

На правах рукописи

**Семенов Александр Николаевич**

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ  
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Новосибирск-2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель:

ГАПОНОВ Сергей Александрович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук.

Официальные оппоненты:

ИСАЕВ Сергей Александрович, доктор физико-математических наук, Заведующий НИИ фундаментальных исследований, Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,  
ЕРШОВ Игорь Валерьевич, доктор физико-математических наук, профессор, Новосибирский государственный аграрный университет.

Ведущая организация:

Государственный научный центр Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н.Е. Жуковского».

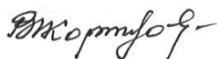
Защита состоится 12 марта 2021 г. в 9-00 на заседании диссертационного совета Д 003.035.02 при ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук: 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН и на сайте [http://www.itam.nsc.ru/education/dissertation\\_board.html](http://www.itam.nsc.ru/education/dissertation_board.html).

Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью учреждения, просьба направлять на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2020 г.

И. о. ученого секретаря диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

 В.И. Корнилов

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Вопрос ламинарно-турбулентного перехода стоит перед наукой еще с конца 19-го века. Повышенный интерес исследователей к проблеме возникновения турбулентности объясняется не только с точки зрения фундаментальной задачи, но и необходимости решения практических задач. К числу таких задач относятся: снижение сопротивления летательных аппаратов (ЛА), проблема теплозащиты аэрокосмической техники, влияние ламинарно-турбулентного перехода на аэродинамические характеристики и другие задачи. Переход течения к турбулентному состоянию может увеличить тепловые потоки на порядок, что приведет к перегреву поверхности. Сдвиг положения перехода вниз по потоку снизит тепловую нагрузку на поверхность. Также ламинаризация обтекания ЛА с целью снижения сопротивления трения позволит повысить экономичность ЛА. Она ведет к снижению расхода авиационного топлива и, как следствие, к уменьшению загрязнения окружающей среды. Возможными выгодами от ламинаризации поверхности ЛА являются: увеличение аэродинамического качества летательного аппарата, уменьшение шума, увеличение дальности полета, увеличение числа пассажиров и/или грузоподъемности.

Современные инженерные методы расчета положения ламинарно-турбулентного перехода базируются на эмпирических подходах, которые часто дают огромные расхождения и применимы в ограниченных областях, соответствующих проведенным экспериментам. Несмотря на значительный прогресс в вычислительных и экспериментальных технологиях в последние десятилетия, до сих пор нет полного описания физических процессов, приводящих к турбулентности в течениях.

Развитие программных и вычислительных комплексов за последнее десятилетие открыло возможность решения трехмерных задач с помощью прямого численного моделирования. Это позволяет получать подробную информацию об обтекании тел, недостижимую в современных экспериментах. Поэтому данная работа посвящена численному исследованию восприимчивости и развития возмущений в двумерной и трехмерной постановке задачи для пограничных слоев на плоской пластине при сверхзвуковых скоростях потока.

**Цель работы** – численное решение задач теории устойчивости сверхзвукового пограничного слоя. В этой связи решены следующие задачи.

- Эволюционным методом исследовано влияние направленного вдува на наиболее растущие волны при числе Маха  $M = 2$ .

- Взаимодействие внешней произвольно-ориентированной в пространстве медленной акустической волны и сверхзвукового пограничного слоя при  $M = 2$ .

- Прямым численным моделированием исследовано развитие синусоидальных по времени возмущений, распространяющихся от одного и двух источников в сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха 2 и 2,5.

- Численно изучено развитие единичного, локализованного в пространстве и времени, возмущения в сверхзвуковом пограничном слое при  $M = 2$  и 2,5.

**Научная новизна.** В работе численным путем впервые:

- применен эволюционный метод для решения двумерной задачи об устойчивости пограничного слоя, основанный на развитии возмущений во времени;

- исследовано влияние направления ддува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя;

- исследовано взаимодействие произвольно ориентированной в пространстве медленной акустической волны и сверхзвукового пограничного слоя с помощью прямого численного моделирования;

- с помощью прямого численного моделирования получены новые данные о развитии малых возмущений вниз по потоку внутри пограничного слоя от одного или двух источников периодических возмущений;

- исследовано линейное развитие локализованного в пространстве и времени единичного возмущения в сверхзвуковом пограничном слое при  $M = 2$ .

**Научная и практическая значимость работы.** Теоретическая значимость работы заключается в том, что полученные численными методами результаты о распространении малых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое уточняют и дополняют данные классической теории устойчивости и могут быть использованы при построении теории ламинарно-турбулентного перехода.

Практическая значимость работы заключается в том, что использованные в работе численные методы могут применяться для широкого класса течений. Эволюционный метод позволяет определить параметры наиболее растущих волн даже в тех случаях, когда отсутствуют предварительные данные о спектре собственных значений. Данные прямого численного моделирования могут использоваться как дополнительная информация к экспериментальным результатам.

**На защиту выносятся:**

- результаты численного моделирования влияния направленного ддува на наиболее растущие возмущения, полученные с помощью эволюционного метода;

- результаты прямого численного моделирования взаимодействия произвольной ориентированной в пространстве акустической волны со сверхзвуковым пограничным слоем при числе Маха 2;
- результаты численного исследования развития периодических возмущений от одного или двух точечных источников в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине с числом Маха 2,5, сравнение с экспериментом;
- результаты численного моделирования развития локализованного во времени и пространстве возмущения от точечного источника при числе Маха 2.

**Личный вклад.** Диссертант самостоятельно разработал алгоритм, создал программу и провел расчеты по устойчивости пограничного слоя с направленным вдувом эволюционным методом. Непосредственно ему принадлежит также прямое численное моделирование всех других задач диссертации о развитии малых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое. Автор активно участвовал в постановке задач, анализе результатов и в подготовке публикаций.

**Достоверность полученных результатов** подтверждается согласованием с данными, полученными с помощью других расчетных методов, известными результатами других авторов и экспериментальными данными. Свидетельством достоверности также является представление результатов диссертации на многочисленных российских и международных научных конференциях, а также публикации в рецензируемых журналах.

**Апробация.** Основные результаты докладывались неоднократно на семинарах ИТПМ СО РАН, а также на российских и международных конференциях, в том числе: международной научной студенческой конференции “Студент и научно-технический прогресс” (Новосибирск, 2013, 2015 гг.), X Всероссийской конференции молодых ученых (Новосибирск, 2014), международной конференции “The 13th Asian Symposium on Visualization” (Новосибирск, 2015), на XI Всероссийском съезде по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 2015 г.), международной конференции “Актуальные проблемы вычислительной и прикладной математики-2015” (Новосибирск, 2015), Международной конференции по методам аэрофизических исследований ICMAR 2016 и ICMAR 2018, XXII Международной конференции “Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность” (Москва, 2016), XI Всероссийской конференции молодых ученых “Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии” (Новосибирск – Шерегеш, 2017, 2018 гг.), международной конференции “7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS 2017)”

(Милан, 2017), международной конференции “XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017)” (Новосибирск, 2017), Пятой открытой Всероссийской (XVII научно-технической) конференции по аэроакустике (Москва 2017). 13-й Международной конференции по прикладной и теоретической механике (Mechanics '17) (Венеция, 2017) и 12-й Международной конференции по механике сплошных сред (СМ'18) (Рим, 2018).

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 16 работ, в том числе 8 в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы из 112 наименований. Объем диссертации составляет 105 страниц, включая 39 рисунков.

## Содержание работы

**Во введении** выполнен обзор теоретических, численных и экспериментальных работ по теме диссертации и обоснована актуальность данной работы. Сформулированы цели и задачи работы, дано краткое содержание диссертации.

**Глава 1** посвящена эволюционному методу решения задачи устойчивости пограничного слоя как альтернативе известным методам локализации наиболее растущих во времени волн. В ней построена численная схема и итерационный метод решения. Данный подход применен в задаче о влиянии направленного вдува газа через пористую поверхность на плоской пластине на наиболее растущие волны при числе Маха 2.

**В п. 1.1** на основе уравнений устойчивости Дана-Линя, Алексева для возмущений вида  $q' = A(y, x, t) \exp [i(\beta z)]$ , приведены линейные уравнения в частных производных для возмущений, зависящих от  $x$ ,  $y$ ,  $t$ . Решение уравнений ищется в классе периодических по  $x$  волн. Здесь же описана суть эволюционного метода, состоящая в том, что при произвольных заданных начальных данных и достаточно больших временах интегрирования будут превалировать возмущения с наибольшими инкрементами над остальными.

**В п. 1.2** приведено описание расчетной области и представлена двухшаговая конечно-разностная схема расщепления по пространству для интегрирования уравнений по времени. Схема абсолютно устойчива, второго порядка точности по времени и пространству.

**В п. 1.3** представлены уравнения пограничного слоя и метод их решения. Вдув однородного газа через стенку к направлению основного потока задавался как изменение компоненты скорости в граничных усло-

виях на теплоизолированной стенке, а именно  $V(0) = G \sin \lambda$ ,  $U(0) = G \cos \lambda$ , где  $\lambda$  – угол направления вдува ( $\lambda = 90^\circ$  соответствует вдуву по нормали), а  $C_q = -G \cdot \text{Re} / T_w$  – параметр, характеризующий интенсивность вдува. Решение уравнений пограничного слоя проводилось с помощью интегрирования по методу Рунге – Кутты 4-го порядка от стенки до внешней границы расчетной области.

**В п. 1.4** представлены результаты расчетов для пограничного слоя со вдувом однородного газа через пористую поверхность при различных углах к направлению основного течения.

Сначала проводились расчеты стационарного течения с помощью уравнений пограничного слоя. На рис. 1 представлены профили продольной скорости при разных значениях параметра  $C_q$  при нормальном вдуве в безразмерной системе координат. Можно установить, что нормальный вдув снижает наполненность пограничного слоя и в профиле скорости появляется точка перегиба, которая может способствовать дестабилизации пограничного слоя.

Результаты варьирования угла вдува при интенсивности  $C_q = -0,5$ , показали, что стационарные параметры течения слабо зависят от тангенциального вдува и вдува при малых углах  $\lambda < 30^\circ$ , что может говорить о возможности вдува инородного газа в пограничный слой без потери устойчивости. Решающую роль в устойчивости в этом отношении играет нормальная компонента скорости.

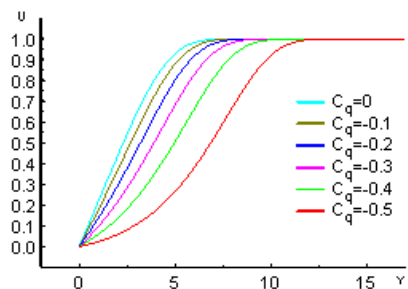


Рис. 1. Распределение продольной скорости при разных значениях параметра  $C_q$  при нормальном вдуве.

На рис. 2 показано изменение во времени реальной части амплитуды возмущения давления возле стенки, полученное с помощью эволюционного метода. Верхний график А — это увеличенный в тысячу раз начальный участок графика В, из которого отчетливо можно наблюдать, что в начальной реализации присутствует множество частот как затухающих, так и растущих. Однако со временем выделяется одна – максимально растущая, которая изменяется по закону  $\cos(\omega t) \exp(\omega_1 t)$ . В этом и состоит основная суть подхода, заключающаяся в том, что при задании случайных начальных данных на больших временах будет превалировать наиболее растущая волна над всеми остальными.

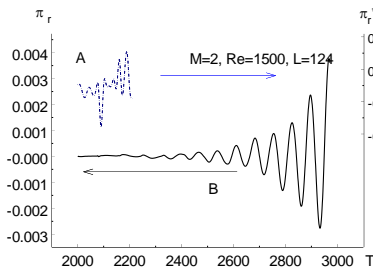


Рис. 2. Зависимость реальной части амплитуды возмущения давления возле стенки ( $Y = 0$ ) от времени.

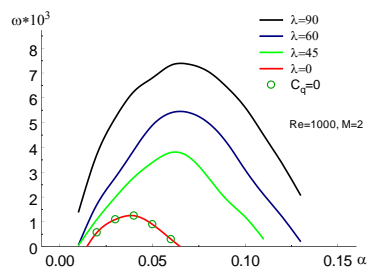


Рис. 3. Зависимость степени нарастания от параметра  $\alpha$  при разных значениях  $\lambda$  ( $C_q = -0,5$ ) и  $C_q = 0$ .

Также в работе была проведена верификация с классической теорией, где было итерационным путем установлено, что если расчетная область по толщине более чем в 5 раз больше пограничного слоя, то результаты классической теории и эволюционного метода практически не отличаются.

На рис. 3 показано, как изменяется степень нарастания в зависимости от волнового числа  $\alpha = 2\pi/L$  при различных направлениях вдува для  $C_q = -0,5$ . Красная линия соответствует тангенциальному вдуву, и зелеными кружками отмечены точки без вдува. Видно, что с уменьшением угла  $\lambda$  устойчивость пограничного слоя повышается, а тангенциальный вдув ( $\lambda = 0^\circ$ ) практически не влияет на устойчивость пограничного слоя. В то же время нормальный к поверхности вдув может усилить степень нарастания в несколько раз.

**Глава 2** посвящена исследованию развития возмущений в сверхзвуковом пограничном слое, порожденных под действием внешних медленных акустических волн при числе Маха 2 на основе прямого численного моделирования.

**В п. 2.1** представлена постановка задачи, рассматривается задача взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя над пластиной, находящейся под нулевым углом атаки, обтекаемой потоком при числе Маха  $M = 2$ , и внешними акустическими возмущениями. Медленные волны способны возбудить колебания внутри пограничного слоя большой интенсивности в силу того, что фазовая скорость медленной волны может совпадать со скоростью газа в пограничном слое и формировать критический слой. Здесь же представлены расчетные области для двумерной и трехмерной постановки задачи, а также сетки и принцип их построения. Задача решалась в два этапа, для каждого случая сначала рассчитывалось стационарное течение, и на втором этапе задавались внешние возмуще-



ния, как дополнение к стационарному течению в виде периодических возмущений.

**В п. 2.2** представлены результаты моделирования и сравнение с результатами, полученными на основе уравнений устойчивости. Основные расчеты были выполнены при числе Маха  $M = 2$ , единичном числе  $Re_1 = 5,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  и частоте колебания внешней акустической волны  $f = 20 \text{ кГц}$ , что соответствует безразмерной частоте  $F = 2\pi f\nu/u_\infty^2 = 0,45 \cdot 10^{-4}$ .

Сравнение с данными, полученными на основе уравнений устойчивости, показало удовлетворительное совпадение результатов с данными прямого численного моделирования. Результаты распределения в области  $U < 0,5 U_\infty$  хорошо совпадают. Наибольшее расхождение наблюдается в области границы пограничного слоя, где уравнения устойчивости параллельных течений неприменимы. Из этого сравнения можно заключить, что расчетная сетка, использованная в моделировании, достаточно надежна для решения задач такого класса.

Были проведены сравнения значений нарастания давления на стенке со значениями нарастания давления внутри пограничного слоя и пиковыми значениями роста скорости внутри пограничного слоя; все значения нормировались на значение амплитуды в свободном потоке. На рис. 4 показано распределение возмущений по всей длине расчетной области полной компоненты скорости (1) и давления (2) на уровне критического слоя, а также давления на поверхности пластины (3) при угле падения акустической волны  $\varphi = 30^\circ$ . Видно, что амплитуда колебания скорости возрастает до 7 раз по сравнению с амплитудой внешней волны, в то время как давления не больше чем в 1,5 раза. Нарастание возмущений в области  $Re > 500$  ( $Re = \sqrt{Re_1 x}$ ), по видимому, связано с порождением нарастающей волны собственных колебаний.

В связи с тем, что перестройка ламинарного течения в турбулентное состояние связана с величиной турбулентных напряжений, которые пропорциональны скорости пульсаций, на последующих рисунках будут представлены только пиковые значения возмущений полной компоненты скорости внутри пограничного слоя.

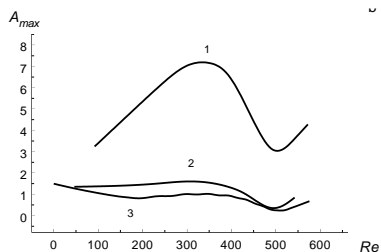


Рис. 4. Распределение возмущений в зависимости от координаты  $x$  скорости (1), давления (2) и давления на стенке (3) при частотном параметре  $F = 1,26 \cdot 10^{-4}$ .

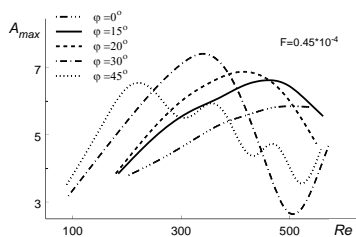


Рис. 5. Амплитуды возмущения скорости внутри пограничного слоя для различных углов падения  $\varphi$  и  $\chi = 0^\circ$ .

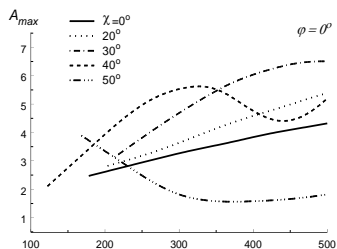


Рис. 6. Амплитуды возмущения скорости внутри пограничного слоя при частотном параметре  $F = 0,45 \cdot 10^{-4}$  для различных углов скольжения  $\chi$ .

На рис. 5 показаны пиковые значения возмущений полной компоненты скорости, нормированное на значение возмущения акустической волны в свободном потоке, для положительных значений  $\varphi$  (облучение сверху). Из результатов видно, что во всех зависимостях имеются пиковые значения амплитуды возмущений скорости. С увеличением угла падения максимум сдвигается ближе к передней кромке, максимальное значение достигается при угле в  $30^\circ$  и  $Re \approx 350$ . После пересечения  $Re = 450$  начинается рост, который связан с пересечением нижней ветви нейтральной кривой. В случае угла  $45^\circ$  колебания могут быть объяснены взаимодействием падающих и отражающихся от пластины акустических волн. Облучение с теневой стороны (облучение снизу) для углов до  $15^\circ$  приводит к росту амплитуды возмущений полной скорости внутри пограничного слоя до 2-х раз.

Влияние угла скольжения ( $\chi$ ) на рост возмущений внутри пограничного слоя показано на рис. 6. В общем, результаты, приведенные на рис. 6, аналогичны данным для падающих сверху волн, критическое значение достигается на углах близких к  $30^\circ$ . По-видимому, с увеличением угла пиковое значение приближается к передней кромке. Наиболее отчетливо это видно при  $\chi > 30^\circ$ . При малых углах скольжения амплитуда монотонно возрастает с ростом числа Рейнольдса. Рост после  $Re = 450$  для  $\chi = 40^\circ$  и  $50^\circ$  связан с неустойчивостью пограничного слоя. Также можно говорить о смещении пиковых значений в область меньших чисел Рейнольдса с увеличением угла скольжения.

Наконец, исследовалось взаимодействие пограничного слоя со звуковой волной, сложным образом ориентированной в пространстве ( $\chi, \varphi \neq 0$ ), результаты которого показаны на рис. 7. Как видно из приведенных данных, получено десятикратное превышение амплитуды колебания скорости внутри слоя в сравнении с внешней акустической вол-

ной для углов  $\chi = \varphi = 30^\circ$ , что превышает максимальные значения, полученные при  $\chi = 30^\circ$  ( $\varphi = 0^\circ$ ) и при  $\varphi = 30^\circ$  ( $\chi = 0^\circ$ ). Выше было отмечено, что максимумы возмущений скорости внутри пограничного слоя связаны с наличием критического слоя, где скорость в пограничном слое равна фазовой скорости акустической волны в  $x$ -направлении. Поэтому логично предположить, что амплитуда

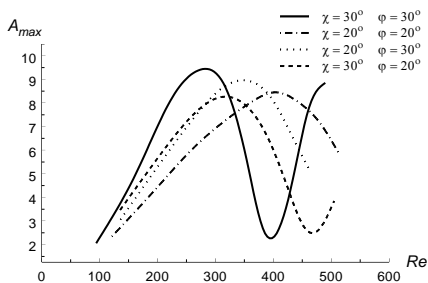


Рис. 7. Амплитуды возмущения скорости внутри пограничного слоя для различных углов  $\varphi \neq 0^\circ$  и  $\chi \neq 0^\circ$ .

возмущений внутри слоя зависит от фазовой скорости акустической волны. Рассматривая три комбинации углов  $\chi \neq 0^\circ, \varphi = 0^\circ$ ;  $\chi = 0^\circ, \varphi \neq 0^\circ$  и  $\chi \neq 0^\circ, \varphi \neq 0^\circ$ , для которых фазовая скорость равна  $1-1/(M \cdot \cos \chi)$ ;  $1-1/(M \cdot \cos \varphi)$  и  $1-1/(M \cdot \cos \chi \cdot \cos \varphi)$  соответственно, можно заметить, что в случаях одновременно неравных нулю углов падения и скольжения повторяются тренды как для скользящей, так и для падающей волны отдельно; с уменьшением фазовой скорости в  $x$ -направлении пиковые значения возмущений скорости смещаются в область меньших чисел Рейнольдса. Следует, однако, подчеркнуть, что это заключение качественное. Например, при  $\chi = 30^\circ, \varphi = 20^\circ$  и  $\chi = 20^\circ, \varphi = 30^\circ$  фазовые скорости одинаковы, а положения пиков на рис. 7 и их величины немного отличаются.

Наряду с исследованием влияния ориентации волнового фронта в пространстве на возбуждение возмущений в пограничном слое изучалась зависимость возбужденных в пограничном слое колебаний от частоты акустической волны. Проведены расчеты при трех значениях частоты 20, 30 и 40 кГц, что соответствует частотным параметрам  $F = 0,45 \cdot 10^{-4}, 0,2 \cdot 10^{-4}, 0,1 \cdot 10^{-4}$  для продольных волн ( $\varphi = \chi = 0^\circ$ ). Установлено, что в случае 20 кГц амплитуда колебаний скорости в пограничном слое монотонно возрастает с ростом числа Рейнольдса в расчетной области. С ростом частоты в зависимости появляется максимум (пиковое значение), который смещается в область меньших чисел Рейнольдса при частоте 30 и 40 кГц.

В Главе 3 данной работы представлены результаты численного моделирования развития и взаимодействия контролируемых периодических возмущений от одного или двух источников на плоской

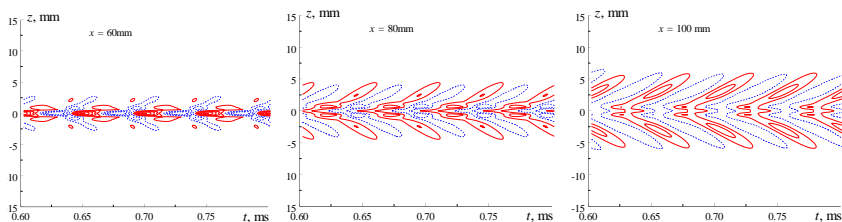


Рис. 8. Изолинии возмущений массового расхода на частоте 20 кГц от одного источника.

пластине в сверхзвуковом пограничном слое при числах Маха  $M = 2$  и  $2,5$  и приведено сравнение с экспериментом.

В п. 3.1 описана постановка задачи, представлена геометрия расчетной области: пластинка длиной 140 мм и шириной 40 мм с одним или двумя источниками возмущений, находящимся в обоих случаях на 30 мм от передней кромки и на расстоянии 6 мм друг друга. Диаметр источников задавался 1 мм. Расчет во всех случаях проводился в два этапа, на первом из них рассчитывалось стационарное течение, далее из источника вводилось возмущения как нормальный массовый расход на частоте 20 кГц с интенсивностью  $1,5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . В случае двух источников возмущение задавалось как синхронно, так и асинхронно.

В п. 3.2.1 представлены результаты численного моделирования для параметров потока  $M = 2,5$ ,  $P_s = 4800 \text{ Па}$ ,  $T_s = 128 \text{ К}$ , что соответствует  $Re_1 = 8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . На рис. 8 представлены изолинии возмущений продольной компоненты массового расхода при  $x = 60, 80$  и  $100 \text{ мм}$ , взятой при  $\bar{U} = 0,65$ , что примерно соответствует уровню наибольших возмущений. Вводимое возмущение расширяется и развивается вниз по потоку. На оси  $z = 0$  амплитуда снижается, при этом боковые лепестки имеют нарастающую амплитуду до 2-х раз и заметно, как они расходятся при смещении вниз. Пульсации массового расхода при фиксированных координатах  $y$  и  $x$  были разложены в спектр по частотам и волновым числам.

На рис. 9 приведены амплитудные спектры, нормированные на значение при  $x = 60 \text{ мм}$ , откуда можно установить, что возмущение нарастает в 2 раза при смещении на расстояние от 60 до 100 мм и наибольшие нарастание возмущений соответствуют  $\chi = 68$ . Также можно заметить, что в области  $\chi = 0^\circ$  возмущения затухают. Зависимость амплитуды от продольной координаты при фиксированном значении  $\chi$

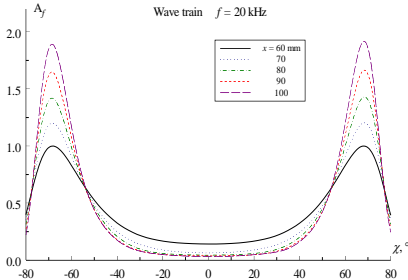


Рис. 9. Распределение амплитудных спектров, нормированных на значение при  $x = 60$  мм.

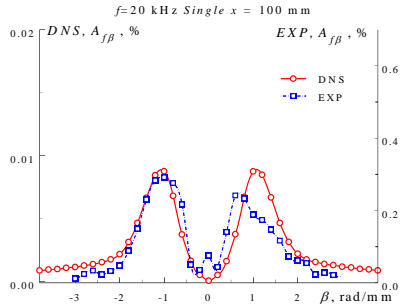


Рис. 10. Волновые спектры возмущений от одиночного источника: расчет и эксперимент.

позволяет рассчитать степень нарастания. Было установлено, что степень нарастания  $\alpha_i = 15/\text{м}$  для наиболее растущей волны,  $\chi = 68^\circ$  при  $f = 20$  кГц.

На рис. 10 приведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в аэродинамической трубе Т-325 при аналогичных параметрах потока и источнике возмущения, работающем на частоте 20 кГц. Установлено качественное совпадение результатов. При этом количественное расхождение и искажение возмущений, соответствующих  $\beta = 1$  рад/мм, объясняется общим значением амплитуды вводимых возмущений и качеством эксперимента.

**В п. 3.2.2** представлены результаты работы, в большей степени нацеленные на прямое сравнение с экспериментом. В эксперименте использовалась аналогичная пластина, с двумя источниками, расположенными как описано выше. Измерения проводились на уровне наибольшей интенсивности пульсаций, при  $(\rho U)_\infty = 0,65$ . Записывались распределения продольного массового расхода при  $x = 40$  мм и далее с шагом 10 мм. Обработка данных в обоих случаях производилась на одних и тех же программных комплексах.

На рис. 11 показаны изолинии возмущений продольного массового расхода в сечениях  $x = 60, 80, 100$  мм от передней кромки модели в случае синхронной (верхний ряд) и асинхронной (нижний ряд) работы двух источников. Здесь показано отношение мгновенных амплитуд пульсаций массового расхода к локальному среднему массовому расходу. Сплошные красные линии – положительные амплитуды, пунктирные синие – отрицательные. Шаг между линиями составляет 0,001%, максимальное значение амплитуд изолиний достигает 0,011%. Наблюдается расширение волновых потоков и его распространение в сторону положительных и отрицательных значений поперечной  $z$ -координаты.

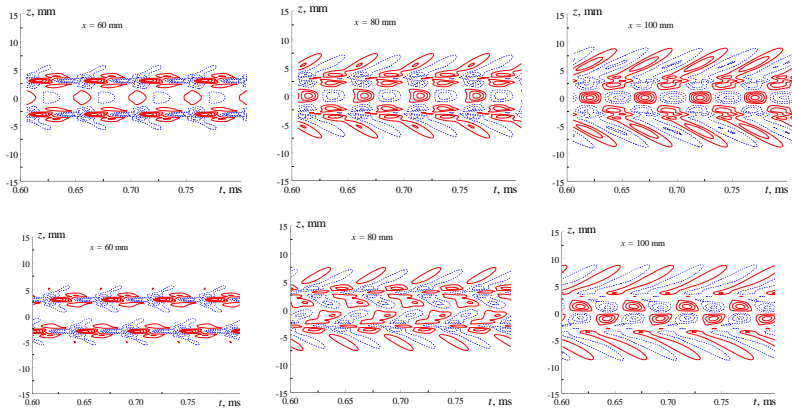


Рис. 11. Изолинии возмущений от двух источников, работающих на частоте 20 кГц синхронно (верхний ряд) и асинхронно (нижний ряд).

В случае одиночного источника наблюдается образование боковых «лепестков» вниз по течению, имеющих наклон в координатах  $(t, z)$ . В случае двух источников в области  $|z| > 3$  мм образуются «лепестки» в месте, где нет влияния со стороны второго источника. В центральной части расчетной области (около  $z = 0$  мм) видна интерференция возмущений вниз по течению. В данном случае это последовательное чередование положительных и отрицательных дефектов массового расхода. Отметим, что в случае синхронной работы источников картина изолиний симметрична относительно центральной линии  $z = 0$  мм, а также нижняя и верхняя четвертинка повторяют результаты верхней и нижней половины одного источника соответственно.

Более наглядная картина получается после дискретного Фурье-преобразования в пространстве вниз по течению (рис. 12). В случае одиночного разряда существуют два симметричных пика, расположенных при  $\beta = \pm 1,08$  рад/мм, которые растут ниже по течению. Это согласуется с экспериментами на плоской пластине в контролируемых условиях. Другая картина в  $\beta$ -спектрах наблюдается для двух источников возмущений, работающих синхронно. Таким образом, наблюдается увеличение амплитуды возмущений, но можно видеть наличие нескольких максимумов в  $\beta$ -спектрах, а также нескольких узлов, где амплитуда возмущений практически равна нулю, а именно при  $\beta = \pm 0,52, 1,56, 2,6, 3,68$  рад/мм. В упрощенном виде этот эффект можно объяснить следующим образом: в пограничном слое возмущения в точке  $(x, z)$  от работающих синхронно двух источников представляют собой сумму

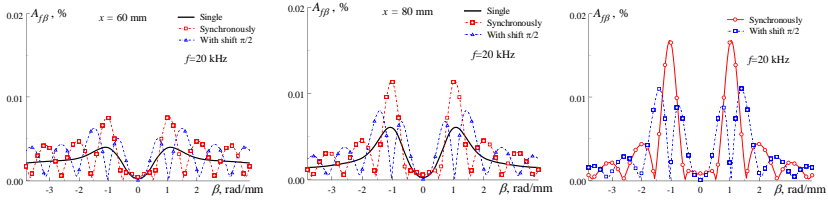


Рис. 12. Амплитуды  $\beta$ -спектра возмущений при  $f = 20$  кГц.

$\sum_i A_i \sin(2\pi ft + \beta_i(z - z_0) + \alpha_r x) + \sum_i A_i \sin(2\pi ft + \beta_i(z + z_0) + \alpha_r x)$ , где  $z_0$  – положение источников относительно оси  $z$ ,  $z_0 = 0,003$  м в нашем случае. Согласно известным формулам, сумма синусов может быть приведена к виду:  $2 \sum_i A_i \sin(2\pi ft + \beta_i z + \alpha_r x) \cos(\beta_i z_0)$ . Под знаком суммирования выражение  $A_i \sin(2\pi ft + \beta_i z + \alpha_r x)$  определяет спектр от одного источника,  $2 \cos(\beta_i z_0)$  определяет модуляцию спектра одного источника при переходе к спектру возмущений от двух синхронно работающих источников. Итак, можно определить узлы в  $\beta$ -спектре, основываясь на выражении:  $\beta_i^0 = \pi/2z_0 + \pi n/z_0$ , где  $n$  – целое число. Это выражение дает значения  $\pm 0,52, 1,57, 2,61, 3,66$  рад/мм, что соответствует значениям, полученным при расчете. Также наличие коэффициента 2 объясняет наблюдаемое удвоение амплитуды основного пика. Аналогичное преобразование в случае асинхронно работающих источников можно проводит к нулевым значениям в  $\beta$ -спектрах при  $\beta_i^0 = \pi n/z_0$ . Установлены степени нарастания возмущений, наибольшая из них соответствует  $\beta = 1$  рад/мм и равна 20/м независимо от того, один источник вводит возмущения или несколько.

Таким образом, суммируя результаты прямого численного моделирования, можно сказать, что в случае одного источника возмущений полученные волновые характеристики неустойчивых возмущений соответствуют ранее выполненным экспериментам в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине в контролируемых условиях. В случае двух источников возмущений расчеты выявили эффект интерференции двух волновых цепочек, что привело к формированию характерной интерференционной картины в  $\beta$ -спектре с набором из нескольких узлов и пучностей.

Для визуального сравнения на рис. 13 показаны как экспериментальные данные, так и данные, полученные с использованием DNS. Существенное их различие имеет место в диапазоне волновых чисел  $\beta = -2,5 \div 2,5$  рад/мм. За пределами этого диапазона амплитуда контролируемых возмущений значительно меньше естественных

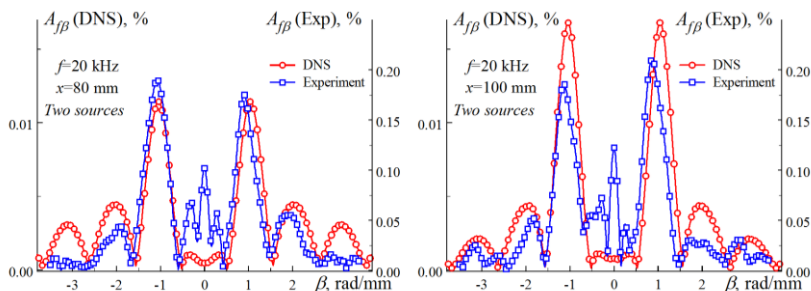


Рис. 13. Сопоставление эксперимента и расчета  $\beta$ -спектров возмущений при  $f = 20$  кГц.

пульсаций пограничного слоя. Отметим также, что амплитуда вводимых возмущений при прямом численном моделировании значительно меньше, чем в экспериментальных исследованиях. Тем не менее существует качественное согласие между экспериментальными и расчетными данными. В экспериментах имеется несколько максимумов в  $\beta$ -спектре, а также несколько узлов, где амплитуда возмущений мала. Значения волновых чисел  $\beta$  в узлах и пиках, полученных в эксперименте и расчетах, близки.

Следует также отметить, что в эксперименте наблюдается значительный пик в амплитудных волновых спектрах вблизи значений волновых чисел  $\beta = 0$  рад/мм. Этот пик не соответствует линейной теории устойчивости и обусловлен, по-видимому, наличием нелинейного взаимодействия возмущений

**В Главе 4** проведено исследование единичных пакетов возмущений от источников различной длительности в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине при числе Маха  $M = 2$ .

**В п. 4.1** приводится постановка задачи. Для случая единичного источника возмущения различной длительности использовался аналогичный подход для решения, как и для единичного периодического источника возмущений (см. гл. 3.1). Использовались та же геометрия и сетка. Параметры набегающего потока задавались  $M = 2$ ,  $P_s = 3600$  Па и  $T_s = 164$  К, что эквивалентно  $Re_1 = 3,6 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>. Задача решалась в два этапа. На первом этапе проводился расчет стационарного течения. На втором этапе вводилось возмущение по нормали интенсивностью 1,5 кг/м<sup>2</sup>·с из источника длительностью 25 или 75 мкс, при этом условия адиабатической стенки сохранялись в области источника.

**В п. 4.2** приводятся результаты прямого численного моделирования.



На рис. 14 представлены распределения возмущений по времени продольного массового расхода на уровне  $\rho(U) = 0,65$  при  $z = 0$ , где расположен источник. Данные приведены при  $x = 50$  (а) и  $x = 80$  мм (б) для единичного пакета длительностью 25 мкс. Стоит отметить, что интенсивность возмущений волнового пакета затухает с ростом продольной координаты. В то же время в области переднего фронта возникают колебания по мере движения пакета вниз по потоку, и его амплитуда возрастает со временем. Было установлено, что скорость переднего фронта примерно равна  $0,7 U_\infty$ , скорость же заднего фронта составляла примерно  $0,3 U_\infty$ . Также было установлено, что передний фронт волнового пакета расположен выше в пограничном слое, чем задний.

Если же рассмотреть изолинии продольного массового расхода от источников длительностью 25 мкс, представленных на рис 15, и 75 мкс на рис. 16, можно установить, что при короткой работе источника наблюдается один волной пакет, а при длительной – два волновых пакета и продольная структура между ними. Общее поведение переднего фронта волнового пакета при разной длительности работы источников сохраняется для обоих случаев, и видно, что на переднем

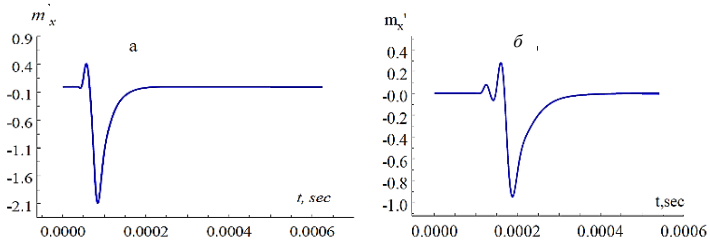


Рис. 14. Интенсивность возмущений массового расхода при  $x = 50$  мм (а) и  $x = 80$  мм (б) для источника длительностью 25 мкс.

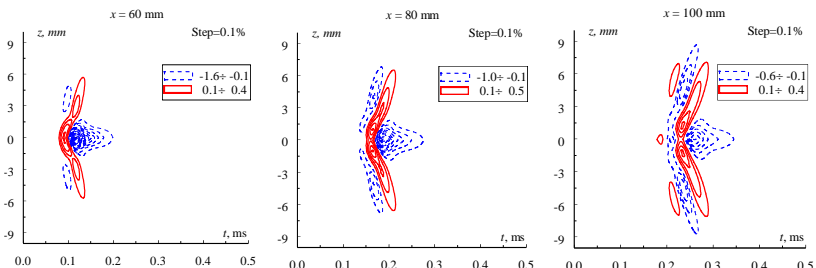


Рис. 15. Изолинии возмущений при  $x = 60, 80$  и  $100$  мм для источника длительностью 25 мкс.

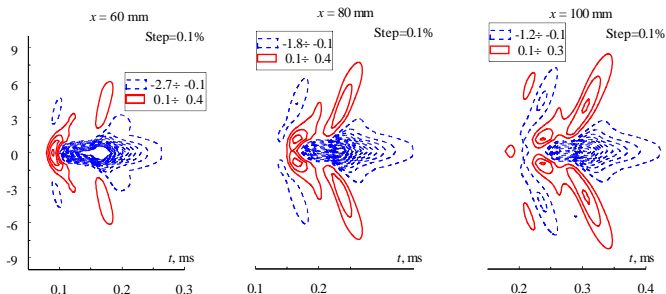


Рис. 16. Изолинии возмущений при  $x = 60, 80$  и  $100$  мм для источника длительностью  $75$  мкс.

фронте появляется несколько пиков. Для случая длительной работы источника, в отличие от короткой, лепестки на заднем фронте ведут себя по-другому в виду того, что передний фронт заднего волнового пакета догоняет задний фронт переднего волнового пакета. Вполне вероятно, на задней части переднего волнового пакета порождается неустойчивая структура.

На основе Фурье-преобразования пульсации массового расхода были разложены в спектры по частотам и волновым числам для источника длительностью  $25$  мкс. Из амплитудных спектров, можно заметить, что максимальное значение амплитуды соответствует волновому числу  $\beta \approx 1$  рад/мм. Кроме того, было получено, что при принятых параметрах настоящих расчетов максимальное значение достигается при  $x = 100$  мм для частоты  $f = 22$  кГц,  $F = 8 \cdot 10^{-5}$  (рис. 17). Для всех частот  $f < 22$  кГц возмущения с  $\beta \approx 1$  рад/мм возрастают с увеличением  $x$  и имеют пик в области  $x > 100$  мм. В области  $f > 22$  кГц соответствующие возмущения имеют максимумы в интервале  $x < 100$  мм.

Установлено, что с увеличением частоты максимумы смещаются в сторону больших углов  $\chi$ , например, для  $f = 16$  кГц оно находится на  $\chi = 65^\circ$  и для  $f = 22$  кГц уже при  $\chi = 70^\circ$ . В последнем случае длина волны в продольном направлении приблизительно в  $5$  раз больше длины волны в боковом направлении, а фронт волны почти параллелен направлению основного потока.

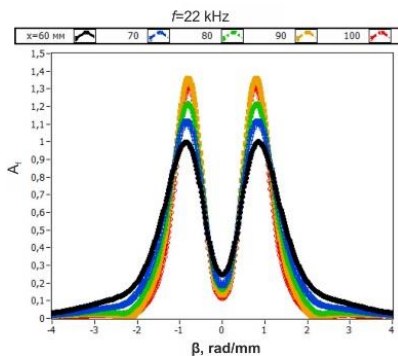


Рис. 17. Амплитуды  $\beta$ -спектра возмущений для частоты  $22$  кГц.

Начало усиления возмущений под углом  $\chi \approx 65^\circ$  наблюдается при  $Re \approx 480$  ( $x \approx 60$  мм), что согласуется с критическим  $Re \approx 450$ . Во всей исследованной области ( $60 \text{ мм} < x < 100 \text{ мм}$ ) возмущения, соответствующие  $\beta = 0$ , исчезают, в то время как согласно теории устойчивости локального непараллельного потока они должны усиливаться ( $0 < -\alpha_i < 0,55 \times 10^{-3}$ ), хотя их максимальная скорость усиления приблизительно в четыре раза меньше по сравнению со случаем наклонной волны:  $\chi = 60^\circ$  при  $Re = 600$ . Причина такого несоответствия может заключаться в нелинейном воздействии волн с большими амплитудами ( $\chi = 60^\circ$ ) на волны малых амплитуд ( $\chi \approx 0^\circ$ ).

Представленные в этой главе результаты подтверждают сценарий развития локализованных возмущений, когда на передних фронтах формируются пульсации вниз потока.

**В заключении** сформулированы основные выводы диссертации.

1. Реализован эволюционный метод решения задачи об устойчивости пограничного слоя. На основании этого метода решена задача о влиянии угла вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха  $M = 2$ . Установлено, что тангенциальный вдув слабо влияет на устойчивость, а нормальный вдув приводит к увеличению степени усиления примерно в 8 раз.

2. Впервые проведены расчеты по взаимодействию произвольной ориентированной в пространстве акустической волны со сверхзвуковым пограничным слоем при числе Маха  $M = 2$ . Установлено что:

- максимум амплитуды колебания полной скорости внутри пограничного слоя превышает в несколько раз амплитуду во внешней акустической волне, а также безразмерную интенсивность колебания давления как внутри пограничного слоя, так и на стенке, что согласуется с выводами теории параллельных течений;

- наибольшие значения амплитуды колебания скорости внутри пограничного слоя при малых числах Рейнольдса ( $Re < 500$ ) достигаются для акустической волны, падающей и скользящей под углами  $30^\circ$  одновременно. В этом случае превышение амплитуды во внешней акустической волне над амплитудой в свободном потоке достигает 10-кратного значения;

- при фиксированной координате  $x$  существует оптимальная частота, при которой восприимчивость пограничного слоя наиболее эффективна. При низких частотах в устойчивой области наблюдается монотонное нарастание максимума амплитуды возмущений с ростом продольной координаты.

3. Впервые проведено численное исследование развития периодических во времени малых возмущений от одного и двух точечных

источников в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине с числом Маха  $M = 2,5$ . В случае двух источников формируется характерная интерференционная картина в  $\beta$ -спектрах с набором из нескольких узлов и пучностей. Результаты численного моделирования использовались для постановки эксперимента. Данные эксперимента согласуются с данными, полученными численным моделированием.

4. Впервые проведено численное моделирование развития, локализованного во времени и пространстве возмущения. В результате исследования при  $M = 2$  установлено:

- в процессе движения волнового пакета вниз по течению максимальная амплитуда возмущений уменьшается. При этом амплитуда на переднем фронте растёт;

- с увеличением длительности вводимых возмущений появляются два волновых пакета, между которыми формируется продольная структура;

- наиболее растущие возмущения соответствуют частоте 16 кГц ( $F = 5,8 \cdot 10^{-5}$ ) и нарастают в 1,4 раза при изменении  $x$  от 60 до 100 мм. Частоты ниже 22 кГц ( $F = 8 \cdot 10^{-5}$ ) нарастают монотонно вниз по потоку, частоты же выше 22 кГц достигают максимума в области значений менее 100 мм и вниз по потоку (более 100 мм) затухают. При частотах выше 16 кГц максимальное усиление соответствует углам  $\chi > 70^\circ$ .

## Список публикаций по теме диссертации

### Статьи в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК

1. Гапонов С.А., Семенов А.Н. Влияние направления вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Вестник НГУ. Сер. Физика. – 2015. – Т. 10, № 2. – С. 18–26.
2. Gaponov S.A., Semenov A.N. Numerical simulation of the disturbances development in a supersonic boundary layer // International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences. – 2016. – Vol. 10. – P. 220–228.
3. Гапонов С.А., Семенов А.Н. Численное моделирование взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с акустической волной // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2018. – № 6. – С. 76–86. DOI: 10.31857/S056852810002303-4.
4. Gaponov S.A., Semenov A.N., Yatskikh A.A. Numerical simulation of the localized disturbance development in a supersonic boundary layer // WSEAS Transactions on Fluid Mechanics. – 2018. – Vol. 13. – P. 71–76.
5. Yatskikh A.A., Ermolaev Y.G., Kosinov A.D., Semionov N.V., Semenov A.N. Evolution of localized artificial disturbance in 2D and 3D supersonic boundary layers // Journal of Aerospace Engineering:

- Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. – 2020. – Vol. 234 (1). – P. 115–123. DOI: 10.1177/0954410018787120.
6. Semenov A.N., Gaponov S.A. Numerical simulation of the disturbances excitation in a supersonic boundary layer by the longitudinal sound // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun. – 3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 1770. S.l. – Art. 030036. (7 p.) DOI 10.1063/1.4963978:
  7. Semenov A.N., Gaponov S.A. Numerical simulation of the supersonic boundary layer interaction with arbitrary oriented acoustic waves // Proceedings of the XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017): Dedicated to the 60th anniversary of the Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS (Russia, Novosibirsk, 5–9 Jun., 2017): AIP Conference Proceedings. – 2017. – Vol. 1893, No. 1. – S.l. – Art. 030083 (9 p.). DOI: 10.1063/1.5007541
  8. Semenov A.N., Gaponov S.A., Yatskih A.A. Numerical investigation of the development of perturbation in a supersonic boundary layer at Mach 2 // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018): AIP Conference Proceedings. – 2018. – Vol. 2027, No. 1. – S.l. Art. 040072 (5 p). DOI: 10.1063/1.5065346.

Ответственный за выпуск А. Н. Семенов

Подписано в печать 7.12.2020  
Формат бумаги 60×84/16, Усл. печ. л. 1.3  
Уч.-изд. л. 1.0. Тираж 100 экз. Заказ № 5

Отпечатано в типографии ООО «Параллель»  
630090, Новосибирск, Институтская, 4/1