

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ПОЛЁТЕ В АТМОСФЕРЕ МАРСА

Ю. Н. Григорьев^{1,a}, И. В. Ершов^{1,2,b}, А. Г. Горобчук^{1,c}

¹Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный аграрный университет, Новосибирск, Россия

^agrigor@ict.nsc.ru, ^bivershov1969@gmail.com, ^cal@ict.nsc.ru

В рамках e^N -метода выполнены сравнительные расчёты положения начала зоны ламинарно-турбулентного перехода для двух точек на траектории посадки космического аппарата на поверхность Марса. В расчётах использовалась трёхкомпонентная модель термохимически неравновесной смеси $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{O}$. Набор частот пространственных возмущений находился по нейтральным кривым для первых неустойчивых мод временных возмущений. Число Рейнольдса перехода $\text{Re}_{\delta T}$ определялось по огибающим семейств кривых N -факторов при $N_T = 8$. Для режима течения при числе Маха $M = 12.6$ учёт развитой термохимической неравновесности приводит к значительному снижению статической температуры газа в нижней части пограничного слоя. В результате начало зоны ламинарно-турбулентного перехода сдвигается вниз по потоку примерно на 9% по сравнению со случаем совершенного газа.

Ключевые слова: атмосфера Марса, линейная устойчивость, ламинарно-турбулентный переход, e^N -метод, интегральные кривые N -факторов.

Введение

При проектировании систем управления и теплозащиты космических аппаратов необходимы расчёты устойчивости пограничного слоя для оценки положения зоны перехода к турбулентности, где возникает пик теплового потока. Для расчётов положения зоны перехода широко используется e^N -метод, основанный на представлении об экспоненциальном нарастании пространственных возмущений до определённого уровня амплитуды к началу ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) [1]. В расчётах необходимо использовать реальные характеристики марсианской атмосферы, около 96% которой составляет углекислый газ CO_2 , физико-химическая кинетика которого существенно сложнее кинетики двухатомных компонент воздуха. Несмотря на разрежённость и низкую температуру атмосферы Марса, высокие скорости на траектории посадки в пределах 2–6 км/с определяют высокие температуры в пограничном слое за ударной волной, которые в верхней части траектории существенно превышают температуру полной диссоциации CO_2 . При этом в пограничном слое возникает многокомпонентная термохимически неравновесная смесь атомов и колебательно-возбуждённых молекул, для учёта свойств которой необходима адекватная физико-математическая модель.

В статье выполнены сравнительные расчёты положения начала зоны ЛТП для двух характерных режимов течения гиперзвукового пограничного слоя, соответствующих 66-й и 87-й секундам полёта аппарата «Pathfinder» при посадке на Марс [2]. В качестве наиболее опасного было взято двумерное возмущение моды II, совпадающее с направлением несущего потока. Значение показателя степени нарастания возмущений было выбрано $N = 8$. В качестве стационарных течений использовались локально автомодельные решения уравнений плоского пограничного слоя на пластине с изотермической некаталитической поверхностью.

1. Модель течения и метод решения задачи

Рассматривается сверхзвуковое течение углекислого газа CO_2 , в котором происходят колебательная релаксация и реакции диссоциации — рекомбинации с образованием молекул угарного газа CO и атомарного кислорода O: $\text{CO}_2 + A \rightleftharpoons \text{CO} + \text{O}$. Частица-партнёр по столкновению A представляет собой одну из компонент смеси $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{O}$. Рассматриваемая модель в сравнительных расчётах [3] аэродинамических характеристик при спуске конического космического аппарата в атмосфере Марса показала малое отличие от моделей с более сложной химической кинетикой.

Относительно молекул угарного газа CO принято предположение [4], что при диссоциации CO_2 молекула CO мгновенно приходит в термодинамическое равновесие со средой, а её дальнейшую диссоциацию можно не рассматривать. Это связано с тем, что время релаксации для CO много меньше, а характерное время диссоциации значительно больше, чем соответствующие характеристики для молекул углекислого газа CO_2 . При этом колебательная энергия молекул CO находится в состоянии равновесия и характеризуется статической (поступательной) температурой потока.

Молекула CO_2 , как известно, имеет три колебательные моды — продольные симметричную и антисимметричную, а также дважды вырожденную изгибную, характеризующиеся различными временами релаксации. В многотемпературном приближении им соответствуют три колебательные температуры. Однако близость характерных частот симметричной и изгибной мод [3] и рассматриваемый высокотемпературный диапазон позволяют характеризовать [5] колебательную энергию $e_{v,1}$ молекулы CO_2 одной колебательной температурой T_v .

Таким образом, система газодинамических переменных, описывающих рассматриваемое модельное течение, включает в себя скорость потока U , плотность смеси ρ , массовые доли молекул CO_2 Y_1 , CO — Y_2 и атомов O — Y_3 , статическое давление — p , удельную внутреннюю энергию смеси, связанную с квазиравновесными внутренними степенями свободы, — e_t , удельную колебательную энергию молекул CO_2 — $e_{v,1}$, поступательную (статическую) температуру — T и колебательную температуру — T_v . Поскольку сумма массовых долей компонент смеси равна единице, то массовая доля любой компоненты может быть выражена через массовые доли двух других компонент, например, $Y_3 = 1 - Y_1 - Y_2$.

В качестве исходной математической модели течения смеси $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{O}$ рассматривается система двухтемпературных уравнений аэродинамики, где колебательная релаксация описывается в рамках модели Ландау — Теллера [6], а химические реакции в рамках модели Аррениуса [7]. Коэффициенты вязкости η и теплопроводности λ смеси вычисляются по формулам Вилке, а коэффициенты вязкости η_i и теплопроводности λ_i i -й компоненты смеси рассчитываются соответственно по формуле Блотнера и соотношениям Эйкена. Аналогично [6] предполагается, что диффузия компонент смеси характеризуется единым коэффициентом диффузии D , который

определяется с помощью постоянного числа Шмидта $Sc = \eta/(\rho D) = 0.5$. Кроме числа Шмидта задача характеризуется следующими безразмерными критериями, построенными по значениям газодинамических переменных на границе пограничного слоя: числами Рейнольдса Re_δ , Прандтля Pr , Маха M и числами Дамкелера химических реакций Da_d и VT-энергообменов Da_{VT} .

Для задачи линейной устойчивости система уравнений газодинамических переменных линеаризовалась на стационарном решении уравнений пограничного слоя в локально параллельном приближении. При этом мгновенные значения газодинамических переменных представлялись в виде суммы стационарного решения и возмущений. Исследовались двумерные возмущения типа бегущих плоских волн: $\mathbf{q}'(x, y, t) = \mathbf{q}(y) \exp[i(\alpha x - \omega t)]$, где $\mathbf{q}(y)$ — амплитуды возмущений газодинамических переменных, $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ — комплексное волновое число вдоль координаты x , $\omega = \omega_r + i\omega_i$ — комплексная фазовая частота, i — мнимая единица. В качестве профилей стационарного течения использовались решения системы локально автомодельных уравнений пограничного слоя. Для потока вне пограничного слоя рассматривался набор условий, соответствующий двум точкам в средней и нижней частях траектории посадки космического аппарата на Марс. Для температур на обтекаемой поверхности ставились условия изотермичности, для массовых концентраций — условия абсолютно некаталитической поверхности. Во всех случаях было показано, что локально автомодельные профили с возрастанием продольной координаты сходятся к некоторым предельным, которые приближают соответствующие профили развитого пограничного слоя, рассчитанные конечно-разностным методом в полной постановке. При этом относительное локальное расхождение вдоль поперечной координаты между полученными двумя способами профилями не превышало 5 %.

Числа Рейнольдса $Re_{\delta T} = \sqrt{Re_{xT}}$, определяющие начало зоны ЛТП, рассчитывались по схеме, которая ранее была использована в [8]. Для определения зоны ЛТП рассматривались два вида спектральных задач. Вначале при вещественных волновых числах $\alpha = \alpha_T$ и комплексных частотах ω рассчитывались собственные значения для возмущений, развивающихся во времени. Затем при комплексных α и вещественных $\omega = \omega_S$ вычислялись спектры пространственных возмущений. Принималось, что при $y = 0$ и на условной верхней границе пограничного слоя $y = \delta$ амплитуды всех возмущений обращаются в нуль. В основе этой схемы лежит связь, обоснованная в [9], где было показано, что для двумерных пространственных и временных возмущений при условии малости затухания последних ($\omega_i^2 \ll 1$) с точностью до $O(\omega_i^2)$ имеют место соотношения $\omega_S = \omega_r$, $\alpha_r = \alpha_S$, т. е. диапазоны частот пространственных и временных возмущений совпадают для одинаковых длин волн.

На первом этапе для заданного режима течения определяется диапазон частот, эволюционирующих в пространстве возмущений. Для этого строится кривая нейтральной устойчивости для наиболее неустойчивых первых мод временных возмущений в координатах (Re_δ, ω_r) . Верхний предел частотного интервала определяется горизонтальной касательной к верхней ветви кривой, ниже которой лежит область растущих возмущений. В качестве нижнего предела частот используется условный асимптотический предел при $Re_\delta \rightarrow \infty$. На втором этапе для каждой из выбранных частот рассчитывается кривая N -фактора $N_\omega(Re_{\delta(x)})$ [8]. Далее для частот $\omega_{r1} < \omega_{r2} < \dots < \omega_{rk}$ на плоскости $(Re_{\delta(x)}, N_\omega)$ строятся полученные кривые N -факторов и находится огибающая семейства. Искомое число Рейнольдса $Re_{\delta T}$, определяющее начало зоны ЛТП, находится как абсцисса огибающей при заданной величине фактора перехода N_T . В расчётах принималось $N_T = 8$.

2. Результаты расчётов

Положение зоны перехода рассчитывалось для двух характерных режимов течения в сверхзвуковом пограничном слое. Для сравнения были выбраны две точки в средней (режим 1) и нижней (режим 2) частях баллистической траектории посадки аппарата «Pathfinder», соответствующих 66-й и 87-й секундам полёта. В режиме 1, исходя из расчётов авторов [2], имеют место высокие температуры потока и развитый процесс диссоциации, влияние которого на ЛТП является предметом исследования. В то же время режим 2 характеризуется почти полным отсутствием диссоциации, и устойчивость определяется только условиями гиперзвукового полёта в атмосфере углекислого газа, что также представляет определённый интерес. Для обоих режимов было выполнено сравнение со случаем совершенного газа при тех же внешних условиях. Параметры набегающего потока в расчётных точках траектории взяты из работы [2]. В качестве граничных условий на условной верхней границе пограничного слоя использовались параметры потока за косой ударной волной на головной части аппарата в форме клина с углом $\beta = 40^\circ$. Параметры потока за ударной волной рассчитывались на основе асимптотических формул теории косоугольного скачка при больших числах Маха.

Для режима 1 параметры потока за косым скачком уплотнения имеют следующие значения: скорость потока $U_\infty = 2445.5$ м/с, число Маха $M = 12.6$, давление $p_\infty = 1549.5$ Па, температура потока $T_\infty = 2583$ К, колебательная температура $T_{v_\infty} = 169$ К. Температура поверхности спускаемого аппарата принималась равной $T_{\text{wall}} = 2000$ К. Для режима 2 — скорость потока $U_\infty = 1378$ м/с, число Маха $M = 6.9$, давление $p_\infty = 1062.85$ Па, температура потока $T_\infty = 946$ К, колебательная температура $T_{v_\infty} = 179$ К, температура поверхности спускаемого аппарата $T_{\text{wall}} = 1100$ К. В этом случае статическая температура потока существенно ниже температуры начала диссоциации углекислого газа. Вместе с тем она равна температуре возбуждения изгибной колебательной моды, и газ остаётся термически неравновесным.

Массовые концентрации компонент смеси в обоих режимах были выбраны близкими к составу равновесной атмосферы: $Y_{1\infty} = 0.9$, $Y_{2\infty} = 0.05$ и $Y_{3\infty} = 0.05$. С учётом конечного времени колебательной релаксации колебательные температуры принимались равными температуре атмосферы в точках входа.

На условной границе пограничного слоя при $y = \delta$ для обоих режимов течения ставились следующие условия: $U(\delta) = U_\infty$, $Y_1(\delta) = Y_{1\infty}$, $Y_2(\delta) = Y_{2\infty}$, $Y_3(\delta) = Y_{3\infty}$, $T(\delta) = T_\infty$, $T_v(\delta) = T_{v_\infty}$. На поверхности спускаемого аппарата ставились условия прилипания и изотермической некаталитической стенки: $U(0) = 0$, $Y_1'(0) = Y_2'(0) = Y_3'(0) = 0$, $T(0) = T_v(0) = T_{\text{wall}}$, где штрих обозначает дифференцирование по переменной y .

Расчёты проводились при следующих значениях параметров: для режима 1 — $M = 12.6$, $Da_d = 0$, 6.69×10^{-4} , $Da_{VT} = 5.32 \times 10^{-3}$; для режима 2 — $M = 6.9$, $Da_d \approx 0$, $Da_{VT} = 1.27 \times 10^{-3}$. Для обоих режимов использовались значения параметров $Sc = 0.5$, $Pr = 0.75$, $\delta = 8$ и рассчитывался альтернативный случай совершенного газа при $Da_d = Da_{VT} = 0$.

Расчёты локально автомодельных профилей газодинамических переменных невозмущённого пограничного слоя показали, что последовательный учёт энергоёмких процессов колебательного возбуждения и диссоциации приводит к существенному охлаждению потока, хотя колебательная температура меняется слабо. Следует отметить, что полученные уровни абсолютных значений статической и колебательной температур по порядку величины близки к соответствующим значениям,

полученным в [3] для того же режима на основе трёхкомпонентной модели, но для баллистического спуска и с более сложной колебательной кинетикой.

Для определения диапазона частот, эволюционирующих в пространстве возмущений, рассчитывались кривые нейтральной устойчивости наиболее неустойчивых первых мод временных возмущений в координатах (Re_δ, ω_r) . Полученные кривые для режимов 1 и 2 в полулогарифмических координатах представлены на рис. 1. Проведённое сравнение совершенного и термохимически неравновесных газов, а также сопоставление с нейтральными кривыми [10] для совершенного газа при близких гиперзвуковых числах Маха $M \approx 6$ и $M \approx 12$ показывают, что вид нейтральных кривых временных возмущений целиком определяется числом Маха пограничного слоя.

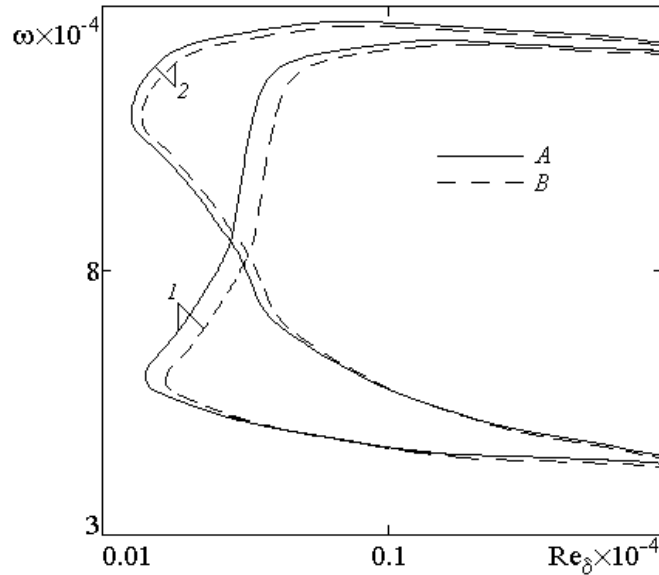


Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости наиболее неустойчивых первых мод временных возмущений: 1 — режим 1; 2 — режим 2; A — совершенный газ; B — термохимически неравновесный газ

В ближнем гиперзвуке [10; 11] происходит слияние областей неустойчивостей мод I и II. Уже при $M \approx 6$ сохраняет индивидуальность только нижняя часть области неустойчивости первой моды. При $M \approx 12$ мода I целиком поглощается модой II, что делает их неразличимыми. При этом происходит смещение частотной координаты критического числа Рейнольдса в нижнюю часть нейтральной кривой с образованием характерного заострённого носика [10]. Таким образом, для гиперзвуковых пограничных слоёв получается единая кривая нейтральной устойчивости для первых наиболее неустойчивых мод. Можно заметить, что в режиме 2, где фактически имеет место только термическая неравновесность, рост критического числа Рейнольдса по сравнению с совершенным газом значительно меньше, чем было получено в [11] для близкого числа Маха. Это связано с тем, что в данном случае значение релаксационного числа Дамкелера Da_{VT} в определённой мере соответствовало реальным условиям полёта в атмосфере Марса, в то время как в модельной задаче [11] было принято $Da_{VT} \sim O(1)$.

На рис. 2 для двух режимов течения представлены по несколько кривых из семейств N -факторов для наиболее неустойчивых первых мод и огибающие семейств. Число Рейнольдса перехода для режима 1 в случае совершенного газа равно $Re_{xT} = 3.638 \times 10^7$, а в случае термохимически неравновесного газа — $Re_{xT} = 3.98 \times 10^7$. Для режима 2 имеем, что $Re_{xT} = 1.014 \times 10^7$ для совершенного газа и $Re_{xT} = 1.067 \times 10^7$ для термохимически неравновесного газа. Можно констатировать, что учёт термохимической неравновесности в режиме 1 приводит к смещению начала ЛТП примерно на 9% по сравнению с совершенным газом. В режиме 2 соответствующее смещение ещё меньше, особенно относительно результата, полученного в [11] для близкого по числу Маха режима. Последнее связано с отмеченной выше малостью числа релаксационного числа Дамкелера Da_{VT} . Надо отметить, что химическое число Дамкелера Da_d с учётом реальных размеров перспективных марсианских космических аппаратов может быть увеличено почти на

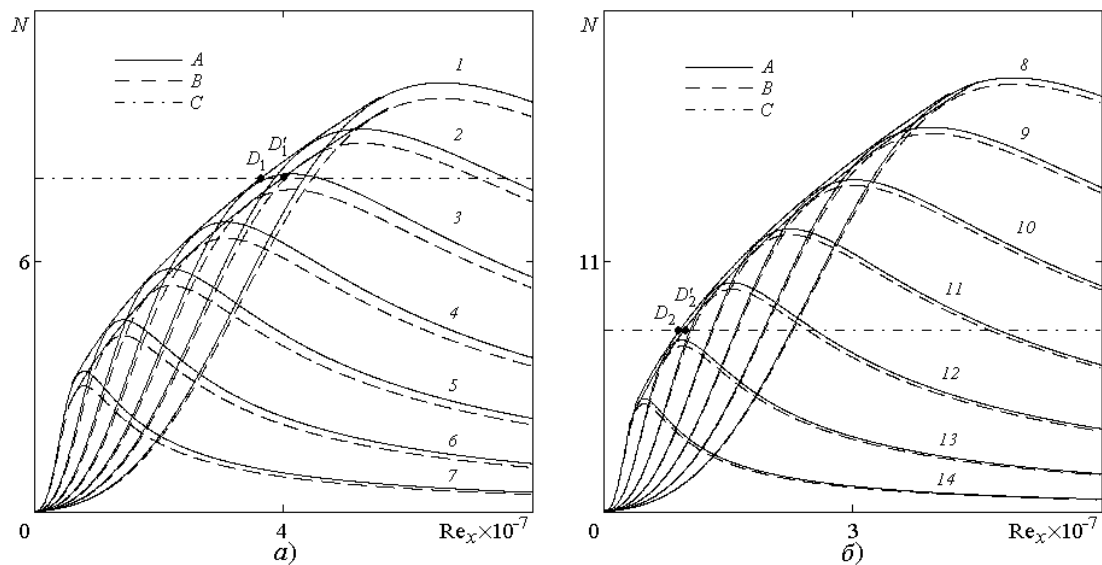


Рис. 2. Кривые N -факторов и положение ЛТП: а) режим 1, $\omega = 4.25 \times 10^{-4}$ (1), 4.375×10^{-4} (2), 4.5×10^{-4} (3), 4.625×10^{-4} (4), 4.75×10^{-4} (5), 4.875×10^{-4} (6), 5×10^{-4} (7); б) режим 2, $\omega = 9.25 \times 10^{-4}$ (8), 9.375×10^{-4} (9), 9.5×10^{-4} (10), 9.625×10^{-4} (11), 9.75×10^{-4} (12), 9.875×10^{-4} (13), 10^{-3} (14); A и B — кривые $N(\text{Re}_x)$ для совершенного и термодинамически неравновесного газов соответственно; C — прямая $N = 8$; D_1 и D_1' — точки перехода для режима 1; D_2 и D_2' — точки перехода для режима 2

порядок, что усилит эффект стабилизации потока. Гиперзвуковым режимам в пограничном слое соответствует монотонное возрастание числа Рейнольдса перехода Re_{xT} в зависимости от числа Маха [12]. Поэтому Re_{xT} в режиме 1 при $M = 12.6$ примерно в четыре раза больше, чем для режима 2 при $M = 6.9$.

Заключение

На основе e^N -метода выполнены сравнительные расчёты положения начала зоны ЛТП для точек в средней и нижней частях траектории посадки аппарата «Pathfinder» в атмосфере Марса. В расчётах использовалась трёхкомпонентная модель термодинамически неравновесной смеси $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{O}$. Значение N -фактора, определяющего ЛТП, было выбрано $N_T = 8$, рекомендуемое для случая потоков с малым уровнем внешних возмущений. Частотный спектр пространственных возмущений находился по нейтральным кривым временных возмущений при одинаковых длинах волн. Характерная для гиперзвуковой области форма нейтральных кривых со слиянием областей неустойчивости первой и второй мод полностью определяется числом Маха режима. На рассчитанных семействах кривых N -факторов строились огибающие, по которым при заданном $N_T = 8$ находились числа Рейнольдса перехода Re_{xT} . В гиперзвуковом режиме 1 при $M = 12.6$ учёт развитой термодинамической неравновесности приводит к значительному снижению статической температуры газа в нижней части пограничного слоя. В результате начало зоны ЛТП сдвигается вниз по потоку примерно на 9% по сравнению со случаем совершенного газа. Для рассматриваемых гиперзвуковых режимов характерна монотонно возрастающая зависимость числа Рейнольдса перехода Re_{xT} от числа Маха. Поэтому Re_{xT} для режима 2 при $M = 6.9$ примерно в четыре раза меньше, чем для режима 1.

Список литературы

1. **Mack L. M.** A numerical method for the prediction of high-speed boundary-layer transition using linear theory // Aerodynamic Analyses Requiring Advanced Computers. Part I. Washington : NASA, 1975. P. 101–123.
2. **Milos F. S., Chen Y.-K., Congdon W. M., Thomas J. M.** Pathfinder entry temperature data, aerothermal, and heatshield material response // AIAA Paper 98-2681. June, 1998. P. 1–16.
3. **Armenise I., Reynie Ph., Kustova E.** Advanced models for vibrational and chemical kinetics applied to Mars entry aerothermodynamics // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 2016. Vol. 30, no. 4. P. 705–720.
4. **Kustova E. V., Nagnibeda E. A.** On correct description of a multi-temperature dissociating CO₂ flow // Chemical Physics. 2006. Vol. 321. P. 293–310.
5. **Camac M.** CO₂ relaxation processes in shock waves. Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow. Ithaca, New York : Cornell University Press, 1966. P. 195–215.
6. **Franko K. J., MacCormack R. W., Lele S. K.** Effects of chemistry modeling on hypersonic boundary layer linear stability prediction // AIAA Paper 2010-4601. June–July, 2010. P. 1–13.
7. **Rock S. G., Candler G. V., Hornung H. G.** Analysis of thermochemical nonequilibrium models for carbon dioxide flows // AIAA Journal. 1993. Vol. 31. P. 2255–2262.
8. **Григорьев Ю. Н., Ершов И. В.** Влияние колебательного возбуждения газа на положение зоны ламинарно-турбулентного перехода на пластине // Приклад. механика и техн. физика. 2021. Т. 62, № 1. С. 14–21.
9. **Gaster M.** A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability // Journal of Fluid Mechanics. 1962. Vol. 14. P. 222–224.
10. **Mack L. M.** Boundary layer stability theory. Preprint of JPL Technical Report, Document 900-277, Rev. A. Pasadena : California Institute of Technology, 1969.
11. **Григорьев Ю. Н., Ершов И. В.** Линейная устойчивость сверхзвукового пограничного слоя релаксирующего газа на пластине // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 3. С. 3–15.
12. **Mack L. M.** Linear stability theory and problem of supersonic boundary — layer transition // AIAA Journal. 1974. Vol. 13. P. 278–289.

Поступила в редакцию 11.12.2023.

После переработки 29.03.2024.

Сведения об авторах

Григорьев Юрий Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, Новосибирск, Россия; e-mail: grigor@ict.nsc.ru.

Ершов Игорь Валерьевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий; профессор кафедры математики и физики, Новосибирский государственный аграрный университет, Новосибирск, Россия; e-mail: ivershov1969@gmail.com.

Горобчук Алексей Геннадьевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, Новосибирск, Россия; e-mail: al@ict.nsc.ru.

INFLUENCE OF THERMOCHEMICAL NONEQUILIBRIUM ON CHARACTERISTICS OF BOUNDARY LAYER AT FLIGHT IN THE MARTIAN ATMOSPHERE

Yu.N. Grigoryev^{1,a}, I.V. Ershov^{1,2,b}, A.G. Gorobchuk^{1,c}

¹*Federal Research Center for Information and Computational Technologies, Novosibirsk, Russia*

²*Novosibirsk State Agrarian University, Novosibirsk, Russia*

^a*grigor@ict.nsc.ru*, ^b*ivershov1969@gmail.com*, ^c*al@ict.nsc.ru*

In framework on the e^N -method, comparative calculations of position beginning zone of laminar-turbulent transition completed for two points on landing trajectory of “Pathfinder” spacecraft on surface of the Mars. The calculations used a three-component model of a thermochemical nonequilibrium mixture $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{O}$. The set of frequencies of spatial disturbances is determined along neutral curves for first unstable modes of temporary disturbances. The transition Reynolds number $\text{Re}_{\delta T}$ was determined from envelopes of families of the N -factor curves at $N_T = 8$. In hypersonic regime at $M = 12.6$, taking into account the developed thermochemical nonequilibrium leads to a significant decrease in the static temperature of gas in the lower part of the boundary layer. As a result, beginning of the zone of laminar-turbulent transition shifts downstream by approximately 9% compared to case of a perfect gas.

Ключевые слова: *Martian atmosphere, linear stability, laminar-turbulent transition, e^N -method, N -factors integral curves.*

References

1. **Mack L.M.** A numerical method for the prediction of high-speed boundary-layer transition using linear theory. *Aerodynamic analyses requiring advanced computers*. Part I. Washington, NASA, 1975. Pp. 101–123.
2. **Milos F.S., Chen Y.-K., Congdon W.M., Thomas J.M.** Pathfinder entry temperature data, aerothermal, and heatshield material response. *AIAA Paper 98-2681*, June 1998, pp. 1–16.
3. **Armenise I., Reynie Ph., Kustova E.** Advanced models for vibrational and chemical kinetics applied to Mars entry aerothermodynamics. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2016, vol. 30, no. 4, pp. 705–720.
4. **Kustova E.V., Nagnibeda E.A.** On correct description of a multi-temperature dissociating CO_2 flow. *Chemical Physics*, 2006, vol. 321, pp. 293–310.
5. **Camac M.** CO_2 relaxation processes in shock waves. *Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow*. Ithaca, New York, Cornell University Press, 1966. Pp. 195–215.
6. **Franko K.J., MacCormack R.W., Lele S.K.** Effects of chemistry modeling on hypersonic boundary layer linear stability prediction. *AIAA Paper 2010-4601*, June–July 2010, pp. 1–13.
7. **Rock S.G., Candler G.V., Hornung H.G.** Analysis of thermochemical nonequilibrium models for carbon dioxide flows. *AIAA Journal*, 1993, vol. 31, pp. 2255–2262.

8. **Grigor'ev Yu.N., Ershov I.V.** Influence of vibrational excitation of the gas on the position of the laminar-turbulent transition region on a plate. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2021, vol. 62, iss. 1, pp. 11–17.
9. **Gaster M.** A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 1962, vol. 14, pp. 222–224.
10. **Mack L.M.** Boundary layer stability theory. *Preprint of JPL Technical Report*, Document 900-277, Rev. A. Pasadena, California Institute of Technology, 1969.
11. **Grigor'ev Yu.N., Ershov I.V.** Linear stability of the boundary layer of relaxing gas on a plate. *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 3, pp. 295–307.
12. **Mack L.M.** Linear stability theory and problem of supersonic boundary-layer transition. *AIAA Journal*, 1974, vol. 13, pp. 278–289.

Article received 11.12.2023.

Corrections received 29.03.2024.