

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

É. E. Son, D. V. Tereshonok, Управление сверхзвуковым потоком газа тепловыми вихрями, *TVT*, 2010, Volume 48, supplementary issue, 3–8

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.91

March 23, 2025, 17:38:27



УДК 536.242

УПРАВЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА ТЕПЛОВЫМИ ВИХРЯМИ

© 2010 г. Э. Е. Сон, Д. В. Терешонок

*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
E-mail: son@mipt.ru*

Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

Проведено теоретическое обоснование вихреобразования под действием источника тепла. Представлены результаты расчета векторного поля скоростей при тепловой конвекции. Выполнено численное моделирование влияния температурного поля на структуру течения газа в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M = 2$. Показана эволюция x -компоненты завихренности в направлении потока.

PACS: 44.25.+f, 47.10.ad

ВВЕДЕНИЕ

Вихревые поля в потоке газа создаются различными источниками завихренности: стенкой, небаротропной средой, конвекцией, механическим или акустическим воздействием, вдувом или отсосом газа на поверхности тела, плазменным воздействием на газовый поток, тепловым источником (энергоподводом) на поверхности обтекаемого тела и другими способами. При таком воздействии создается возмущение, которое влияет на пограничный слой (и тем самым определяет ламинарно-турбулентный переход), а также создает вихри, взаимодействующие с потоком.

В работах [1, 2] прослежено изменение тангенциального напряжения на поверхности обтекаемого тела. В 1938 году Тейлор опубликовал работу [3], в которой исследовал ламинарно-турбулентный переход при обтекании пластины. Гастер и др. [4] провели измерения поля скоростей, возникающего за счет малых колебаний в пограничном слое на поверхности плоской пластины. Измерения выполнялись на профиле как вниз, так и вверх по течению. Фишер и др. выполнили численное моделирование, в котором показали, что основным параметром, определяющим ламинарно-турбулентный переход, является отношение высоты шероховатости к ее площади [5]. Один из основных выводов работы состоит в том, что профиль скорости, вызванный возмущением, сильно изменяется при движении вниз по потоку. Используя результаты [4], Джослин и др. провели прямое численное моделирование, в котором показали образование двух вихрей вблизи поверхности с противоположной циркуляцией, сильно изменяющих пристеночную структуру

течения [6]. Тюмин и др. выполнили трехмерный расчет с расширением линеаризованного решения уравнения Навье–Стокса в биортогональную систему собственных функций и показали, что образованные вихри с противоположной циркуляцией увлекают высокоскоростной поток в направлении движения пограничного слоя [7]. Ризетта и др., используя прямое численное моделирование, изучали влияние перпендикулярного потоку возмущения на устойчивость течения [8].

Можно найти ряд работ, в которых исследовалась устойчивость пограничного слоя [4, 6–15]. По большей части работы основаны на уравнениях для несжимаемой жидкости. Поверхностная неоднородность может влиять на положение перехода ламинарно-турбулентного режима. В статьях [4, 9] проведено численное трехмерное моделирование эволюции малых и сильных газодинамических возмущений в ламинарном пограничном слое. Показано, что в рамках модели невязкой жидкости возмущение состоит из двух частей: дисперсионной волновой части, которая является следствием решения уравнения Рэлея, и нестационарной части, распространяющейся с некоторой локальной средней скоростью и не затухающей при распространении вниз по течению. Амплитуда нестационарной части значительно превосходит амплитуду волновой части возмущения. При малой амплитуде возмущений начальная эволюция нестационарной части в рамках невязкой модели находится в хорошем согласии с экспериментом. Далее это возмущение затухает вниз по течению из-за диссипативных эффектов, обусловленных вязкостью.

Трехмерное моделирование влияния возмущения на пограничный слой можно найти также в работах [16, 17]. Ворнер и др. [14] численно исследовали влияние локализованной выпуклости поверхности в двухмерном случае. Было показано, что дестабилизация возмущения потока сильно увеличивается с ростом высоты препятствия. При этом круглая выпуклость стенки менее дестабилизирует поток, нежели прямоугольная.

В работе [18] проведено исследование с использованием линейной теории гидродинамической устойчивости волн Толлмина–Шлихтинга, направленных под углом к основному потоку в сжимаемом сверхзвуковом пограничном слое. Авторы показали, что в неравновесной среде критическое число Рейнольдса резко уменьшается при увеличении неравновесности, при этом характерная длина линейного участка перехода к турбулентности сокращается.

В [19] выполнен анализ эволюции возмущений пограничного слоя для пластины с использованием метода сращиваемых асимптотических разложений и получено дисперсионное соотношение для возмущений малой амплитуды.

Вайт описал эффекты шероховатости на поверхности пластины [15]. Начальное возмущение создавалось периодическим движением перпендикулярно потоку. Было показано, что поток вблизи препятствия замедляется, но по мере движения вниз по потоку имеются области как его ускорения, так и замедления.

Одним из методов создания возмущения является использование электрического разряда [20–25]. При этом образуется ионный ветер, обусловленный взаимодействием заряженных частиц и внешними полями.

Плазмохимическое воздействие на структуру течения, как правило, возникает в неравновесных условиях – различные компоненты среды имеют разную вращательную, колебательную и электронную температуры. При этом нарушается бальмовская заселенность энергетических уровней. Неравновесность возникает в результате различного рода воздействий: электрического поля, сверхзвукового истечения, быстропеременного давления. При этом функция распределения молекул по энергиям значительно отличается от максвелловской.

Помимо механического, электрического и плазмохимического возмущений потока, следует также рассмотреть и тепловое (именно ему посвящена данная работа). Как было показано теоретически в работах [26, 27], подвод тепла приводит к вихреобразованию. Таким образом, для понимания

физических основ управления движением газа или жидкости с помощью теплового воздействия следует изучить взаимодействие образованных вихрей с набегающим потоком. Подобные исследования начаты в ряде работ Гайтонде и др. [28–31], где изучался нагрев ламинарного пограничного слоя при набегающем потоке с числом Маха $M = 1.5$. Проведен анализ эволюции пары образованных вихрей по мере их продвижения вниз по потоку. Полученные результаты имеют много общего с результатами прямого численного моделирования, выполненного в работе [6] для механического возмущения. Проведен анализ формы теплового источника, а также исследована частота подачи тепловых импульсов, созданных импульсно-периодическим разрядом. Варакин А.Ю. и др. [32] экспериментально исследовали динамику свободных вихрей, возникающих над нагреваемой поверхностью, и определили типы траекторий вихревых структур.

В работе [33] на основе двухмерной модели Эйлера исследован сверхзвуковой закрученный поток, а также рассмотрен процесс установления течения с образованием ударной волны.

По результатам сравнения механического и теплового механизмов воздействия на структуру течения можно сделать ряд выводов относительно возможностей управления потоком. Хотя механические устройства могут быть эффективными, они имеют некоторые недостатки, а именно – сложность конструкции, большой вес, большую массогабаритность. Более того, они состоят из механических частей, которые могут стираться или ломаться. Главные преимущества тепловых и плазменных актуаторов – малая инерционность, надежность, простота, малое потребление энергии.

При моделировании возмущения в пограничном слое важным остается вопрос, связанный с выбором сетки, расчетной области, временного шага. Эти вопросы обсуждаются для нестационарного режима в работах [11, 12], а для стационарного – в [13].

ОБРАЗОВАНИЕ ВИХРЕЙ В ПОТОКЕ ГАЗА

Для понимания того, как образуется вихревая структура и что является ее источником, следует рассмотреть уравнение Навье–Стокса

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = -\nabla p + \nabla \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g},$$

где \mathbf{V} – скорость, $\boldsymbol{\sigma} = \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial V_l}{\partial x_l} \right)$ – тензор вязких напряжений, μ – вязкость, p – дав-

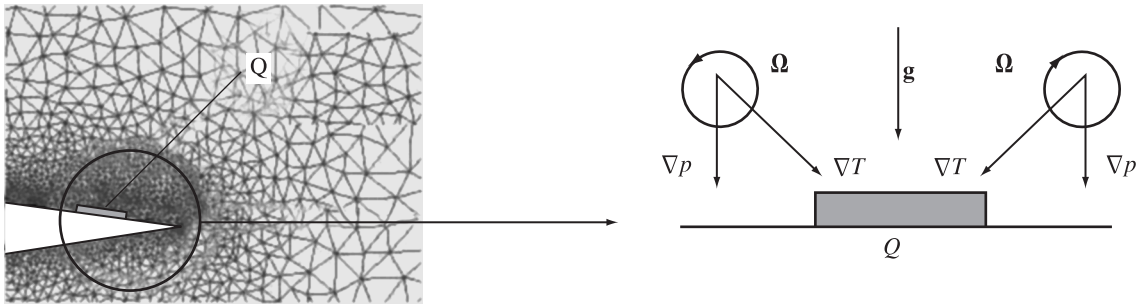


Рис. 1. Расположение источника тепла на крыле (слева) и образование тепловых вихрей.

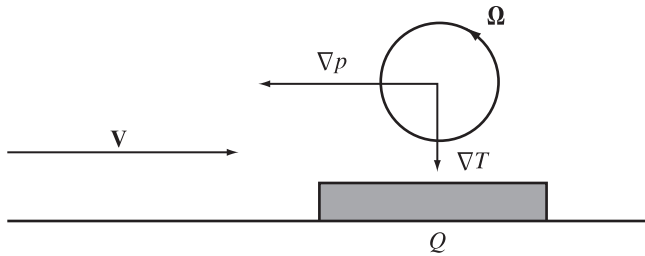


Рис. 2. Образование вихря в потоке газа.

ление, ρ – плотность. Применяя операцию ротор к данному уравнению и полагая при этом для простоты, что среда несжимаемая, а вязкость – константа, получим выражение для завихренности

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{\Omega} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{\Omega} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p + \nu \Delta \mathbf{\Omega}.$$

Член $\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p$ является источником завихренности. Его можно преобразовать, используя выражение $\nabla p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \nabla T + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \nabla p$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{\Omega} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{\Omega} = \frac{\beta T}{\rho} \nabla \ln T \times \nabla p + \nu \Delta \mathbf{\Omega}, \quad (1)$$

где $\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ – коэффициент объемного расширения ($v = 1/\rho$ – удельный объем). Как отмечено в

[34], завихренность создается только для бароклинной жидкости.

На рис. 1 представлена схема образования конвективных вихрей в гравитационном поле под действием источника тепла Q .

Рассмотрим обтекание тела в стационарном режиме. При ненулевой скорости движения среды имеет место градиент давления $\nabla p \neq 0$. Поместим в некоторой области тела источник тепла. Как и в предыдущем рассмотрении, возникает градиент температуры (рис. 2).

Используя формулу (1) и рис. 2, можно объяснить образование вихря и определить его циркуляцию.

Помимо обычных вихрей, образующихся в потоке, на практике иногда используют закрученные течения, которыми занимались многие теоретики. Например, в книге по газовой динамике [35, 36] можно найти статьи Черного Г.Г. и Славянова Н.Н., в которых обсуждаются вопросы закрученных течений в различных каналах [37, 38].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для численного моделирования конвективного потока было взято крыло NASA0015, на поверхности которого размещался объемный источник тепла (рис. 3).

Для простоты рассматривалась среда при нормальных условиях ($T_0 = 273$ К и $p_0 = 1$ атм) и стационарном тепловыделении в ней $Q = 10$ Дж/(м³с)

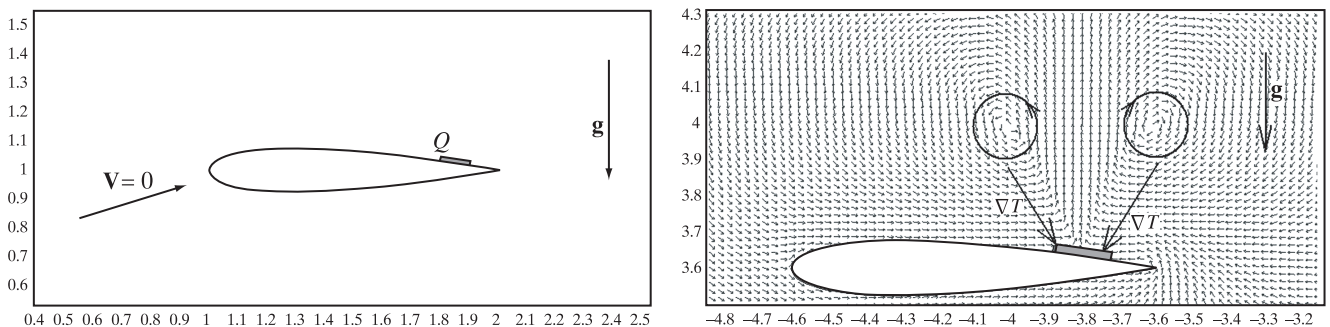


Рис. 3. Схема моделирования конвективного потока (слева). Векторное поле скоростей.

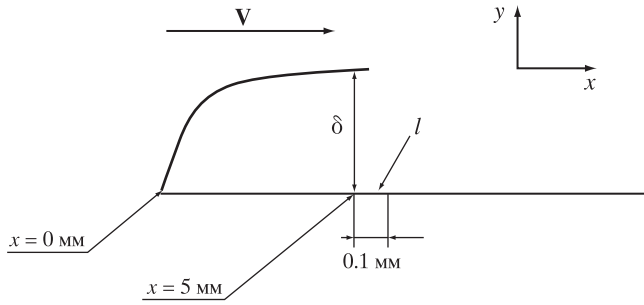


Рис. 4. Схема расчета для сверхзвукового потока.

(скорость набегающего потока $V_0 = 0$). Такие условия приводили к образованию завихренности газа в гравитационном поле (рис. 3). Следует отметить, что в данном случае образуется два вихря с противоположной циркуляцией.

При моделировании решалась следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] &= -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{V} + \rho \mathbf{g}, \\ \rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) T \right] &= \lambda \Delta T + Q, \\ p &= \frac{\rho}{M} RT. \end{aligned}$$

В данном случае можно пренебречь зависимостью теплопроводности и вязкости от температуры, так как при $Q = 10 \text{ Дж}/(\text{м}^3\text{с})$ относительное изменение температуры составляет $\sim 1\%$.

При рассмотрении вихреобразования в сверхзвуковом потоке в трехмерном случае выбрана схема расчета, приведенная на рис. 4. Толщина пограничного слоя определялась как $\delta = \sqrt{\frac{vx}{V_0}}$, где v –

кинематическая вязкость воздуха, x – расстояние от входа, V_0 – скорость потока на входе. Расчетная область представляет собой параллелепипед с измельчением ячеек в пограничном слое (24 ячейки).

После установления режима течения с заданными параметрами набегающего газового потока ($M = 2$, $p_0 = 0.1287 \text{ атм}$, $\rho_0 = 0.287 \text{ кг}/\text{м}^3$) на расстоянии 5 мм от входа создавался источник тепла в виде нагретой пластины (длина – 1 мм, ширина – $l = 0.1 \text{ мм}$) перпендикулярно потоку с температурой $T = 1000 \text{ К}$ (рис. 4).

При моделировании решалась следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] &= -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}, \\ \rho \frac{dh}{dt} &= \frac{dp}{dt} + \boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{V} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T), \\ p &= \frac{\rho}{M} RT, \end{aligned}$$

где $h = C_v T + p/\rho$ – энтальпия (C_v – теплоемкость при постоянном объеме). Теплопроводность и вязкость выражались зависимостями

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2}, \\ \eta &= \eta_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

где $\lambda_0 = 2.37 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м К})$, $\eta_0 = 1.82 \cdot 10^{-5} \text{ Па с}$, $T_0 = 273 \text{ К}$.

На рис. 5 представлено распределение давления при наличии нагретой пластины.

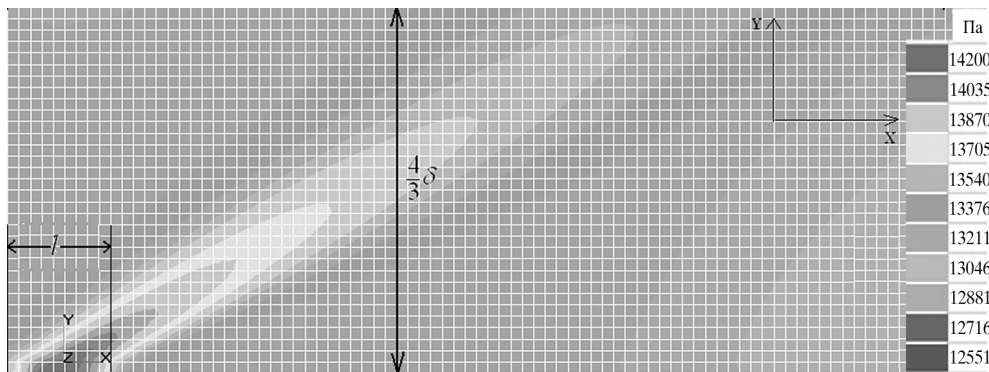


Рис. 5. Распределение давления.

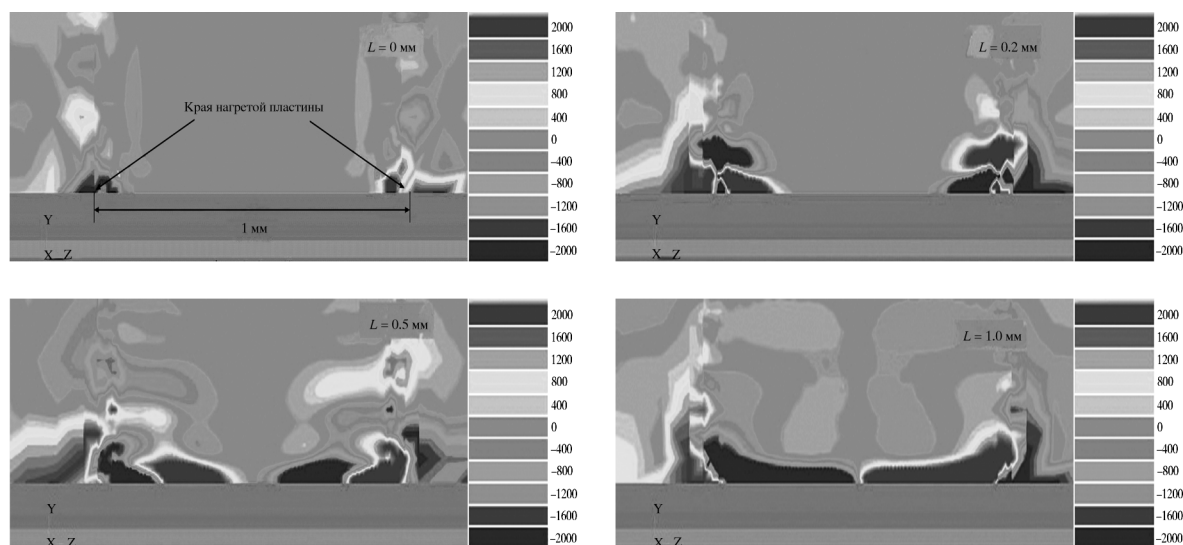


Рис. 6. Распределение x -компоненты завихренности вдоль потока на разных расстояниях от нагретой пластины.

На рис. 6 видно, что наибольшая завихренность создается на краях нагретой пластины (при наибольшем градиенте температуры) с противоположной циркуляцией. По мере продвижения вниз по течению происходит диффузия вихрей, приводящая к их взаимодействию между собой и с потоком.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье дано объяснение образования вихревой структуры как в гравитационном поле, так и в потоке. Показано, что завихренность создается только в бароклинной жидкости как следствие неколлинеарности градиента давления и градиента температуры.

При конвективном вихреобразовании возникают два вихря с противоположной циркуляцией.

Проведено моделирование влияния нагретой пластины на структуру течения в трехмерном случае. Характер течения является следствием возникновения вихрей и их взаимодействия с потоком. При этом максимальная завихренность образуется на краях нагретой пластины, в области с наибольшим градиентом температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smith F.T.* On the High Reynolds Number Theory of Laminar Flows // *IMA J. Appl. Math.* 1982. V. 28. P. 207.
2. *Duck P.W., Burggraf O.R.* Spectral Solutions for Three-Dimensional Triple-Deck Flow over Surface Topography // *Fluid Mech.* 1986. V. 162. P. 1.
3. *Taylor G.I.* Some Recent Developments in the Study of Turbulence // *Proc. 5th Int. Congress for Applied Mechanics* / Ed. Den Hartog J.P., Peters H. N.Y.: Wiley, 1939.
4. *Gaster M., Grosch C.E., Jackson T.L.* The Velocity Field Created by a Shallow Bump in a Boundary Layer // *Phys. Fluids.* 1994. V. 6. P. 3079.
5. *Fischer P., Choudhari M.* Numerical Simulation of Roughness-Induced Transient Growth in a Laminar Boundary Layer // *AIAA-2004-2539*.
6. *Joslin R.D., Grosch C.E.* Growth Characteristics Downstream of a Shallow Bump: Computation and Experiment // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7. P. 3042.
7. *Tumin A., Reshotko E.* Receptivity of a Boundary-Layer Flow to a Three-Dimensional Hump at Finite Reynolds Numbers // *Phys. Fluid.* 2005. V. 17.
8. *Rizzetta D.P., Donald P., Visbal M.R., Miguel R.* Direct Numerical Simulations of Flow Past an Array of Distributed Roughness Elements // *AIAA J.* 2007. V. 45. P. 1967.
9. *Breuer K.S., Haritonidis J.H.* The Evolution of a Localized Disturbance in a Laminar Boundary Layer // *Fluid Mech.* 1990. V. 220. P. 569.
10. *Breuer K.S., Landahl M.T.* The Evolution of a Localized Disturbance in a Laminar Boundary Layer. Part I. Strong Disturbances // *Fluid Mech.* 1990. V. 220. P. 595.
11. *Joslin R.D., Streett C.L., Chang C.-L.* Validation of Three-Dimensional Incompressible Spatial Direct Numerical Simulation Code – a Comparison with Linear Stability and Parabolic Stability Equations Theories for Boundary-Layer Transition on a Flat Plate // *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 1993. V. 4. P. 271.
12. *Joslin R.D., Streett C.L., Chang C.-L.* Spatial Direct Numerical Simulation of Boundary-Layer Transition Mechanisms: Validation of PSE Theory // *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 1993. V. 4. P. 271.

13. *Joslin R.D., Streett C.L.* The Role of Stationary Crossflow Vortices in Boundary-Layer Transition on Swept Wings // *Phys. Fluids*. 1994. V. 6. P. 3442.
14. *Worner A., Rist U., Wagner S.* Humps/Steps Influence on Stability Characteristics of Two-Dimensional Laminar Boundary Layer // *AIAA J.* 2003. V. 41. P. 192.
15. *White E.B., Ergin F.G.* Receptivity and Transient Growth of Roughness-Induced Disturbances // *AIAA-2003-4243*.
16. *Gustavsson L.H.* Energy Growth of Three-Dimensional Disturbances in Plane Poiseuille Flow // *Fluid Mech.* 1991. V. 224. P. 241.
17. *Butler K., Farrell B.* Three-Dimensional Optimal Perturbations in Viscous Shear Flow // *Phys. Fluids*. 1992. V. 4. P. 1637.
18. *Заверишинский И.П., Кнестяпин В.Н.* Устойчивость трехмерных возмущений малой амплитуды в неравновесном сжимаемом пограничном слое // *ТВТ*. 2007. Т. 45. № 2. С. 235.
19. *Заверишинский И.П., Коган Е.Я., Кнестяпин В.Н.* Нелинейный критический слой в неравновесном газе // *ТВТ*. 2008. Т. 46. № 4. С. 262.
20. *Corke T.C., Jumper E.J., Post M.L. et al.* Applications of Weakly-Ionized Plasmas as Wing Flow-Control Devices // *AIAA-2002-0350*.
21. *Velkoff H., Ketchman J.* Effect of an Electrostatic Field on Boundary-Layer Transition // *AIAA J.* 1968. V. 16. P. 1381.
22. *El-Khabiry S., Colver G.M.* Drag Reduction by a DC Corona Discharge Along an Electrically Conductive Flat Plate for Small Reynolds Number Flow // *Phys. Fluids*. 1999. V. 9. P. 587.
23. *Roth J.R., Sherman D.M.* Electrohydrodynamic Flow Control with a Glow Discharge Surface Plasma // *AIAA J.* 2000. V. 37. P. 1166.
24. *Enloe C.L., McLaughlin T.E., Vandyken R.D. et al.* Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects // *AIAA J.* 2004. V. 42. P. 595.
25. *Shang J.S., Surzhikov S.T., Kimmel R. et al.* Mechanisms of Plasma Actuators for Hypersonic Flow Control // *Progress in Aerospace Sciences*. 2005. V. 41. P. 642.
26. *Son E.E., Tereshonok D., Golub V.V. et al.* Supersonic Plasma and Thermal Actuators // *AIAA-2008-1353*.
27. *Son E.E., Son K.E.* Plasma and Thermal Actuators for Flow Control // *AIAA-2008-1379*.
28. *Yan H., Gaitonde D., Shang J.* Numerical Investigation of Pulsed Thermal Perturbation in Supersonic Boundary Layer // *AIAA-2007-3887*.
29. *Yan H., Gaitonde D., Shang J.* Investigation of Localized Arc Filament Plasma Actuator in Supersonic Boundary Layer // *AIAA-2007-1234*.
30. *Yan H., Gaitonde D.* Numerical Study on Effect of a Thermal Bump in Supersonic Flow Control // *AIAA-2008-3790*.
31. *Yan H., Gaitonde D.* Effect of Thermally-Induced Surface Perturbation in Compressible Flow // *AIAA-2009-923*.
32. *Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Таекин С.И., Конейцев В.Н.* Генерация свободных концентрированных воздушных вихрей в лабораторных условиях // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 1. С. 84.
33. *Мальшикина М.М.* О структуре газодинамического потока в сверхзвуковом сепараторе природного газа // *ТВТ*. 2008. Т. 46. № 1. С. 76.
34. *Son E.E., Tereshonok D.V.* Thermal Effects on a Flow Around Vehicle // *AIAA-2009-844*.
35. *Крайко А.Н., Ватажсин А.Б., Секундов А.Н.* Газовая динамика. Т. 1. М.: Физматлит, 2000. 720 с.
36. *Крайко А.Н., Ватажсин А.Б., Секундов А.Н.* Газовая динамика. Т. 2. М.: Физматлит, 2001. 768 с.
37. *Черный Г.Г.* Закрученные течения сжимаемого газа в каналах // *Изв. АН СССР. ОТН*. 1956. № 6. С. 55.
38. *Славянов Н.Н.* Исследование закрученных течений газа в сопле Лавалля // *Изв. РАН. МЖГ*. 1973. № 6. С. 85.