

УДК 532.526

Численное моделирование обтекания пластины сверхзвуковым потоком при сублимации материала с поверхности*

С.А. Гапонов, А.Н. Семенов, Б.В. Смородский

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: gaponov@itam.nsc.ru; smorodsk@itam.nsc.ru

Методом прямого численного моделирования и на основе уравнений пограничного слоя рассчитаны параметры сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине при сублимации материала с поверхности при числе Маха $M = 2$. В качестве сублимирующего вещества рассматривается нафталин ($C_{10}H_8$). Сопоставление результатов двух методов — численного моделирования и данных, полученных на основе локально автомодельного пограничного слоя, — показало удовлетворительное соответствие. С помощью расчетов установлено, что с повышением температуры поверхности увеличивается масса испарения нафталина. При этом суммарный тепловой поток к твердой стенке уменьшается, а ее температура понижается в сравнении со случаем обтекания пластины без сублимации. Вследствие превышения в несколько раз молекулярного веса нафталина над молекулярным весом воздуха и понижения температуры поверхности в результате испарения материала стенки наблюдается повышение плотности бинарной смеси воздуха и паров сублимирующего вещества вблизи стенки, что может приводить к повышению устойчивости сверхзвукового пограничного слоя и к затягиванию его перехода в турбулентное состояние.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, бинарная газовая смесь, сублимация, численное моделирование.

Введение

Исследование пограничного слоя в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности обусловлено необходимостью совершенствования тепловой защиты элементов конструкции летательных аппаратов путем использования разрушаемых покрытий. Важность таких исследований, в частности, подчеркивалась в монографии [1]. Там также упоминалось, что тепловая защита первых космических аппаратов была существенно преувеличена из-за недостаточности знаний ряда проблем аэротермодинамики. Одной из них является ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя.

Изучению ламинарно-турбулентного перехода уделяется большое внимание во всем мире. Общепринятым считается, что, по крайней мере, при малых внешних возмущениях ламинарно-турбулентный переход определяется неустойчивостью пограничного слоя.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-01-00070-а) и частично в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7, № 0323-2018-0009).

Основы теории устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев были заложены еще в конце сороковых–начале пятидесятых годов прошлого столетия [2]. В работах [3–5] были продолжены исследования устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев. Эти исследования касались пограничных слоев однокомпонентного газа.

Первыми работами, в которых изучалась устойчивость пограничного слоя при наличии химических реакций, были работы [6, 7]. В них рассматривалась устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа (кислорода и азота). Подробный анализ результатов этих работ был приведен в публикации [8]. В конце 1990-х и начале 2000-х годов проводились исследования по устойчивости гиперзвуковых пограничных слоев с наличием химических реакций более общего вида [9–14]. Влияние сублимации материала поверхности на течение в пограничном слое передается посредством двух основных воздействий. К первому относится воздействие вдува инородного газа через обтекаемую поверхность, ко второму — затраты энергии на испарение сублимирующего вещества. Влияние вдува инородного газа на течение в сверхзвуковом пограничном слое и на его устойчивость исследовалось теоретически и экспериментально в работах [15–17].

В условиях абляции устойчивость и ламинарно-турбулентный переход почти не исследовались. В настоящее время известны только работы [18, 19] по устойчивости гиперзвукового пограничного слоя конуса в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности в полной постановке. В них изучался случай двумерных возмущений при числах Маха $M = 16$ и 20 . При этом результаты теоретических исследований не сопоставлялись с экспериментальными данными. Представляется чрезвычайно важным расширение начатых исследований в части теоретического изучения развития трехмерных возмущений при умеренных числах Маха.

Многочисленные аналитические и численные исследования указывают на возможность качественного предсказания устойчивости и ламинарно-турбулентного перехода на основе простых свойств о распределении скорости и температуры в пограничном слое. К сожалению, практически отсутствуют работы по изучению влияния сублимации поверхности на параметры течения в пограничном слое, необходимые для определения характеристик устойчивости таких течений. В приближении локальной автомодельности в работе [20] были проведены соответствующие исследования. Однако течение в пограничном слое, например, при заданной температуре поверхности, не является автомодельным даже при обтекании плоской пластины. Поэтому принято целесообразным провести прямое численное моделирование обтекания плоской пластины, покрытой сублимирующим материалом, и сопоставить с результатами локальной автомодельности.

Высокотемпературную абляцию, характерную для условий реального полета спускаемого аппарата в атмосфере, достаточно трудно и затратно воспроизводить в лабораторных условиях. При этом сублимация в условиях умеренных температур, реализуемых в современных аэродинамических трубах [21, 22], позволяет изучать физические процессы абляции в облегченных условиях, т.е. в отсутствие химических реакций и иных высокотемпературных газодинамических явлений. Исходя из этого, в настоящей работе расчеты ламинарного пограничного слоя проводятся для нафталина ($C_{10}H_8$), сублимация которого имеет место при невысоких температурах поверхности.

Общая формулировка задачи

Рассматривается обтекание плоской пластины сверхзвуковым потоком бинарной смеси газов (воздуха и паров сублимирующего однокомпонентного вещества). Полные уравнения динамики [23] в размерном представлении имеют вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\mathbf{grad}\Pi, \quad \frac{dp}{dt} + \rho \operatorname{div}(\mathbf{v}) = 0, \quad \rho \frac{dc}{dt} = -\operatorname{div}\mathbf{j}, \\ \rho \frac{dh}{dt} &= \frac{dp}{dt} - \operatorname{div}\mathbf{q} + 2\mu\dot{S}^2, \quad p = \frac{\rho RT}{m}, \quad \frac{1}{m} = \frac{m_1 + (m_2 - m_1)c}{m_1 m_2}, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь v — скорость, ρ — плотность, p — давление, T — температура, h — удельная энтальпия на единицу массы, c — массовая концентрация сублимирующего вещества (примеси), μ — динамическая вязкость, \mathbf{q} — тепловой поток, \mathbf{j} — массовый поток примеси, m_1, m_2 и m — молекулярные веса примеси, натекающего газа и бинарной смеси соответственно.

Функция $\dot{S}^2 = \sum_{i,j=1}^3 \dot{S}_{ij}^2$, где элементы тензора деформации S имеют вид

$$\dot{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right). \text{ Тензор давления } \Pi \text{ и тензор деформации } S \text{ без учета второго коэффициента объемной вязкости связаны соотношением:}$$

$$\Pi = (p + (2/3)\mu \operatorname{div}\mathbf{v})\mathbf{E} - 2\mu\dot{S}, \text{ где } \mathbf{E} \text{ — единичная матрица, а } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i}.$$

В отсутствие термодиффузии имеем [8]:

$$\mathbf{q} = -\lambda \mathbf{grad}T + (h_1 - h_2) \mathbf{j}_1, \quad (2)$$

$$\mathbf{j}_1 = -\rho D_{12} \left[\mathbf{grad}c + \frac{m_2 - m_1}{m} c(1-c) \mathbf{grad}(\ln p) \right], \quad (3)$$

где D_{12} — коэффициент бинарной диффузии, h_1, h_2 — удельные энтальпии на единицу массы примеси и натекающего газа (например, воздуха); система (1)–(3) решается при следующих условиях на поверхности:

$$u_w = 0, \quad v_w = G / \rho_w, \quad T = T_w, \quad (1-c)v_w + D_{12} \left. \frac{dc}{dy} \right|_w = 0, \quad (4)$$

здесь u_w, v_w — продольная и нормальная скорости, $G = a_1 \frac{P_1^{\text{sat}} - P_1}{\sqrt{2\pi RT_w / m_1}}$ — количество

испаряющегося вещества с единицы площади в единицу времени [24], a_1 — коэффициент аккомодации. Три первых условия, по-видимому, понятны, последнее условие означает отсутствие проникновения основного газа через стенку.

При установившемся течении тепловой поток внутрь пластины отсутствует, и температура на стенке устанавливается в соответствии с условием [25, 26]

$$-q_w - Gh_w + Gh_{1w} - GL = 0. \quad (5)$$

Для расчета вязкости бинарной смеси используются соотношения из [25]:

$$\mu = \frac{X_1 \mu_1}{X_1 + G_{12} X_2} + \frac{X_2 \mu_2}{X_2 + G_{21} X_1}, \text{ где } X_1 = cm / m_1, \quad X_2 = (1-c)m / m_2,$$

$$G_{12} = \frac{[1 + (\mu_1 / \mu_2)^{1/2} (m_2 / m_1)^{1/4}]^2}{8^{1/2} [1 + (m_1 / m_2)]^{1/2}}, \quad G_{21} = \frac{[1 + (\mu_2 / \mu_1)^{1/2} (m_1 / m_2)^{1/4}]^2}{8^{1/2} [1 + (m_2 / m_1)]^{1/2}},$$

$$\mu_i = 2,6693 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{m_i T}}{d_i^2 \Omega^{(2,2)*}} \text{ [кг/(м}\cdot\text{с)].}$$

В этой же работе приведена формула для расчета теплопроводности бинарной смеси:

$$\lambda = \frac{X_1 \lambda_1'}{X_1 + 1,065 \tilde{G}_{12} X_2} + \frac{X_2 \lambda_2'}{X_2 + 1,065 \tilde{G}_{21} X_1},$$

$$\lambda_i' = \lambda_i Eu, \quad Eu = 0,115 + 0,354 C_{pi} / R_i, \quad \lambda_i = 15 R \mu_i / m_i,$$

$$\tilde{G}_{12} = \frac{\left[1 + (\lambda_1 / \lambda_2)^{1/2} (m_2 / m_1)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + (m_1 / m_2)\right]^{1/2}}, \quad \tilde{G}_{21} = \frac{\left[1 + (\lambda_2 / \lambda_1)^{1/2} (m_1 / m_2)^{1/4}\right]^2}{8^{1/2} \left[1 + (m_2 / m_1)\right]^{1/2}}.$$

Коэффициент диффузии записывается как

$$D_{12} = 2,628 \cdot 10^{-7} \frac{\left[T^3 (m_1 + m_2) / 2 m_1 m_2\right]^{1/2}}{P \sigma_{12}^2 \Omega^{(1,1)*}} \left[\text{м}^2 / \text{с}\right],$$

где $\sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2) / 2$, ангстрем (А); P приводится в атм, T — в °К. Интегралы столкновений $\Omega^{(1,1)*}$ и $\Omega^{(2,2)*}$ могут быть вычислены на основе потенциала Леонарда–Джонса.

Методы решения

Численное моделирование выполнялось с помощью пакета ANSYS Fluent [27]. Одновременно решались уравнения неразрывности, движения и переноса частиц, что позволяло описывать перенос частиц, конвекцию и диффузию для каждого компонента смеси. В каждой расчетной ячейке физические свойства, такие как теплоемкость, теплопроводность, плотность и вязкость смеси, определялись согласно объемной концентрации каждой компоненты.

Расчетная область, приведенная на рис. 1 (ABCD), является прямоугольной с длиной 0,11 м и высотой 0,06 м. Высота области выбиралась с учетом того, что ударная волна падает на заднюю стенку (CD). Для этой области строилась структурированная сетка с постоянным шагом по x , равным $5,5 \cdot 10^{-5}$ м, и с таким сгущением по y вблизи пластины, что на y приходилось 1000 точек по высоте. На левой (AB) и верхней (BC) границах расчетной области задавался поток, параллельный пластине. Пластина располагалась на нижней границе (AD) с отступом от левой границы, равным десяти расчетным ячейкам. На пластине фиксировалась температура, поток сублимирующего вещества с поверхности пластины определялся согласно выражению (4), откуда можно было получить значение нормальной компоненты скорости. На задней стенке (CD) задавались неотражающие условия. Надежные результаты удавалось получить при условии, что сублимация учитывалась на расстояниях от передней кромки пластины, больших 10 мм.

Расчет проводился с помощью явных схем второго порядка точности методом установления. Расщепления конвективных потоков проводились с помощью AUSM-схемы [28]. Сначала рассчитывался стационарный пограничный слой без учета сублимации вещества с поверхности, то есть на пластине задавались условия прилипания. На втором этапе учитывалось испарение сублимирующего вещества с поверхности пластины. Вычисления продолжались до установления стационарного течения.

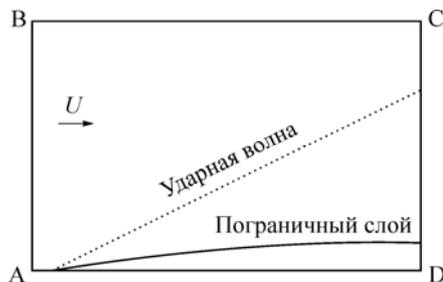


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области для прямого численного моделирования.

В приближении пограничного слоя на плоской пластине четыре первых уравнений системы (1) приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho)}{\partial y} = 0, \quad \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) = -\frac{\partial q}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2, \quad \rho \left(u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} \right) = -\frac{\partial j}{\partial y}, \end{aligned} \quad (6)$$

где
$$q = -\lambda \frac{dT}{dy} + (h_1 - h_2)j, \quad j = -\rho D_{12} \frac{dc}{dy}.$$

Система (6) с граничными условиями (4) решалась в приближении локальной автосимilarityности пограничного слоя с координатой $Y = y/\sqrt{\mu_e x/\rho_e U_e}$. Более подробную информацию о методе решения системы (6) можно найти в работах [10, 15].

Обсуждение результатов

Расчеты проводились для плоской пластины, покрытой нафталином, при числе Маха $M = 2$. Параметры набегающего потока воздуха имели следующие значения: статическое давление $p = 6570$ Па, $c_\infty = 0$. Нафталин ($C_{10}H_8$) с молекулярным весом $m_1 = 128,17$ в 4,4 раза тяжелее воздуха. Диаметр соприкосновений при столкновении молекул нафталина, необходимый для вычисления коэффициентов переноса, был принят 6,45 ангстрем [29]. Величина теплоемкости паров этого вещества $C_{p1} = 165,7$ Дж/(моль·К), энтальпии сублимации $H_{sg} = 72,6$ Дж/моль [30]. Параметры тройной точки нафталина имели значения: $T_{TP} = 353,4$ °К и $P_{TP} = 1060$ Па [31].

На рис. 2 представлены для сравнения результаты прямого численного моделирования как с учетом сублимации, так и в ее отсутствие с результатами моделирования на основе уравнений пограничного слоя при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6,6 \cdot 10^6/m$,

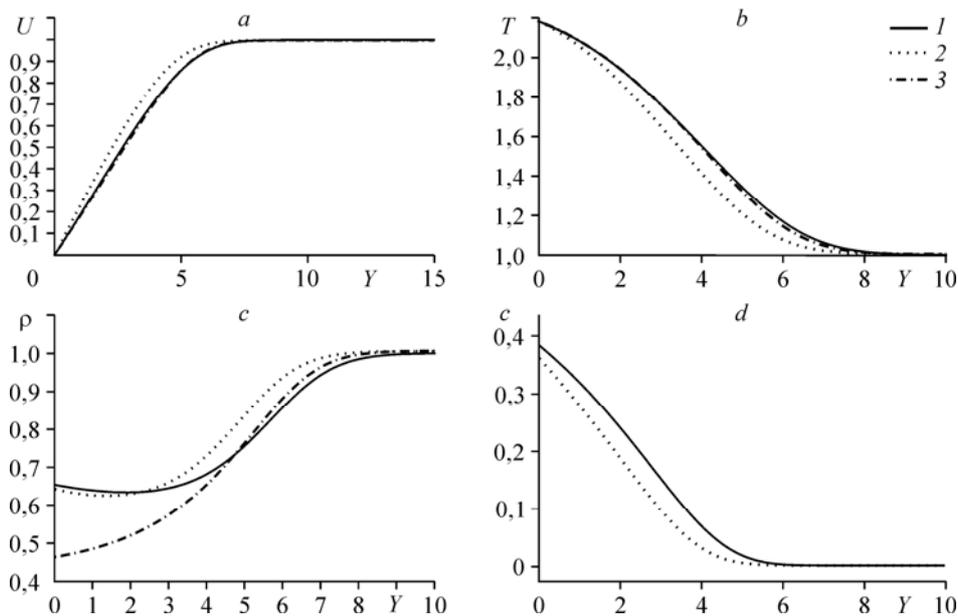


Рис. 2. Профили продольной скорости $U = U(Y)$ (a), температуры $T = T(Y)$ (b), плотности $\rho = \rho(Y)$ (c) и концентрации $c = c(Y)$ (d) примеси (паров нафталина).

Данные, полученные на основе уравнений пограничного слоя (1), прямого численного моделирования с учетом сублимации (2) и без сублимации (3).

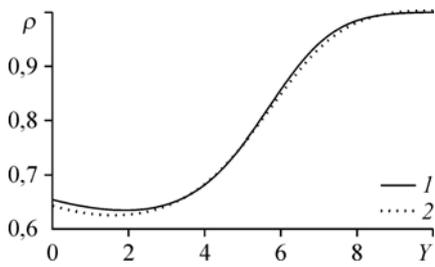


Рис. 3. Сравнение профилей плотности при $x = 90$ мм ($Re = 770$), полученных на основе теории пограничного слоя (1) и методом прямого численного моделирования (2), пересчитанных с учетом эффективной координаты $x^* = x - 10$ мм ($Re^* = 725$).

температуре торможения внешнего потока $T_0 = 300$ °К и температуре пластины $T_w = 350$ °К (то есть пластина с подогревом). Результаты приведены для $x = 90$ мм; скорость, температура и плотность отнесены к соответствующим параметрам внешнего потока. Из приведенных данных видно сильное влияние сублимации на плотность внутри пограничного слоя, тогда как на распределения температуры и скорости по пограничному слою это влияние существенно меньше. Сопоставление результатов прямого численного моделирования и решений уравнений пограничного слоя в приближении локальной автомодельности показывает, что толщина пограничного слоя во втором случае несколько больше, чем полученная при прямом численном моделировании. Это особенно заметно в распределениях плотностей (рис. 2с). При этом если результаты прямого численного моделирования сравнивать с результатами уравнений пограничного слоя с условием, что берутся данные при $x = 90$ мм, а Y -координата рассчитывается при x^* , заниженном на 10 мм, что равносильно уменьшению числа Рейнольдса примерно на 5 %, то результаты практически совпадают. В качестве примера на рис. 3 приведено сопоставление распределений плотности, полученных при $x = 90$ мм на основе уравнений пограничного слоя ($Re = 770$) и путем прямого численного моделирования при скорректированных значениях $Y^* = Y / \sqrt{8/9}$ ($Re^* = 725$). На основе установленного факта можно предположить, что за начало формирования пограничного слоя следует принимать положение начала сублимации, которое при прямом численном моделировании располагалось на расстоянии 10 мм от передней кромки пластины.

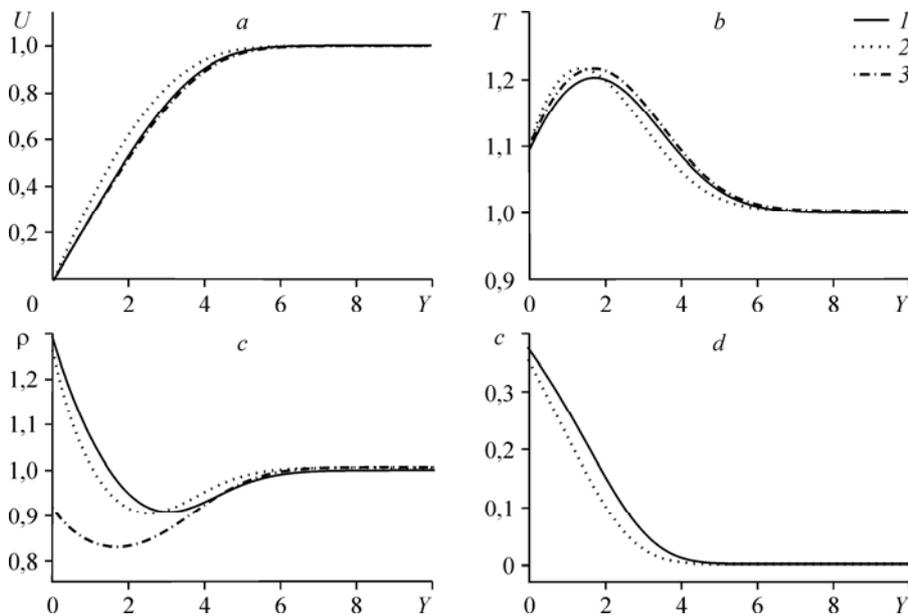
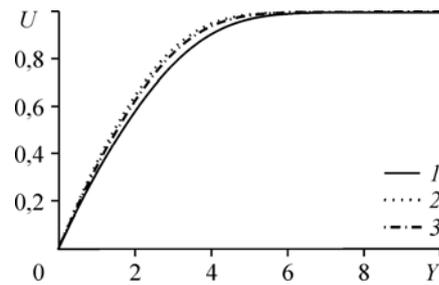


Рис. 4. Профили продольной скорости $U = U(Y)$ (а), температуры $T = T(Y)$ (б), плотности $\rho = \rho(Y)$ (с) и концентрации $c = c(Y)$ (д) примеси (паров нафталина). Данные, полученные на основе уравнений пограничного слоя (1), прямого численного моделирования с учетом сублимации (2) и без сублимации (3).

Рис. 5. Профили продольной компоненты скорости с учетом сублимации при разных числах Рейнольдса.
 $Re = 430$ (1), 535 (2), 640 (3).



Вторая серия расчетов, результаты которой приведены на рис. 4, проводилась при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 2,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $T_0 = 580 \text{ °К}$ и $T_w = 350 \text{ °К}$, соответствующих условию (5) при $Re = 500$ в приближении локальной автомо-

дельности пограничного слоя. Как и в предыдущих расчетах, здесь в рамках уравнений пограничного слоя наблюдается незначительное превышение толщины слоя по сравнению с толщиной, полученной методом прямого численного моделирования. В целом различие данных двух подходов следует признать незначительным.

Наконец, численно установлено, что с увеличением числа Рейнольдса параметры течения стремятся к универсальным зависимостям от автомодельной координаты. Это демонстрирует рис. 5. Видно, что с увеличением числа Рейнольдса профиль скорости стремится к некоторой единой зависимости. Практическое отклонение от универсальной зависимости наблюдается при числах Рейнольдса $Re < 500$. Это значит, что для чисел Рейнольдса, больших 500, вполне корректно использовать уравнения пограничного слоя для решения задач такого класса.

Заключение

Прямым численным моделированием и на основе уравнений пограничного слоя рассчитаны параметры сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине при сублимации вещества (нафталина) с поверхности при числе Маха $M = 2$. Основные параметры сверхзвукового пограничного слоя, влияющие на устойчивость, полученные прямым численным моделированием и на основе уравнений пограничного слоя в локально автомодельном приближении, практически совпадают. Некоторая разница заметна в распределениях концентрации примеси по пограничному слою, что отражается в небольшом отличии в результатах для распределения плотности и температуры.

Основным выводом может служить заключение о практической возможности предсказания сопротивления и тепловых потоков в условиях сублимации материала с поверхности на основе локальной автомодельности течения в пограничном слое и устойчивости последнего.

Список литературы

1. Тирский Г.А. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов. М.: Физмалит, 2011. 548 с.
2. Линь Ц.Ц. Теория гидродинамической устойчивости. М.: Изд. иностр. лит., 1958. 194 с.
3. Mack L.M. Boundary layer stability theory. Document 900-277, Rev.A. California: Pasadena, 1969. 388 p.
4. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
5. Жигулев В.Н., Тумин А.М. Возникновение турбулентности. Динамическая теория возбуждения развития неустойчивостей в пограничных слоях. Новосибирск. Наука, 1987. 282 с.
6. Петров Г.В. Устойчивость пограничного слоя газа с химическими реакциями на каталитической поверхности // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 797–801.
7. Петров Г.В. Устойчивость пограничного слоя каталитически рекомбинирующего газа // Прикл. механика и технич. физика. 1978. № 1. С. 40–45.
8. Гапонов С.А., Петров Г.В. Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, 2013. 95 с.
9. Malik M.R., Anderson E.C. Real gas effects on hypersonic boundary-layer stability // Phys. Fluids. A. 1991. No. 3. P. 803–821.
10. Stuckert G.K. Linear stability of hypersonic, chemically reacting viscous flows // PhD Thesis. Arizona State University, 1991. 716 p.

11. **Stuckert G.K., Reed H.L.** Linear disturbances in hypersonic, chemically reacting shock layers // AIAA J. 1994. Vol. 32. P. 1384–1394.
12. **Chang C.L.H., Vinh H., Malik M.R.** Hypersonic boundary-layer stability with chemical reactions // AIAA Paper. 1997. No. 1997–2012.
13. **Hudson M.L., Chokani N., Candler G.V.** Linear disturbances in hypersonic, chemically reacting shock layers // AIAA J. 1997. Vol. 35. P. 958–964.
14. **Johnson H.B., Seipp T.G., Candler G.** Numerical study of hypersonic reacting boundary layer transition on cones // Phys. Fluids. 1998. Vol. 10. P. 2676–2685.
15. **Гапонов С.А., Смородский Б.В.** Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2016. Т. 11, № 1. С. 5–15.
16. **Гапонов С.А., Ермолаев Ю.Г., Зубков Н.Н., Косинов А.Д., Лысенко В.И., Смородский Б.В., Яцких А.А.** Исследование влияния вдува тяжелого газа в сверхзвуковой пограничный слой на его ламинарно-турбулентный переход // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 6. С. 61–69.
17. **Garonov S.A., Smorodsky B.V.** Supersonic boundary layer of binary mixture and its stability // Int. J. Mechanics. 2016. Vol. 10. P. 312–319.
18. **Mortensen C., Zhong X.** Simulation of second-mode instability in a real-gas hypersonic flow with graphite ablation // AIAA J. 2014. Vol. 52, No. 8. P. 1632–1652.
19. **Mortensen C., Zhong X.** Real gas and surface-ablation effects on hypersonic boundary-layer instability over a blunt cone // AIAA J. 2016. Vol. 52, No. 3. P. 976–994.
20. **Гапонов С.А., Смородский Б.В.** Влияние сублимации материала поверхности на параметры сверхзвукового пограничного слоя // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 1. С. 25–39.
21. **Charwat A.F.** Exploratory studies on the sublimation of slender camphor and naphthalene models in a supersonic wind-tunnel // Memorandum RM-5506-ARPA, 1968. 74 p.
22. **Combs C.S., Clemens N.T., Danehy P.M., Murman S.M.** Heat-shield ablation visualized using naphthalene planar laser-induced fluorescence // J. Spacecraft and Rockets. 2017. Vol. 54, No. 2. P. 476–494.
23. **Лалин Ю.В.** Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. 2-е изд., перераб. М. Наука, 1982. 312 с.
24. **Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.** Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
25. **Дорренс У.Х.** Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 439 с.
26. **Bianchi D.** Modeling of ablation phenomena in space applications // Ph.D. Thesis. Universit'а degli Studi di Roma «La Sapienza». 2007. 228 p.
27. **ANSYS Fluent Theory Guide.** Release 12.1. 2009.
28. **Liou M.-S., Steffen C.** A new flux splitting scheme // J. Comput. Phys. 1993. Vol. 107. P. 23–39.
29. **Li F., Lee J., Bernstein E.R.** Spectroscopy of naphthalene in simple molecular liquids // J. Phys. Chem. 1983. Vol. 87, No. 7. P. 1175–1180.
30. **Dean J.A.** Lange's handbook of chemistry. McGraw-Hill, 1999. 1291 p.
31. **Haynes W.M., Lide D.R., Bruno T.J.** CRC handbook of chemistry and physics. CRC Press, 2017. 2643 p.

*Статья поступила в редакцию 24 апреля 2019 г.,
после доработки — 24 апреля 2019 г.,
принята к публикации 26 августа 2019 г.*