль оси струи от среза сопла, отнесенное к его радиусу. Представлены результаты расчетов для $p_{\infty} = 4.3, 6.3$ и 8.3 гПа.

Как видно из приведенных результатов, изменение расхода газа и противодавления в барокамере в рассмотренных пределах существенно влияет на степень расширения струи, что в свою очередь сказывается на распределениях газодинамических параметров вдоль ее оси. В отличие от дозвуковых струйных течений газов в плазмотро-



Фиг. 4. Распределение давления (а) и числа Маха (б) вдоль оси струи при различных значениях давления в барокамере и расхода воздуха в разрядном канале. Кривые 1–3 – $p_{\infty} = 4.3, 6.3, 8.3$ гПа и $G = 2.8$ г/с; 4 – $p_{\infty} = 8.3$ гПа и $G = 2.4$ г/с

не [23], в сверхзвуковом режиме истечения струи распределения параметров в ней существенно неоднородны, как в продольном, так и в радиальном направлениях. Степень неоднородности параметров потока в радиальном направлении на различных расстояниях от среза сопла демонстрирует фиг. 5 ($p_{\infty} = 8.3$ гПа, $G = 2.4$ г/с). Выбранные сечения расположены в зоне первой "бочки", непосредственно за областью



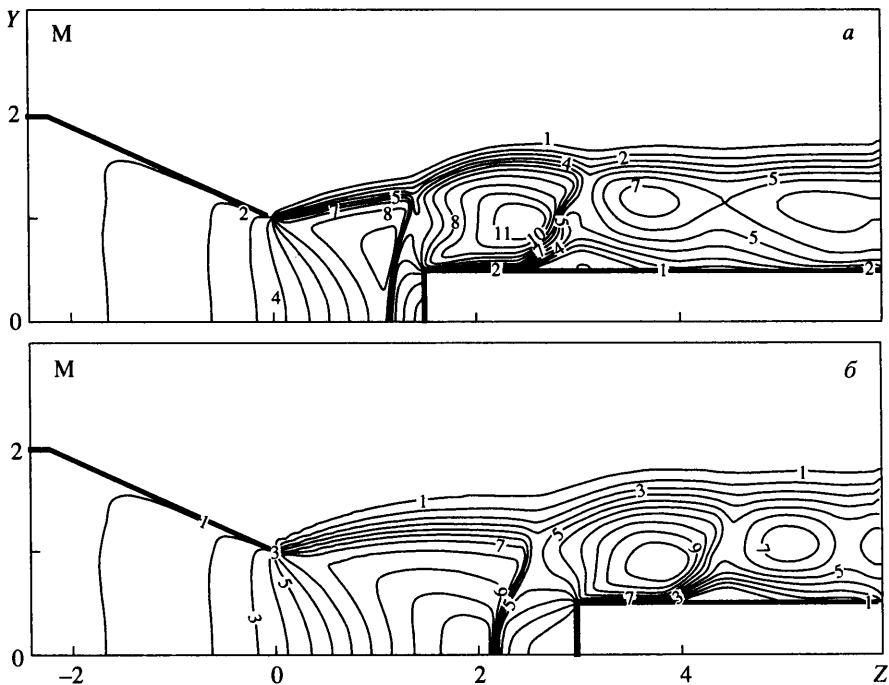
Фиг. 5. Распределения давления (а) и числа Маха (б) в радиальном направлении в различных сечениях вдоль оси струи. Цифры у кривых – значения безразмерной координаты Z

взаимодействия боковых скачков и в области второй "бочки". Цифры у кривых соответствуют безразмерному расстоянию от выбранного сечения до среза сопла.

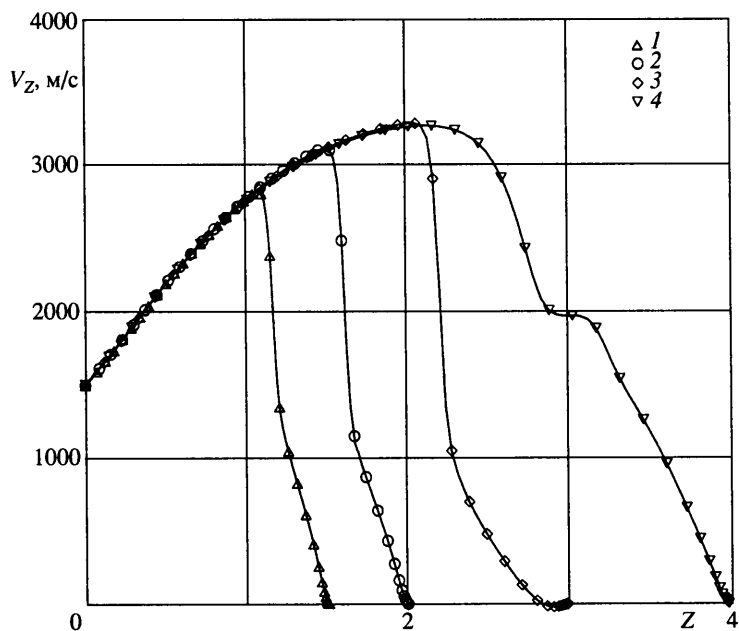
Численное исследование обтекания цилиндра с плоским торцом ($R_m = 10$ мм) струей диссоциированного воздуха, истекающей из звукового сопла в затопленное пространство с противодавлением $p_\infty = 8.3$ гПа, выполнено для различных расстояний от среза сопла ($z_m = 20-100$ мм). На фиг. 6 представлены изолинии чисел Маха (шаг 0.2, $M = 0.2-2.2$) при разных положениях модели по отношению к срезу сопла, когда реализовывались различные режимы его обтекания: сверхзвуковой режим (передняя часть модели располагалась в первой "бочке") и дозвуковой, в случае ее расположения непосредственно за диском Маха. Если тело расположено в сверхзвуковой части второй "бочки", то его влияние на параметры течения вверх по потоку не распространяется, и там наблюдается картина течения, идентичная той, которая возникает при истечении недорасширенной струи в затопленное пространство (фиг. 3, б).

Если тело расположено непосредственно за диском Маха, то возмущения от него, распространяясь вверх по дозвуковой части струи, вызывают увеличение диаметра диска Маха и его смещение к срезу сопла (фиг. 6, б). В этом случае обтекание модели происходит дозвуковым потоком с существенно неравномерным распределением параметров в радиальном направлении, а в области критической линии перед телом образуется зона возвратно-циркуляционного течения. Этот факт иллюстрирует кривая 3 ($z_m = 60$ мм) на фиг. 7, где представлены распределения продольной составляющей скорости V_z на оси струи для различных положений модели.

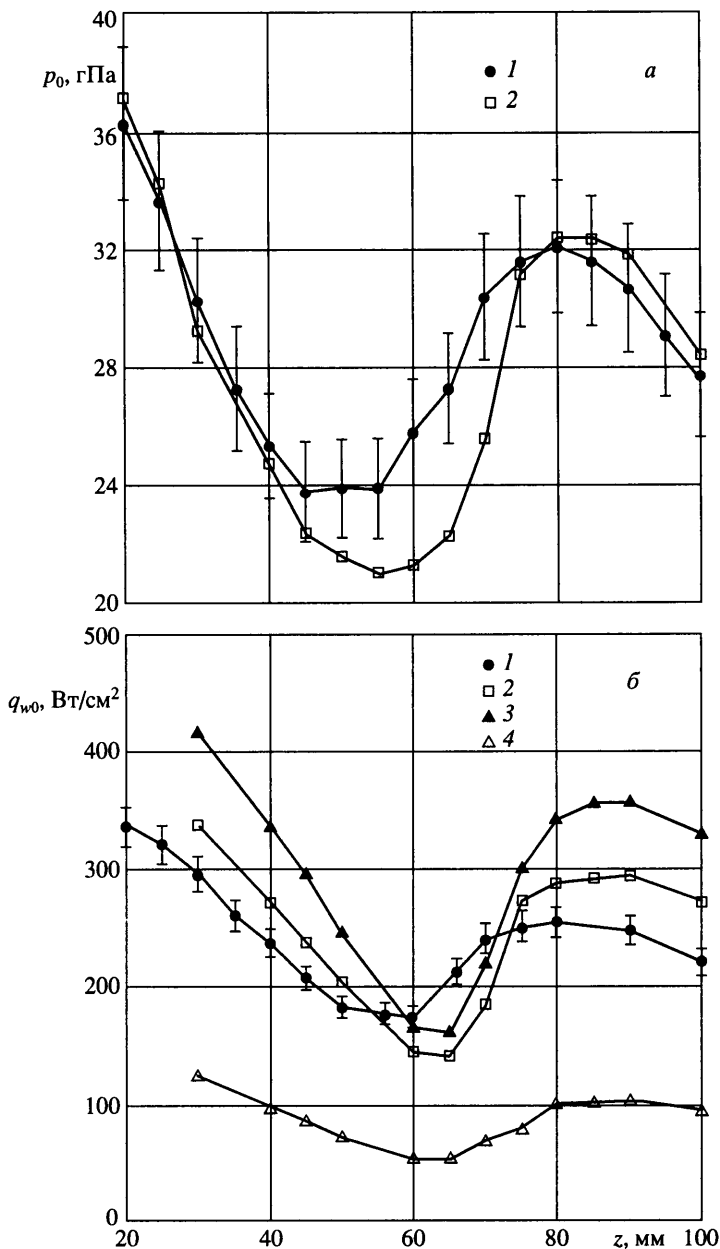
На фиг. 8 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных по давлению торможения (а) и тепловому потоку в критической точке (б) к водоохлаждаемой модели. Тепловые потоки рассчитывались для абсолютно каталитической и некаталитической поверхностей, а также для значений вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода $\gamma_{wO} = \gamma_{wN} = 0.1$, соответствующих рекомбинации на меди по данным [24].



Фиг. 6. Изолинии числа Маха при обтекании модели с плоским торцом, расположенной на расстоянии 30 (а) и 60 мм (б) от среза сопла

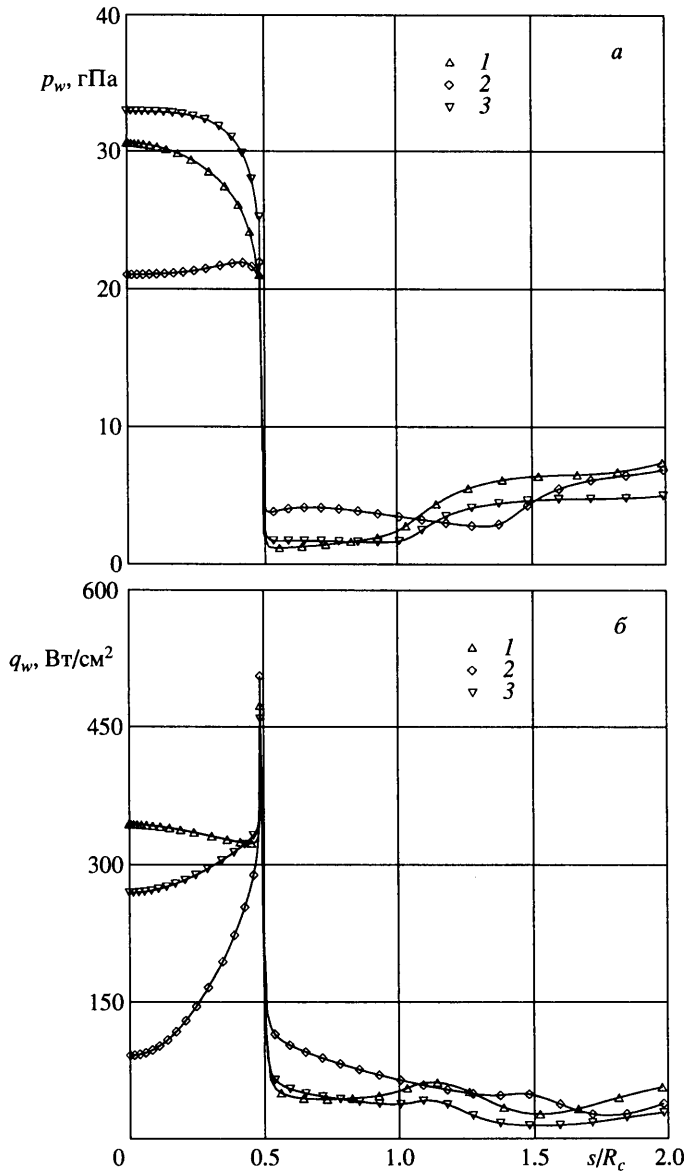


Фиг. 7. Распределение продольной составляющей скорости вдоль оси при различных расстояниях модели от среза сопла. Кривые 1-4 - $z_m = 30, 40, 60$ и 80 мм



Фиг. 8. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по давлению (а) и тепловому потоку (б) в критической точке модели с плоским торцом. Точки 1 – эксперимент; кривые 2–4 – расчет для $\gamma_{wO} = \gamma_{wN} = 0.1$, $\gamma_{wO} = \gamma_{wN} = 1$ и $\gamma_{wO} = \gamma_{wN} = 0$

Распределение теплового потока в критической точке модели вдоль оси струи существенно зависит от каталитичности поверхности и имеет немонотонный характер: тепловой поток убывает в сверхзвуковой зоне, а затем растет по мере перемещения модели вдоль оси струи за диск Маха. В дальнейшем тепловой поток вновь уменьшается в следующей сверхзвуковой зоне. Измеренное распределение теплового потока к медной поверхности удовлетворительно согласуется с расчетным при $\gamma_{wO} = \gamma_{wN} = 0.1$. Расчетное распределение теплового потока к каталитической



Фиг. 9. Распределения давления (а) и теплового потока (б) вдоль поверхности модели с плоским торцом на различных расстояниях ее от среза сопла. Кривые 1-3 - $z_m = 30, 60$ и 80 мм

стенке хорошо коррелируют с изменением давления торможения по всей длине струи. Заметим, что в условиях сверхзвукового обтекания диссоциированным воздухом поверхность меди проявила себя как умеренно каталитическая, 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 [3, 21].

Различия в эффективной каталитичности поверхности меди, наблюдаемые в сверхзвуковых и дозвуковых потоках, обусловлены, как следует из формулы Гуларда для

теплового потока [25], различием градиентов скорости и, возможно, связаны с образованием возбужденных молекул на поверхности при гетерогенной рекомбинации атомов [26]. Как показано в [26], при характерных для плазмотрона условиях дозвукового обтекания модели толщина пограничного слоя достаточна для эффективного тушения возбужденных молекул за счет столкновений в самом пограничном слое. В этом случае энергия, унесенная возбужденными молекулами с поверхности, передается поверхности обратно за счет конвективной теплопередачи и поэтому возможно введение эффективного коэффициента гетерогенной рекомбинации атомов. В пользу этого свидетельствует лучшее согласие экспериментально измеренных и рассчитанных для абсолютно каталитической поверхности значений тепловых потоков в области минимума $z_m \approx 60$ мм кривых 1 и 4 на фиг. 8, б. В этом случае обтекание модели локально дозвуковым потоком имеет сложную структуру с образованием зоны отрывного течения.

Распределения давления и тепловых потоков по торцевой поверхности модели существенно зависят от местоположения модели в струе (фиг. 9). Резкое возрастание тепловых потоков к периферии калориметра (кривая, соответствующая $z_m = 60$ мм) связано с образованием отрывной зоны перед торцевой частью модели. В этом случае тепловой поток к датчику поступает в основном из области присоединения потока к торцевой поверхности, а не из области критической точки. Такое неравномерное распределение плотности теплового потока по поверхности калориметра качественно отличается от равномерного распределения теплового потока к калориметру в дозвуковой высокоэнтальпийной струе воздуха [19].

Заключение. Выполненное экспериментальное и численное исследование течений и теплообмена в недорасширенных струях диссоциированного воздуха для условий, реализуемых на установке ВГУ-4 при использовании ряда звуковых сопел, выявило сложную газодинамическую структуру осесимметричного обтекания цилиндрических моделей и специфические особенности теплообмена в таких потоках. В целом экспериментальные данные по распределению давления торможения и тепловых потоков к холодной поверхности меди вдоль оси струи с точностью 10–15% согласуются с расчетными для значений вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода на поверхности меди, взятых из недавно опубликованных данных [24]. При этом с удовлетворительной точностью совпадают положения локальных минимумов и максимумов в существенно немонотонных распределениях тепловых потоков и давления торможения вдоль оси неравномерного сверхзвукового потока. В сверхзвуковых потоках диссоциированного воздуха, в отличие от дозвуковых течений, медь не может использоваться как высококatalитичный (эталонный) материал, в частности, для восстановления энтальпии по измеренному тепловому потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-01-00870).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников А.Ф. Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнтальпийного потока к критической точке затупленного тела // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 172–180.
2. Yakushin M., Gordeev A., Vennemann D., Novelli A. Mass loss of SiC sample surfaces under different flow conditions // AIAA Paper. 1998. № 98-2605 10 p.
3. Быкова Н.Г., Васильевский С.А., Гордеев А.Н. и др. Определение эффективных вероятностей каталитических реакций на поверхностях теплозащитных материалов в потоках диссоциированного углекислого газа // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 144–157.
4. Kolesnikov A.F., Pershin I.S., Vasil'evskii S.A., Yakushin M.I. Study of quartz surface catalycity in dissociated carbon dioxide subsonic flows // J. Spacecraft Rockets. 2000. V. 37. № 5. P. 573–579.
5. Crist S., Sherman P.M., Glass D.R. Study of the highly underexpanded sonic jet // AIAAJ 1966. V. 4. № 1. P. 68–71.
6. Волчков В.В., Иванов А.В., Кисляков Н.И. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ. 1973. № 2. С. 64–73.

7. Кузнецов Л.И., Ребров А.К., Ярыгин В.Н. Высокотемпературные струи аргона низкой плотности за звуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 3. С. 82–87.
8. Колесников А.Ф., Кубарев С.Н., Якушин М.И. Численное исследование неравновесного течения диссоциированного азота в дозвуковой струе индукционного плазматрона // Числ. методы мех. сплошной среды. СО АН СССР, ВЦ, ИТПМ. Новосибирск. 1986. Т. 17. № 2. С. 106–113.
9. Лунев В.В., Селезнева С.Е. Исследование течения в струе высокочастотного плазматрона // Космонавтика и ракетостроение. Калининград: Изд-во ЦНИИМаш, 2000. Вып. 19. С. 85–96.
10. Gribben B.J., Cantariti F., Badcock K.J., Richards B.E. Numerical study of an under-expanded jet // Proc. 3rd European Symp. Aerothermodynamics for Space Vehicles. ESTEC, 1998. Noordwijk, The Netherlands. ESA, 1999. P. 111–118.
11. Kolesnikov A.F., Vasil'evskii S.A. Some problems of numerical simulation of discharge electrodynamics in induction plasmatron // Proc. 15th IMACS World Congr. Berlin, 1997. V. 3, Computational Physics, Chemistry and Biology / Ed. A. Sydow. Berlin, 1997. P. 175–180.
12. Колесников А.Ф., Васильевский С.А. Численное моделирование течений в разрядном канале индукционного плазматрона. Препринт № 610. М.: ИПМ РАН, 1998. 28 с.
13. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазматрона // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 164–173.
14. Gromov V.G., Afonina N.E., Turchak L.I. Numerical simulation of hightemperature viscous flows // Proc. 7th Annu. Conf. Computing Fluid Dynamics. Halifax, Canada, 1999. P. 4.3–4.8.
15. Громов В.Г., Сахаров В.И., Фатеева Е.И. Применение метода частичного химического равновесия для исследования задач гиперзвуковой аэродинамики. Препринт 58-2000. М.: Ин-т механики МГУ, 2000. 90 с.
16. Patankar S.V., Spalding D.B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows // In. J. Heat and Mass Transfer. 1972. V. 15. № 10. P. 1787–1806.
17. Колесников А.Ф., Турский Г.А. Уравнения гидродинамики для частично ионизованных многокомпонентных смесей газов с коэффициентами переноса в высших приближениях // Молекулярная газодинамика / Под ред. В.В. Струминского. М.: Наука, 1982. С. 20–44.
18. Васильевский С.А., Соколова И.А., Турский Г.А. Точные уравнения и коэффициенты переноса для многокомпонентной смеси газов и частично ионизованной плазмы // ПМТФ. 1984. № 4. С. 15–24.
19. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Исследование теплообмена на моделях в дозвуковых струях индукционного плазматрона // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 129–135.
20. 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.
21. 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.
22. Афонина Н.Е., Васильевский С.А., Громов В.Г. и др. Течение и теплообмен в недорасширенных струях воздуха, истекающих из звукового сопла плазматрона. Эксперимент и численное моделирование. Препринт № 672. М.: ИПМ РАН, 2001. 52 с.
23. Колесников А.Ф., Якушин М.И. Условия моделирования конвективного неравновесного теплообмена тел с гиперзвуковыми потоками на индукционных плазматронах // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26. № 4. С. 742–750.
24. Barbato M., Reggiani S., Bruno C., Muylaert J. Model for heterogeneous catalysis on metal surfaces with applications to hypersonic flows // J. Thermophysics and Heat Transfer. 2000. V. 14. № 3. P. 412–420.
25. Goulard R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer // Jet Propuls. 1958. V. 28. № 11. P. 737–745.
26. Беркут В.Д., Дорошенко В.М., Ковтун В.В., Кудрявцев Н.Н. Неравновесные физико-химические процессы в гиперзвуковой аэродинамике. М.: Энергоатомиздат, 1994. 399 с.