

УДК 533.6.011

ВЛИЯНИЕ МАЛОГО ПРИТУПЛЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ВИХРЕЙ ГЕРТЛЕРА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ УГЛА СЖАТИЯ

П. В. Чувахов^{*,**}, В. Я. Боровой^{*}, И. В. Егоров^{*,**},
В. Н. Радченко^{*}, Г. Оливье^{***}, А. Рогелиа^{***}

* Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского,
140180 Жуковский, Россия

** Московский физико-технический институт (МФТИ), 141700 Долгопрудный, Россия

*** Рейнско-Вестфальский технический университет г. Ахен, 52056 Ахен, Германия
E-mails: pavel_chuvahov@mail.ru, volf.borovoy@gmail.com, ivan.egorov@tsagi.ru,
vlradchenko@yandex.ru, olivier@swl.rwth-aachen.de, roghelia@swl.rwth-aachen.de

С использованием метода тонких люминесцентных покрытий, чувствительных к температуре, исследовано влияние малого цилиндрического притупления передней кромки пластины на формирование пространственных структур в номинально двумерном сверхзвуковом течении в угле сжатия при числе Маха $M_\infty \approx 8$ и ламинарном состоянии невозмущенного пограничного слоя. В области присоединения оторвавшегося потока в широком диапазоне чисел Рейнольдса ($0,15 \cdot 10^6 \div 2,55 \cdot 10^6$) при различных углах отклонения потока и длине пластины обнаружены продольные вихри. Показано, что наличие вихрей вызывает колебания коэффициента теплообмена в поперечном направлении, амплитуда которых может достигать 30 %. При значительных неровностях передней кромки пластины зафиксированы максимальные отклонения числа Стэнтона, достигающие 80 %. Установлено, что при малом притуплении передней кромки существенно уменьшаются как максимальные значения числа Стэнтона в области присоединения, так и амплитуды его колебаний в поперечном направлении, вызванных продольными вихрями. Для ряда условий эксперимента получены решения трехмерных уравнений Навье — Стокса. Показано, что результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными. Это свидетельствует о значительном стабилизирующем влиянии малого притупления на интенсивность продольных вихрей.

Ключевые слова: малое притупление, высокоэнтропийный слой, пограничный слой, угол сжатия, вихри Гертлера, сверхзвуковое течение, отрыв потока, присоединение потока.

DOI: 10.15372/PMTF20170603

Введение. В последнее время большой интерес вызывает проблема реализации длительного гиперзвукового полета. Об этом свидетельствуют летные испытания гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) X41 и X45, проведенные в США, натурные иссле-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (совместный грант России и Германии) (код проекта 14-01-91332). Численное моделирование выполнено с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мегакласса” Научно-исследовательского центра “Курчатовский институт”.

© Чувахов П. В., Боровой В. Я., Егоров И. В., Радченко В. Н., Оливье Г., Рогелиа А., 2017

дования ламинарно-турбулентного перехода в рамках совместной программы США и Австралии HiFiRe, проекты-демонстраторы гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД), созданные в Австралии, ГЛА SHEFEX I и II и проект SHEFEX III, разработанные в Германии.

Общей проблемой при создании ГЛА является взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем вблизи плоских и наклонных поверхностей элементов управления [1]. Вследствие этого исследование сверхзвукового течения в угле сжатия представляет практический и теоретический интерес. Ранее установлено, что при превышении некоторой величины угла отклонения потока пограничный слой отрывается от передней грани угла (плоской пластины) и присоединяется на задней отклоненной грани (рампе). Характеристики чисто ламинарного или чисто турбулентного сверхзвукового отрыва при умеренных углах отклонения потока стационарны и слабо зависят от числа Рейнольдса, а для переходного отрыва, как правило, нестационарны и существенно зависят от числа Рейнольдса [2]. В зоне присоединения наблюдаются максимальные значения величины теплового потока и давления, которые значительно больше, чем при безотрывном течении. Именно максимальные тепловые нагрузки в зоне присоединения определяют размеры элементов необходимой теплозащиты. В настоящее время построено большое количество корреляционных зависимостей, которые, например, связывают максимальные значения давления и величины теплового потока в области присоединения. Такие зависимости основаны на результатах расчетов и экспериментов. При этом расчетные зависимости получены при двумерном моделировании течений и поэтому не могут учитывать влияние эффектов, возникающих при трехмерном обтекании летательного аппарата (ЛА).

В области присоединения газ течет по вогнутой траектории через веер волн сжатия, порождающих скачок присоединения. В таком номинально двумерном течении могут формироваться стационарные продольные вихревые структуры типа вихрей Гертлера. Причины гертлеровской неустойчивости хорошо известны (см., например, [3–5]). Одним из первых достаточно общих экспериментальных исследований, в которых наблюдалась гертлеровская неустойчивость в отрывных сжимаемых течениях, стала работа [6]. Формирование и развитие продольных вихрей в сверхзвуковом течении вблизи угла сжатия исследовалось в ряде экспериментальных работ [7–15], в которых отмечается, что при наличии продольных вихрей возникает поперечная неоднородность распределения давления, напряжений трения и теплового потока. Неоднородность редко имеет строго регулярный характер, несмотря на то что всегда выделяется волна, характерная длина которой равна одной–пяти толщинам пограничного слоя. Локальные максимумы величины теплового потока могут значительно превышать средние в поперечном направлении значения. Такие результаты получены для большого диапазона чисел Маха и для различных состояний пограничного слоя [9]. В работе [15] сообщается, что поперечные колебания теплового потока ограничены турбулентным уровнем теплового потока и затухают, когда на рампе устанавливается полностью турбулентное течение. Однако, если в область присоединения падает скачок уплотнения, изменение средней величины теплового потока может быть более существенным, чем колебания величины теплового потока, обусловленные наличием вихрей [11].

В работах [8, 13, 14, 16] проведены многопараметрические исследования влияния единичного числа Рейнольдса, длины пластины перед рампой и угла наклона рампы на характеристики продольных вихрей и теплообмена за областью присоединения. Показана роль передней кромки в процессе формирования вихрей, влияние единичного числа Рейнольдса связывается с переходным состоянием пограничного слоя в области присоединения.

Зарождение и развитие вихрей в угле сжатия активно исследуется с помощью численных методов, позволяющих интерпретировать экспериментальные результаты и расши-

рить область их использования. Например, в работе [17] показано, что пристенные вихри формируются в результате гертлеровской неустойчивости непосредственно в области присоединения. Размеры наиболее неустойчивой области приблизительно равны 20 % общей толщины пограничного слоя и расположенного на его внешней границе высоконапорного слоя. Показано, что зарождение таких вихрей обусловлено действием положительного градиента давления и представляет собой частный случай трехмерного отрыва.

В расчетной работе [18] показаны различные стадии развития гертлеровской неустойчивости, формирующейся на вогнутой поверхности сжатия в гиперзвуковом потоке. В работе [19] с помощью расчетов, проведенных для начальных (“затравочных”) возмущений различного уровня, выявлены значительные нелинейные эффекты при увеличении интенсивности теплообмена в зоне присоединения.

В большинстве исследований течения в угле сжатия передняя кромка плоской пластины была острой. Однако ГЛА должны иметь хотя бы небольшое притупление передних кромок для уменьшения их температуры. Вследствие этого над обтекаемой поверхностью в области притупления за головной ударной волной формируется высокоэнтропийный слой (ВЭС) (см., например, [1, 20]).

Интерес к исследованию влияния притупления на гиперзвуковое течение в угле сжатия обусловлен разработкой воздухозаборных устройств для ГПВРД. Притупление может привести к перестройке сжимающих скачков и изменению характеристик воздухозаборника, в частности к его незапуску [21, 22]. Например, гиперзвуковое воздухозаборное устройство, рассматриваемое в [21], запускается при значении радиуса притупления $r \approx 0,13$ мм и не запускается при $r \approx 2,5$ мм. В работе [22] исследуются малые радиусы притупления ($r < 0,25$ мм). Аналогичное поведение наблюдается при исследовании влияния притупленных кромок на запуск модельного воздухозаборника [23].

В [6] обнаружено, что генерация продольных структур существенно зависит от толщины и нерегулярностей поверхности передней кромки. В [3] установлено значительное влияние передней кромки на возникающие вихри Гертлера, однако осталось неясным, относится ли это к энтропийному эффекту. В [14] также не определено влияние величины притупления на поперечную длину волны полосчатых структур. В работе [24], посвященной исследованию осесимметричной конфигурации угла сжатия, показано, что притупление приводит к уменьшению числа Гертлера и, следовательно, к стабилизации течения по отношению к формированию продольных вихрей. В частности, вихри фиксировались методом сублимирующих покрытий за острой передней кромкой; при малом ($r = 0,1$ мм) притуплении вихри ослабевали, а при большом ($r = 1,0$ мм) притуплении не были обнаружены.

Влияние притупления на ламинарный слой обусловлено тем, что за прямым скачком уменьшаются локальные значения чисел Маха и Рейнольдса. Вследствие этого коэффициент давления, при котором происходит отрыв, увеличивается, а в области присоединения — уменьшается (см., например, [1]). Поэтому с увеличением радиуса притупления сопротивляемость течения отрыву увеличивается и зона отрыва уменьшается. В области присоединения максимальная величина теплового потока может уменьшаться на порядок вследствие притупления передней кромки. Притупление также приводит к стабилизации течения за областью отрыва. В условиях высокоэнтропийного потока влияние притупления менее существенно. Это объясняется уменьшением отхода ударной волны в результате диссоциации [25] и как следствие уменьшением толщины ВЭС.

Теоретическому исследованию развития пограничного слоя над затупленной пластиной посвящено большое количество работ. Одна из наиболее адекватных аналитических моделей для ламинарных течений предложена в работе [26], в которой введен корреляционный параметр, учитывающий влияние вязкости и притупления. В [27] для корреляции

экспериментальных данных этот параметр использовался в виде $\beta_c = \chi_\varepsilon / \sqrt{x_\varepsilon}$, где x_ε — параметр, учитывающий влияние радиуса притупления и коэффициента сопротивления передней кромки пластины; χ_ε — параметр вязкого взаимодействия. В [27] показано, что при $\beta_c < 0,1$ преобладает энтропийный эффект, при $\beta_c > 1$ течение в основном определяется вытесняющим действием пограничного слоя. Также в [27] отмечалось, что по мере увеличения радиуса притупления отрывная зона в угле сжатия сначала увеличивается, затем уменьшается (рассматривается свободный отрыв, при котором положение точек отрыва и присоединения не зафиксировано). В [27] установлено, что радиус инверсии зависит от характеристик набегающего потока и соответствует значениям величины β_c в диапазоне от 0,5 до 0,7. Данные работ [2, 27] подтверждаются результатами многочисленных экспериментальных и численных исследований.

Двумерные параметрические расчеты влияния притупления на течение в угле сжатия выполнены в [28]. Обсуждается положение точки поглощения ВЭС пограничным слоем. Отмечено существование радиуса инверсии, который соответствует переходу точки поглощения из невозмущенной области, предшествующей отрыву, в область взаимодействия. Аналогичные эффекты обнаружены также в работе [14] и расчетах [8] с прямоугольным притуплением передних кромок.

До настоящего времени экспериментально изучались, как правило, большие радиусы притупления, при которых пограничный слой находится на нижней границе ВЭС. Однако в [29] показано, что именно малое притупление пластины приводит к существенному уменьшению величины тепловых потоков и давления в зоне интерференции скачка как с ламинарным, так и с турбулентным пограничным слоем. Этот эффект усиливается до тех пор, пока не будет достигнуто некоторое пороговое значение радиуса притупления, после чего увеличение притупления приводит лишь к дополнительным потерям полного давления и практически не влияет на распределение тепловых потоков.

В настоящей работе исследуется влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера. Поскольку исследование течений с использованием дискретных датчиков не позволяет выявить влияние притупления на формирование продольных вихрей, в данной работе продольные вихри изучаются с помощью панорамного оптического метода измерения температуры поверхности.

1. Экспериментальная установка, модель, методы исследования. Экспериментальные исследования проводились в работающей по схеме Людвиг ударной аэродинамической трубе УТ-1М импульсного действия Центрального аэрогидродинамического института. Полное давление p_0 рабочего газа (воздуха) может меняться в диапазоне $5 \cdot 10^5 \div 100 \cdot 10^5$ Па. Вследствие электрического подогрева покоящегося газа температура торможения может достигать значения $T_0 \approx 870$ К. Время существования стационарного течения составляет приблизительно 40 мс. Труба работает в различных сверхзвуковых режимах с профилированными соплами, рассчитанными на течение с числами Маха $M_\infty = 5; 6$ (при диаметре сопла 300 мм) и $M_\infty = 6; 8; 10$ (при диаметре сопла 500 мм).

В настоящей работе эксперименты проводились при следующих параметрах набегающего потока: $M_\infty = 8$, $T_0 \approx 760$ К, $Re_1 = 2,8 \cdot 10^6 \div 17,8 \cdot 10^6$ м⁻¹. Вследствие варьирования полного давления p_0 набегающего потока и длины пластины L эксперименты охватывают диапазон чисел Рейнольдса $Re_L = 0,15 \cdot 10^6 \div 2,55 \cdot 10^6$. Температура модели за время пуска меняется незначительно и приблизительно равна комнатной температуре $T_w \approx 293$ К ($T_w/T_0 \approx 0,4$).

Экспериментальная модель показана на рис. 1. На пластине, изготовленной из стеклопластика (длина 225 мм, ширина 150 мм), установлен стальной клин (рампа), имеющий форму прямой треугольной призмы с длиной обтекаемой части, равной 150 мм. В рампу вставляются теплоизоляционные вкладки, выполненные из стеклопластика или органи-

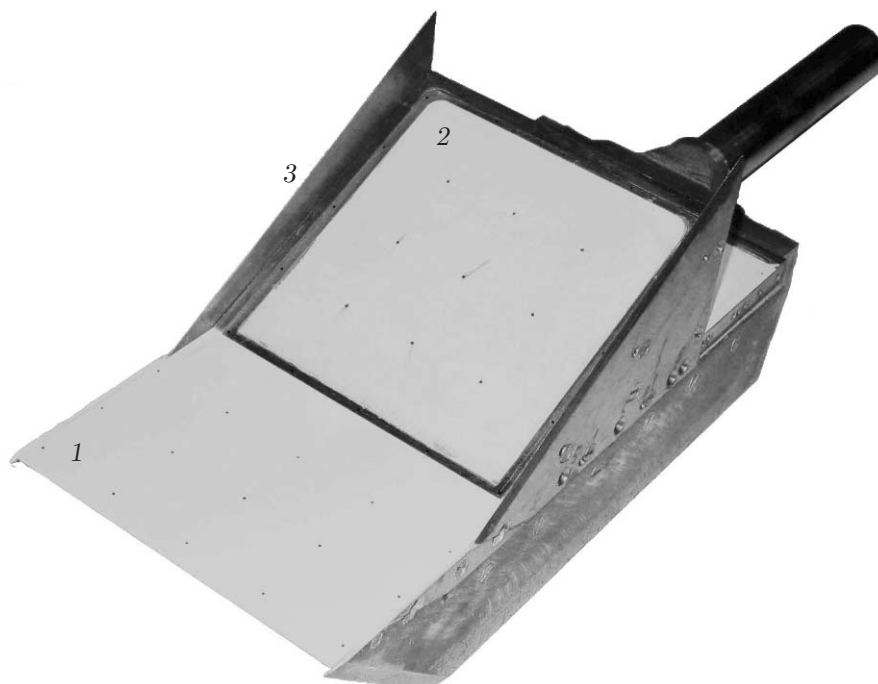


Рис. 1. Экспериментальная модель:

1 — пластина, 2 — рампа (клин сжатия) с теплоизоляционной вкладкой из органического стекла, 3 — боковые накладки

ческого стекла. Рампа крепится к пластине с помощью боковых накладок, которые выступают над моделью, препятствуя вытеканию газа из области повышенного давления. Предусмотрена возможность установки рампы с углами наклона $\alpha = 15, 20, 25^\circ$ на расстояниях $L = 50, 100, 150$ мм от острой передней кромки пластины до острой передней кромки рампы — линии излома угла сжатия. Притупление передней кромки пластины создается за счет крепления к ней снизу передних накладок. Поверхность накладок плавно сопрягается с поверхностью пластины. Накладки выполнены из закаленной стали и формируют цилиндрическое притупление с радиусами r в диапазоне от 0,02 мм (острая кромка) до 4 мм. В настоящей работе использовались притупления с радиусами 0,02, 0,30, 0,50, 1,00 мм и рампы с углами наклона $\alpha = 15, 25^\circ$, установленные на расстояниях $L = 50, 150$ мм. Для исследования теплообмена использовались тонкие люминесцентные покрытия, чувствительные к температуре [30]. По величине приращения температуры поверхности, измеренной за выбранный интервал времени, определяется величина теплового потока от газа к модели в каждой точке поверхности. Для этого используется аналитическое решение одномерного уравнения теплопроводности, а также теплофизические свойства применяемых теплоизоляционных материалов.

Для визуализации течения над моделью применяется метод Теплера. Параметры потока при тепловых и теневых испытаниях близки.

2. Результаты экспериментальных исследований. Проведена серия экспериментов, в которых получены тепловые и теневые картины течения в угле сжатия.

2.1. *Теневые испытания.* Примеры теневых картин представлены на рис. 2. Видны характерные особенности течения в угле сжатия: головная ударная волна; область отрыва, начало которой отмечается скачком отрыва; область присоединения, в которой формируется скачок присоединения; слой смещения. Положение точек отрыва и присоединения можно определить приближенно, продолжая соответствующие скачки до пересечения с об-

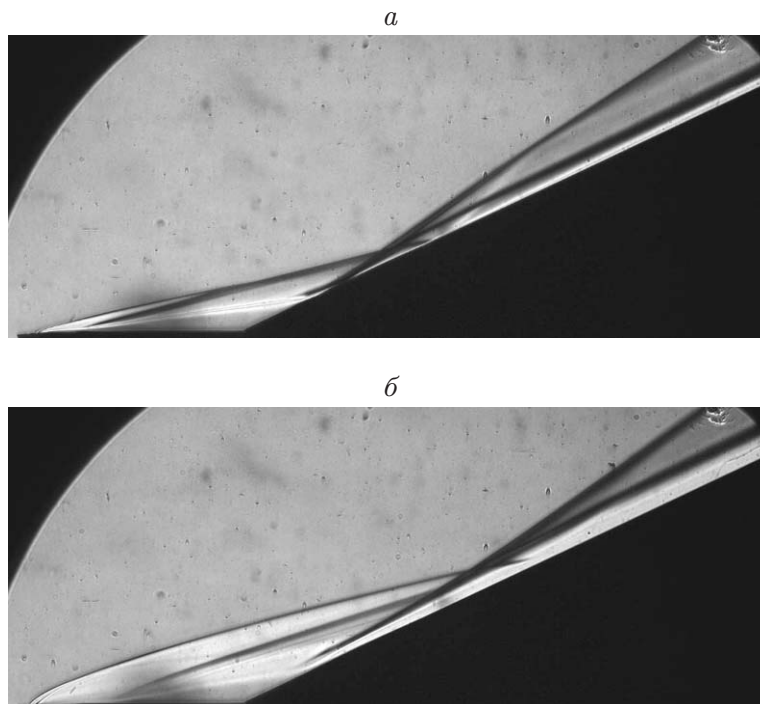


Рис. 2. Теневые картины при $M_\infty = 8$, $L = 50$ мм, $Re_L \approx 4 \cdot 10^5$, $\alpha = 25^\circ$ и различных радиусах притупления:
a — $r = 0$, *б* — $r = 1$ мм

текаемой поверхностью. Головная ударная волна пересекается со скачками отрыва и присоединения и падает на обтекаемую поверхность за областью присоединения. При наличии малого притупления головная ударная волна отходит от передней кромки пластины и от модели в целом. Формирование за областью притупления ВЭС приводит к уменьшению градиентов газодинамических величин. Этот эффект усиливается с увеличением радиуса притупления. Особенности течения на теневых картинах видны менее отчетливо (см. рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость угла наклона α_{ml} границы зоны отрыва относительно поверхности пластины от числа Рейнольдса Re_L за острой передней кромкой. Малые значения α_{ml} и их монотонное убывание с увеличением Re_L характерны для ламинарного течения в отрывной области. Об этом также свидетельствует большая протяженность зоны отрыва.

Зависимость длины зоны отрыва L_s от радиуса притупления представлена на рис. 4. Практически во всех случаях при увеличении радиуса притупления r зона отрыва сначала увеличивается, затем уменьшается. При наибольшем значении $Re_L \approx 25 \cdot 10^5$ реверсивное поведение меняется на монотонное. Это обусловлено, по-видимому, уменьшением толщины пограничного слоя и смещением точки поглощения ВЭС в область взаимодействия, что соответствует данным расчетов и экспериментов.

На рис. 3, 4 также показано влияние длины пластины L на рассматриваемые характеристики течения при фиксированной величине Re_L , т. е. влияние единичного числа Рейнольдса $Re_1 = Re_L / L$. Такое влияние обычно объясняется переходным характером течения в области присоединения. По мнению авторов настоящей работы, оно также может быть обусловлено наличием интенсивных вихрей в области присоединения и независимостью спектра возмущений от толщины пограничного слоя, увеличивающейся с ростом L .

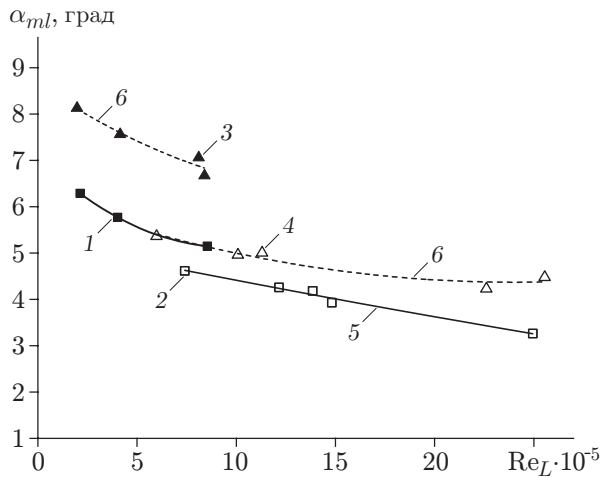


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость угла наклона границы отрывной зоны к поверхности пластины от числа Рейнольдса Re_L при $r = 0$:

точки — эксперимент, линии — аппроксимация кубическим сплайном; 1, 3 — $L = 50$ мм, 2, 4 — $L = 150$ мм; 1, 2, 5 — $\alpha = 15^\circ$, 3, 4, 6 — $\alpha = 25^\circ$

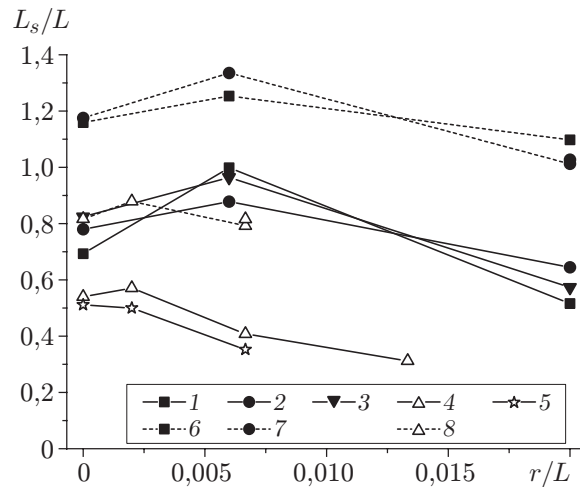


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость длины зоны отрыва от радиуса притупления при $\alpha = 15^\circ$ (1–5) и $\alpha = 25^\circ$ (6–8) и различных значениях L и Re_L :

1–3, 6, 7 — $L = 50$ мм, 4, 5, 8 — $L = 150$ мм; 1 — $Re_L = 2 \cdot 10^5$, 2 — $Re_L = 4 \cdot 10^5$, 3 — $Re_L = 8 \cdot 10^5$, 4 — $Re_L = 6 \cdot 10^5$, 5 — $Re_L = 25 \cdot 10^5$, 6 — $Re_L = 2,2 \cdot 10^5$, 7 — $Re_L = 4 \cdot 10^5$, 8 — $Re_L = 5,5 \cdot 10^5$

2.2. *Тепловые испытания.* Результатом тепловых испытаний является панорамное (по всей поверхности) распределение безразмерного коэффициента теплоотдачи, или числа Стэнтона

$$St = \frac{q_w}{\rho_\infty U_\infty c_p (T_0 - T_w)}$$

(q_w — величина теплового потока).

Характерное продольное распределение $St(x, z)$ по линии симметрии модели $z = 0$, средняя по $z \in [z_{\min}, z_{\max}]$ величина $St(x)$ и область колебаний числа Стэнтона St на поверхности представлены на рис. 5, а для рамп с углами $\alpha = 15, 25^\circ$. Положению острой передней кромки пластины соответствует координата $x = 0$. Видно, что влияние продольных вихрей на тепловой поток наиболее существенно за линией присоединения на некотором расстоянии от нее. Вниз по потоку от этой зоны влияние вихрей ослабевает, а тепловой поток в поперечном направлении становится более равномерным. Результаты расчета полных уравнений Навье — Стокса удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, в том числе в области присоединения. Однако за этой областью значение числа Стэнтона $St(x)$, полученное при двумерном расчете, достигает максимума и начинает уменьшаться, а аналогичные осредненные по z зависимости, полученные в эксперименте и трехмерном расчете с учетом вихрей, продолжают увеличиваться. Таким образом, наличие регулярных продольных вихрей Гертлера, по-видимому, приводит не только к колебаниям коэффициента теплообмена на обтекаемой поверхности, но и к увеличению его среднего значения. Увеличение среднего значения интенсивности теплообмена в эксперименте можно объяснить переходным состоянием пограничного слоя в области присоединения, однако расчет проводился в ламинарной постановке, что свидетельствует о влиянии продольных вихрей на увеличение интенсивности теплообмена.

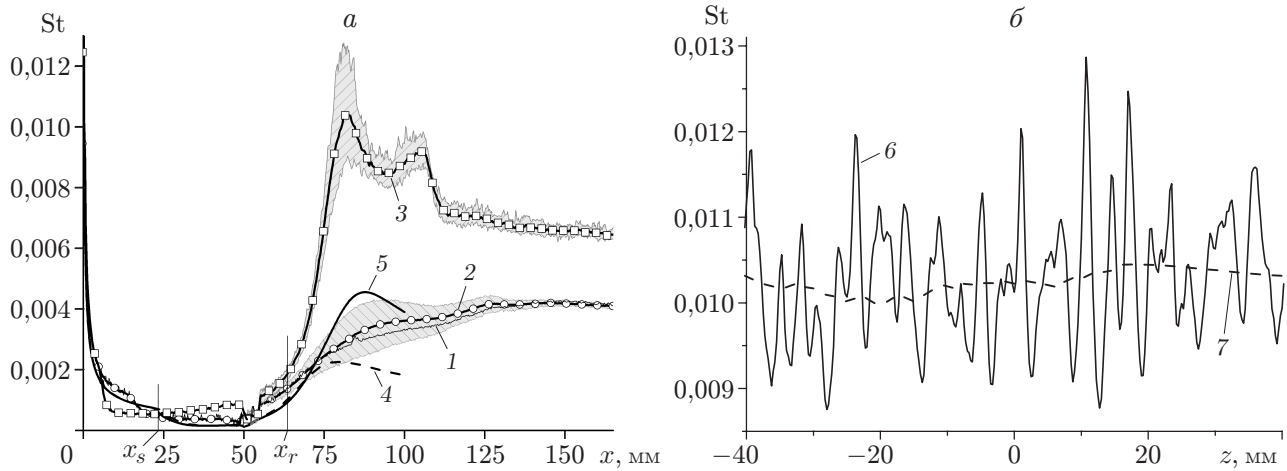


Рис. 5. Характерные продольное (а) и поперечное (б) распределения числа Стэнтона St при различных режимах течения:

точки — эксперимент, линии — расчет; 1 — в сечении $z = 0$, 2, 3 — средняя по z величина $St(x)$ ($z \in [0, 15 \text{ мм}]$), 4 — двумерный расчет без учета вихрей, 5 — средняя по z величина $St(x)$, полученная при трехмерном расчете с учетом вихрей, 6 — в сечении за область присоединения, 7 — средняя величина $St(z)$; 1, 2, 4, 5 — $\alpha = 15^\circ$, $Re_L = 3,71 \cdot 10^5$, 3, 6, 7 — $\alpha = 25^\circ$, $Re_L = 3,55 \cdot 10^5$, $L = 50 \text{ мм}$, $r = 0$; x_s , x_r — точки отрыва и присоединения при $\alpha = 15^\circ$ соответственно; заштрихованные области — области вариаций $St(x)$ при наличии вихрей

Характерное поперечное распределение $St(z)$ представлено на рис. 5, б при $\alpha = 25^\circ$, $Re_L = 3,55 \cdot 10^5$. Характерная длина волны наблюдаемых возмущений не выделяется, можно указать ее приближенное значение, равное 3,4 мм, при толщине пограничного слоя над плоской пластиной вблизи линии отрыва $\delta(x_s) \approx 0,75 \text{ мм}$ при $x_s \approx 0,2L$ и вблизи линии излома (в отсутствие отрыва) $\delta(x_s) \approx 2,24 \text{ мм}$ при $x_s \approx L$. Переменное среднее значение $St_f(z)$ получено методом фильтрации Савицкого — Голея.

На рис. 6 представлены экспериментальные тепловые картины (поля числа Стэнтона на поверхности ramпы). Видно, что поток отрывается от поверхности пластины и присоединяется к поверхности ramпы, на пластине вихри не наблюдались. Они формируются на ramпе за линией присоединения и далее сносятся вниз по потоку. При $\alpha = 15^\circ$ вихри распространяются практически вдоль всей поверхности ramпы, при $\alpha = 25^\circ$ вихри быстро сливаются и не видны за линией падения головного скачка на ramпу (см. рис. 6, в, г). При $\alpha = 15^\circ$ число Стэнтона St незначительно увеличивается в области $x \approx 130 \text{ мм}$, что соответствует области падения головной ударной волны и скачка отрыва на поверхность ramпы. Незначительное локальное увеличение числа Стэнтона на правой границе ramпы при $x \approx 150 \text{ мм}$, по-видимому, обусловлено турбулизацией течения.

На рис. 6 показано также влияние малого притупления на вихри Гертлера при $\alpha = 15^\circ$, 25° , которое проявляется в размывании вихрей и значительном уменьшении среднего значения числа Стэнтона St и амплитуды его поперечных колебаний. Длина волны продольных вихрей увеличивается при малом радиусе притупления $r = 0,3 \text{ мм}$. Результаты экспериментов, проведенных при других радиусах притупления, показывают, что дальнейшее увеличение радиуса r практически не влияет на длину волны вихрей.

Наличие вихрей за острой передней кромкой зафиксировано в широком диапазоне чисел Рейнольдса $Re_L = 0,15 \cdot 10^6 \div 2,55 \cdot 10^6$. При наличии притупления вихревая картина размывается, однако вихри обнаруживаются при $Re_L \leq 10^6$. При $Re_L > 10^6$ на тепловых картинах вихри практически не наблюдаются даже при наименьшем исследованном значении радиуса притупления $r = 0,3 \text{ мм}$.

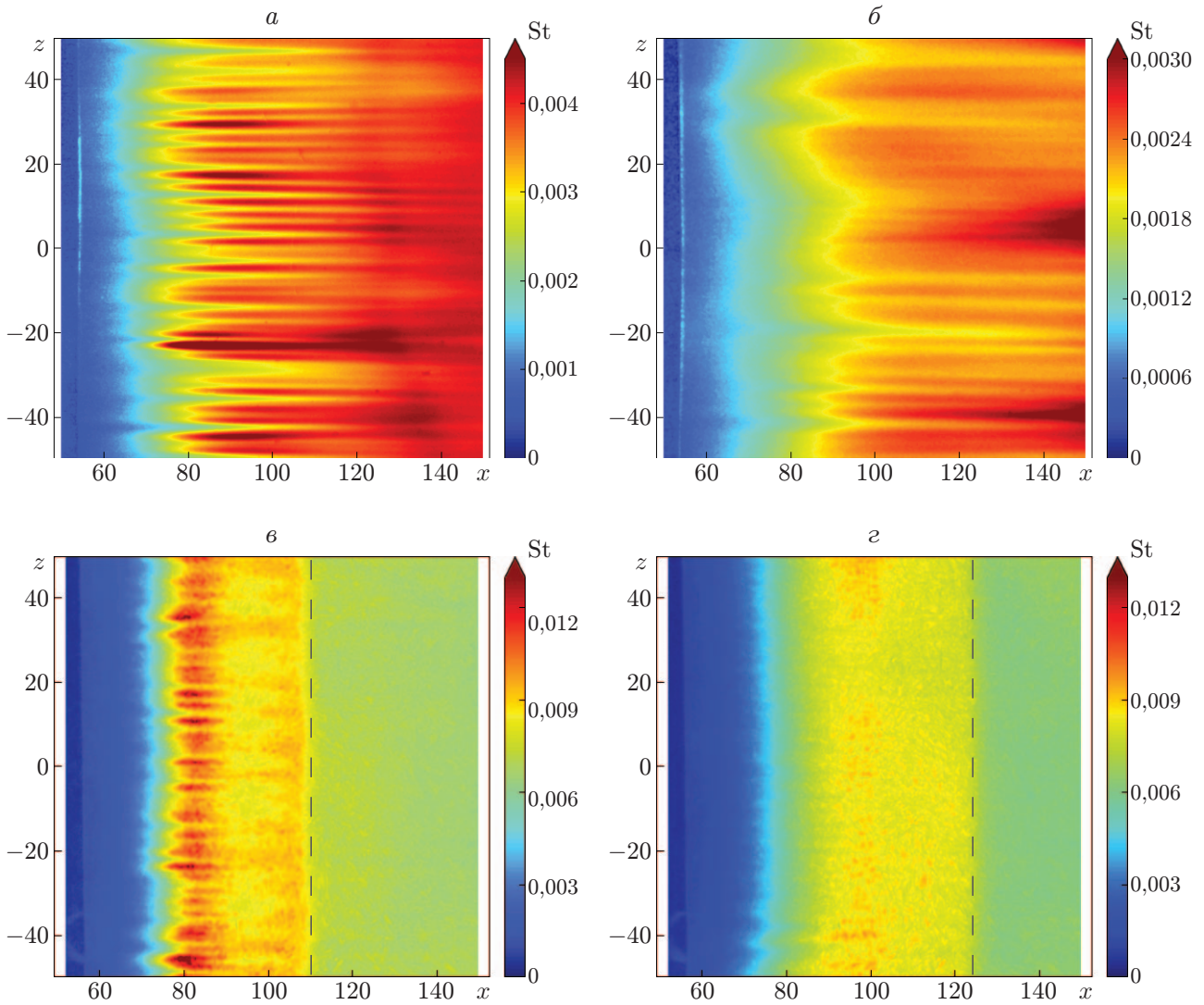


Рис. 6. Поля числа Стэнтона St на поверхности ramпы при $Re_L \approx 3,7 \cdot 10^5$, $L = 50$ мм и различных значениях угла наклона и радиуса притупления: $a, б$ — $\alpha = 15^\circ$, $в, г$ — $\alpha = 25^\circ$; $a, в$ — $r = 0$ (острая передняя кромка), $б, г$ — $r = 0,3$ мм; штриховые линии — линии падения головного скачка на ramпу

Основные результаты получены для ramпы с углом наклона $\alpha = 15^\circ$. Зависимость величины St_{max} от числа Рейнольдса Re_L за острой передней кромкой представлена на рис. 7. При увеличении Re_L наблюдается уменьшение максимального теплового потока, что согласуется с результатами других исследований. Уменьшение амплитуды поперечных колебаний менее существенно.

Влияние единичного числа Рейнольдса Re_1 , отмеченное при обсуждении результатов теневых испытаний, проявляется в увеличении St_{max} с ростом L при фиксированном Re_L . Такое поведение числа Стэнтона St_{max} можно объяснить, сделав два предположения, которые подтверждаются расчетами, выполненными в настоящей работе: 1) средняя величина интенсивности теплообмена увеличивается при наличии продольных вихрей (линии 4, 5 на рис. 5,а); 2) увеличение интенсивности теплообмена зависит от характеристик вихрей. Влияние числа Рейнольдса Re_1 , по-видимому, обусловлено тем, что существует отличный от L масштаб длины, зависящий от спектра возмущений в набегающем потоке, ге-

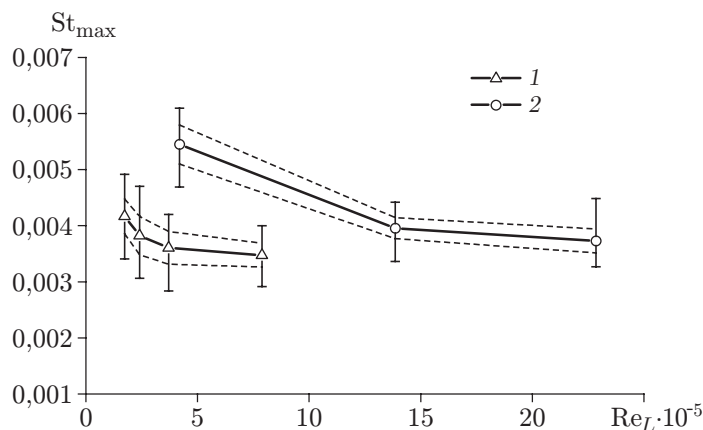


Рис. 7. Зависимость максимального числа Стэнтона St_{max} от числа Рейнольдса Re_L при $\alpha = 15^\circ$ и различных значениях длины пластины:

1 — $L = 50$ мм, 2 — $L = 150$ мм; штриховые линии — границы областей среднеквадратичных отклонений, вертикальные линии — максимальные отклонения, обусловленные наличием вихрей

нерируемых передней кромкой пластины. Эти возмущения порождают продольные вихри в области присоединения. Очевидно, что характеристики спектра возмущений зависят не от величины Re_L , а от величины Re_1 и от распределения нерегулярностей на передней кромке. При этом изменение длины пластины L при фиксированном значении Re_L приводит к изменению свойств продольных вихрей и как следствие к изменению их влияния на среднюю величину интенсивности теплообмена.

Влияние единичного числа Рейнольдса, как правило, проявляется в изменении положения ламинарно-турбулентного перехода, о чем свидетельствует увеличение средней величины теплового потока в исследуемой области. Однако расчеты, выполненные в настоящей работе, показывают, что такое увеличение может происходить и при неизменном (ламинарном) характере течения при наличии в нем продольных вихрей.

На рис. 7 видно, что средняя величина теплового потока больше при $L = 150$ мм, когда вихри имеют большую длину волны. Следует также отметить, что наличие вихрей приводит к слабой линейной зависимости $St(x)\sqrt{Re_x} = C_1(Re_x)$, которую нетрудно получить на основе рис. 7. Это не характерно для ламинарных течений в отсутствие продольных вихрей.

На рис. 8 представлена зависимость осредненного по z максимального числа Стэнтона St_{max} от радиуса притупления при $\alpha = 15^\circ$ и различных значениях L , Re_L . Во всех случаях при увеличении радиуса притупления St_{max} уменьшается, также уменьшается амплитуда поперечных колебаний ΔSt .

При максимальном исследованном значении числа Рейнольдса $Re_L \approx 23,5 \cdot 10^5$ и длине пластины $L = 150$ мм (см. рис. 8) даже при минимальном притуплении ($r = 0,3$ мм) практически отсутствуют поперечные колебания числа Стэнтона St . Вероятно, при таком режиме толщина пограничного слоя очень мала и он расположен на нижней границе ВЭС. При этом вследствие притупления локальные числа Маха и Рейнольдса уменьшаются и интенсивность продольных вихрей увеличивается в меньшей степени. Оценки влияния притупления на интенсивность продольных вихрей, выполненные ниже, подтверждают это предположение.

Следует также отметить, что наблюдается тенденция к “насыщению” зависимости $St_{max}(r)$: начиная с некоторого значения r величина St_{max} меняется незначительно. Такое

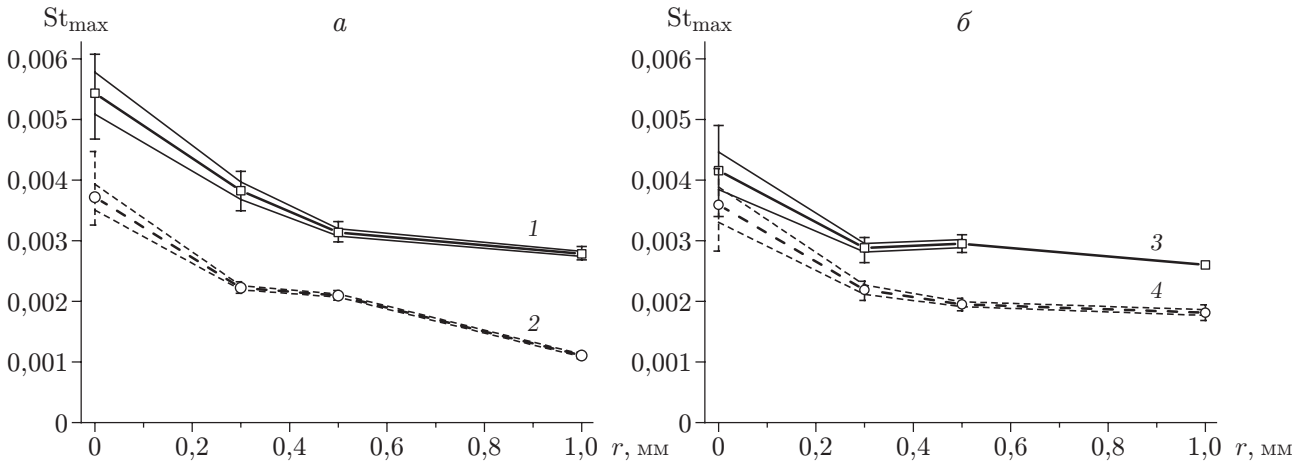


Рис. 8. Зависимость максимального числа Стэнтона St_{max} от радиуса притупления r при $\alpha = 15^\circ$ и различных значениях длины пластины и числа Рейнольдса: a — $L = 50$ мм, b — $L = 150$ мм; 1 — $Re_L = 1,7 \cdot 10^5$, 2 — $Re_L = 3,7 \cdot 10^5$, 3 — $Re_L = 5,0 \cdot 10^5$, 4 — $Re_L = 23,5 \cdot 10^5$; штриховые линии — границы областей среднеквадратичных отклонений, вертикальные линии — максимальные отклонения, обусловленные наличием вихрей

Относительные амплитуды поперечных колебаний числа Стэнтона в области присоединения

α , град	L , мм	$Re_L \cdot 10^{-5}$	ΔSt , %	
			$r = 0$	$r = 0,3$ мм
15	50	1,80	18,1	7,2
15	50	3,70	18,9	7,2
15	150	5,00	9,1	6,1
15	150	23,50	16,3	4,2
25	50	1,81	30,2	—
25	50	3,70	20,8	8,6
25	150	5,64	8,2	4,2
25	150	23,50	4,5	2,2

поведение обусловлено, вероятно, тем, что характеристики течения на нижней границе ВЭС большой толщины практически не зависят от радиуса притупления. Аналогичная тенденция наблюдалась для максимальных значений St в области падения косога скачка уплотнения на плоскую пластину [29].

Для исследования влияния угла отклонения рампы на течение проводились эксперименты при $\alpha = 25^\circ$ в случае острой передней кромки и при $r = 0,3$ мм. По сравнению со случаем $\alpha = 15^\circ$ значения St_{max} и ΔSt увеличиваются. Особенности течения, обусловленные наличием притупления и наблюдаемые при $\alpha = 15^\circ$, имеют место также при $\alpha = 25^\circ$: величины St_{max} , ΔSt при появлении малого притупления уменьшаются. Значения относительных амплитуд поперечных колебаний числа Стэнтона $\Delta St = [(\max(St(z)) - \min(St(z)))/(2 St_{max})] \cdot 100$ приведены в таблице. Максимальный относительный вклад вихрей в максимальное значение St_{max} наблюдается при минимальных значениях L , Re_L и наибольшем значении α .

3. Оценка влияния высокоэнтропийного слоя на вихри Гертлера. Пусть нижние индексы e , Δ , ∞ обозначают параметры на внешней границе пограничного слоя, внутри ВЭС и в набегающем потоке соответственно. Масштаб пограничного слоя равен

$\delta_{ref}(x) = \sqrt{x/\text{Re}_L}$, $\delta_{ref} = \delta_{ref}(1)$. Числа Рейнольдса $\text{Re}_{L,e}$, $\text{Re}_{L,\Delta}$, $\text{Re}_{L,\infty}$ рассчитываются по параметрам, соответствующим нижнему индексу, R — радиус кривизны линии тока. Число Гертлера G определяется не через толщину пограничного слоя ($\delta \approx 20\delta_{ref}$ при $M_\infty = 8$), а через масштаб δ_{ref} , как это сделано в работах [4, 13, 19, 31] для сравнения с результатами, полученными с использованием линейной теории: $G = \text{Re}_{\delta_{ref}}(\delta_{ref}/R)^{1/2}$.

3.1. *Влияние ВЭС на число Гертлера.* Ниже рассматривается течение на большом расстоянии от точки поглощения, когда параметры потока на границе пограничного слоя соответствуют течению на нижней границе ВЭС. В этом случае $G_e = G_\Delta = (R_\Delta \delta_{ref,\Delta})^{-1/2} = R_\Delta^{-1/2} \text{Re}_{L,\Delta}^{1/4}$.

Параметры течения на нижней границе ВЭС можно оценить, используя закон сохранения массы газа, прошедшего через прямой скачок уплотнения в слое толщиной r и далее расширившегося изэнтропически таким образом, что давление в нем равно p_∞ . Следуя работе [29], нетрудно оценить толщину ВЭС Δ . Для режима $M_\infty = 8$ получаем $\text{Re}_{L,\infty}/\text{Re}_{L,\Delta} \approx 2,92$, $\Delta \approx 4,4r$. Сравнение Δ с толщиной пограничного слоя на плоской пластине в точке отрыва $\delta(x)|_{x=0,5} \approx 20\sqrt{0,5}\delta_{ref}$ показывает, что в настоящей работе условия экспериментов соответствуют как течению на нижней границе ВЭС, так и течению после его поглощения.

Имеем следующую оценку для G_Δ при наличии ВЭС:

$$\frac{G_\Delta}{G_\infty} = \left(\frac{R_\infty}{R_\Delta}\right)^{1/2} \left(\frac{\text{Re}_{L,\Delta}}{\text{Re}_{L,\infty}}\right)^{1/4}.$$

Полагая $R_\Delta \approx R_\infty$, для режима $M_\infty = 8$ получаем $G_\Delta/G_\infty \approx 1,84$.

Положим радиус кривизны R равным радиусу окружности, касающейся угла сжатия и проходящей через точку присоединения x_r [19]. Для ramпы с углом наклона α имеем $R = (x_r - 1)/(\cos(\alpha) \text{tg}(\alpha/2))$. Оценивая значения G для параметров эксперимента $\alpha = 15^\circ$, $\text{Re}_L = 371\,000$, $L = 50$ мм, $x_r \approx 1,4$, $R \approx 3,15$, получаем $G_\infty = 13,9$, $G_\Delta = 7,6$. Таким образом, при наличии ВЭС большой толщины число Гертлера существенно уменьшается. Интенсивность вихрей вниз по потоку при наличии ВЭС должна увеличиваться в меньшей степени. Следует отметить, что для сжимаемых течений гертлеровская неустойчивость существенна при $G \geq 1,9$ [24], что соответствует обнаруженному в [16] порогу устойчивости течения $G \leq 1,6$. В проведенных экспериментах значения G больше порогового. Однако в тепловых испытаниях выявить вихри слабой интенсивности затруднительно вследствие недостаточного нагрева поверхности.

3.2. *Влияние ВЭС на интенсивность вихрей.* При увеличении радиуса притупления на интенсивность вихрей влияют два фактора: увеличение кривизны линий тока вблизи точки x_r вследствие уменьшения зоны отрыва и уменьшение длины искривленной области. В соответствии с линейной теорией устойчивости [32] увеличение интенсивности вихрей над вогнутой поверхностью происходит экспоненциально при увеличении продольной координаты (например, возмущение продольной компоненты скорости $u' = u'_0 e^{N(x)}$ при наличии вихрей). Показатель степени (N -фактор) определяется через инкремент увеличения интенсивности вихрей σ :

$$N = \int_{x_0}^x \sigma dx \sim \sigma x, \quad \sigma \approx \text{const}.$$

Сравним N -факторы за острой (N_∞) и притупленной (N_Δ) кромками в конце участка, на котором увеличивается интенсивность вихрей, принимая длину этого участка dx равной длине дуги αR между сторонами угла сжатия. Полагая теоретические оценки [32] для

течения над теплоизолированной стенкой пригодными для случая изотермической стенки с $T_w/T_0 \approx 0,4$ (настоящая работа), зависимость между G , β , σ , где $\beta = 2\pi/\lambda$ — поперечное волновое число возмущения, представим в виде

$$G^2 = A\sigma\beta^2 + B\sigma^2/\beta$$

(A , B — некоторые константы). Отсюда для максимально растущего возмущения получаем $\sigma \sim G\sigma^{6/5}$. Тогда

$$\frac{N_\Delta}{N_\infty} = \frac{\sigma_\Delta R_\Delta}{\sigma_\infty R_\infty} = \left(\frac{G_\Delta}{G_\infty}\right)^{6/5} \frac{R_\Delta}{R_\infty} = \left(\frac{\text{Re}_{L,\Delta}}{\text{Re}_{L,\infty}}\right)^{3/10} \left(\frac{x_{r,\Delta} - 1}{x_{r,\infty} - 1}\right)^{2/5} \leq \left(\frac{\text{Re}_{L,\Delta}}{\text{Re}_{L,\infty}}\right)^{3/10} < 1.$$

По оценкам [32], для режима $M_\infty = 8$, $\text{Re}_{L,\infty} \approx 5 \cdot 10^5$ характерное значение фактора $N_\infty > 10$. Для “шумных” условий ударной трубы УТ-1М примем более строгое ограничение $N_\infty > 5$. Следовательно,

$$\left.\frac{N_\Delta}{N_\infty}\right|_{M_\infty=8} \leq 0,48 \quad \longrightarrow \quad \frac{e^{N_\Delta}}{e^{N_\infty}} \leq e^{-0,52N_\infty} < \frac{1}{13}.$$

Выполненная оценка показывает, что наличие ВЭС большой толщины вызывает существенное уменьшение интенсивности вихрей Гертлера.

4. Численное моделирование течения в угле сжатия. Ниже все переменные приводятся в безразмерном виде, размерные переменные отмечены индексом “*”. Проводится стандартное обезразмеривание: $(x, y, z) = (x^*, y^*, z^*)/L$, $(u, v, w) = (u^*, v^*, w^*)/U_\infty$, $T = T^*/T_\infty$, $p = p^*/(\rho_\infty U_\infty^2)$.

Рассмотрим влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера с помощью численного моделирования течения в угле сжатия. Расчеты выполнялись с использованием созданного в Центральном аэрогидродинамическом институте пакета прикладных программ HFlow, реализующего квазимонотонную схему типа схемы Годунова второго порядка точности по пространству и по времени (описание пакета программ приведено в [33]). Поля течений получены методом установления равномерного потока, когда относительное изменение газодинамических переменных за характерное время $t_c = t^*U_\infty^*/L = 1$ не превышает 10^{-6} .

В настоящей работе рассматриваются экспериментальные параметры течения за острой передней кромкой при $\alpha = 15^\circ$, $\text{Re}_L = 3,71 \cdot 10^5$, $L = 50$ мм. Граничные условия стандартные: поверхность является изотермической: $T_w = \text{const}$; проскальзывание отсутствует: $u = 0$, $v = 0$; на входной границе задаются условия типа условий Дирихле, соответствующие набегающему потоку; на выходной границе используется линейная экстраполяция из расчетной области. Радиус притупления передней кромки варьируется: 0, 0,3, 0,5, 1,0 мм. Двумерные расчеты для случая острой передней кромки и для радиуса притупления $r^* = 0,3$ мм верифицированы на сетках, имеющих в два раза больше узлов в каждом направлении. На рис. 5,а видно, что на участке, где вихри еще не сформировались, результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Продольные вихревые структуры моделируются следующим образом. Сначала с использованием сеток размером приблизительно 900×300 узлов рассчитывается двумерное стационарное течение. Для выполнения трехмерного расчета двумерные сетки и поля течения дублируются в трансверсальном направлении от значения $z_{\min} = 0$ до $z_{\max} = \lambda$, где λ — длина волны рассматриваемого возмущения. На образовавшихся боковых гранях используются периодические граничные условия. Таким образом, моделируется только одна длина волны. При моделировании трех и девяти длин волн значительных различий не выявляется, однако существенно увеличиваются требования к вычислительным ресурсам.

Для формирования вихревой картины в потоке должны присутствовать возмущения, которые могут быть созданы искусственно [18, 19] или появиться вследствие численных

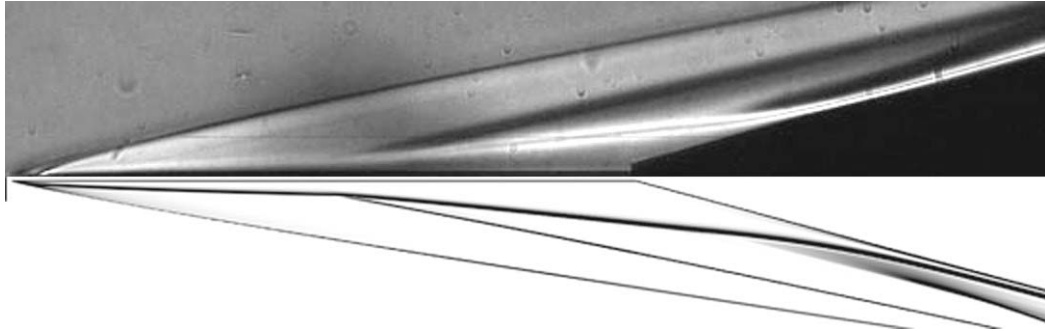


Рис. 9. Экспериментальная (*вверху*) и расчетная (*внизу*) теневые картины при $\alpha = 15^\circ$, $Re_L = 3,71 \cdot 10^5$, $L = 50$ мм, $r^* = 0$

эффектов [17, 34, 35]. В настоящей работе малые возмущения вводятся в поток с помощью генератора типа “вдув-отсос”, размещенного на поверхности пластины перед областью взаимодействия, по следующей формуле:

$$(\rho v)' = \varepsilon \sin \left(k_x \frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{z - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}} \right),$$

$$z_{\min} = 0, \quad z_{\max} = \lambda, \quad x_0 = 0,1, \quad x_1 = 0,13, \quad y = y_w = 0, \quad \varepsilon = 0,01.$$

Такое граничное условие обеспечивает нулевой средний расход вдуваемого газа. Длина волны $\lambda_{r0} = 0,062 = \lambda^*/L$ выбрана в соответствии с экспериментом. Расчеты проводились с целью исследовать влияние притупления на формирующиеся вихри с заданной длиной волны λ_{r0} .

4.1. *Расчетная картина течения.* На рис. 9 приведены экспериментальная и расчетная теневые картины за острой передней кромкой. Видно, что структуры течения хорошо согласуются.

Общая картина течения в различных сечениях и линии тока показаны на рис. 10. Для наглядности один рассчитанный период возмущений продублирован в направлении оси z пять раз. В продольном сечении $z = 0$ показано поле числа Маха, свидетельствующее о наличии зоны отрыва. В ряде поперечных сечений показаны поля числа Маха перед зоной отрыва, поля продольной компоненты скорости u в области присоединения и за ней, поле трансверсальной компоненты скорости w за областью присоединения. Об интенсивности вихревого движения свидетельствует форма линий тока, которые рассчитываются по точкам, равномерно распределенным вдоль горизонтальной линии над пограничным слоем перед областью вдува: $x = 0,1$, $y = 0,0075$, $z \in [\lambda_{r0}, 4\lambda_{r0}]$. Волнообразная структура линий тока формируется непосредственно за линией отрыва. Однако наибольшая интенсивность вихрей достигается в области присоединения, о чем свидетельствуют выраженное закручивание линий вблизи продольных осей и появление линий стекания и растекания. Вследствие вихревого движения низконапорная жидкость перемещается от стенки во внешнее течение, а высоконапорная жидкость — из внешнего течения к стенке. Вниз по потоку вихри постепенно затухают.

4.2. *Влияние малого притупления.* На рис. 11 представлены продольные распределения осредненного по z числа Стэнтона St и области колебаний St при наличии вихрей. При минимальном притуплении $r^* = 0,3$ мм наблюдается значительное уменьшение коэффициента теплообмена за областью присоединения. При увеличении r^* область наибольших колебаний коэффициента теплообмена St становится менее выраженной, и при наибольшем значении радиуса притупления $r^* = 1,0$ мм максимум не достигается. На рис. 11 видно, что отклонения теплового потока от средней величины также значительно уменьшаются с

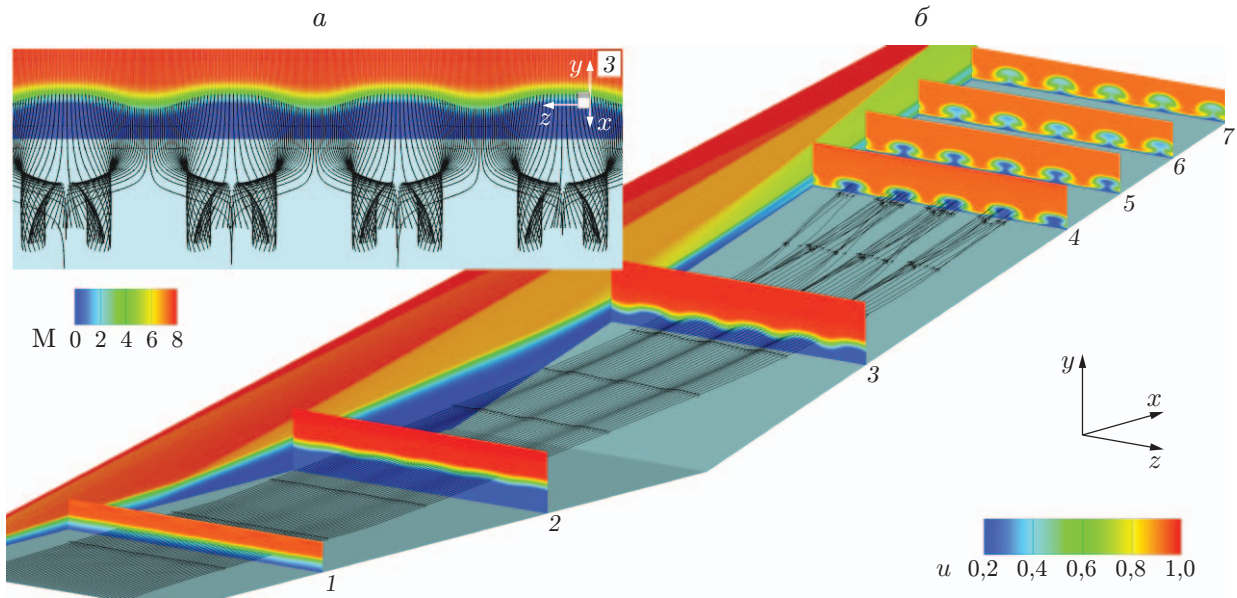


Рис. 10. Результаты трехмерного расчета с учетом вихрей за острой передней кромкой на сетке размером 600×300 :

a — поля числа Маха M в плоскости $z = 0$, *б* — поля продольной компоненты скорости u в различных поперечных сечениях $x = \text{const}$: 1 — $x = 0,28$, 2 — $x = 0,7$, 3 — $x = 1,3$, 4 — $x = 1,68$, 5 — $x = 1,78$, 6 — $x = 1,88$, 7 — $x = 1,98$; сплошные линии — линии тока

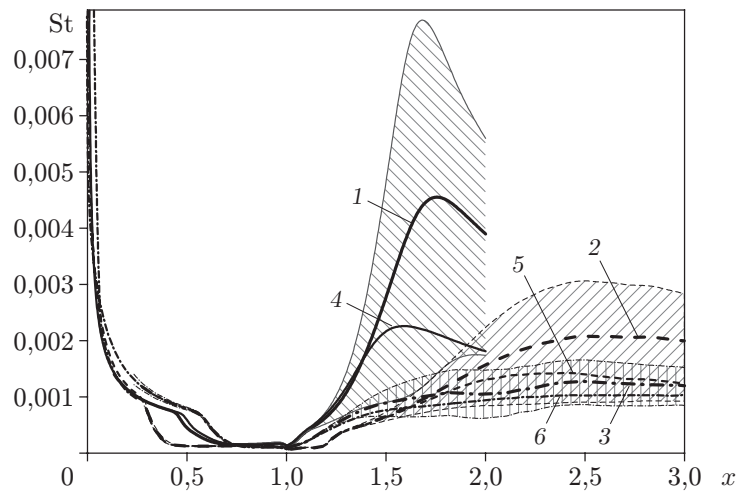


Рис. 11. Распределение осредненного по z числа Стэнтона $St(x)$ и амплитуды его поперечных колебаний (заштрихованные области), обусловленных наличием продольных вихрей, при различных значениях радиуса притупления:

1, 4 — $r^* = 0$, 2, 5 — $r^* = 0,3$ мм, 3, 6 — $r^* = 1,0$ мм; 1-3 — трехмерный расчет с учетом вихрей, 4-6 — двумерный расчет без учета вихрей

увеличением радиуса притупления. Такие отклонения имеют место преимущественно при минимальном радиусе $r^* = 0,3$ мм, дальнейшее увеличение r^* оказывает меньшее влияние. Кривые $St(x)$ для $r^* = 0,5$ мм, не представленные на рис. 11, соответствуют описанной тенденции.

Следует отметить значительное различие осредненных по z распределений $St(x)$ с учетом и без учета вихрей. Для всех рассмотренных радиусов притупления учет вихрей приводит не только к появлению поперечных колебаний величины теплового потока, но и к увеличению ее среднего значения.

В эксперименте при $r^* = 0,3$ мм длина волны $\lambda_{r0,3}$ больше, чем в случае острой передней кромки λ_{r0} ($\lambda_{r0,3} \approx 0,11 \approx 2\lambda_{r0}$). Для оценки влияния длины волны возмущений на среднее максимальное значение St_{\max} и отклонения от него проведены расчеты при $r^* = 0,3$ мм и длинах волн $\lambda = 2\lambda_{r0}, 4\lambda_{r0}$. Для длины волны $\lambda = 2\lambda_{r0}$, которая близка к наблюдаемой в эксперименте, значение числа Стэнтона, осредненное по координате z , незначительно (не более чем на 7 % по сравнению со случаем $\lambda = \lambda_{r0}$) увеличивается за область присоединения. При дальнейшем увеличении длины волны ($\lambda = 4\lambda_{r0}$) значительно уменьшается как средняя величина тепловых потоков, так и амплитуда ее колебаний вследствие наличия вихрей. Такое реверсивное поведение по отношению к масштабу возмущения известно из анализа линейной теории устойчивости [31, 32]. В то же время результаты расчетов показывают, что масштаб возмущений оказывает менее значительное влияние на величину теплового потока по сравнению с влиянием ВЭС, порожденного малым притуплением.

Таким образом, результаты расчетов и экспериментов свидетельствуют о том, что малое притупление передней кромки пластины приводит к значительному уменьшению средней величины тепловых потоков и амплитуды их колебаний при наличии вихрей Гертлера за область присоединения.

Заключение. В широком диапазоне чисел Рейнольдса $Re_L = 0,15 \cdot 10^6 \div 2,55 \cdot 10^6$ при значении числа Маха $M_\infty \approx 8$ проведены экспериментальные исследования влияния малого притупления передней кромки пластины на продольные вихри типа вихрей Гертлера, которые формируются на наклонной поверхности угла сжатия в области присоединения оторвавшегося потока. Варьировались длина пластины и угол отклонения потока. Вихри генерируются возмущениями набегающего потока и неровностями элементов модели. Для выявления вихревой структуры использовался метод тонких термочувствительных покрытий.

Вихри обнаружены на всех моделях с острой передней кромкой. Установлено, что наличие малого притупления приводит к существенному ослаблению теплообмена в области присоединения, а также к уменьшению интенсивности вихревых структур. При радиусе притупления $r \geq 0,5$ мм влияние вихрей на колебания коэффициента теплообмена St мало. Показано, что с увеличением радиуса стабилизирующее влияние притупления ослабевает: средняя величина интенсивности теплообмена в области присоединения (St_{\max}) перестает меняться, а поперечные колебания St исчезают.

При увеличении угла отклонения ramпы α или длины пластины L стабилизирующее влияние притупления сохраняется. При этом значение St_{\max} и абсолютное значение амплитуды колебаний St , обусловленных наличием вихрей, увеличиваются. Относительные значения амплитуд слабо зависят от угла α и существенно уменьшаются при увеличении длины пластины L . Наибольшее (на 30 %) увеличение коэффициента теплообмена обнаружено в области за острой передней кромкой при наименьших рассмотренных значениях L , Re_L и наибольшем угле наклона $\alpha = 25^\circ$. За наиболее существенными неровностями передних кромок максимальное значение коэффициента теплообмена может увеличиваться на 80 %.

Выполнены теоретические оценки и расчеты ламинарных полей течения в условиях эксперимента и показано, что их результаты согласуются с результатами экспериментов, а также свидетельствуют о значительном увеличении среднего значения интенсивности теплообмена вследствие формирования вихрей Гертлера.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Holger Babinsky J. K. H.** Shock wave-boundary-layer interactions: Cambridge Aerospace. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011.
2. **Chang P. K.** Characteristics of separated flows // Separation of flow / Ed. by P. K. Chang. Oxford; L.; Edinburgh etc.: Pergamon Press, 1970. Chap. 7. P. 272–335.
3. **Hirschel E. H.** Basics of aerothermodynamics. S. l.: Springer Intern. Publ., 2015.
4. **Schlichting H.** Boundary layer theory. N. Y.: McGraw Hill Publ., 1960.
5. **Spall R. E., Malik M. R.** Goertler vortices in supersonic and hypersonic boundary layers // Phys. Fluids. A. Fluid Dynamics. 1989. V. 1, N 11. P. 1822–1835.
6. **Ginoux J. J.** On some properties of reattaching laminar and transitional high speed flows. Rhode-Saint-Genese, 1969. (Tech. note Karman inst. for fluid dynamics; N 53).
7. **Бражко В. Н.** Периодическая структура течения и теплопередачи в области присоединения сверхзвуковых потоков // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1979. Т. 10, № 2. С. 113–118.
8. **de la Chevalerie D. A., Fonteneau A., de Luca L., Cardone G.** Görtler-type vortices in hypersonic flows: the ramp problem // Experiment. Thermal Fluid Sci. 1997. V. 15, N 2. P. 69–81.
9. **Ginoux J. J.** Streamwise vortices in reattaching high-speed flows — A suggested approach// AIAA J. 1971. V. 9, N 4. P. 759–760.
10. **Глотов Г. Ф., Мороз Э. К.** Продольные вихри в сверхзвуковых течениях с отрывными зонами // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1977. Т. 8, № 4. С. 44–53.
11. **Ishiguro Y., Nagai H., Asai K., Nakakita K.** Visualization of hypersonic compression corner flows using temperature- and pressure-sensitive paints. Reno, 2007. (Paper / AIAA; N 2007-118).
12. **Kuriki T., Sakaue H., Imamura O., Suzuki K.** Temperature-cancelled anodized-aluminum pressure sensitive paint for hypersonic compression corner flows. Atlanta, 2010. (Paper / AIAA; N 2010-673).
13. **de Luca L., Cardone G., Carlomagno G. G. M.** Goertler vortices in hypersonic flow detected by IR thermography// Proc. of the Intern. Congr. instrument. in aerospace simulat. facilities, Saint Louis (France), 20–23 Sept. 1993. S. l.: IEEE, 1993.
14. **de Luca L., Cardone G., de la Chevalerie D. A., Fonteneau A.** Viscous interaction phenomena in hypersonic wedge flow // AIAA J. 1995. V. 33, N 12. P. 2293–2298.
15. **Simeonides G., Haase W.** Experimental and computational investigations of hypersonic flow about compression ramps // J. Fluid Mech. 1995. V. 283, N 1. P. 17–42.
16. **de Luca L., Cardone G., de la Chevalerie D. A., Fonteneau A.** Goertler instability of a hypersonic boundary layer // Experiments Fluids. 1993. V. 16, N 1. P. 10–16.
17. **Запрягаев В. И., Кавун И. Н.** Механизм формирования продольных вихрей за линией присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2016. Т. 47, № 3. С. 27–37.
18. **Whang C., Zhong X.** Secondary Goertler instability in hypersonic boundary layers. Long Beach, 2001. (Paper / AIAA; N 2001-0273).
19. **Navarro-Martinez S., Tutty O. R.** Numerical simulation of Görtler vortices in hypersonic compression ramps // Comput. Fluids. 2005. V. 34, N 2. P. 225–247.

20. **Chernyi G. G.** Introduction to hypersonic flow. N. Y.; L.: Acad. Press, 1961.
21. **Ault D., Van Wie D.** Comparison of experimental results and computational analysis for the external flowfield of a scramjet inlet at Mach 10 and 13 // Proc. of the 4th Symp. multidisciplinary analysis and optimization, Cleveland (USA), 21–23 Sept. 1992. [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <https://doi.org/10.2514/ММАО92>.
22. **Hong-jun Z., Qing S.** Experimental investigation of leading edge bluntness effects on hypersonic tow-dimensional inlet // Procedia Engng. 2015. V. 99. P. 1582–1590.
23. **Боровой В. Я.** Влияние затупления клиньев, сжимающих газ, на запуск модельного воздухозаборника // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2016. Т. 47, № 3. С. 56–70.
24. **Heffner K., Chpoun A., Lengrand J.** Experimental study of transitional axisymmetric shock-boundary layer interactions at Mach 5. Orlando, 1993. (Paper / AIAA; N 93-3131).
25. **Mallinson S. G., Gai S. L., Mudford N. R.** Leading-edge bluntness effects in high enthalpy, hypersonic compression corner flow // AIAA J. 1996. V. 34, N 11. P. 2284–2290.
26. **Cheng H. K., Gordon Hall J., Golian T. C., Hertzberg A.** Boundary-layer displacement and leading-edge bluntness effects in high-temperature hypersonic flow // J. Aerospace Sci. 1961. V. 28, N 5. P. 353–381.
27. **Holden M. S.** Boundary-layer displacement and leading-edge bluntness effects on attached and separated laminar boundary layers in a compression corner. 2. Experimental study // AIAA J. 1971. V. 9, N 1. P. 84–93.
28. **Bibin J., Vinayak K.** Effect of leading edge bluntness on the interaction of ramp induced shock wave with laminar boundary layer at hypersonic speed // Comput. Fluids. 2014. V. 96. P. 177–190.
29. **Borovoy V. Y., Skuratov A. S., Struminskaya I. V.** On the existence of a threshold value of the plate bluntness in the interference of an oblique shock with boundary and entropy layers // Fluid Dynamics. 2008. V. 43, N 3. P. 369–379.
30. **Мошаров В. Е., Радченко В. Н.** Измерение полей тепловых потоков в трубах кратковременного действия с помощью люминесцентных преобразователей температуры // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2007. Т. 38, № 1/2. С. 94–101.
31. **Saric W.** Gortler vortices // Annual Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26, N 1. P. 379–409.
32. **Жигулев В. Н.** Возникновение турбулентности / В. Н. Жигулев, А. М. Тумин. М.: Наука, 1987.
33. **Egorov I. V., Fedorov A. V., Soudakov V. G.** Direct numerical simulation of disturbances generated by periodic suction-blowing in a hypersonic boundary layer // Theoret. Comput. Fluid Dynamics. 2006. V. 20, N 1. P. 41–54.
34. **Ludeke H., Lrogmann P.** Numerical and experimental investigations of laminar/turbulent boundary layer transition // Proc. of the Europ. Congr. on computational methods in applied sciences and engineering, Barcelona, 11–14 Sept. 2000. [Электрон. ресурс]. S. 1., 2000.
35. **Shvedchenko V. V.** 3D secondary separation at supersonic flow over the compression ramp // TsAGI Sci. J. 2010. V. 41, N 6. P. 631–650.

*Поступила в редакцию 23/IX 2016 г.,
в окончательном варианте — 2/XI 2016 г.*