

УДК 533.6

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПЛАСТИНЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВДУВЕ ИНОРОДНОГО ГАЗА

© 2023 г. Академик РАН **А. И. Леонтьев**^{1,2}, В. Г. Лущик^{1,*}, М. С. Макарова^{1,**}

Поступило 01.11.2022 г.

После доработки 01.11.2022 г.

Принято к публикации 08.12.2022 г.

Проведено численное моделирование турбулентного пограничного слоя на проницаемой пластине при вдуве гелия в сверхзвуковой поток ксенона при наличии положительного продольного градиента давления. Рассмотрены режимы вдува, при которых температура вдуваемого газа ниже температуры адиабатной непроницаемой стенки и температуры торможения набегающего потока. Подтверждено существование минимума температуры проницаемой стенки, при котором температура стенки ниже температуры вдуваемого газа, при этом существуют два сечения по длине проницаемой пластины, в которых выполняются условия адиабатности. Результаты расчетов сверхзвукового течения с продольным градиентом давления существенно отличаются от результатов, полученных для безградиентного обтекания пластины, как для докритического, так и для критического вдува.

Ключевые слова: турбулентный сжимаемый пограничный слой, проницаемая пластина, вдув инородного газа, положительный продольный градиент давления, адиабатная стенка

DOI: 10.31857/S2686740023030124, EDN: OYZVDL

В общем случае адиабатная температура стенки T_{aw0} — величина, предложенная в [1] в качестве определяющей при расчетах теплового потока в стенку $q_w = \alpha(T_{aw0} - T_w)$ и коэффициента теплоотдачи α в сжимаемом пограничном слое [2, 3], — зависит от значений чисел Маха M , Прандтля Pr , Рейнольдса Re_x набегающего потока, формы обтекаемой поверхности, наличия транспирации газа на стенке (вдува, отсоса), типа теплоносителя и т.д. [4]:

$$T_{aw0} = T_e + r \frac{U_e^2}{2C_p} = T_e \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right).$$

Здесь T_w — температура стенки, γ , c_p , T_e , U_e , M — показатель адиабаты, изобарная теплоемкость, статическая температура, скорость и число Маха набегающего потока, $r = (T_{aw0} - T_e)/(T_e^* - T_e)$ — коэффициент восстановления температуры, T_e^* —

температура торможения. Индексы e и w означают условия в потоке и на стенке.

Величины адиабатной температуры стенки T_{aw0} и коэффициента восстановления температуры r нашли широкое применение в ряде инженерных приложений [4–16], поэтому их определение становится важной задачей. Как отмечается в обзоре [4], одним из основных определяющих параметров для нахождения величин T_{aw0} и r при обтекании непроницаемой стенки является число Прандтля Pr теплоносителя (так, для воздуха, инертных газов $Pr \approx 0.7$, для перегретого водяного пара, смеси продуктов сгорания топлива керосин–кислород $Pr > 1$, для бинарных смесей легкого и тяжелого газов $Pr \approx 0.2–0.7$ [17–23]), при обтекании проницаемой стенки со вдувом — интенсивность газа $j_w = (\rho v)_w / (\rho U)_e$ и тип вдува (однородный или инородный), особенность задания теплового граничного условия и температуры вдуваемого газа T_j [24].

Величина адиабатной температуры проницаемой поверхности T_{aw0} подробно исследовалась в работах авторов [24–27]. Исследованы различные режимы сверхзвукового безградиентного обтекания проницаемой поверхности и организации вдува на стенке. Расчеты проведены как для ламинарного, так и для турбулентного режима течения, в качестве рабочих газов рассмотрены воздух

¹ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: vgl_41@mail.ru

**E-mail: mariia.makarova@gmail.com

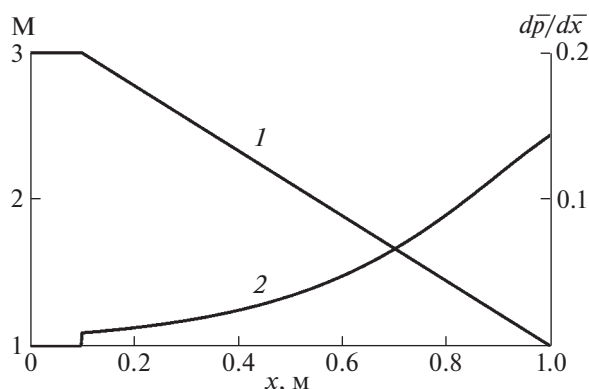


Рис. 1. Изменение по длине x числа Маха M (линия 1) и безразмерного градиента давления $d\bar{P}/d\bar{x}$ (линия 2).

($Pr = 0.71$), идеальный газ с заданным числом Pr в диапазоне $Pr = 0.1$ – 3.0 , при наличии как однородного (когда на стенке происходит вдув того же газа, что и газ набегающего потока), так и инородного вдува легкого газа (He) в сверхзвуковой поток тяжелого (Xe) с образованием в пристеночной области смеси газов с переменным по длине пластины числом Pr в диапазоне $Pr = 0.18$ – 0.67 . Для всех рассмотренных режимов тепловое граничное условие на стенке задавалось следующим образом:

$$c_p(\rho v)_w(T_w - T_j) = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w, \quad (1)$$

где $(\rho v)_w$ – массовая скорость вдува на стенке $j_w \cdot (\rho U)_e$, ρ , λ – плотность и теплопроводность, T_j – температура вдуваемого газа.

Для газов с числом $Pr < 1$ и бинарных газовых смесей при вдуве с заданной температурой вдуваемого газа T_j ниже значения адиабатной температуры непроницаемой стенки на проницаемой стенке образуется область с температурой стенки $T_w < T_j$, температура стенки проходит через минимум в этой области, который с уменьшением значения T_j смещается в сторону сечения критического вдува, пока не совпадет с ним. Температура T_j , при которой это происходит, обозначена как критическая температура T_{wcr} . Получена критериальная зависимость K , которая обобщает результаты простым алгебраическим выражением и для данных значений Pr , M и T_e^* позволяет оценить диапазон температур вдуваемого газа, при котором возможно существование обнаруженного эффекта, и определить значение T_{wcr} [24, 27].

Наибольший эффект снижения температуры стенки наблюдается для случая инородного вдува в ламинарный сверхзвуковой поток, наименьший –

для однородного вдува воздуха в турбулентный сверхзвуковой поток воздуха [25, 27].

Целью настоящей работы является исследование влияния положительного продольного градиента давления на обнаруженный авторами эффект снижения температуры стенки при вдуве.

Расчеты выполнялись в той же постановке, что и в [26]. Исследован режим инородного вдува гелия в сверхзвуковой турбулентный поток ксенона. Система уравнений неразрывности, движения, энергии и бинарной диффузии газов решалась с использованием дифференциальной RANS-модели сдвиговой турбулентности для определения величины турбулентного трения $\tau_t = -\rho \langle u' v' \rangle$, входящего в уравнение движения, а для определения турбулентных потоков тепла $q_{t,i} = -\rho \langle v' h' \rangle$ и массы $\rho j_i = -\rho \langle v' c' \rangle$, входящих в уравнения энергии и диффузии, использовались гипотезы, основанные на введении постоянных по толщине пограничного слоя турбулентных чисел Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t ($Pr_t = Sc_t = 0.9$) [26]. Уравнения модели также приведены в [28, 29]. Верификация модели проводилась, например, в [30, 31].

Входящий в уравнение движения продольный градиент давления dp/dx в общем случае вычисляется по распределению числа Маха вдоль стенки. Граничные условия задавались, как в [26].

Теплофизические свойства и молекулярные числа Pr , Sc задавались в табличном виде в зависимости от давления, температуры и концентрации вдуваемого газа. Для смеси газов теплофизические свойства рассчитывались по полуэмпирическим формулам для многокомпонентной смеси газов [32], а плотность – по уравнению состояния идеального газа.

Расчетная модель представляла пластину длиной 1 м, на первой части которой (непроницаемой) длиной 0.1 м число Маха набегающего потока $M_1 = 3$ было постоянным, а на второй части (проницаемой) линейно изменялось до величины $M_2 = 1$. В качестве теплоносителя использовался ксенон с температурой и давлением торможения $T_e^* = 400$ К и $p_e^* = 0.1$ МПа соответственно.

На рис. 1 для линейного закона изменения числа Маха набегающего потока по длине пластины представлено изменение безразмерного градиента давления $d\bar{P}/d\bar{x}$, который существенно возрастает по длине пластины.

Ниже представлены результаты расчетов влияния температуры вдуваемого газа гелия на характеристики течения и теплообмена в сверхзвуковом пограничном слое с переменным числом Маха и положительным градиентом давления (см. рис. 1). Расчеты выполнены при постоянной интенсив-

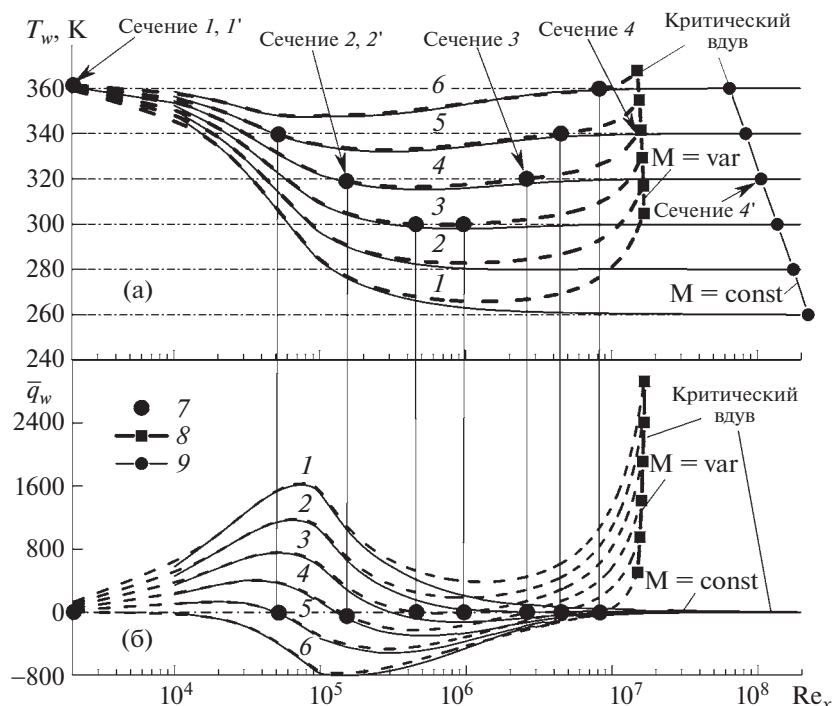


Рис. 2. Зависимости температуры стенки T_w (а) и безразмерного теплового потока в стенку $\bar{q}_w$ (б) от числа Рейнольдса по длине Re_x ($M_1 = 3$, $j_w = -0.0002$) при течении с положительным продольным градиентом (штриховые, $M = var$) и без (сплошные, $M = const$) для температур вдуваемого газа T_j : линии 1–6 – $T_j = 260, 280, 300, 320, 340, 360$ К; точки 7 – $\bar{q}_w = 0$; 8 и 9 – критический вдув при течении с градиентом и без.

ности вдуваемого газа $j_w = -0.0002$ для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j .

На рис. 2 приведено изменение температуры стенки T_w (а) по длине для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j , которая изменялась от температуры теплоизолированной (адиабатной) непроницаемой стенки ($T_j = T_{aw0} = 360$ К) до более низких температур в диапазоне $T_j = 260–360$. В расчетах для режима течения с градиентом (штриховые линии 1–6) получено, что температура проницаемой стенки T_w при значениях температуры вдуваемого газа T_j ниже температуры адиабатной непроницаемой стенки ($280 < T_j < T_{aw0}$) при докритическом режиме вдува становится равной величине T_j в двух сечениях по длине пористой пластины Re_x (точки 7 на рис. 2а, б). Это означает, что в этих сечениях выполняется условие теплоизоляции, следующее из теплового граничного условия на стенке (1), и тепловой поток в стенку меняет знак (рис. 2б). При этом температура проницаемой стенки T_w между данными сечениями становится ниже температуры вдуваемого газа T_j .

Отметим, что в случае безградиентного течения (сплошные линии 1–6) [26] температура проницаемой стенки T_w становится равной величине

T_j также в двух сечениях по длине пористой пластины Re_x , одно из которых соответствует сечению критического вдува.

При течении с положительным градиентом давления для всех рассмотренных температур вдуваемого газа (штриховые линии 1–6 на рис. 2а) на достаточно большой длине ($Re_x \approx 2 \times 10^7$) температура стенки выходит на режим критического вдува (линия, точки 8), при котором в непосредственной близости к проницаемой стенке образуется область оттеснения пограничного слоя с коэффициентом трения C_f , отнесенным к соответствующей величине C_{f0} при $j_w = 0$, не превосходящим величины $C_f/C_{f0} = 10^{-2}$. При этом тепловой поток в стенку (рис. 2б) существенно возрастает в отличие от случая безградиентного течения [26], где тепловой поток стремится к нулю (сплошные линии 1–6, рис. 2б). Таким образом, в рассматриваемом случае при критическом вдуве стенка не является теплоизолированной, как в [26], что является следствием интенсификации теплообмена в пограничном слое с положительным градиентом давления [30].

Влияние положительного градиента давления на диффузию вдуваемого легкого газа (гелия)

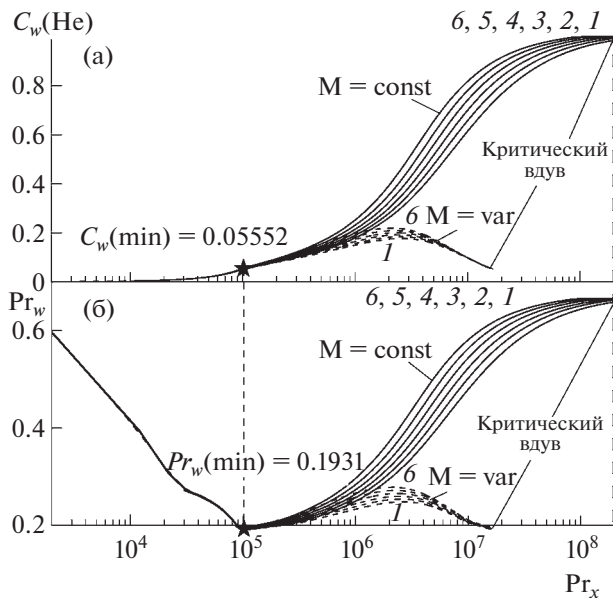


Рис. 3. Зависимости концентрации гелия C_w (а) и числа Прандтля Pr_w смеси (б) на стенке от числа Рейнольдса по длине Re_x ($M_1 = 3$, $j_w = -0.0002$) при течении с положительным продольным градиентом (штриховые, $M = var$) и без (сплошные, $M = const$) для температур вдуваемого газа T_j : линии 1–6 – $T_j = 260, 280, 300, 320, 340, 360$ К.

представлено на рис. 3. Как видно, при течении с положительным градиентом давления (штриховые линии 1–6) концентрация гелия (рис. 3а) и

число Прандтля (рис. 3б) на стенке существенно меньше, чем в случае безградиентного течения (сплошные линии 1–6). Это объясняется тем, что положительный градиент давления способствует турбулизации пограничного слоя, приводя к размытию профиля концентрации легкого газа вниз по потоку. Минимальное достигнутое значение числа Прандтля газовой смеси составляет $Pr_w(min) = 0.193$ при концентрации гелия $C_w(min) = 0.055$ для всех рассмотренных режимов.

На рис. 4а профили скорости, построенные в двух сечениях по длине проницаемой пластины – в начале участка вдува (линии 1, 1') – соответствуют профилям для развитого турбулентного течения, а в сечении критического вдува (линии 4, 4') – режиму отсеснения пограничного слоя от стенки поперечным потоком, при этом для безградиентного течения (линия 4') этот режим проявляется сильнее, чем для течения с градиентом (линия 4), где отсеснение практически не выражено, и режим является скорее предкритическим. Такое различие можно объяснить существенным влиянием положительного продольного градиента давления на течение в пограничном слое. Профили температуры торможения в пограничном слое (рис. 4б) построены в сечениях, соответствующих началу проницаемого участка с температурой стенки, равной температуре адиабатной непроницаемой стенки $T^* = T_{aw0}$ (линии 1, 1'), первому сечению по длине проницаемой пластины, в котором реализуется режим теплоизоляции, $\bar{q}_w = 0$ (линии 2, 2'), и, как и профили скорости в этих се-

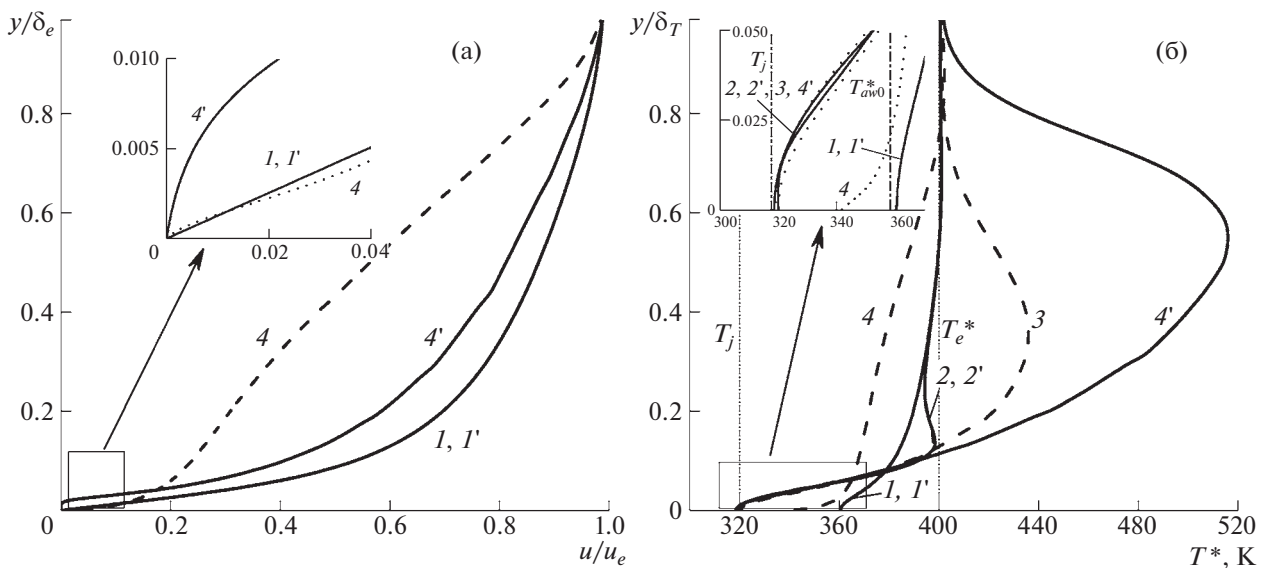


Рис. 4. Профили скорости (а) и температуры торможения (б) в нескольких сечениях по длине пластины ($M_1 = 3$, $j_w = -0.0002$): линии 1–4, 1'–4' соответствуют координатам сечений, отмеченным на рис. 1, сплошные – течение с градиентом, штриховые – без.

чениях (профили скорости в сечениях 2, 2' на рис. 4а, не приведены) — для безградиентного и градиентного течения — совпадают. Далее по потоку картина течения под влиянием градиента давления начинает существенно различаться. В случае течения с градиентом на пластине появляется второе сечение, в котором реализуется режим теплоизоляции — точка 3 на рис. 1а, линия 3 на рис. 4б. В случае течения без градиента — никаких особенностей в этом сечении нет. Различаются и режимы критического вдува (точки 4, 4', рис. 1а). Температура стенки в случае безградиентного течения при критическом вдуве становится равна температуре вдуваемого газа T_j [24–26], проникаемая пластина на данном участке становится теплоизолированной, о чем свидетельствует характер профиля температуры торможения вблизи стенки (линия 4', рис. 4б). В течении с градиентом происходят существенная перестройка профилей скорости и температуры торможения по сравнению с безградиентным течением, турбулизация пограничного слоя и размытие профиля концентрации вдуваемого газа (рис. 3), вследствие чего температура стенки при критическом вдуве T_w превышает значения температуры вдуваемого газа T_j , в данном случае это превышение составляет почти 20 градусов (линия 4, рис. 4б).

Профили интенсивности турбулентности свидетельствуют о существенной турбулизации пограничного слоя в потоке с положительным градиентом давления по сравнению с пограничным слоем на непроницаемой пластине в безградиентном потоке, что приводит к росту теплового потока в стенку при критическом вдуве (см. рис. 2б) и размытию профиля концентрации легкого газа (см. рис. 3а).

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00234).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shirokow M.* // Technical Physics of the USSR. 1936. V. 3. № 12. P. 1020.
2. *Neumann R.D., Freeman D.C.* // J. of Spacecraft and Rockets. 2012. V. 49. № 6. P. 1080–1087.
3. *Gomes A., Niehuis R.* // Proc. of ASME Turbo Expo. 2013. P. 1–8.
4. *Леонтьев А.И., Луцки В.Г., Макарова М.С., Попович С.С.* // Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60. № 3. С. 455–480.
5. *Pohlhausen E.* // ZAMM, Journal Applied Mathematics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik. 1921. V. 1. P. 115–121.
6. *Eckert E.R.G.* // Int. Commun. Heat Mass Transf. 1986. V. 13. P. 127–143.
7. *Kulkarni K.S., Madanan U., Goldstein R.J.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 152. 119498.
8. *Stinson M., Goldstein R.J.* // First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference, 2016. P. 945.
9. *Hayes J.R., Neumann R.D.* // Tactical Missile Aerodynamics. Progress in Astronautics and Aeronautics Series. V. 142. Washington: AIAA, 1992. P. 63.
10. *Леонтьев А.И.* // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35. № 1. С. 157.
11. *Волчков Э.П., Макаров М.С.* // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 9–31.
12. *Ковальцов Н.Н.* // Изв. вузов. Авиационная техника. 2010. № 3. С. 28.
13. *Макаров М.С., Макарова С.Н.* // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777.
14. *Бурцев С.А.* // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 1. С. 14.
15. *Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S.* // Proc. 16th International Heat Transfer Conference. IHTC-16 August 10–15, 2018. Beijing, China. 2018. № 24138.
16. *Bunker R.S.* // J. Heat Transfer. 2005. V. 127. P. 441–453.
17. *Johnson H., Rubesin M.W.* // Trans. ASME. 1949. V. 75. № 5. P. 447.
18. *Ackerman G.* // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. Bd. 13. S. 226.
19. *El-Genk M.S., Tournier J.M.* // Energy Convers. Manag. 2008. V. 49. P. 1882–1891.
20. *Belcher J.R., Slaton W.V., Raspet R., Bass H.E., Lightfoot J.* // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. P. 2677–2684.
21. *Киров В.С., Кожелупенко Ю.Д., Тетельбаум С.Д.* // Инженерно-физический журнал. 1974. Т. 26. № 2. С. 226–228.
22. *Александров А.А., Григорьев Б.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. Справочник. М.: Издательство МЭИ, 1999. 168 с.
23. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
24. *Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 147. № 118959. P. 1–7.
25. *Леонтьев А.И., Луцки В.Г., Макарова М.С.* // Доклады Академии наук. 2018. Т. 482. № 1. С. 38–41.
26. *Луцки В.Г., Макарова М.С.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 5. С. 61–64.
27. *Леонтьев А.И., Луцки В.Г., Макарова М.С.* // Доклады Академии наук. 2022. Т. 502. № 1. С. 60–64.
28. *Луцки В.Г., Макарова М.С.* // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25. № 2. С. 177–190.
29. *Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S.* // Computational Thermal Sciences. 2019. V. 11. № 1–2. P. 41–49.
30. *Луцки В.Г., Макарова М.С.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2022. № 3. С. 102–114.
31. *Makarova M.S., Lushchik V.G.* // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 891. № 012066.
32. *Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Г.* Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 592 с.
33. *Clauser F.H.* // Journal of the Aeronautical Sciences. 1954. V. 21. P. 91–108.

TURBULENT BOUNDARY LAYER ON A PERMEABLE PLATE IN SUPERSONIC FLOW WITH POSITIVE PRESSURE GRADIENT UNDER FOREIGN GAS INJECTION

Academician of the RAS **A. I. Leontiev^{a,b}**, **V. G. Lushchik^a**, and **M. S. Makarova^a**

^a *Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^b *Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia*

A numerical simulation of a turbulent boundary layer on a permeable plate with helium injection into a supersonic xenon flow in the presence of a positive longitudinal pressure gradient has been carried out. The injection regimes are considered, in which the temperature of the injected gas is lower than the temperature of the adiabatic impermeable wall and the stagnation temperature of the oncoming flow. The existence of a minimum temperature of the permeable wall is confirmed, at which the wall temperature is lower than the temperature of the injected gas, while there are two sections along the length of the permeable plate in which the adiabatic conditions are satisfied. The results of calculations of a supersonic flow with a longitudinal pressure gradient differ significantly from the results obtained for a gradientless flow around a plate, both for subcritical and critical injection.

Keywords: turbulent compressible boundary layer, permeable plate, injection of a foreign gas, positive longitudinal pressure gradient, adiabatic wall