

Влияние сублимации материала поверхности на параметры сверхзвукового пограничного слоя

С. А. Гапонов, Б. В. Смородский

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

Аннотация

Проведено теоретическое исследование характеристик сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха $M = 2$ в условиях сублимации материала поверхности плоской пластины, обтекаемой потоком воздуха. В качестве сублимирующего вещества принят нафталин ($C_{10}H_8$). Расчетами 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. Превышение в несколько раз молекулярного веса нафталина над молекулярным весом воздуха и понижение температуры поверхности в результате испарения материала стенки приводят к повышению плотности бинарной смеси (воздух плюс пары сублимирующего вещества вблизи стенки), что может привести к повышению устойчивости сверхзвукового пограничного слоя и к затягиванию его перехода в турбулентное состояние.

Ключевые слова

сверхзвуковой пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход, бинарная газовая смесь, сублимация

Благодарности

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

Для цитирования

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. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-25-39

Influence of Surface Sublimation on Supersonic Boundary Layer Properties

S. A. Gaponov, B. V. Smorodsky

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

The paper presents results of theoretical investigation of characteristics of the supersonic Mach = 2 flat-plate boundary-layer under conditions of surface sublimation in the flow of air. Naphthalene ($C_{10}H_8$) is used as a sublimation material. Calculations found that with increasing surface temperature, the mass flow rate of naphthalene evaporation also increases. In this case, the total heat flux to the solid wall decreases, while its temperature decreases also in comparison with the case of a flow past a flat-plate without sublimation. Large molecular weight of naphthalene in comparison with molecular weight of air and lowering of the surface temperature as a result of the wall material evaporation lead to an increase in the density of the binary mixture (air and vapor of the sublimation substance) near the wall, that can lead to an increase in the stability of the supersonic boundary layer and to a delay in its transition to turbulence.

Keywords

supersonic boundary layer, laminar-turbulent transition, binary gas mixture, sublimation

Acknowledgements

The research was carried out within the framework of the Program of Fundamental Scientific Research of Russian state academies of sciences in 2013-2020 (project АААА-А17-117030610125-7, no. 0323-2018-0009) and was also supported by Russian Foundation for Basic Research (project 18-01-00070a)

For citation

Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Influence of Surface Sublimation on Supersonic Boundary Layer Properties. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 1, p. 25–39. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-1-25-39

Введение

Необходимость исследования пограничного слоя в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности стимулируется практической необходимостью тепловой защиты элементов конструкции летательных аппаратов путем использования разрушаемых покрытий. Важность таких исследований, в частности, подчеркивается в монографии [1], в которой упоминается, что тепловая защита первых космических аппаратов была существенно преувеличена из-за недостаточности знаний о ряде проблем аэротермодинамики. Одной из таких проблем является ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя.

Вопросам 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. Основы теории устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев были заложены еще в конце 40-х – начале 50-х гг. прошлого столетия [2]. Дальнейшие исследования устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев проанализированы в [3–5], и касались они пограничных слоев однокомпонентного газа.

Первыми работами, в которых исследовалась устойчивость пограничного слоя с химическими реакциями, были работы [6; 7], в них изучалась устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа (кислорода и азота). Результаты этих работ подробно описаны в [8]. В конце 90-х и начале 2000-х гг. проводились исследования по устойчивости гиперзвуковых пограничных слоев с химическими реакциями более общего вида [9–14].

Устойчивость и ламинарно-турбулентный переход в условиях абляции почти не исследовались. В настоящее время известны только работы [15; 16] по устойчивости гиперзвукового пограничного слоя конуса в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности. В них рассмотрен только случай двумерных возмущений при числе Маха $M = 16$ и 20 . Результаты теоретических исследований не сопоставлялись с экспериментом, поэтому расширение начатых исследований в части теоретического изучения развития трехмерных возмущений при умеренных числах Маха представляется чрезвычайно важным.

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, поэтому в качестве первого шага в данной работе проводятся исследования по влиянию сублимации материала пластины на параметры сверхзвукового пограничного слоя. Полученные при этом результаты будут в дальнейшем использоваться в расчетах характеристик устойчивости.

Высокотемпературную абляцию, характерную для условий реального полета спускаемого аппарата в атмосфере, воспроизвести в лабораторных условиях достаточно трудно и затратно. При этом сублимация в условиях умеренных температур, реализуемых в современных аэродинамических трубах, позволяет изучать физические процессы абляции в облегченных условиях, т. е. в отсутствие химических реакций и иных высокотемпературных газодинамических явлений. Поэтому в настоящей работе расчеты ламинарного пограничного слоя проводятся для нафталина ($C_{10}H_8$), сублимация которого происходит при невысоких температурах поверхности. Из литературы известны примеры использования нафталина в аэрофизическом эксперименте с абляцией поверхности модели [17]. А в [18] было показано, что визуализация ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла с помощью сублимации нафталинового покрытия является вполне надежным экспериментальным методом. Визуализация течения путем индуцированной лазером флюоресценции

сублимировавших паров нафталина применялась для турбулентного пограничного слоя при числе Маха 5 [19]. Там же было получено двумерное распределение концентрации паров нафталина.

Основные уравнения пограничного слоя

Рассматривается пограничный слой на плоской пластине. Поверхность пластины покрыта сублимирующим монокомпонентным материалом. Пластина обтекается сверхзвуковым потоком воздуха. С учетом сублимации в пограничном слое образуется бинарная смесь (воздух + пары сублимирующего вещества), течение которой в отсутствие термодиффузии описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial(U\rho)}{\partial s} + \frac{\partial(V\rho)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial s} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$\rho \left(U \frac{\partial h}{\partial s} + V \frac{\partial h}{\partial y} \right) = U \frac{\partial P_e}{\partial s} - \frac{\partial q}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2, \quad (3)$$

$$\rho \left(U \frac{\partial c_1}{\partial s} + V \frac{\partial c_1}{\partial y} \right) = -\frac{\partial j_1}{\partial y}, \quad (4)$$

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + (m_2 - m_1) c_1}, \quad P = \frac{\rho R T}{m} = \rho \tilde{R} T, \quad (5)$$

где

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + (h_1 - h_2) j, \quad j_1 = -\rho D_{12} \frac{\partial c_1}{\partial y}. \quad (6)$$

Здесь U, V – скорости смеси в направлениях s и y ; ρ – плотность; h – удельная энтальпия на единицу массы; P – давление; T – температура; q, j_1 – тепловой и массовый поток примеси в направлении y ; c_1 – массовая концентрация примеси; R – универсальная газовая постоянная; μ, λ, D_{12} – коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии.

Предполагая процесс сублимирования достаточно медленным, будем рассматривать форму поверхности обтекаемой модели неизменной. В отсутствие теплового потока к твердому телу, с учетом уравнения Кнудсена – Ленгмюра [20] и теплового баланса [21] на поверхности, система (1)–(6) решается при следующих граничных условиях на стенке:

$$U(0) = 0, \quad (7)$$

$$G_w = G(0) = a_1 \frac{P_1^{\text{sat}} - P_1}{\sqrt{2\pi R T(0)/m_1}}, \quad (8)$$

$$Q + G_w (h - h_1)_w - \left[\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right) + (h_1 - h_2) j_1 \right]_w = 0, \quad (9)$$

$$\rho_w V_w (1 - c_{1,w}) = \rho_w D_{12,w} \left(\frac{\partial c_1}{\partial y} \right)_w, \quad (10)$$

где G_w – массовый поток сублимирующего вещества с поверхности, а нижний индекс w указывает, что значение соответствующей величины берется на стенке, при $y = 0$. Из (8)

видно, что величина G_w определяется разностью давления насыщенных паров сублиманта P_1^{sat} при температуре стенки T_w и парциального давления паров вещества в пограничном слое непосредственно над поверхностью P_1 ; a_1 – безразмерный коэффициент аккомодации сублиманта; m_1 – молекулярный вес сублимирующего вещества; $Q = H_{sg} G_w$ – количество тепла, затрачиваемого на испарение вещества покрытия; H_{sg} – энтальпия сублимации.

Граничные условия на внешней границе пограничного слоя:

$$(U, T) \rightarrow (U_e, T_e), \quad c_1 \rightarrow 0, \quad \text{при } y \rightarrow \infty. \quad (11)$$

Зависимость давления насыщенных паров от температуры сублимирующего покрытия $P_1^s = P_1^s(T_w)$ определяется уравнением Клапейрона – Клаузиуса [20]:

$$\ln \left(\frac{P_1^s}{P_{TP,1}} \right) = \frac{H_{sg} m_1}{R} \left(\frac{1}{T_{TP,1}} - \frac{1}{T_w} \right), \quad (12)$$

где $P_{TP,1}$, $T_{TP,1}$ – давление и температура паров сублиманта в тройной точке. Парциальное давление испаряющегося материала определяется по формуле

$$P_1 = \frac{c_1 m}{m_1} P = \frac{c_1 m_2}{m_1 + (m_2 - m_1) c_1} P,$$

где P – давление вне пограничного слоя.

При фиксированной температуре поверхности условие (9) заменяется условием

$$T(0) = T_w. \quad (13)$$

К сожалению, коэффициенты переноса: вязкость, теплопроводность и диффузия, известны не для всех сублимирующих веществ. Поэтому в настоящей работе использовалась теория, основанная на взаимодействии молекул в виде твердых сфер [22], согласно которой

$$\begin{aligned} \mu &= 2,6693 \cdot 10^{-5} \sqrt{mT} / \sigma^2, \\ \lambda &= 1,9891 \cdot 10^{-4} \sqrt{T/m} / \sigma^2 = \frac{15 R}{4 m} \mu, \\ D_{12} &= 2,628 \cdot 10^{-3} \sqrt{T^3/m} / (P \sigma^2). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь μ измеряется в [г/см·с], λ – в [кал/см·К·с], D_{12} – в [см²/с]; σ – диаметр столкновения молекул в ангстремах, m – молекулярный вес, P – давление в атмосферах. Для бинарной смеси

$$\begin{aligned} D_{12} &\approx \frac{2,63 \cdot 10^{-3}}{P \sigma_{12}^2} \sqrt{T^3 \frac{m_1 + m_2}{2 m_1 m_2}}, \\ \sigma_{12} &= (\sigma_1 + \sigma_2) / 2. \end{aligned} \quad (15)$$

Столкновительный диаметр молекулы можно определить по критическим параметрам T_c и P_c уравнения Ван-дер-Ваальса [23]:

$$\sigma = 93,76 (T_c / P_c)^{1/3}. \quad (16)$$

Формула для расчета вязкости бинарной смеси приведена в [21]:

$$\mu = \frac{X_1 \mu_1}{X_1 + G_{12} X_2} + \frac{X_2 \mu_2}{X_2 + G_{21} X_1},$$

где молярные доли определяются через массовую концентрацию как $X_1 = cm/m_1$ и $X_2 = (1-c)m/m_2$;

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

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

Там же приводится формула для расчета теплопроводности бинарной смеси:

$$\lambda = \frac{X_1 \lambda'_1}{X_1 + 1.065 \tilde{G}_{12} X_2} + \frac{X_2 \lambda'_2}{X_2 + 1.065 \tilde{G}_{21} X_1},$$

где $\lambda'_i = \lambda_i Eu$, где Eu – поправка Эйкена для многоатомных газов: $Eu = 0,115 + 0,354 C_{pi}/R_i$, $\lambda_i = 15R\mu_i/4m_i$,

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

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

Локально-автомодельные уравнения двумерного пограничного слоя

Уравнения пограничного слоя (1)–(4) приводились к системе обыкновенных дифференциальных уравнений с использованием автомодельной координаты $\bar{y} = y/\delta$ [24; 25], где $\delta = \sqrt{\mu_e x / \rho_e U_e}$ – масштаб Блазиуса сжимаемого пограничного слоя:

$$\begin{aligned} \frac{dz_1}{d\bar{y}} &= \frac{\bar{\rho} z_3}{2}, & \frac{dz_2}{d\bar{y}} &= -\frac{z_1 z_2}{\bar{\mu}}, & \frac{dz_3}{d\bar{y}} &= \frac{z_2}{\bar{\mu}}, \\ \frac{dz_4}{d\bar{y}} &= z_1 \frac{d\bar{h}}{d\bar{y}} + (\gamma - 1) M_e^2 \bar{\mu} z_2^2, & \frac{dz_5}{d\bar{y}} &= \frac{1}{\lambda} \{-z_4 + (c_{p1}/c_{p2} - 1) z_5 z_6\}, \\ \frac{dz_6}{d\bar{y}} &= -\frac{z_1 z_6}{\bar{\rho} \bar{D}_{12}}, & \frac{dz_7}{d\bar{y}} &= -\frac{z_6}{\bar{\rho} \bar{D}_{12}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $z_1 = F$, $z_2 = \bar{\mu}(d\bar{U}/d\bar{y})$, $z_3 = \bar{U}$, $z_4 = \bar{q}$, $z_5 = \bar{T}$, $z_6 = \bar{j}$, $z_7 = c_1$, $\bar{q}(\bar{y}) = \text{Re} \frac{1}{\rho_e U_e h_e} q$,
 $\bar{j}_1 = \text{Re} \frac{j_1}{\rho_e u_e}$, $\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{\mu_e c_{pe}}$, $\bar{D}_{12} = \frac{\rho_e D_{12}}{\mu_e}$, $\text{Re} = \sqrt{\frac{\rho_e U_e}{\mu_e} x} = \sqrt{\text{Re}_1 x}$, а скорость \bar{U} , плотность $\bar{\rho}$,
 вязкость $\bar{\mu}$, энтальпия \bar{h} – безразмерные величины, отнесенные к соответствующим значениям вне пограничного слоя.

Граничные условия на поверхности (7)–(10) записываются в следующем виде:

$$\bar{U}(0) = 0, \quad (18)$$

$$-F_w = \frac{G_w}{\rho_e U_e} \text{Re}, \quad (19)$$

$$\text{Re} \left(\bar{Q} + \bar{G}(\bar{h} - \bar{h}_1) \right)_w - \left(\bar{\lambda} \frac{d\bar{T}}{d\bar{y}} + (\bar{h}_1 - \bar{h}_2) \bar{j}_1 \right)_w = 0, \quad (20)$$

$$\bar{G} \text{Re}(1 - c_1(0)) = \left(\bar{\rho} \bar{D}_{12} \frac{\partial c_1}{\partial \bar{y}} \right)_{\bar{y}=0}. \quad (21)$$

Как видим, в граничных условия (18)–(21) балансы массы и энергии на поверхности оказываются связанными (массовый расход паров сублиманта по нормали к стенке G_w зависит от температуры, а сам он включен в условие теплового баланса (20) и входит в выражение, связывающее концентрацию примеси c_1 с диффузионным массовым потоком сублиманта (21)).

В настоящей работе уравнения (17) интегрировались численно с помощью метода Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Для нахождения решения, удовлетворяющего граничным условиям (11), (18)–(21), применялись метод стрельбы и итерационный алгоритм Ньютона.

Результаты

Расчеты проводились для пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой потоком воздуха с числом Маха $M_\infty = 2$. Предполагается, что поверхность модели покрыта слоем вещества, способного к чистой сублимации (фазовому переходу от состояния твердого тела в газообразное состояние, минуя жидкую фазу) при достаточно низкой температуре, т. е. в отсутствие других осложняющих анализ явлений, таких как химические реакции, диссоциация и ионизация. Таким свойством обладают, например, сухой лед, камфара, йод.

В настоящей работе рассматривается сверхзвуковой пограничный слой над поверхностью, покрытой слоем нафталина ($C_{10}H_8$). Это вещество с молекулярным весом $m_1 = 128,17$, что в 4,4 раза тяжелее воздуха. Диаметр столкновения молекул нафталина, необходимый для вычисления коэффициентов переноса по (14), был определен по формуле (16): $\sigma_1 \approx 5,3$ ангстрем. Величина теплоемкости паров этого вещества $C_{p1} = 201,6$ Дж/моль·К, энтальпии сублимации $H_{sg} = 72,6$ кДж/моль и значения критических параметров $T_c = 748$ К и $P_c = 41$ бар взяты из справочника [26]. Параметры тройной точки нафталина $T_{TP,1} = 353,4$ К и $P_{TP,1} = 0,0106$ бар [27].

В более ранних работах [24; 25] было показано, что инжекция тяжелого газа (с молекулярным весом большим, чем у воздуха) благоприятным образом сказывается на устойчивости сверхзвукового пограничного слоя. Целью настоящей статьи является выработка рекомендаций и подбор параметров для проведения экспериментов по влиянию сублимации покрытия на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя. Выбор нафталина для таких исследований помимо его благоприятных теплофизических свойств обусловлен также и тем, что $C_{10}H_8$ – это доступный и недорогой углеводород.

Результаты расчетов представлены ниже в безразмерном виде: различные физические величины отнесены к своим значениям на внешней границе пограничного слоя, а расстояние от стенки – к масштабу Блазиуса δ .

На рис. 1 показано распределение основных параметров пограничного слоя: продольной скорости \bar{U} , температуры \bar{T} ; концентрации примеси c_1 , плотности $\bar{\rho}$, теплового потока \bar{q} , а также величины $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$ поперек слоя (в зависимости от нормальной координаты \bar{y}). Расчеты проведены в предположении фиксированной температуры поверхности T_w (применялось граничное условие (13)); при этом температура торможения потока $T_0 = 290$ К, единичное число Рейнольдса $Re_1 = 6,6 \cdot 10^6$ м⁻¹.

На рис. 1, в показано, что повышение температуры поверхности модели от $T_w = 290$ К (комнатная температура) до $T_w = 350$ К (что на три градуса ниже температуры тройной точки нафталина) последовательно приводит к увеличению интенсивности испарения вещества поверхности (в соответствии с (8), (12)). В результате этого концентрация паров примеси в пограничном слое повышается от значений, близких к нулю (при комнатной температуре испарения почти нет), до значений $c_{1w} \approx 37\%$ при T_w , близкой к температуре тройной точки.

Из рис. 1, а видно, что увеличение температуры стенки не приводит к существенной перестройке продольной компоненты скорости. При этом профили температуры \bar{T} (рис. 1, б) показывают рост по всей толщине слоя, вплоть до его внешней границы. На всех графиках рис. 1, а–в легко заметить, что увеличение T_w вызывает незначительное увеличение толщины пограничного слоя. Происходит это потому, что в результате нагревания бинарной газовой смеси подогреваемой поверхностью, вязкость смеси также увеличивается, что приводит к увеличению вытесняющего действия пограничного слоя, т. е. к увеличению его толщины.

Поперечные профили плотности $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{y})$ (рис. 1, в) демонстрируют немонотонное поведение при увеличении T_w . Сначала значение плотности бинарной смеси на стенке уменьшается от $\bar{\rho}_w = 0,56$ до 0,52, однако дальнейшее повышение T_w до 350 К приводит к увеличению плотности до $\bar{\rho}_w = 0,65$. Причиной такой немонотонности является то, что при $290 \leq T_w < 330$ К, когда концентрация примеси достаточно мала (см. рис. 1, в), доминирует влияние нагрева стенки T_w (см. рис. 1, б), приводящее к уменьшению $\bar{\rho}_w$. Затем, при $330 \leq T_w \leq 350$ К, начинает преобладать эффект большего молекулярного веса паров сублиманта (c_{1w} при этом увеличивается от 0,1 до 0,37, см. рис. 1, в), что и приводит к некоторому увеличению $\bar{\rho}_w$.

На рис. 1, д показано распределение поперек слоя полного безразмерного теплового потока $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$ (6). Видно, что на стенке $\bar{q}_w > 0$, т. е. тепловой поток направлен от стенки к потоку (нагретая стенка охлаждается потоком). При этом \bar{q}_w растет с увеличением T_w , что естественно. Тепловой поток $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$ достигает максимума при значении координаты $\bar{y} \approx 4$, т. е. там, где градиент температуры максимален (см. рис. 1, б).

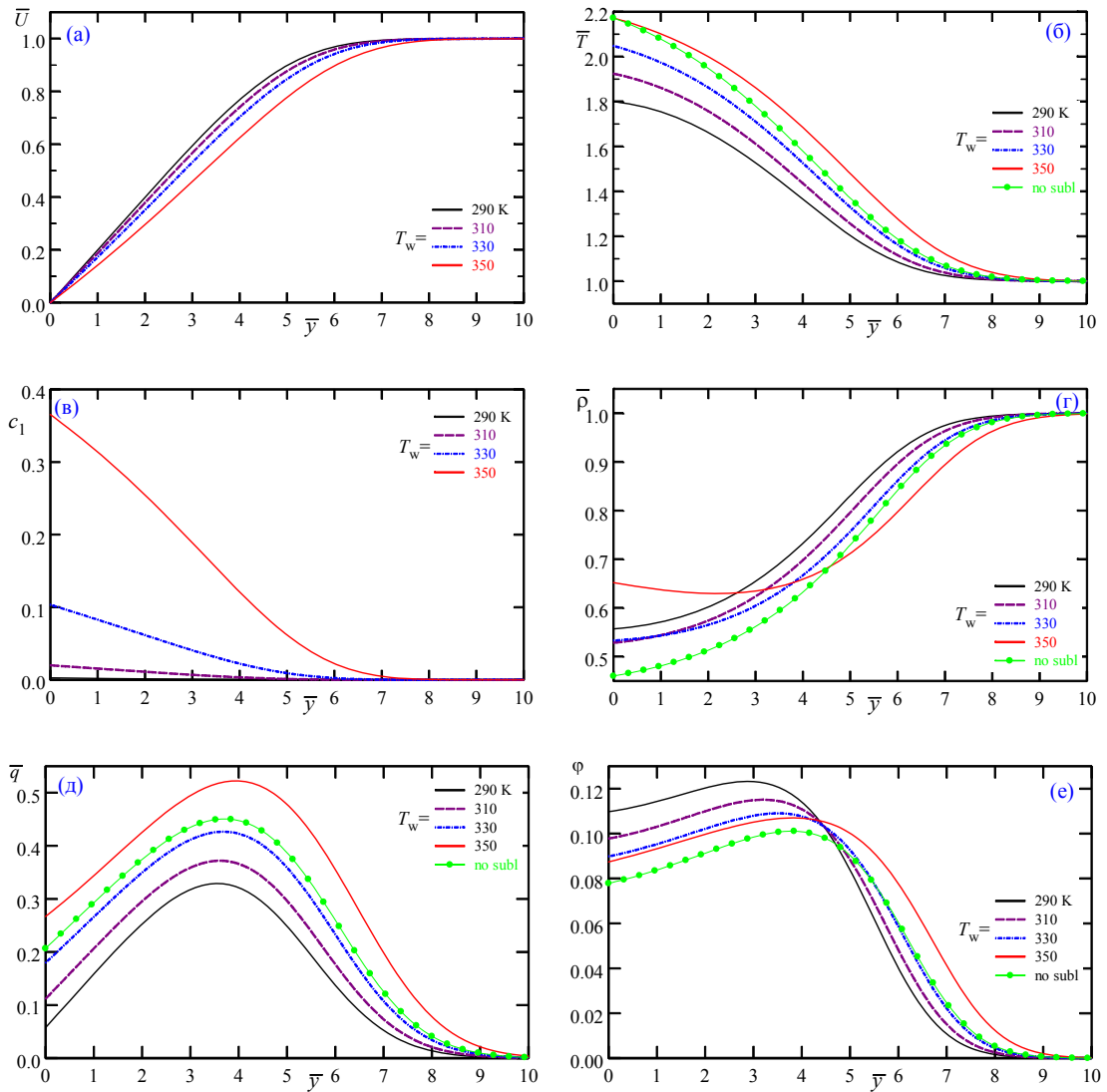


Рис. 1. Пограничный слой при различных значениях фиксированной температуры сублимирующей поверхности $290 \leq T_w \leq 350$ К: *a* – профили продольной скорости $U = U(y)$; *b* – температуры $T = T(y)$; *c* – концентрации примеси (паров нафталина) $c_1 = c_1(y)$; *d* – плотности $\rho = \rho(y)$; *e* – теплового потока $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$; *f* – распределение поперек пограничного слоя величины $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$; $T_0 = 290$ К, $Re_1 = 6,6 \cdot 10^6$ м⁻¹. Кривые с символами – расчет при $T_0 = 290$ К, $T_w = 350$ К для несублимирующей поверхности

Fig. 1. Boundary layer profiles at various values of fixed temperature of the sublimation surface $290 \leq T_w \leq 350$ K: *a* – streamwise velocity $U = U(y)$; *b* – temperature $T = T(y)$; *c* – foreign gas concentration (naphthalene vapor) $c_1 = c_1(y)$; *d* – density $\rho = \rho(y)$; *e* – heat flux $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$; *f* – distribution across the boundary layer of the function $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$; $T_0 = 290$ K, $Re_1 = 6.6 \cdot 10^6$ m⁻¹. Curves with symbols depict results of computation for $T_0 = 290$ K, $T_w = 350$ K for the surface without sublimation

Рисунок 1, *e* демонстрирует поведение функции $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$. Появление экстремума этой функции $d\varphi/d\bar{y} = 0$ (обобщенной точки перегиба) внутри пограничного слоя (при $0 < y < y_e$, где y_e – внешняя граница пограничного слоя) является необходимым условием невязкой неустойчивости [8], т. е. в этом случае можно ожидать высоких скоростей роста возмущений пограничного слоя. На приведенном графике видно, что при $T_w = 290$ К имеется формальный (неявно выраженный) экстремум величины φ при $\bar{y} \approx 2,7$. Увеличение T_w приводит к тому, что этот максимум оттесняется дальше от стенки (к $\bar{y} \approx 4$ при $T_w = 350$ К), что в принципе может свидетельствовать о некоторой дестабилизации пограничного слоя. На рис. 1 символами изображены результаты расчета для поверхности в отсутствие сублимации при $T_0 = 290$ К, $T_w = 350$ К. Сравнение двух профилей плотности $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{y})$, полученных при $T_w = 350$ К (см. рис. 1, *z*), показывает, что сублимация нафталинового покрытия позволяет поднять плотность на стенке с $\bar{\rho}_w \approx 0,46$ (символы, без сублимации) до $\bar{\rho}_w \approx 0,65$ (сплошная красная кривая) за счет более высокого молекулярного веса примеси. Это, согласно [24; 25], должно способствовать некоторой стабилизации пограничного слоя. Однако для окончательного вывода о влиянии сублимации поверхности на устойчивость пограничного слоя необходимо проводить соответствующие расчеты по ЛГУ.

На рис. 2 приведены аналогичные рис. 1 распределения продольной скорости, температуры; концентрации примеси, плотности, теплового потока, и величины φ поперек слоя, рассчитанные, однако, для адиабатической стенки (с применением граничного условия (20)) при различных значениях температуры торможения потока. В этих расчетах было фиксировано значение давления торможения, такое что при $T_0 = 290$ К значение единичного Рейнольдса было прежним: $Re_1 = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Из рис. 2, *a* видно, что увеличение T_0 , вызывающее соответствующее увеличение температуры адиабатической стенки T_w , не приводит к существенной перестройке профилей продольной скорости $\bar{U} = \bar{U}(\bar{y})$, а вызывает лишь незначительное уменьшение толщины пограничного слоя в безразмерном представлении. Необходимо отметить, что увеличение T_0 вызывает увеличение вязкости газа, что изменяет масштаб δ обезразмеривания.

Профили температуры $\bar{T} = \bar{T}(\bar{y})$ (рис. 2, *b*) пограничного слоя на адиабатической стенке отличаются от соответствующих распределений на поверхности с фиксированной температурой (см. рис. 1, *b*). Увеличение температуры торможения в данном случае приводит к значительному понижению безразмерной температуры адиабатической стенки \bar{T}_w от величины 1,65 приблизительно до 1,1. Такое заметное уменьшение \bar{T}_w при увеличении T_0 в сочетании с увеличением среднего молекулярного веса смеси (увеличение c_{1w} , рис. 2, *в*) вызывает значительное повышение плотности $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{y})$. В частности, на стенке $\bar{\rho}_w$ увеличивается от 0,6 до 1,3 (рис. 2, *z*).

Рисунок 2, *в* показывает, что профили концентрации примеси $c_1 = c_1(\bar{y})$ напоминают аналогичные профили на пластине с фиксированной температурой (см. рис. 1, *в*). Увеличение температуры торможения на сублимирующей адиабатической поверхности приводит к росту концентрации паров примеси по всей толщине пограничного слоя. Величина концентрации на стенке c_{1w} практически равна соответствующей величине, представленной на рис. 1, *в*. Отметим только, что толщина диффузионного пограничного слоя, определяемого по профилям $c_1 = c_1(\bar{y})$, составляет примерно 4,5 (см. рис. 2, *в*), тогда как в пограничном слое

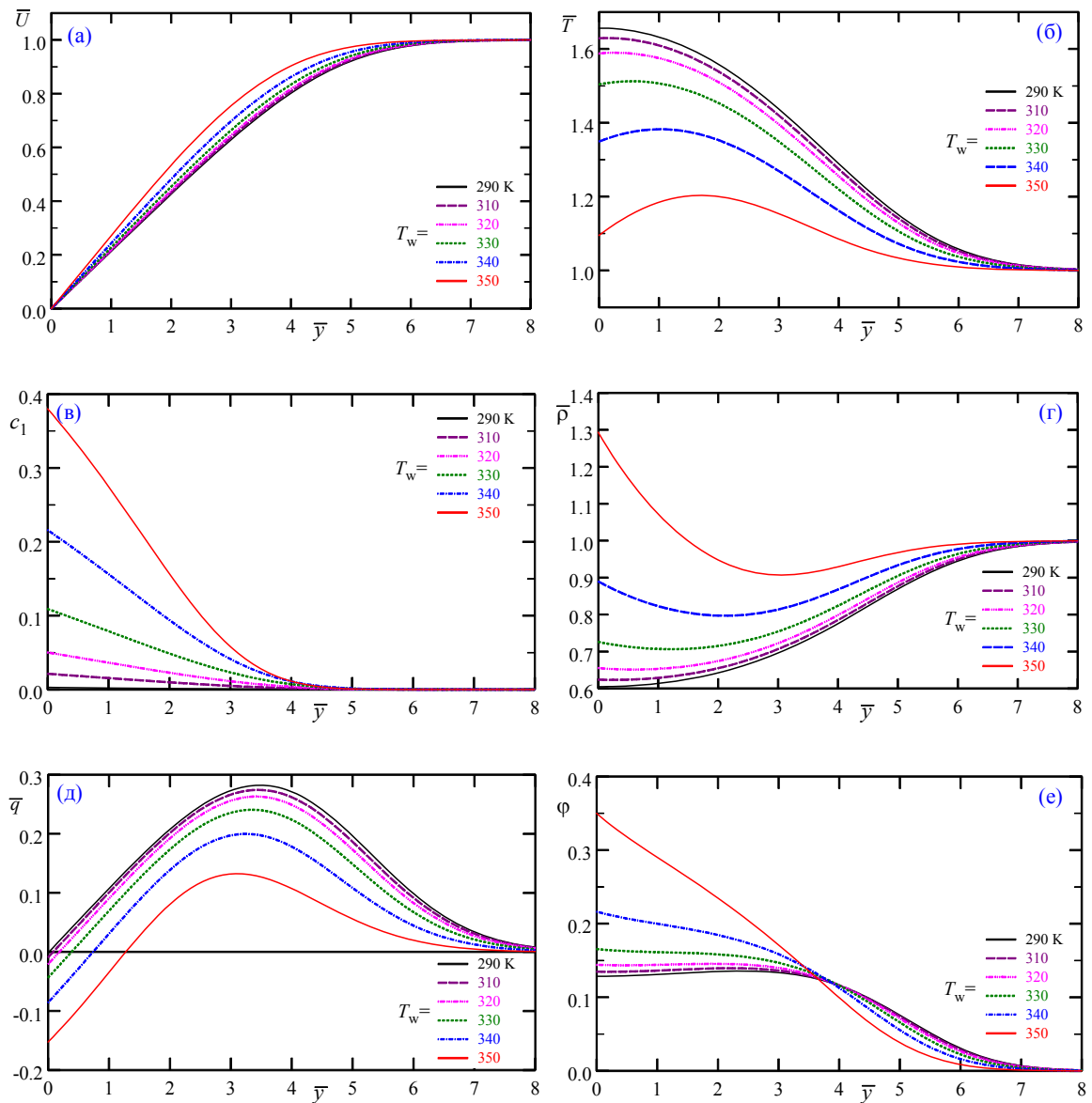


Рис. 2. Пограничный слой на адиабатической стенке при различных значениях температуры торможения T_0 : a – профили продольной скорости $\bar{U} = \bar{U}(\bar{y})$; b – температуры $\bar{T} = \bar{T}(\bar{y})$; c – концентрации примеси (паров нафталина) $c_1 = c_1(\bar{y})$; d – плотности $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{y})$; e – теплового потока $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$; f – распределение поперек пограничного слоя величины $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$. На графиках в качестве обозначений отдельных кривых приводятся соответствующие значения температуры сублимирующей поверхности $290 \leq T_w \leq 350$ K

Fig. 2. Boundary layer profiles on the adiabatic sublimation coating at various values of flow stagnation temperature T_0 : a – streamwise velocity $\bar{U} = \bar{U}(\bar{y})$; b – temperature $\bar{T} = \bar{T}(\bar{y})$; c – foreign gas concentration (naphthalene vapor) $c_1 = c_1(\bar{y})$; d – density $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{y})$; e – heat flux $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$; f – distribution across the boundary layer of the function $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$. Different curves on the plots above are identified by corresponding values of the sublimation surface temperature $290 \leq T_w \leq 350$ K

на пластине с фиксированной температурой эта величина была 6,5 (см. рис. 1, в). Причина такого отличия состоит в том, что на адиабатической поверхности температура бинарной смеси в пристенном подслое уменьшается (см. рис. 2, б), что, в свою очередь, приводит к уменьшению коэффициента диффузии (15) в результате чего пары примеси диффундируют сквозь пограничный слой не так далеко, как на рис. 1, в (хотя различие и не столь велико).

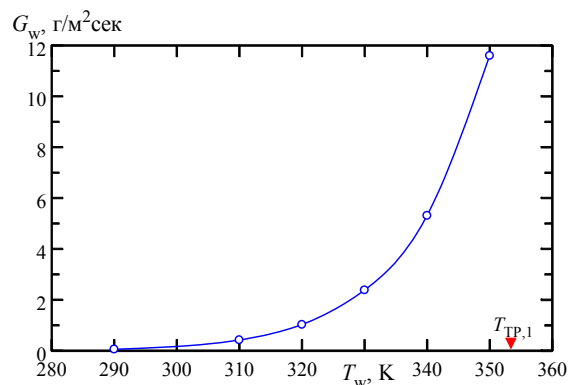
Распределение теплового потока поперек слоя, показанное на рис. 2, д, отличается от аналогичных представлений рис. 1, д. Как видно, в адиабатическом случае на стенке $\bar{q}_w < 0$, т. е. тепловой поток направлен к стенке, которая нагревается потоком. При этом $-\bar{q}_w$ растет с увеличением T_0 . Тепловой поток $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$ достигает максимума при значении координаты $\bar{y} \approx 3,5$, в слое максимального градиента температуры (см. рис. 2, б). Следует также отметить, что в распределении $\bar{q} = \bar{q}(\bar{y})$ имеется точка, в которой величина \bar{q} обращается в нуль.

На рис. 2, е приводятся функции $\varphi = \bar{\rho}(d\bar{U}/d\bar{y})$. Видно, что если при $T_w = 290$ К имеется слабый максимум величины φ при $\bar{y} \approx 2,5$, то с увеличением T_w этот экстремум исчезает, и величина φ приобретает вид монотонно убывающей функции. При такой деформации профилей пограничного слоя следует ожидать существенной стабилизации течения и затягивания перехода, аналогично случаю инжекции газа в пограничный слой сквозь проницаемую поверхность модели [24; 25]. Имеется три причины такого поведения: 1) высокий молекулярный вес паров $C_{10}H_8$; 2) их большая теплоемкость (больше, чем у воздуха); 3) испаряющееся вещество уносит значительную энергию, что приводит к сильному охлаждению поверхности (см. рис. 2, б).

Из рис. 2 видно, что влияние сублимации нафталинового покрытия на распределение различных физических величин в пограничном слое на адиабатической стенке становится заметным, когда температура покрытия приближается к температуре тройной точки нафталина: $330 \leq T_w \leq 350 \approx T_{TP,1}$. На рис. 3 приведена зависимость массовой скорости сублимации нафталина G_w от температуры поверхности T_w . Видно, что G_w достигает величины ≈ 1 г/м²с при $T_w = 320$ К. При дальнейшем увеличении температуры стенки наблюдается быстрый (экспоненциальный, в соответствии с зависимостью давления насыщенных паров от температуры, (8), (12)) рост массового расхода сублиманта с поверхности модели, и при $T_w = 350 \approx T_{TP,1}$ величина G_w становится уже на порядок больше: $G_w \approx 12$ г/м²с.

Рис. 3. Зависимость массовой скорости сублимации нафталина $G_w = G_w(T_w)$ от температуры поверхности

Fig. 3. Naphthalene sublimation mass flow rate $G_w = G_w(T_w)$ as a function of the surface temperature



Верхняя штриховая линия на рис. 4 представляет собой зависимость температуры восстановления T_r на поверхности модели в отсутствие сублимации от температуры торможения потока T_0 . Как видно из графика, T_r прямо пропорциональна T_0 . Нижняя кривая с символа-

ми показывает зависимость температуры T_w адиабатической поверхности с сублимирующим нафталиновым покрытием, рассчитанную на основании краевой задачи (11), (17)–(21). Рисунок 4 позволяет оценить величину охлаждения поверхности модели за счет сублимации нафталинового покрытия. Видно, что уже при $T_0 \approx 350$ К (при этом $T_w = 310$ К) отмеченный эффект охлаждения становится заметным. Температура адиабатической стенки с нафталиновым покрытием становится заметно ниже температуры восстановления пластины в отсутствие сублимации, а к $T_0 \approx 570$ К ($T_w = 350$ К) разница температуры восстановления теплоизолированной пластины и температуры адиабатической сублимирующей поверхности достигает 170 К. Таким образом, охлаждение за счет сублимации поверхности становится достаточно сильным.

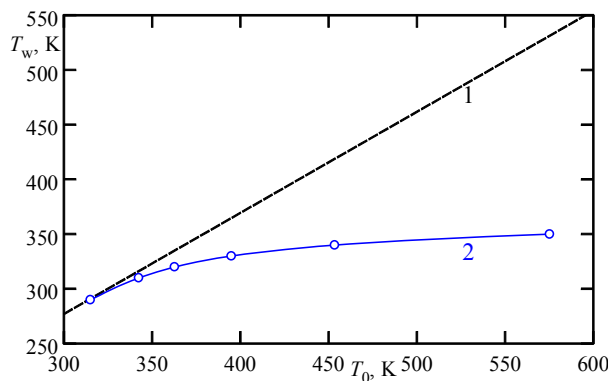


Рис. 4. Температура восстановления обычной теплоизолированной пластины T_r (штриховая линия, 1) и температура адиабатической поверхности T_w с сублимирующим покрытием из $C_{10}H_8$ (кривая с символами, 2) в зависимости от температуры торможения потока T_0

Fig. 4. Recovery temperature of the insulated flat plate T_r (dashed line, 1) and temperature of adiabatic surface with the sublimation $C_{10}H_8$ coating T_w (curve with symbols, 2) versus flow stagnation temperature T_0

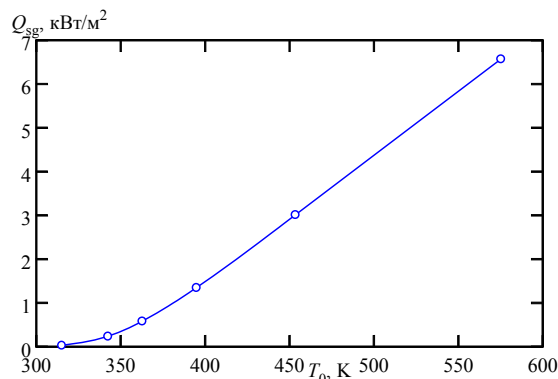
Из рис. 2, б–г очевидно, что, для того чтобы эффект сублимации нафталиновой покрытия проявился в полной мере, достаточно подогреть обтекаемую поверхность всего на 60° . Однако в случае адиабатической стенки для того, чтобы получить требуемый нагрев стенки, необходимо существенно повышать температуру торможения потока. Для выбранных условий обтекания, как видно из рис. 4, T_0 нужно поднять с 315 К приблизительно до 570 К, т. е. в 1,8 раза.

Причиной этого являются довольно существенные потери тепла, затрачиваемые на сублимацию, как показано на рис. 5, где тепловой поток с поверхности Q_{sg} , расходуемый на сублимацию, приводится как функция T_0 для заданных (M , Re_1) условий. Видно, что при $T_0 > 400$ К количество тепла, уносимого с сублимировавшим веществом, растет практически линейно с ростом температуры торможения потока.

Следует отметить, что в отличие от экспериментов с нафталиновой визуализацией [18] сублимация $C_{10}H_8$ начинает заметно влиять на распределение различных физических величин в сверхзвуковом пограничном слое (достаточно большие значения концентрации паров c_{1w} (см. рис. 2, в), деформация профилей температуры (см. рис. 2, б), плотности (см. рис. 2, г)) в том случае, когда нафталин начинает интенсивно испаряться, а это происходит, когда температура адиабатической стенки T_w стремится к температуре тройной точки $T_{TP,1}$ (см. рис. 3).

Рис. 5. Количество тепла, уносимого с сублимирующей поверхности Q , в зависимости от температуры торможения потока T_0

Fig. 5. Heat flux from the surface Q due to sublimation, versus flow stagnation temperature T_0



Нужно также заметить, что в литературе имеется некоторый разброс в теплофизических свойствах нафталина (а равно и других сублимирующих веществ, таких, например, как камфара или йод). Эта неопределенность в параметрах может несколько повлиять на количественный результат, но не изменит качественный вывод, полученный в настоящей работе, о стабилизирующей роли сублимирующего покрытия на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя.

Выводы

На основании проведенных расчетов делаются следующие выводы.

Получены локально-автомодельные уравнения для описания сжимаемого пограничного слоя в условиях сублимации материала поверхности плоской пластины.

Проведены расчеты характеристик такого пограничного слоя бинарной смеси воздуха и паров сублиманта, в качестве которого выбран нафталин, для числа Маха набегающего потока $M = 2$.

Расчеты показали, что увеличение температуры торможения потока приводит к интенсификации испарения нафталина с адиабатической поверхности, понижению ее температуры. В результате плотность бинарной смеси в пристенном подслое увеличивается, что может способствовать стабилизации сверхзвукового пограничного слоя.

Список литературы / References

1. **Тирский Г. А.** Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов. М.: ФМЛ, 2011. 548 с.
Tirsky G. A. Hypersonic aerodynamics and heat-mass-transfer of reentry space vehicles and planetary probes. Moscow: FML, 2011. 548 p. (in Russ.)
2. **Линь Ц. Ц.** Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958. 194 с.
Lin C. C. The theory of hydrodynamic stability. CUP, 1954.
3. **Mack L. M.** Boundary layer stability theory. In: Rev. A. Pasadena, 1969, document 900-277, 388 p.
4. **Гапонов С. А., Маслов А. А.** Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
Gaponov S. A., Maslov A. A. Development of Disturbances in Compressible Flow. Novosibirsk: Nauka, 1980. 144 p. (in Russ.)

5. **Жигулев В. Н., Тумин А. М.** Возникновение турбулентности. Динамическая теория возбуждения развития неустойчивостей в пограничных слоях. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
Zhigulev V. N., Tumin A. M. Onset of turbulence. Dynamic theory of excitation and development of instabilities in boundary layers. Novosibirsk: Nauka, 1987. 282 p. (in Russ.)
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.
Petrov G. V. Boundary layer stability of a gas with chemical reactions on a catalytic surface. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1974, vol. 10, no. 6, p. 719–721.
7. **Петров Г. В.** Устойчивость пограничного слоя каталитически рекомбинирующего газа // ПМТФ. 1978. № 1. С. 40–45.
Petrov G. V. Stability of boundary layer of catalytically recombining gas. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1978, vol. 19, no. 1, p. 32–35.
8. **Гапонов С. А., Петров Г. В.** Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, 2013. 95 с.
Gaponov S. A., Petrov G. V. Stability of the boundary layer with nonequilibrium gas dissociation. Novosibirsk, Nauka, 2013. (in Russ.)
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.
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. **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.
16. **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.
17. **Charwat A. F.** Exploratory studies on the sublimation of slender camphor and naphthalene models in a supersonic wind-tunnel. In: Memorandum RM-5506-ARPA. 1968.
18. **Radeztsky R. H., Reibert M. S., Saric W. S.** Effect of isolated micron-sized roughness on transition in swept-wing flows. *AIAA J.*, 1999, vol. 37, no. 11, p. 1370–1377.
19. **Combs C. S., Clemens N. T., Danehy P. M., Murman S. M.** Heat-shield ablation visualized using naphthalene planar laser-induced fluorescence. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2017, vol. 54, no. 2, p. 476–494.
20. **Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.** Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
Polezhaev Yu. V., Yurevich F. B. Thermal protection. Moscow, Energiya, 1976. (in Russ.)
21. **Дорренс У. Х.** Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 439 с.
Dorrance W. H. Viscous hypersonic flow. New York, McGraw-Hill, 1962.
22. **Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.** Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. 930 с.

- Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B.** Molecular Theory of Gases and Liquids. New York, Wiley, 1954.
23. **Яковлев В. Ф.** Курс физики. Теплота и молекулярная физика: Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. М.: Просвещение, 1976. 320 с.
Yakovlev V. F. Physics. Heat and molecular physics. Moscow, Prosveschenie, 1976, 320 p. (in Russ.)
24. **Гапонов С. А., Смородский Б. В.** Ламинарный сверхзвуковой пограничный слой бинарной смеси газов // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 1. С. 5–15.
Garponov S. A., Smorodsky B. V. Laminar Supersonic Boundary Layer of the Binary Gas Mixture. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2016, vol. 11, no. 1, p. 5–15. (in Russ.)
25. **Гапонов С. А., Смородский Б. В.** On stability of the supersonic boundary layer with a foreign gas injection. In: 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2016): AIP Conference Proceedings, 2016, vol. 1770. S. 1, 030047 p.
26. **Dean J. A.** Lange's handbook of chemistry. McGraw-Hill, 1999, 1291 p.
27. **Haynes W. M., Lide D. R., Bruno T. J.** CRC handbook of chemistry and physics. CRC Press, 2017, 2643 p.

*Материал поступил в редколлегию
Received
28.11.2018*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Гапонов Сергей Александрович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Sergey A. Garponov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), S. A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

gaonov@itam.nsc.ru

Смородский Борис Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН (ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия)

Boris V. Smorodsky, Candidate of Science (Physics and Mathematics), S. A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk 630090, Russian Federation)

smorodsk@itam.nsc.ru