

**С. А. Гапонов, Н. М. Терехова**

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

*gaponov@itam.nsc.ru, terekh@itam.nsc.ru*

**СОВМЕСТНОЕ ВЛИЯНИЕ  
ТЕПЛОМАССОБМЕНА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ СТЕНКУ  
НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ СЖИМАЕМОГО ГАЗА  
ПРИ ВЫСОКОМ ЧИСЛЕ МАХА**

Данная работа продолжает цикл исследований по моделированию методов управления режимами течения в пограничных слоях сжимаемого газа. Рассмотрено влияние распределенного теплообмена на характеристики устойчивости сверхзвукового пограничного слоя при высоком сверхзвуковом числе Маха  $M = 5,35$ . Основное внимание уделяется моделированию акустических возмущений в условиях как нормального вдува, при котором отлична от нуля только  $V$ -компонента средней скорости, так и вдува других направлений, включая тангенциальный, когда на стенке не равна нулю только  $U$ -компонента. Предполагается, что влияние вдува однородного газа разной температуры аналогично влиянию вдува газа разной плотности, а именно вдув холодного газа моделирует вдув тяжелого газа и наоборот. Поэтому в данной работе это моделирование достигается путем изменения температурного фактора (нагрев или охлаждение стенки). Рассмотрен вариант, когда реализуется так называемый режим «запирания», когда возмущения скоростей на пористой поверхности можно брать равными нулю.

*Ключевые слова:* пограничные слои сжимаемого газа, гидродинамическая устойчивость, ламинарно-турбулентный переход.

При численных исследованиях методов управления режимами обтекания на сверхзвуковых скоростях авторами значительное внимание было уделено влиянию распределенного массообмена [1–3]. Использование отсоса или вдува существенно влияет на свойства исходного течения, на его устойчивость. Влияние отсасывания на устойчивость и ламинарно-турбулентный переход хорошо изучено для дозвукового пограничного слоя [4]. При использовании массообмена создаются определенные характеристики пограничных слоев, которые обеспечивают заданные параметры возмущений в области потери устойчивости и перехода. При отсосе из пристенных областей удаляются низкоскоростные объемы газа, в результате чего профили средних скоростей становятся

более наполненными, имеющими большие поперечные градиенты в пристенных областях, что приводит к увеличению их устойчивости, повышению критических чисел Рейнольдса и затягиванию перехода. Пограничные слои становятся более тонкими, а такие слои имеют меньшую склонность к переходу в турбулентное состояние [5].

Напротив, при вдуве газа сами пограничные слои становятся более протяженными и толстыми, наполненность их уменьшается с тенденцией к появлению на них локальных перегибов, что ускоряет линейные процессы развития возмущений, уменьшает запас устойчивости и приближает переход. Тем не менее вдувание газа через проницаемую стенку находит широкое применение в практике. Прежде всего это связано

*Гапонов С. А., Терехова Н. М. Совместное влияние теплообмена через пористую стенку на устойчивость пограничного слоя сжимаемого газа при высоком числе Маха // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 3. С. 31–40.*

с использованием вдува холодного газа для тепловой защиты теплонапряженных элементов технических аппаратов. Основным его механизм состоит в поглощении тепловой энергии горячего газа охладителем, поступающим через проницаемую поверхность. При этом направление вдува холодного газа относительно обтекаемой поверхности может быть различным – от нормального до тангенциального. В [6] приведены многочисленные аспекты использования щелевого вдува в виде газовых завес и их влияние на теплопередачу и тепловые характеристики пограничных слоев. Газовые завесы характерны тем, что вдув холодного газа осуществляется вдоль поверхности. Теоретическое моделирование щелевого вдува требует решения полных уравнений Навье – Стокса, что значительно осложняет решение проблемы.

Задача существенно упрощается при вдуве газа через пористую поверхность. Однако технологии тангенциального массообмена через пористые стенки долгое время отсутствовали. В последние годы достигнут определенный прогресс в этом направлении, что позволяет осуществлять вдув или отсос под различными углами относительно поверхности. В качестве примера укажем на работу [7], где используется вставка, обеспечивающая тангенциальный вдув. В связи с этим теоретические исследования пограничного слоя при вдуве газа через пористые стенки под разными углами к поверхности становятся особенно актуальными. С целью управления сопротивлением трения и тепловыми потоками может использоваться вдув тяжелого или легкого инородного газа. В работе [8] теоретически показано, что вдув охлажденного однородного газа влияет на сопротивление и тепловые потоки аналогично вдуву тяжелого газа.

Наряду с проблемой теплозащиты и воздействия на сопротивление и тепловые потоки существует другая важная задача, связанная с управлением ламинарно-турбулентным переходом. Известно, что с повышением плотности газа вблизи стенки устойчивость пограничного слоя повышается, что достигается вдувом через пористую стенку тяжелого газа. Для случая дозвукового пограничного слоя принципиальная возможность его стабилизации вдувом тяжелого газа нормально к стенке подтверждена в [9].

В настоящей работе газы разной плотности моделируются путем изменения температурного фактора (нагрев или охлаждение стенки) [10; 11]. К сожалению, возможность подавления возмущений таким способом имеет ограничения. Нормальный относительно поверхности вдув способствует появлению в профиле скорости точки перегиба, что ведет к дестабилизации течения. Для уменьшения этого эффекта можно попытаться вдувать газ под некоторым углом к направлению основного потока.

В работе рассмотрено совместное влияние вдува и температурного фактора при обтекании проницаемой пористой поверхности, на которой радиусы пор много меньше масштабов толщины слоя. В этом случае реализуется так называемый режим «запирания» [2], когда возмущения скоростей на поверхности можно брать равными нулю. Основное внимание уделяется моделированию распределенного вдува и изучению его влияния на характер развития возмущений при высоком сверхзвуковом числе Маха  $M = 5,35$ .

Моделируются как нормальный вдув, при котором отлична от нуля только компонента средней скорости, перпендикулярная поверхности  $V$ , так и вдув других направлений, включая тангенциальный, когда на стенке не равна нулю только продольная компонента средней скорости  $U$ . Такая постановка может быть близка к проблеме влияния газовой завесы на характер развития малых колебаний.

В случае течения сжимаемого газа теоретические исследования осложняются необходимостью учета возмущений температуры и плотности. При высоких числах Маха, помимо бегущих волн Толлмина – Шлихтинга вихревой природы (первая мода), появляются неустойчивые инерционные возмущения, связанные с возбуждением акустических колебаний, из которых наиболее неустойчивой для чисел Маха  $M \sim 5$  является вторая мода.

В данной работе при  $M = 5,35$  рассмотрены и вихревые, и акустические возмущения, их местоположение по частотам позволяет четко отделить их: вихревые моды локализируются в области невысоких частот (0–90 кГц), а акустические занимают более высокий частотный уровень. Возмущения разной природы часто по-разному реагируют на изменение условий обтекания и со-

стояние газа. В настоящее время является установленным, что нормальный вдув дестабилизирует, а отсос стабилизирует как вихревые, так и акустические возмущения. А вот при обтекании поверхности с теплообменом существует разнонаправленность влияния этого фактора на возмущения: при охлаждении вихревые возмущения стабилизируются (уменьшается их степень продольного нарастания), а акустические, напротив, дестабилизируются. Такая же разнонаправленность существует и при нагреве (вихревые возмущения дестабилизируются, акустические стабилизируются). Ситуация существенно осложняется при совместном влиянии массо- и теплообмена.

В работе получен большой и интересный материал о влиянии рассмотренных факторов на средние скорости, значения критических чисел Рейнольдса вихревых возмущений, на зависимости от частот (частотные разрезы).

При численном моделировании параметры задач были следующие:  $M=5,35$ , постоянные температуры торможения  $390\text{ K}$ ,  $\gamma = 1,4$ , число Прандтля  $\sigma = 0,72$ . В данной работе представлены результаты расчетов для широкого диапазона чисел Рейнольдса – от критического  $Re_c$ , которое может быть весьма небольшим, до значений чисел Рейнольдса по толщине пограничного слоя  $Re \sim 1000$  ( $Re = \sqrt{Re_x}$ ).

### Основные соотношения и методы решения

*Уравнения для возмущений.* В основе метода нахождения характеристик возмущений в сверхзвуковых пограничных слоях сжимаемого газа лежат идеи классического метода возмущений. Приведем некоторые необходимые положения. Поле течения представляется в виде суммы осредненных и пульсационных величин [5]

$$\begin{aligned} \bar{u} &= |U(Y) + \varepsilon u', \varepsilon v', \varepsilon w'|, \\ \rho(Y) + \varepsilon \rho', P(Y) + \varepsilon p', \\ T(Y) + \varepsilon T', \frac{p'}{\rho} &= \frac{\zeta'}{\rho} + \frac{\Theta'}{T}, \end{aligned}$$

через ( $\varepsilon \ll 1$ ) обозначается масштаб пульсационного поля. Рассматривается возмущенное поле скоростей, плотности, давления и температуры сжимаемого газа в безразмерной декартовой системе координат  $X, Y, Z =$

$= (x, y, z)/\delta$ , где  $\delta$  – характерный масштаб  $\delta = \sqrt{x v_e / U_e}$ .

Величины со штрихами и без штрихов – пульсационные и средние компоненты соответствующих величин, отнесенные к значениям на внешней границе пограничного слоя ( $U_e, \rho_e, T_e, P_e$ )

Волновые решения ищутся в виде

$$Z' = Z(Y) \exp(i\theta), \quad (1)$$

где  $Z' = |u', v', w', p', \Theta'|$  – возмущения продольной, нормальной и трансверсальной компонент скорости, давления и температуры;  $\theta = \alpha X + \beta Z - \omega t$ ,  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ ,  $\alpha'' < 0$  – инкремент; вещественная частота  $\omega = 2\pi f$ ; волновые числа  $\alpha, \beta$  и частота связаны дисперсионным соотношением  $\alpha = \alpha(\omega, \beta)$  по линейной теории. Спектральные и структурные параметры возмущений находятся из системы Лиза – Линя:

$$\begin{aligned} \rho(Gu + U_y v) + \frac{i\alpha p}{\gamma M^2} - \frac{\mu}{Re} u_{yy} &= 0, \\ \rho G w + \frac{i\beta p}{\gamma M^2} - \frac{\mu}{Re} w_{yy} &= 0, \\ \rho G v + \frac{p_y}{\gamma M^2} &= 0, \\ G\zeta + \rho_y v + \rho(i\alpha u + v_y + i\beta w) &= 0, \\ \rho(G\Theta + T_y v) + (\gamma - 1)(i\alpha u + v_y + i\beta w) - \\ - \frac{\mu\gamma}{\sigma Re} \Theta_{yy} &= 0, \\ \zeta &= \rho \left( \frac{p}{P} - \frac{\Theta}{T} \right), \quad G = i(-\omega + \alpha U). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $M$  – число Маха на внешней границе;  $\gamma = c_p/c_v$  – показатель адиабаты;  $\sigma = c_p \mu_e / k$  – число Прандтля;  $k$  – коэффициент теплопроводности. Все величины обезразмерены по параметрам на внешней границе пограничного слоя; выбрана следующая нормировка собственных функций:  $v(Y_k) = 1$ .

Однородная система (2) – основная для нахождения собственных значений  $\alpha$  при заданных  $\beta, \omega$  и числах Рейнольдса  $Re = u_e \delta / \nu$ , а также для построения собственных амплитудных функций линейных волн (1), интегрирование ее проводилось методом ортогонализации [5].

*Граничные условия для возмущений.* Как сказано выше, задача формулировалась для режима «запирания» ( $r/\delta \ll 1$ ), когда можно

пренебречь колебаниями скорости на поверхности. Тогда ( $Y = 0$ )

$$u, v, w, \Theta = 0. \quad (3)$$

На внешней границе и в дальнем поле ( $Y = \infty$ ), как обычно, ставятся условия затухания (ограниченности) амплитудных функций:

$$u, v, w, \Theta = 0 \quad (4)$$

Решением задачи на собственные значения для (2) при краевых условиях (3), (4) завершается этап построения малых линейных возмущений (1).

*Осредненные характеристики.* Используются уравнения пограничного слоя (для размерных величин с индексом «звездочка» в декартовой системе координат  $(x, y)$ ):

$$\rho^* \left( u^* \frac{\partial u^*}{\partial x} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial y} \right),$$

$$\rho^* C_p \left( u^* \frac{\partial T^*}{\partial x} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y} \right) =$$

$$= \mu^* \left( \frac{\partial u^*}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T^*}{\partial y} \right),$$

$$\frac{\partial \rho^* u^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho^* v^*}{\partial y} = 0,$$

$$p^* = p_e = \rho^* R^* T^*.$$

Согласно [12] вводится характерный размер  $\delta = \sqrt{x^* v_e / U_e}$  и безразмерная автомодельная координата  $Y = \frac{y}{\delta}$ .

В этой системе безразмерные уравнения пограничного слоя превращаются в систему ОДУ:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dY} \left( \mu \frac{dU}{dY} \right) + g \frac{dT}{dY} &= 0, \\ \frac{d}{dY} \left( \frac{\mu}{\sigma} \frac{dT}{dY} \right) + g \frac{dT}{dY} &= \\ = -(\gamma - 1) M^2 \mu \left( \frac{dU}{dY} \right)^2, \\ \frac{dg}{dY} &= \frac{U}{2T}. \end{aligned} \quad (5)$$

При вдуве однородного газа через стенку под углом  $Ug_Z$  угол завесы отсчитывается по часовой стрелке от направления, обратного направлению основного потока. Схема вдува показана ниже. Компоненты скорости на стенке определяются следующим образом:

$$V(0) = G \sin Ug_Z,$$

$$U(0) = -G \cos Ug_Z,$$

где  $G$  – абсолютное значение скорости вдуваемого газа. В силу того [5], что

$$g(0) = -V(0) \operatorname{Re}/T_w,$$

получим

$$g(0) = -G \operatorname{Re}/T_w \sin Ug_Z.$$

Введем параметр  $C_q = -G \operatorname{Re}/T_w$ , характеризующий интенсивность вдува или отсоса через поверхность. В этом случае граничные условия можно записать в виде

а) на поверхности тела ( $Y = 0$ )

$$g = C_q \sin Ug_Z;$$

$$U = C_q T_w / \operatorname{Re} \cos Ug_Z; \quad (6)$$

$$T' = 0 \text{ или } T = T_w,$$

первое температурное условие  $T$  соответствует теплоизолированной стенке, а второе – постоянной температуре стенки;

б) на внешней границе ( $Y = \infty$ )

$$U = 1; T = 1.$$

Система (5) с краевыми условиями (6) интегрировалась методом Рунге – Кутты от стенки до  $Y_m$ , где  $Y_m$  – заведомо превышает толщину пограничного слоя. Зависимость  $\mu$  от температуры принималась в соответствии с законом Сатерленда.

Для любого режима вводились безразмерный параметр частоты волны  $F$ , связанный с частотой соотношением  $F = \omega/\operatorname{Re}$ , и безразмерный волновой параметр  $b = \beta \cdot 10^3/\operatorname{Re}$ . Рассмотрены двумерные (плоские) волны с  $\beta = 0$ , так как для акустических компонент они являются наиболее распадающимися.

## Результаты и обсуждение

Полезно напомнить о том, как влияют распределенный вдув и отсос на характеристики акустических и вихревых возмущений при  $M = 5,35$  [2; 3; 13]. На рис. 1 приведены кривые нейтральной устойчивости, а на рис. 2 – коэффициенты продольного усиления возмущений при вдуве и отсосе, которые можно сопоставить с распределениями на непроницаемой стенке  $C_q = 0$ . Акустические возмущения занимают полосу высоких частот по сравнению с вихревыми, на непроницаемой стенке они более неустойчивы, имеют меньшие критические числа  $\operatorname{Re}_c$  (125,7 против 220 у вихревых). При отсосе  $C_q > 0$  все возмущения стабилизируются, увеличиваются критические числа Рейнольдса, уменьшаются значения максимальных инкрементов при данном числе

Рейнольдса. Особенно это явно у акустических волн. При вдуве (представлен нормальный вдув, когда существует только поперечная компонента вдуваемой скорости  $V$ ) все возмущения становятся более растущими, уменьшаются критические числа Рейнольдса, заметно увеличиваются максимальные инкременты. На рис. 1 приведены  $Re_c$ , соответствующие рассмотренным  $C_q$  акустических колебаний. Значение интенсивности вдува  $C_q = -0,01$  было предельным, при котором удалось получить характеристики возмущений, это связано с тем, что формируются профили средней скорости с перегибом и возникают трудности решения краевой задачи при  $C_q < -0,01$ . Для симметрии было выбрано такое же  $C_q$  отсоса.

Зависимость инкрементов при вдуве и отсосе от интенсивности массообмена показана на рис. 3. Распределенный массообмен, как известно, осуществляется через пористую поверхность. Тогда нормальная компонента возмущений на стенке, зависящая от колебаний давления, оказывается ненулевой. Но существует диапазон радиусов пор  $r$ , когда их малость компенсирует эффект сжимаемости ( $r \ll \delta$ ). В работе представлен вариант такого режима «запирания», когда возмущения скоростей на пористой поверхности можно брать равными нулю, как в [2; 13].

На рис. 4 показана схема вдува. Угол  $Ug_Z$  отсчитывается от стенки, когда абсолютное значение скорости вдуваемого газа противоположно направлению основного потока. Видно, как меняются инкременты возмущений при изменении угла наклона вектора вдуваемого газа, угол  $Ug_Z = \pi/2$  соответствует нормальному вдуву, диапазон  $0 \leq Ug_Z < \pi/2$  – вдуву против потока, а диапазон  $\pi/2 < Ug_Z \leq \pi$  – классическому вдуву по потоку. В работе для исключения разночтений предельные положения  $Ug_Z = 0$  и  $\pi$  названы «завесами» соответственно против и по потоку. Отчетливо видно, что сильное уменьшение коэффициентов усиления происходит в областях этих предельных значений (в диапазоне  $Ug_Z \sim 10^\circ$ ). На рис. 4 также хорошо видно, что при малых интенсивностях  $C_q$  отличие инкрементов на завесах небольшое, но оно значительно меньше инкрементов при нормальном вдуве.

С увеличением  $|C_q|$  увеличивается разница между инкрементами разных завес. Это

хорошо видно на рис. 5: завеса по потоку приводит к стабилизации, уменьшению степени роста и затуханию акустических волн, а завеса против потока – к их дестабилизации и росту значений  $\alpha^i$ . И если значение  $C_q = -0,01$  было предельным для нормального вдува, то практически нет предела интенсивности вдува  $C_q$  для завес.

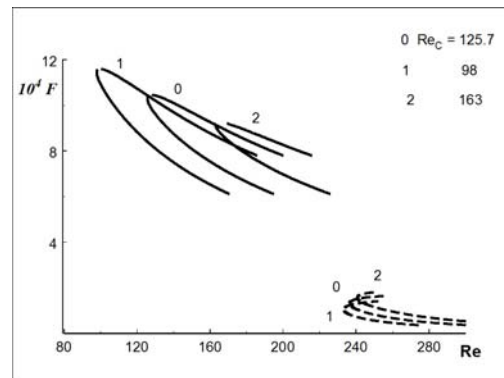


Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости 2D акустических и 3D вихревых волн (сплошные и штриховые линии) при  $M = 5,35$  в зависимости от интенсивности массообмена  $C_q = 0; -0,01; 0,01$  (кривые 0–2)

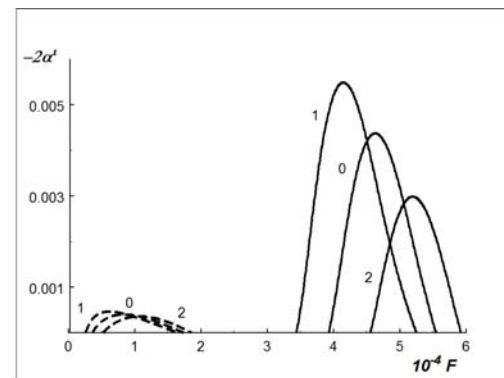


Рис. 2. Частотные разрезы, показывающие инкременты возмущений при  $Re = 300$  и параметрах рис. 1

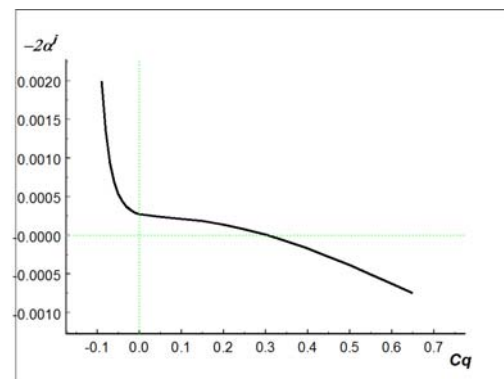


Рис. 3. Инкременты при нормальном вдуве и отсосе в режиме «запирания»:  $M = 5,35; Re = 729; F = 1,5 \cdot 10^{-4}$

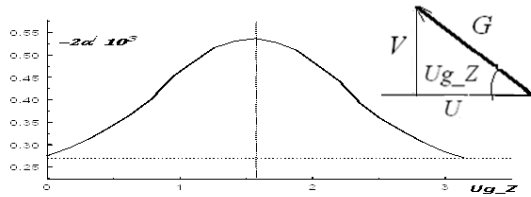


Рис. 4. Влияние угла наклона вектора двухаемого газа на инкременты 2D акустических волн при  $M = 5,35$ ,  $Re = 729$ ,  $2b = 0$ . Здесь же показана схема расположения продольной ( $U$ ) и нормальной ( $V$ ) компонент скорости при разных углах ддува

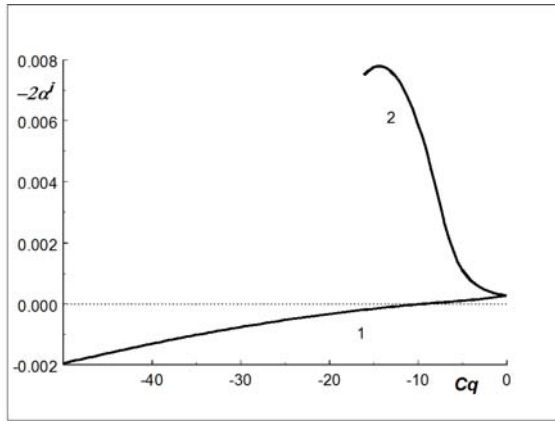


Рис. 5. Инкременты при завесах по потоку ( $Ug_Z = \pi$ ) и против потока ( $Ug_Z = 0$ ) (кривые 1-2)  $M = 5,35$ ;  $F = 1,5 \cdot 10^{-4}$ ,  $Re = 729$ ,  $2b = 0$

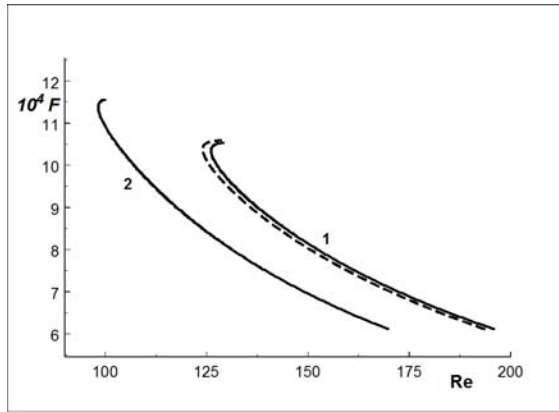


Рис. 6. Кривые нейтральной устойчивости 2D акустических возмущений при ддуве  $C_q = -0,085$  для завес по потоку и против потока (сплошная и штриховая линии) (кривые 1), а также при нормальном ддуве  $Ug_Z = \pi/2$  (кривая 2)

Это отражается и на положении кривых нейтральной устойчивости (рис. 6). Здесь можно сравнить нижние ветви нейтральных кривых при нормальном ддуве и ддуве на завесах. Для рассмотренной максимальной интенсивности  $C_q \sim -0,01$  разница  $Re_c$  завес

по потоку и против потока небольшая, но все же видно, что завеса по потоку более стабилизирует акустические возмущения. Отличия же в  $Re_c$  на разных ддувах существенны.

Величины средних скоростей в области стенки легко оценить по (6). Так как при завесе по потоку в пограничный слой тангенциально ддувается только компонента  $U$  средней скорости, а с ростом  $|C_q|$ , естественно, происходит ее рост, суммарный эффект приводит к увеличению пристенной скорости. В какой-то мере это эквивалентно тому, что происходит при отсосе, когда удаляются малоскоростные пристенные слои. Другое объяснение этого эффекта состоит в том, что разность скоростей внешнего потока и пограничного слоя вблизи стенки уменьшается, что ведет к уменьшению эффективного числа Рейнольдса ( $Re_{эф}$ ) и к понижению инкрементов. Также можно объяснить рост инкрементов при завесе против потока. При завесе против потока с ростом  $|C_q|$  увеличивается поперечная протяженность участка отрицательных  $U$  (растет отрывной пузырь).

Заметим также, что для завесы по потоку уменьшаются средние температуры в пограничном слое, что способствует стабилизации возмущений, и, напротив, для завесы против потока эти температуры возрастают. Ниже будут приведены эпюры средних скоростей и температур с учетом теплообмена.

Влияние режимов ддува и завес хорошо иллюстрируют рис. 7 для частотных разрезов и рис. 8 для нейтральных кривых на теплоизолированной поверхности. Инкременты на завесах по потоку и против потока приведены для двух чисел Рейнольдса и  $C_q$ . При малом  $Re = 200$  акустические волны на завесе по потоку полностью стабилизированы и являются затухающими на всех частотах. Напротив, завеса против потока дестабилизирует возмущения даже больше, чем на непроницаемой поверхности. На высоких  $Re$  появляется область частот, в которой растут колебания и при завесе по потоку, но со степенями роста меньшими, чем у второй завесы. Обращает на себя внимание факт сильного «разбегания» частот и смещения растущих частот у завесы против потока в низкую область. Этот эффект надо иметь в виду, чтобы не сделать неверных выводов о степенях роста на разных частотах.

Критическое число Рейнольдса при завесе против потока для представленного  $C_q$

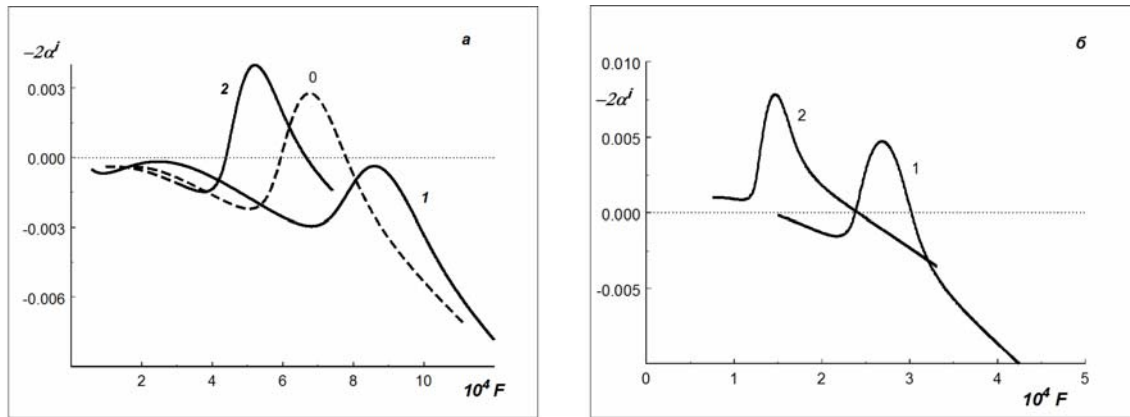


Рис. 7. Влияние завес по потоку и против потока (кривые 1, 2) на инкременты: а – при параметрах акустических волн  $Re = 200$ , интенсивности вдува  $C_q = -4$  в сравнении с инкрементами на непроницаемой теплоизолированной пластине  $C_q = 0$  (кривая 0); б – при  $Re = 729$ ;  $C_q = -15,2$

достаточно мало ( $Re_c \sim 80$ ), значительно меньше  $Re_c$  при завесе по потоку, а также для непроницаемой стенки (приведенной здесь как опорное значение).

При рассмотрении влияния температурного фактора (моделирование газов разной плотности) уместно сделать ссылку на [10; 11], где подробно разобран характер изменений средних скоростей и температур при нагреве и охлаждении. Общим (рис. 9, 10) является увеличение толщины (как динамического, так и теплового) слоя при нагреве и уменьшение при охлаждении, увеличение (уменьшение) наполненности профилей  $U$  при охлаждении (нагреве). В случае тангенциального вдува появляются интересные особенности у среднего профиля скорости в области стенки, проиллюстрированные на рис. 9.

При охлаждении из-за уменьшения температур стенки происходит уменьшение продольных скоростей вдуваемого газа для обеих завес (по соотношению (6)), что должно дестабилизировать возмущения на завесах по потоку и стабилизировать их на завесах против потока. Появляется эффект конкурентного влияния на возмущения, который может проявиться в некоторых режимах.

Если температура стенки будет достаточно низкой, то она как бы сгивает вдув, а начальное значение средней скорости при этом будет  $U(0) = 0$ . Этот интересный эффект влияния температуры стенки как на средние характеристики, так и на малые колебания можно выявить для всех ин-

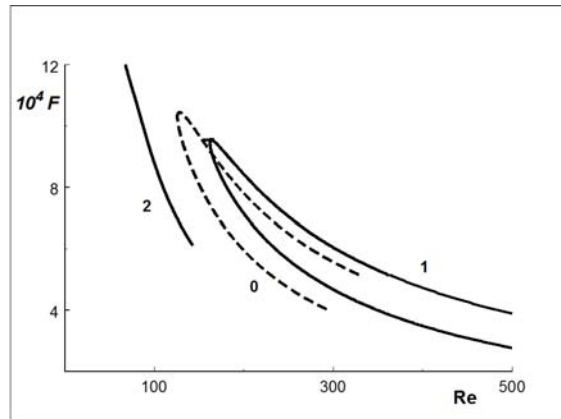


Рис. 8. Нейтральные кривые акустических возмущений на теплоизолированных поверхностях ( $C_q = -4$ ) для завес по потоку и против потока (кривые 1, 2) в сравнении с непроницаемой стенкой (кривая 0)

тенсивностей вдува, заметим, что, конечно, температуры стенки  $T_w$  при этом будут разные.

Общая картина влияния вдува на завесе по потоку на инкременты как вихревых, так и акустических возмущений представлена на рис. 11 в виде частотных разрезов  $\alpha^i(F)$ . Более низкие частоты – область вихревых возмущений, более высокие – акустических, все возмущения двумерные. Явно видна разница влияние температур стенки (плотности газа) на инкременты возмущений разной природы. Для вихревых мод вдув охлажденного газа (высокой плотности) приводит к значительной стабилизации возмущений, что подтверждает реально зафик-

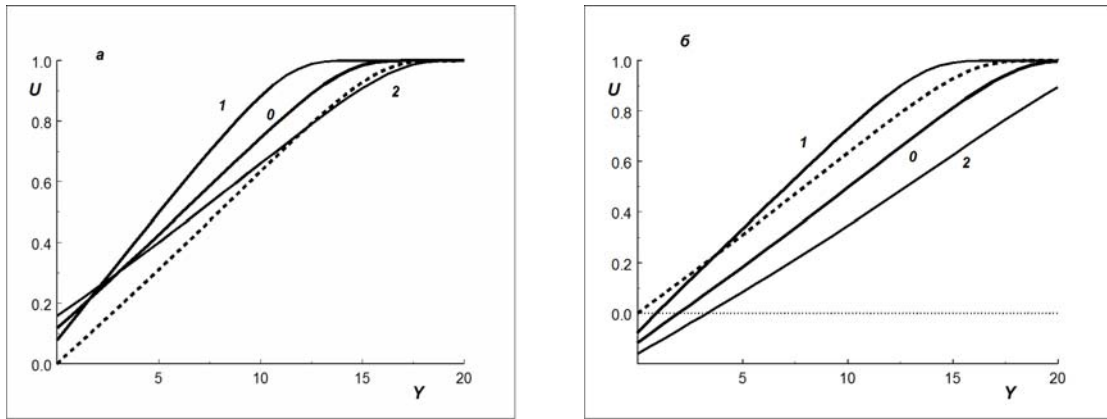


Рис. 9. Влияние температурного фактора на профили средней скорости для  $C_q = -4$  для завес по потоку (а) и против потока (б). Кривая 0 – теплоизолированная стенка ( $T_w = 5,8574$ ), кривые 1, 2 – охлаждение и нагревание ( $T_w = 3,8574$  и  $7,8574$ ). На рис. 9–12 штриховой линией нанесены профили на непроницаемой теплоизолированной стенке

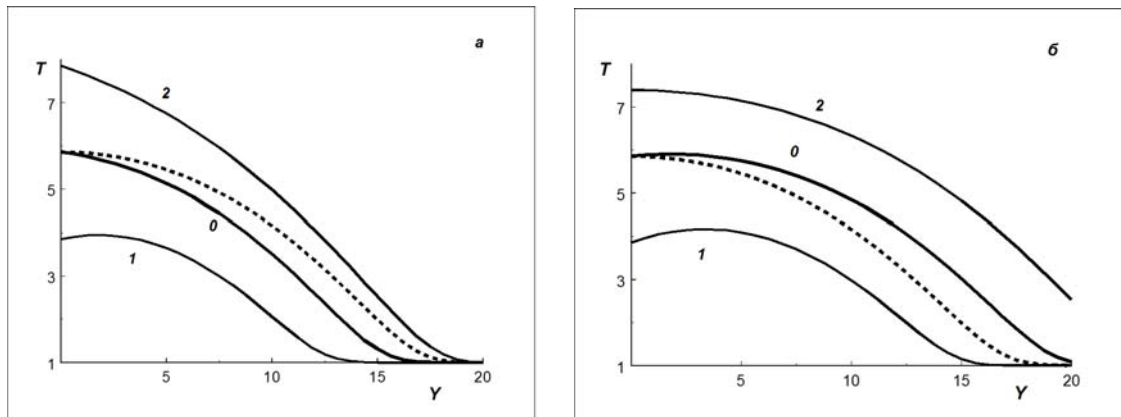


Рис. 10. Влияние температурного фактора на профили средней температуры для условий рис. 9

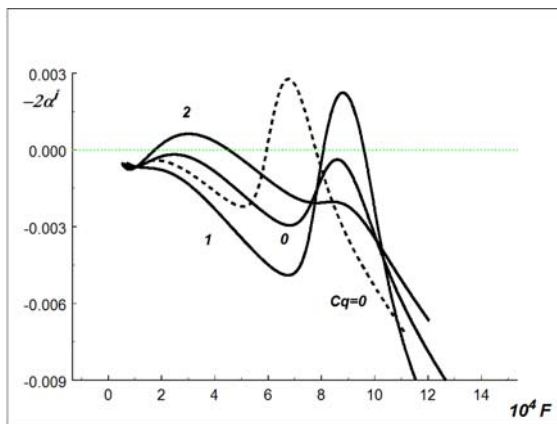


Рис. 11. Частотные разрезы, показывающие инкременты вихревой и акустической мод для завесы по потоку при  $C_q = -4$ ;  $Re = 200$  и разных температурных факторах (см. рис. 9)

сированные факты [9]. В то же время вдув холодного газа сильно дестабилизирует акустические моды.

И напротив, вдув нагретого газа (низкой плотности) дестабилизирует вихревые и приводит к затуханию акустических волн. В данном случае даже меняется иерархия возмущений на высоком сверхзвуке. Нужно признать, что вдув нагретого газа противоречит заявленной цели снижения тепловой нагрузки обтекаемой поверхности, а потому может быть рассмотрен лишь как вариант моделирования. При высоком числе Маха наиболее реальным представляется случай использования завесы по потоку на теплоизолированной стенке. Хорошо видно, что в этом случае имеется явный выигрыш в понижении общего уровня возмущенного поля



в сравнении с опорным случаем обтекания непроницаемой поверхности, а потому появляется вероятность затягивания области перехода и, как следствие, уменьшение сопротивления трения.

Представим влияние температуры стенки на положение нейтральных кривых акустических возмущений для завесы по потоку (рис. 12).

Хорошо видно, что вдувание охлажденного газа (повышенной плотности) приводит к дестабилизации возмущений и уменьшению  $Re_c$ . Напротив, нагрев (уменьшая плотность вдуваемого газа) стабилизирует акустические возмущения и увеличивает  $Re_c$ . Необходимо отметить, что при высоком нагреве возбуждаются колебания неясной пока природы, что фиксируется в виде петли нейтральной кривой для  $F < 4 \cdot 10^{-4}$  (предположительно, это вихревые волны). Здесь же представлены нейтральные кривые для завесы на теплоизолированной поверхности и опорная кривая непроницаемой стенки.

### Заключение

В работе проведено исследование по моделированию методов управления режимами течения в пограничных слоях сжимаемого газа через рассмотрение распределенного вдува.

Рассмотрены изменения средних параметров пограничных слоев при разных тангенциальных вдувах. Показано, что на завесе по потоку увеличиваются пристенные скорости, что приводит к значительной стабилизации как акустических, так и вихревых мод. При больших интенсивностях вдува возмущения могут стать затухающими. Напротив, при завесе против потока в пристенных областях может реализоваться противоток, что значительно дестабилизирует малые колебания.

В работе рассмотрено влияния температурного фактора, моделирующего вдув газов разной плотности. Наряду с ранее исследованным характером изменений средних скоростей и температур при нагреве и охлаждении в случае тангенциального вдува появляются интересные особенности в области стенки. При данной интенсивности вдува в режиме охлаждения из-за уменьшения температуры стенки происходит уменьшение пристенных продольных скоростей вдуваемого газа для обеих завес, что

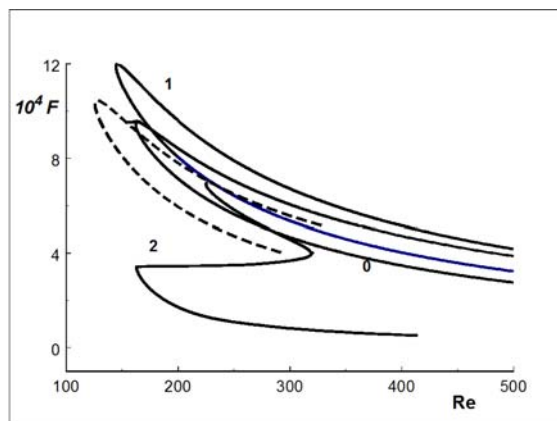


Рис. 12. Нейтральные кривые акустических возмущений при вдуве  $C_q = -4$  для завесы по потоку на теплоизолированной поверхности и на пластинах с теплообменом ( $T_w$  как на рис. 9)

действует разнонаправленно на возмущения разной природы: для вихревых мод стабилизирующе, а для акустических, напротив, дестабилизирующе. Влияние температуры стенки на положение нейтральных кривых для завесы по потоку показало, что нагрев (а следовательно, и уменьшение плотности вдуваемого газа) приводит к стабилизации акустических возмущений и увеличению критического числа Рейнольдса. Напротив, при вдуве охлажденного газа повышенной плотности происходит дестабилизация возмущений и уменьшение  $Re_c$ .

Эта характерная особенность зависимости от температурного фактора подтверждается при изучении частотных разрезов. Общий вывод, который можно сделать на основании проведенного моделирования, заключается в признании факта, что и на сверхзвуковых скоростях можно реально управлять режимами обтекания с помощью распределенного вдува, причем наиболее реальным следует признать реализацию завесы по потоку на теплоизолированной стенке.

### Список литературы

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с градиентом давления и отсасыванием // Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск, 1979. С. 95–103.
2. Гапонов С. А., Терехова Н. М. Устойчивость и трехволновое взаимодействие возмущений в сверхзвуковом пограничном

слое с массообменом на стенке // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 3. С. 301–316.

3. Гапонов С. А., Терехова Н. М. Управление устойчивостью сверхзвукового пограничного слоя с помощью распределенного массообмена через пористую стенку // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 6. С. 59–71.

4. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 1000 с.

5. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1980. 144 с.

6. Волчков Э. П. Пристенные газовые зазоры. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.

7. Протасов М. В., Иванов Т. Ф., Поляков А. Ф. Влияние распределенного вдува на обтекание затупленного тела с проницаемой входной кромкой // Оптические методы исследования потоков: Материалы XI Науч.-техн. конф. М., 2011.

8. Albacete L. M., Glowacki W. J. Skin friction and heat transfer characteristics of the compressible laminar boundary layer with injection of a light, medium, and heavy gas // NOLTR. 1967. 66-215.

9. Powers J. O., Heiche G., and Shen S. F. The Stability of Selected Boundary-Layer Profiles // NOLTR. Apr. 1963. 62-143.

10. Гапонов С. А., Терехова Н. М. Устойчивость и трехволновое взаимодействие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое с охлаждением // Вест. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 3. С. 52–62.

11. Гапонов С. А., Терехова Н. М. Линейная эволюция и взаимодействие возмущений в пограничных слоях сжимаемого газа на непроницаемых и пористых поверхностях с теплообменом // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 6. С. 59–71.

12. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 440 с.

13. Терехова Н. М. Некоторые особенности развития возмущений на сверхзвуке при изменении средних параметров // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 5. С. 593–605.

14. Гапонов С. А., Петров Г. В. Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние РАН, 2013. 96 с.

*Материал поступил в редколлегию 23.06.2015*

**S. A. Gaponov, N. M. Terekhova**

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS  
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*gaponov@itam.nsc.ru, terekh@itam.nsc.ru*

### **THE COMBINED INFLUENCE OF HEAT AND MASS TRANSFER THROUGH A POROUS WALL ON THE BOUNDARY LAYER STABILITY COMPRESSIBLE GAS AT HIGH MACH NUMBERS**

This work continues the research on modeling the management regime in the boundary layer of compressible gas. The effect of the distribution of heat and mass transfer on the stability characteristics of supersonic boundary layer at high supersonic Mach number  $M = 5,35$ . The focus is on the modeling of acoustic disturbances in the conditions as a normal injection, in which the only nonzero component of the average velocity  $V$ , and the injection of other areas, including tangential, when the wall is not zero only  $U$  component. Production close to the problem of influence on the development of gas curtain small oscillations. It is assumed that the effect of injection of a homogeneous gas of different temperature similar to that of the blowing gas of different density, namely, blowing cold gas simulates heavy gas blowing and vice versa. Therefore in this modeling work is achieved by changing the factor of temperature (heating or cooling of the walls). The variant when the so-called regime implemented «lock» when the velocity perturbations on the porous surface can be taken as zero.

*Keywords:* boundary layers of compressed gas, hydrodynamic stability, laminar-turbulent transition.