

УДК 533.4.011

В. М. Базовкин¹, А. П. Ковчавцев¹, Г. Л. Курьшев¹, А. А. Маслов^{2,3}, С. Г. Миронов^{2,3},
Д. В. Хотяновский², А. В. Царенко¹, И. С. Цырюльников²

¹ Институт физики полупроводников СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4, Новосибирск, 630090, Россия

³ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: bazovkin@isp.nsc.ru

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ДВУМЕРНОГО УГЛА СЖАТИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ*

В работе представлены методика и результаты измерений тепловых потоков на поверхность модели цилиндрического угла сжатия, обтекаемого гиперзвуковым потоком азота $M_\infty = 21$, выполненные тепловизионным методом и калориметрическими датчиками. Результаты сопоставлены с данными прямого численного моделирования течения на основе полных нестационарных уравнений Навье-Стокса.

Введение

Одной из наиболее интересных проблем сверхзвуковой аэродинамики является проблема взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Это взаимодействие может вызвать отрыв потока и привести к потере эффективности управляющих поверхностей летательных аппаратов, вызвать увеличение теплового потока на поверхность в области присоединения и ускорить процесс потери устойчивости пограничного течения. С фундаментальной точки зрения сверхзвуковое течение с отрывом и присоединением потока является сложным объектом, где в одном сечении могут сосуществовать дозвуковые и сверхзвуковые потоки, обратные течения, математическое моделирование которого представляет собой трудную задачу. Именно на таком сложном течении можно проверить применимость математических моделей и численных алгоритмов. С другой стороны, на этом типе течений возможно тестирование методик измерений давления, поверхностного трения, тепловых потоков и сопоставление результатов измерений с расчетными данными. Комплексное применение расчета и экспе-

римента позволяет одновременно развивать оба этих научных подхода.

Одним из простых течений подобного класса является течение в двумерном угле сжатия. Возникающий при отклонении сверхзвукового потока на угле сжатия скачок уплотнения взаимодействует с пограничным слоем, развивающимся на предшествующей угловой конфигурации поверхности. В зависимости от чисел Маха, Рейнольдса и величины угла сжатия возможно как безотрывное, так и отрывное обтекание модели. С целью устранения влияния граничных условий на боковых поверхностях модели, которые нарушают поперечную однородность потока, в эксперименте часто используется обтекание полого цилиндра с острой передней кромкой, сопряженного с конусной поверхностью. Это сохраняет двумерность модели и устраняет влияние боковых кромок.

Наиболее чувствительным к совершенству численной модели параметром является тепловой поток на поверхность модели. С другой стороны, это и наиболее трудный для измерений газодинамический параметр, так как он не измеряется напрямую, а вы-

* Работа выполнена при финансовой поддержке Междисциплинарного заказного интеграционного проекта СО РАН № 4 «Разработка и создание комплекса дистанционной диагностики на основе оптико-информационных и полупроводниковых технологий для исследования многофазных реагирующих потоков».

числяется по температуре. Стандартная методика определения теплового потока использует калориметрические датчики [1]. К ним предъявляются высокие требования по размеру, теплоемкости и теплопроводности. Эти характеристики датчиков определяют пространственное разрешение, чувствительность и время измерения. В последнее время появились датчики теплового потока [2], обладающие высокой чувствительностью и чрезвычайно малым временем измерения. Однако на обычной модели сложно установить достаточное число датчиков, особенно в областях с большими градиентами параметров течения, к которым относится течение в угле сжатия. В настоящее время для измерения тепловых потоков, наряду с калориметрическим методом, применяется панорамный тепловизионный метод [3] и метод термоиндикаторных покрытий [4]. Последний метод пока еще не адаптирован к высокотемпературным потокам и требует значительного времени экспозиции. Тепловизионный метод является наиболее перспективным и универсальным бесконтактным методом измерения тепловых потоков, как в аэродинамических трубах непрерывного действия, так и в импульсных аэродинамических установках.

В данной работе представлены результаты измерений распределения теплового потока и расчета параметров течения при обтекании модели полого цилиндра, сопряженного с конусом, гиперзвуковым потоком азота.

Экспериментальное оборудование и методики измерений

Эксперименты выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327А ИТПМ СО РАН при числе Маха потока $M_\infty = 21$, единичном числе Рейнольд-

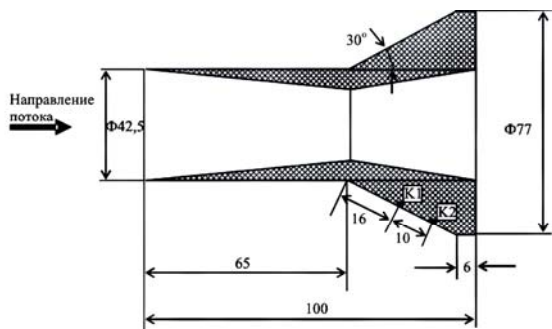


Рис. 1. Схема модели в варианте 2. Обозначения K1, K2 указывают положения калориметрических датчиков

са $Re_{1\infty} = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, температуре торможения $T_0 = 1200 \text{ К}$. Так как данная аэродинамическая труба является трубой со свободной струей (камерой Эйфеля) и коническим соплом, то параметры потока меняются вдоль течения. В частности, число Маха нарастает с градиентом $5 \text{ М}_\infty/\text{м}$, соответственно падают плотность, температура и давление в потоке. Для проведения тепловизионных измерений рабочая камера установки имела окно из CaF_2 . Аэродинамическая труба имеет так называемый «ударный запуск», когда поток в рабочей части возникает после быстрого открытия сопла для истечения газа в течение 1 мс. Это очень удобно для измерений теплового потока, так как нет необходимости введения модели в поток и время начала ее нагрева известно с высокой точностью.

Модель представляла собой полый цилиндр с конической насадкой (рис. 1). Геометрия модели выбиралась по соображениям ее подобия геометрии моделей в работах [5; 6], в которых проводились экспериментальные и расчетные исследования для близких условий в потоке. Коническая насадка могла перемещаться вдоль цилиндра, изменяя расстояние между передней кромкой цилиндра и угловой точкой. Измерения и расчеты проводились для двух расстояний между передней кромкой цилиндра и угловой точкой: 32,5 мм (модель 1) и 65 мм (модель 2). На рис. 1 показана модель 2. Модель выполнена из слабо проводящего тепло стеклопластика АГ-4В. С целью предотвращения прогорания передней кромки цилиндрической части модели в высокотемпературном потоке и возникновения щелей она была притуплена, радиус притупления составлял примерно 0,25 мм. По данным измерений стеклопластик имеет коэффициент черноты в инфракрасном диапазоне 0,98, и интенсивность инфракрасного излучения постоянна в пределах $\pm 60^\circ$ относительно нормали к поверхности [7]. На конусе были установлены два калориметрических датчика теплового потока диаметром 3 мм в точках указанных на схеме, которые использовались как вспомогательные каналы измерения теплового потока. Для уменьшения взаимовлияния датчики были разнесены на конусе на 10° в азимутальном направлении. Чувствительность калориметрических датчиков определялась по эталонному датчику теплового потока. При тестировании датчика поток горячего воздуха создавался бытовым феном, температура которого измерялась термопарой.

Регистрация действия теплового потока на поверхность модели проводилась при записи кадров полей температур экспериментальных объектов с помощью тепловизора марки «Свит» (ИФП СО РАН). Регистрирующим элементом тепловизора – фокальной матрицей с числом 128×128 фоточувствительных InAs-элементов с частотой ~ 100 Гц и температурным разрешением $0,027^\circ\text{C}$ – выводились и записывались в компьютер файлы с полями температур, которые формировались инфракрасным излучением нагретых объектов при обтекании их газовой струей в спектральном диапазоне $2,6\text{--}3,05$ мкм. Температурная калибровка тепловизора проводилась по имитатору абсолютно черного тела. Запись кадров начиналась перед пуском аэродинамической трубы и некоторое время после пуска. До момента пуска температура в каждой точке модели в пределах одного градуса была различной, но постоянной по времени. С момента пуска трубы в рабочей части формируется постоянный гиперзвуковой поток азота, и температура поверхности модели начинает возрастать. За момент пуска принималось время начала роста температуры.

При обработке данных измерений из всего поля температур выбирались только распределения температуры вдоль образующей модели, совпадающей с ее осью. Ввиду цилиндрической симметрии модели распределения вдоль других образующих считались подобными. Величина теплового потока q определялась из решения задачи теплопроводности в полубесконечном теле [8].

$$T = T_0 + \frac{2q}{\lambda} \sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}},$$

где T_0 , T – начальная (перед пуском трубы) и текущая температура поверхности; λ – коэффициент теплопроводности; κ – коэффициент температуропроводности материала; t – текущее время измерения. Это соотношение выполняется только тогда, когда удвоенная глубина прогрева материала $\delta \cong 2\sqrt{\kappa t}$ меньше толщины материала в области, где проводятся измерения теплового потока. Для данной модели это условие ограничивает максимальное время измерения четырьмя секундами после пуска аэродинамической трубы, при этом глубина прогрева была меньше 1 мм. Поправки на кривизну поверхности модели не делались, так как величина отношения

глубины прогрева к минимальному радиусу модели (радиус цилиндрической части) была значительно меньше единицы. При обработке в каждой точке вдоль образующей строились графики зависимости $(T - T_0)$ от \sqrt{t} . Зависимости аппроксимировались прямыми линиями, и по углу их наклона вычислялся тепловой поток в каждой точке образующей. Определенную проблему в эксперименте представлял поток раскаленных микрочастиц графита летящих из форкамеры сопла, так как при работе трубы происходит постепенная эрозия графитового нагревателя рабочего газа. Падая на поверхность модели, они вызывают мгновенное локальное повышение температуры поверхности, иногда до значительной величины. Эти выпавшие точки исключались из рассмотрения. На рис. 2 для примера приведены зависимости величины $(T - T_0)$ от \sqrt{t} в ряде сечений для модели 2. На графике видна хорошая линейность зависимостей на конической части модели ($x = 73,3$ и $91,5$ мм). Зависимости температуры от времени на поверхности цилиндра вблизи передней кромки существенно отклоняются от линейной зависимости с ростом времени измерения ($x = 18,3$ мм). Это связано с дополнительным нагревом внешней поверхности потоком тепла изнутри цилиндра, где его толщина меньше двух δ . Для расчета теплового потока в этих областях брался только линейный участок зависимостей. Данные о тепловом потоке представлялись в виде распределений безразмерного чис-

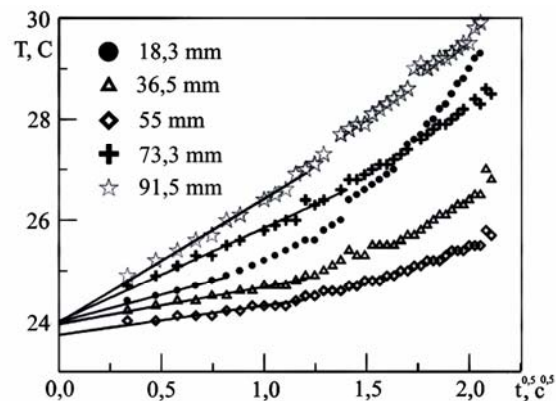


Рис. 2. Зависимости температуры поверхности от квадратного корня из времени с момента пуска аэродинамической трубы в ряде сечений по образующей модели 2

ла Стантона St , вычисляемого по соотношению

$$St = \frac{q}{C_p \rho U_\infty (T_r - T_w)}.$$

Здесь C_p – удельная теплоемкость азота; ρ – плотность азота в набегающем потоке; U_∞ – скорость в набегающем потоке; T_r – температура восстановления; T_w – температура поверхности, которая бралась равной 295 К.

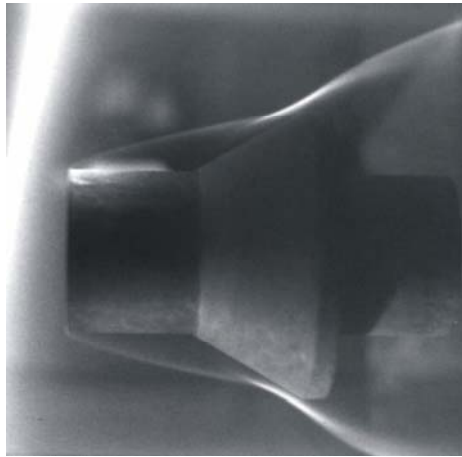
Численное моделирование обтекания модели

Для условий эксперимента выполнены расчеты параметров потока вокруг модели. Программа численного моделирования разработана в лаборатории вычислительной аэродинамики ИТПМ СО РАН. В чис-

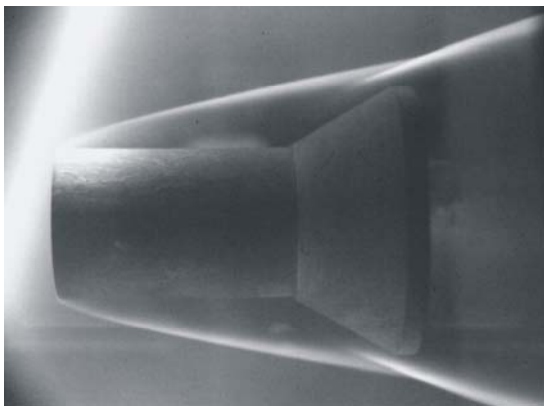
ленном моделировании решаются полные нестационарные уравнения Навье–Стокса для сжимаемого газа. Граничные условия включают скольжение и температурный скачок на поверхности модели, вычисляемые согласно [9]. В расчетах модель считалась термостатированной. Для зависимости вязкости газа от температуры использовалась формула Сатерленда, число Прандтля бралось равным величине 0,72. Численный алгоритм основан на TVD-схеме для конвективных членов и центрально-разностной аппроксимации второго порядка точности для диффузионных членов. При вычислении невязких потоков использовались MUSCL интерполяция третьего порядка с ограничителем наклонов *minmod* и HLLC (Harten—Lax—van Leer—Einfeldt) алгоритм [10] приближенного решения задачи Римана. Расчеты проводились для осесимметричного течения. Задача решалась методом установления без использования каких-либо процедур ускорения сходимости. Интегрирование по времени выполнялось с помощью явной схемы Рунге–Кутты второго порядка. Расчетная сетка сгущалась вблизи поверхности и обеспечивала хорошее разрешение сильных градиентов течения в пограничном слое. Число узлов сетки по продольной и радиальной координате в различных расчетах варьировалось от 150×120 до 512×400 . При проведении параллельных расчетов использовалась декомпозиция расчетной области по продольной координате. Параллельные расчеты проводились на вычислительных кластерах Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН и Московского суперкомпьютерного центра с использованием до 16 процессоров. Отметим, что используемый здесь численный алгоритм был ранее тщательно верифицирован при моделировании ламинарного отрыва гиперзвукового пограничного слоя [6].

Результаты

На рис. 3, *а*, *б* приведены фотоснимки визуализации электронным пучком обтекания моделей гиперзвуковым потоком азота. Визуализация поля течения электронным пучком позволяет показать качественную картину распределения плотности газа вокруг моделей. На рисунке хорошо видна структура скачков уплотнения.



а



б

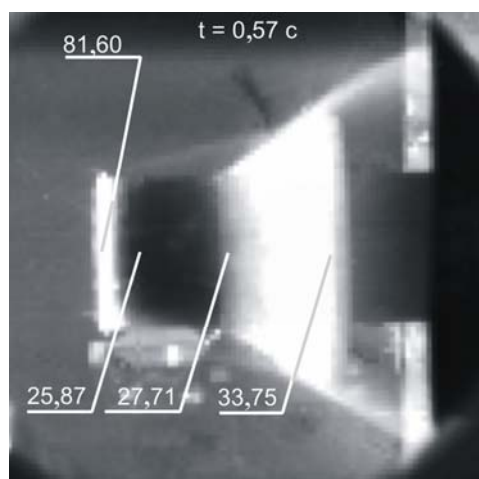
Рис. 3. Электронно-пучковая визуализация обтекания модели 1 (*а*) и модели 2 (*б*) гиперзвуковым потоком азота

На рис. 4, а, б приведена качественная картина распределения интенсивности инфракрасного свечения поверхности, регистрируемого тепловизором и связанного с полем температур. Количественные данные о величине поверхностной температуры в градусах Цельсия даны в отдельных точках выносками на рис. 4. Следует отметить, что на кадрах хорошо видны скачки уплотнения, совпадающие со структурой скачков на фотоснимках электронно-пучковой визуализации рис. 3.

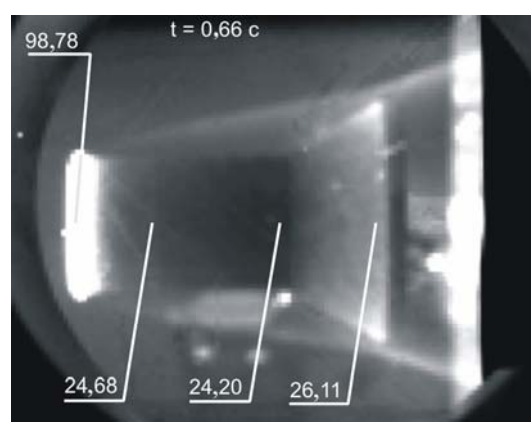
Так как молекулярный азот не может излучать в инфракрасном диапазоне, то визуализация скачков уплотнения на рис. 4 связана с преломлением инфракрасного излучения, отраженного от задней стенки рабочей камеры, на скачках уплотнения. Фактически имеет место так называемая «прямотеневая» визуализация течения в инфракрасном диапазоне, где коэффициент преломления газов существенно возрастает. Этот эффект дает возможность теневой визуализации разреженных потоков в инфракрасном свете (плотность газа в скачке $\approx 10^{-3}$ кг/м³), что недоступно в видимом свете.

На рис. 5 приведены расчетные поля плотности вокруг моделей. Видно хорошее качественное совпадение расчетной структуры скачков уплотнения с данными обеих визуализаций на рис. 3 и 4. Однако можно видеть, что область пересечения головного скачка уплотнения и скачка на конусе в расчете для модели 1 смещена заметно вперед. В тоже время, в расчете для модели 2 расстояние между головной ударной волной и краем конуса заметно меньше, чем это дают картины визуализации на рис. 3 и 4.

На рис. 6 приведено сопоставление расчетных (кривые 1, 2) величин числа Стантона и данных, полученных из тепловизионных температурных полей (точки 3, 4). Точками 5, 6 на рисунке обозначены величины теплового потока, полученные по данным калориметрических датчиков. Кривая 1 и точки 3, 5 соответствуют модели 1, кривая 2 и точки 4, 6 – модели 2. Из графиков видно, что, несмотря на качественное совпадение расчетных и измеренных зависимостей числа Стантона, пик теплового потока в расчете смещен вперед по сравнению с измерениями (модель 1), а расчетная величина числа Стантона в конце модели 2 значительно выше. Кроме того, наблюдаются отличия в области угловой точки. Эти различия могут быть объяснены меньшим углом наклона



а

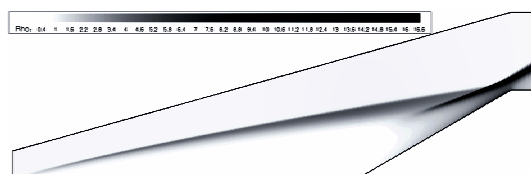


б

Рис. 4. Изображения поля температур на моделях 1 (а) и 2 (б) в инфракрасном свете



а



б

Рис. 5. Расчетное поле плотности на модели 1 (а) и модели 2 (б) головной волны, полученным в расчете, по

сравнению с полученным в эксперименте. Разница углов составляет примерно $3,5-4^\circ$ для модели 1 и $2-2,5^\circ$ для модели 2. Это приводит к смещению в расчетах точки пересечения головной волны и волны на конусе модели 1 вперед и, соответственно, смещению вперед максимума теплового потока на поверхность модели. Эта же причина приводит к уменьшению расстояния между головной волной и поверхностью основания конуса модели 2 и, соответственно, повышению величины теплового потока.

Одной из причин такого несоответствия является наличие радиальной расходимости потока в рабочей части аэродинамической трубы, которое вызывает рост числа Маха. Поток тогда не является параллельным, что, возможно, увеличивает угол наклона ударной волны. Оценка расхождения потока по величине роста числа Маха на единицу длины дает максимальный угол расхождения потока на границе однородного ядра в $2,5^\circ$. Реально на модели он будет меньше, примерно $1-1,5^\circ$, так как размер модели меньше ядра потока. Это составляет величину эффективного отрицательного угла атаки для каждой точки модели. Оценки увеличения угла наклона ударной волны для этих углов атаки, выполненных согласно данным [11], дают величину менее 1° , что не объясняет большую разницу углов.

Другой причиной может быть сильный разогрев носика цилиндра набегающим по-

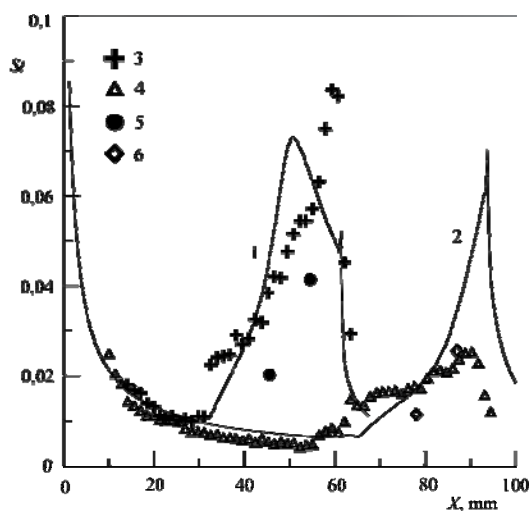


Рис. 6. Зависимость числа Стантона от продольной координаты вдоль моделей. Кривые 1, 2 – расчет; точки 3, 4 – тепловизионные данные; точки 5, 6 – данные калориметрических датчиков

током. Хотя в целом тепловые потоки на модель невысоки и температура слабо отличается от начальной (см. рис.4), на тонкую переднюю кромку модели идет большой тепловой поток (см. рис. 5), который приводит к существенному повышению ее температуры (см. рис. 3), возможно до температуры торможения. Это должно приводить к большему отходу ударной волны от поверхности.

Еще одной причиной может быть влияние притупления носика цилиндра. Притупление приводит к образованию отошедшей от носика головной ударной волны и общему отходу волны от поверхности.

Возможно, на результаты эксперимента оказывают влияние все три вышеуказанные причины, порождая наблюдаемое расхождение между расчетом и измерениями теплового потока.

Заключение

Панорамным тепловизионным методом выполнены измерения тепловых потоков на поверхность при обтекании гиперзвуковым потоком азота двух моделей с углом сжатия. Панорамные измерения дополнены измерениями калориметрическими датчиками.

Обнаружена прямотеневая визуализация структуры течения разреженного газа в инфракрасном свете. Структура хорошо совпадает со структурой скачков при электронно-пучковой визуализации обтекания моделей.

Для условий эксперимента сделаны расчеты на основе полных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа и результаты сопоставлены с данными измерений. Выявлено заметное несовпадение данных расчета и эксперимента, максимумы тепловых потоков в расчете сдвинуты вперед. Обсуждаются возможные причины этого расхождения.

Список литературы

1. Поуп А., Гойн К. Аэродинамические трубы больших скоростей. М.: Мир, 1968.
2. Maslov A. A., Bountin D. A., Shiplyuk A. N. et al. ALTP sensor application for boundary layer measurements // Proc. XII Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. 28 June – 3 July, 2004. Novosibirsk: Publishing House «Nonparel», 2004. Pt. 2. P. 137–146.
3. Carlomango G. M., Luca L. de. Infrared thermography application in convective heat

transfer in Flow visualization. 1990. Vol. 5. P. 843–848. Hemisphere.

4. Бражко В. Н., Ковалева Н. А., Майкапар Г. И. О методе измерения теплового потока с помощью термоиндикаторных покрытий // Учен. зап. ЦАГИ. 1989. № 1. С. 32–40.

5. Gorchakova N., Kuznetsov L., Yarygin V. et al. Progress in hypersonic studies using electron-beam-excited X-ray detection // AIAA J. 2002. Vol. 40. No. 4. P. 593–598.

6. Markelov G. N., Kudryavtsev A. N., Ivanov M. S. Continuum and kinetic simulation of laminar separated flow at hypersonic speeds // J. Spacecraft and Rockets. 2000. Vol. 37. No. 4. P. 499–506.

7. Воронцов С. С., Коробейников Ю. Г., Сапогов Б. А. Исследование теплообмена на моделях из теплоизолятора с применением

системы ТВ-ЭВМ (сфера) // Отчет ИТПМ СО РАН № 1306. Новосибирск, 1982.

8. Карлсруй Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

9. Коган Н. М. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1968.

10. Einfeldt B., Munz C. D., Roe P. L. et al. On Godunov-type methods near low densities // J. Comput. Phys. 1991. Vol. 92. No. 2. P. 405–420.

11. Maslov F. F., Mironov S. G., Poplavskaya T. V. et al. Viscous shock layer on a plate in hypersonic flow // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1999. Vol. 18. No. 2. P. 213–226.

Материал поступил в редколлегию 17.11.2006