

*На правах рукописи*

**Азарова Ольга Алексеевна**

**НЕУСТОЙЧИВОСТИ И КОНТАКТНО-ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ  
В ЗАДАЧАХ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ С ВНЕШНИМИ  
ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ**

**Специальность 01.02.05 – «Механика жидкости, газа и плазмы»**

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание ученой степени доктора  
физико-математических наук**

**Москва – 2012**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении  
науки Вычислительном центре им. А.А. Дородницына  
Российской академии наук

Официальные оппоненты:

*Жук Владимир Иосифович*, д.ф.-м.н., профессор,  
Вычислительный центр им. А.А. Дородницына  
РАН, главный научный сотрудник

*Змитренко Николай Васильевич*, д.ф.-м.н.,  
старший научный сотрудник,  
Институт прикладной математики  
им. М.В. Келдыша РАН, заведующий сектором

*Краснобаев Константин Васильевич*, д.ф.-м.н.,  
профессор, Механико-математический ф-т МГУ  
им. М.В. Ломоносова, профессор

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт механики  
МГУ им. М.В. Ломоносова

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании  
диссертационного совета Д 002.017.01 при ВЦ РАН по адресу: Москва, 119333,  
ул. Вавилова, д. 40.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ВЦ РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2013г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
Д 002.017.01 при ВЦ РАН, д.ф.-м.н., профессор \_\_\_\_\_ В.И. Зубов

# ***I. Общая характеристика работы***

## **Актуальность темы**

В диссертации содержится решение научных проблем, возникающих в связи с созданием и внедрением новых технологий контроля потока и управления аэродинамическими характеристиками тел. Проводится моделирование газодинамических течений со сложной геометрией взаимодействующих разрывов, обусловленной неустойчивостями и контактно-вихревыми структурами, которые возникают в процессе обтекания тел сверхзвуковым потоком газа, содержащим внешний источник энергии.

Воздействие источников энергии, помещаемых в разные точки на аэродинамическом теле и вблизи него, на сверхзвуковое обтекание исследовалось, начиная с 60-х годов прошедшего века. Исследования нестационарного взаимодействия тепловых неоднородностей различной формы с ударным слоем инициированы в работах В.А. Левина и П.Ю. Георгиевского (1988, 1989, 1993) [1-3]. В этих работах на примере обтекания сферы и заостренного тела получены эффекты структурной перестройки потока и показана возможность понижения волнового сопротивления тел с помощью пространственно-распределенного источника энергии, помещаемого в набегающий поток. Показана также эффективность использования источников в виде «тепловой иглы» для формирования передних отрывных областей потока в целях усиления воздействия энерговклада.

В диссертации рассмотрено воздействие на обтекание тела источника энергии квазистатического типа, осуществляющего равномерный нагрев газа в протяженном канале (тепловом слое). Такая постановка задачи предложена И.В. Немчиновым и др. (1989) [4]. Сделан акцент на исследовании генерации вихрей внутри ударного слоя и воздействия вихрей и вихревых структур на процесс обтекания. Данное направление в настоящее время не является достаточно изученным. Необходимость исследования вихревых воздействий обуславливается современной направленностью теоретических исследований и практических разработок в области управления потоком и в связи со значительным повышением возможностей по разрешению вихрей, которое дают многопроцессорные компьютерные системы. Актуальным является также конструирование численных методов с новыми свойствами, соответствующими современным техническим возможностям.

**Целью диссертационной работы** является обнаружение и изучение новых механизмов воздействия на сверхзвуковое обтекание тел с помощью генерации неустойчивостей и контактно-вихревых структур за счет использования внешних протяженных источников энергии квазистатического типа.

## **Методы исследования**

Основной методикой исследований, принятой в диссертации, является вычислительный эксперимент, использующий оригинальные методы численного моделирования исследуемых явлений. Делается акцент на получении визуальных характеристик течения, дающих представление о его детальной структуре.

## **Научная новизна работы**

Новизна результатов, представленных в диссертации, заключается в следующем:

- Построены численные методы на основе комплексно консервативных модификаций разностных схем второго порядка точности на минимальном шаблоне для расчета невязких и вязких течений газа с использованием полученного расширенного комплекса дивергентных переменных.
- Получена генерация неустойчивости Рихтмайера-Мешкова в передней отрывной области потока в результате взаимодействия источника энергии с головной ударной волной. Установлен вихревой механизм падения аэродинамического сопротивления тел за счет внесения завихренности при генерации неустойчивости. Предложены механизмы управления потоком для затупленных и заостренных тел с помощью формирования нестационарных контактно-вихревых структур внутри ударного слоя.
- Установлен механизм генерации дорожек вихрей, сопутствующих неустойчивости сдвигового слоя Кельвина-Гельмгольца, характерной для задач рассматриваемого класса. Получены вторичные неустойчивости на сдвиговых слоях в вихре, инициированном первичной неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова. Установлен циклический характер динамики формирования прямолинейных дорожек вихрей и динамики зарождения вихрей перед телом. Предложен механизм перемешивания слоев газа внутри ударного слоя, а также механизм кумулятивных явлений вблизи оси симметрии, отличающийся от известного ранее.
- Исследованы поля завихренности и показан бароклиный характер генерации неустойчивостей. Получена динамика параметров течения внутри вихрей и их зависимость от параметров набегающего потока и источника энергии.
- Получены и исследованы режимы обтекания, характеризующиеся тенденцией к установлению крупномасштабных самоподдерживающихся продольных пульсаций параметров течения. Предложен механизм пульсаций, основанный на перекачке масс газа между циркуляционным и возвратным потоками внутри ударного слоя. Для тонких каналов ( $d/D \leq 0.1$ ) установлены качественно иные режимы с превалированием мелкомасштабных флуктуаций параметров газа над крупномасштабными пульсациями. Исследовано влияние на обтекание тела параметров источника энергии и его положения в потоке, а также наличия полостей в обтекаемом теле.
- Получены и исследованы периодические стационарные структуры потока, устанавливающиеся в области торца тела под действием асимметрично расположенного в потоке источника энергии. Установлен механизм образования структур, основанный на множественном отражении первичной волны сжатия внутри области между торцом и фронтом тангенциального разрыва.

## **Достоверность полученных результатов**

Численные методы и модели, разработанные в диссертации, строились на основе фундаментальных физических законов; полученные выводы логически

обосновывались. Сходимость численных решений проверялась сравнением расчетов на разных сетках. Тестирование разработанных моделей и алгоритмов проводилось на точных решениях известных задач, сравнении с расчетами по другим разностным схемам и с расчетами других авторов с использованием известных моделей. Проверялись также известные приближенные соотношения, полученные другими авторами для задач рассматриваемого класса, проводилось сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Для всех исследованных случаев наблюдалось хорошее согласие результатов, что придает уверенности в достоверности результатов, полученных в диссертации.

### **Практическая значимость**

Результаты, связанные с задачами сверхзвукового обтекания тел с внешними источниками энергии, были получены в рамках проектов Международного Научно-технического Центра и Европейского Аэрокосмического Агенства (European Office of Aerospace Research and Development), руководитель проектов - Ю.Ф. Колесниченко. Частично эти результаты были включены в плановые работы Вычислительного Центра им. А.А. Дородницына РАН. Данные результаты могут быть применены в аэрокосмической области, в направлениях, связанных с управлением потоком, для создания новых технологий воздействия на аэродинамические характеристики летательных аппаратов, например, технологий, основанных на использовании энергии СВЧ разряда.

### **Личный вклад автора**

Изложенные в диссертации результаты получены лично автором. Разработаны численные методики, по которым реализованы программные комплексы, проведены все вычислительные работы. Среди результатов, опубликованных с соавторами, соискателю принадлежат математические постановки задач, получение, обработка и анализ численных результатов, а также анализ и обоснование газодинамических механизмов моделируемых явлений. Физические постановки задач в контексте выбора характеристик источников СВЧ энергии, осуществляющих моделируемое воздействие на ударный слой, разработаны совместно с соавторами. Текст диссертации и автореферата согласован с соавторами.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Разработка оригинальной численной методики с использованием комплексно консервативных разностных схем. Результаты моделирования на основе данной методики воздействия источника энергии, осуществляющего равномерный квазистатический нагрев газа в протяженном канале (тепловом слое), на сверхзвуковое обтекание затупленных и заостренных тел, а также тел с полостями, при варьировании параметров источника и набегающего потока.
2. Получение вихревого механизма падения аэродинамического сопротивления тел за счет генерации неустойчивости Рихтмайера-Мешкова. Установление принципов управления потоком с помощью формирования контактно-вихревых структур в передней отрывной области потока.

3. Получение механизма возникновения неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца и результаты моделирования вторичных неустойчивостей внутри передней отрывной области. Результаты исследования динамики зарождения вихрей перед телом и формирования прямолинейных дорожек вихрей. Получение механизмов перемешивания слоев газа и кумуляции ударных волн, генерируемых вихрями.
4. Установление бароклинного характера развивающихся неустойчивостей. Результаты исследования внутренней структуры вихрей, генерации завихренности и параметров течения внутри вихрей.
5. Результаты исследования режимов обтекания с продольными пульсациями параметров. Установление механизма пульсаций. Получение режимов с превалированием мелкомасштабных флуктуаций над крупномасштабными пульсациями.
6. Результаты моделирования и исследования периодических стационарных структур потока в области торца тела и установление механизма их образования.

### **Апробация работы**

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на Международных и Всероссийских симпозиумах, конференциях и семинарах: Всесоюзном симпозиуме «Газодинамика взрывных и ударных волн, детонационного и сверхзвукового горения», Алма-ата, 1991; 20-ом и 21-ом Международных симпозиумах «RGD International Symposium» 1996, Beijing, China, 1998, Marseille, France; Симпозиумах по ударным волнам «Symposium on Shock Waves» 1996, 1997, 1998, 1999, Japan; XI Международной конференции по вычислительной механике и современному прикладному программному обеспечению, Москва, 2001; 16-ом Международном симпозиуме по нелинейной акустике, Москва, 2002; Международной конференции «Нелинейные проблемы газодинамической устойчивости и турбулентность», Москва, 2004; Международной конференции «European Drag Reduction and Flow Control», Ischia, Italy, 2006; Международном симпозиуме «Thermochemical and Plasma Processes in Aerodynamics», Санкт-Петербург, 2006; Международных конференциях «5<sup>th</sup> - 9<sup>th</sup> International Workshops on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications», Москва, 2003, 2005, 2007, 2009, 2010; Международной конференции «Современные проблемы механики сплошной среды (в память Л.И. Седова)», Москва, 2007; Международной конференции «West-East High Speed Flow Field Conference (WEHSFFC)», Москва, 2007; Международных конференциях «40<sup>th</sup> - 42<sup>nd</sup>, 44<sup>th</sup> - 49<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meetings & Exhibits», Reno-Orlando, USA, 2002-2004, 2006-2011; Международных конференциях «Numerical geometry, grid generation and high performance computing - NUMGRID2008, NUMGRID2010», Москва, ВЦ РАН, 2008, 2010; XVII Всероссийской конференции «Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов в задачах математической физики в приложении к мультипроцессорным системам», Абрау-Дюрсо, 2008; Европейском симпозиуме «Sixth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles», Versailles, France, 2008; Международной конференции

«Современные проблемы математики, механики и их приложений», посвященной 70-летию В.А. Садовниченко, Москва, МГУ, 2009; Международной конференции «Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres», Москва, МГУ, 2009; Международном симпозиуме «19<sup>th</sup> International Shock Interaction Symposium (ISIS19)», Москва, 2010; III Международной научно-технической конференции «Авиадвигатели XXI века», Москва, ЦИАМ, 2010; Международном симпозиуме «28<sup>th</sup> International Symposium on Shock Waves (ISSW28)», Manchester, United Kingdom, 2011.

### **Публикации**

Список публикаций по теме диссертации включает 40 работ, в том числе 14 статей в рецензируемых журналах, входящих в Перечень ВАК по публикации результатов докторских диссертаций.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, содержащего основные результаты и выводы, списка литературы и приложения. Диссертация изложена на 385 страницах, включает 151 рисунок, 15 таблиц и список цитируемой литературы, содержащий 322 наименования. В приложение включены слайды 9 фильмов течений.

## ***II. Краткое содержание работы***

Во **Введении** дается общая характеристика работы, формулируется цель исследования, обосновывается его актуальность и практическая значимость. Приведены положения, выносимые на защиту, и охарактеризована новизна результатов. Приводится структура работы, краткое содержание глав, а также список работ автора по теме диссертации.

В **Главе 1** представлен обзор основных исследований, выполненных по теме диссертации, к моменту ее написания. Обзор включает работы по конструированию разностных схем, взаимодействию тепловых неоднородностей с ударным слоем, экспериментальному и теоретическому исследованию неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, по генерации сдвиговой (shear-layer) неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и вторичных сдвиговых неустойчивостей, а также работы, посвященные неустойчивости плоскопараллельного тангенциального разрыва и формированию стационарных структур потока. Проанализированы работы по моделированию и изучению вихрей, их взаимодействию и сопутствующим эффектам, а также исследования, посвященные самоподдерживающимся пульсационным режимам течения (self-sustained pulsing flows).

В **Главе 2** построены комплексно консервативные модификации двумерных разностных схем на минимальном шаблоне для систем уравнений Эйлера и Навье-Стокса, используемые в расчетах. В **разделе 2.1** приводится построение семейства комплексно консервативных схем для систем уравнений Эйлера для плоских и осесимметричных течений газа. Используется подход к повышению порядка аппроксимации схем [5]. Рассматривается дивергентный вид уравнений для идеального совершенного газа с постоянными теплоемкостями и показателем адиабаты  $\gamma$ :

$$\frac{\partial U r^\omega}{\partial t} + \frac{\partial F r^\omega}{\partial x} + \frac{\partial G r^\omega}{\partial r} = \mathbf{H}, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_s \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(E_s + p) \end{pmatrix}, \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ v(E_s + p) \end{pmatrix}, \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega p \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь  $\omega=0,1$  для плоской и цилиндрической симметрии течения,  $\rho$ ,  $p$ ,  $u$  и  $v$  – соответственно, плотность, давление и продольная и поперечная компоненты скорости,  $E_s$  - полная энергия единицы объема газа,  $E_s = \rho[\varepsilon + 0.5(u^2 + v^2)]$ , где  $\varepsilon = p / [\rho(\gamma - 1)]$ . Построение схемы проводится в предположении произвольности правых частей  $\mathbf{H}$ .

Для обеспечения второго порядка аппроксимации используются системы дифференциальных следствий по  $x$  и по  $r$  уравнений (2.1), записанные в полностью дивергентном виде:

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} + \frac{\partial (F_x + \omega(G - H) / r)}{\partial x} + \frac{\partial G_x}{\partial r} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial U_r}{\partial t} + \frac{\partial F_r}{\partial x} + \frac{\partial (G_r + \omega(G - H) / r)}{\partial r} = 0.$$

При построении схем используется комплекс дивергентных переменных, включающий дивергентные переменные для исходной системы (2.1) и дивергентные переменные для дифференциальных следствий (2.2).

Построение семейства схем основывается на интегро-интерполяционном методе [6]. Используется шахматная сетка (staggered grid) и шаблон схемы Лакса [7]. Разностная ячейка, узлы шаблона и принятые обозначения представлены на Рис. 2.1. Система уравнений (2.1) и системы дифференциальных следствий (2.2) интегрируются по разностной ячейке с использованием теоремы Гаусса - Остроградского:

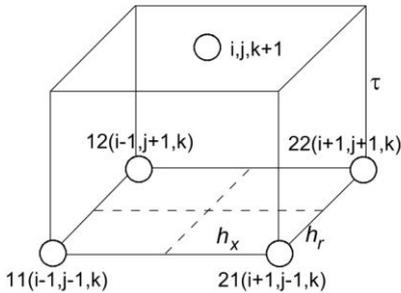


Рис. 2.1. Шаблон схемы и принятые обозначения.

$$\begin{aligned} \iint_S U r^\omega dx dr + \iint_S F r^\omega dt dr + \iint_S G r^\omega dt dx &= \iiint_V \left( \frac{\partial U r^\omega}{\partial t} + \frac{\partial F r^\omega}{\partial x} + \frac{\partial G r^\omega}{\partial r} \right) dV = \iiint_V \mathbf{H} dV, \\ \iint_S U_x dx dr + \iint_S [F_x + \omega(G - H) / r] dt dr + \iint_S G_x dt dx &= \\ = \iiint_V \left( \frac{\partial U_x}{\partial t} + \frac{\partial (F_x + \omega(G - H) / r)}{\partial x} + \frac{\partial G_x}{\partial r} \right) dV = 0, & \quad (2.3) \\ \iint_S U_r dx dr + \iint_S F_r dt dr + \iint_S [G_r + \omega(G - H) / r] dt dx &= \\ = \iiint_V \left( \frac{\partial U_r}{\partial t} + \frac{\partial F_r}{\partial x} + \frac{\partial (G_r + \omega(G - H) / r)}{\partial r} \right) dV = 0. \end{aligned}$$

При построении аппроксимаций в (2.3), также как и в [8], для повышения порядка схемы до второго предполагается кусочно-линейный вид восполнения разностного решения (2.1) в окрестности узла сетки, использующий значения пространственных производных в узлах. Полагается, что функции потоков имеют аналогичную форму по времени. Разложение в ряды в окрестности узла для конструирования компактных схем повышенной точности проводилось ранее в [9].

Для вычисления решений систем (2.2) используются схемы первого порядка аппроксимации для дивергентных переменных. Расчетные формулы для производных по  $x$  имеют вид:

$$\begin{aligned} U_{x_i,j}^{k+1} &= 0.25(X_n - X_{2122} + X_{1112} - X_{1222} + X_{1121})/(h_x h_r), \\ X_n &= h_x h_r (U_{x11} + U_{x12} + U_{x21} + U_{x22}) \quad (I), \quad X_n = h_r (U_{21} + U_{22} - U_{11} - U_{12}) \quad (II), \\ X_{2122} &= \tau h_r (F_{x21} + F_{x22} + \omega(G_{22} - H_{22})/r_{22} + \omega(G_{21} - H_{21})/r_{21}), \\ X_{1112} &= \tau h_r (F_{x11} + F_{x12} + \omega(G_{12} - H_{12})/r_{12} + \omega(G_{11} - H_{11})/r_{11}), \\ X_{1222} &= \tau h_x (G_{x12} + G_{x22}) \quad (I), \quad X_{1222} = \tau(G_{22} - G_{12}) \quad (II), \\ X_{1121} &= \tau h_x (G_{x11} + G_{x21}) \quad (I), \quad X_{1121} = \tau(G_{21} - G_{11}) \quad (II); \end{aligned}$$

Здесь для удобства введены цифровые индексы (см. Рис. 2.1). Для получения производных по  $r$  используется аналогичный подход. Возможны два варианта аппроксимации интегралов (формулы, обозначенные римскими цифрами). В расчетах использовался второй тип схемы.

Для записи схем для системы (2.1) вводятся две вспомогательные функции,  $I_r$  и  $I_{rt}$ , имеющие смысл интегралов по граням разностной ячейки от принятого представления решения:

$$\begin{aligned} I_r(f_0, f_{x_0}, f_{r_0}, x_0, x_n, x_k, r_0, r_n, r_k) &= \int_{x_n}^{x_k} \int_{r_n}^{r_k} r^\omega (f_0 + f_{x_0}(x-x_0) + f_{r_0}(r-r_0)) dx dr = \\ &= (x_k - x_n)(r_k^{\omega+1} - r_n^{\omega+1})(f_0 + f_{x_0} x_0 + f_{r_0} r_0) / (\omega + 1) + \\ &+ 0.5(x_k^2 - x_n^2)(r_k^{\omega+1} - r_n^{\omega+1}) f_{x_0} / (\omega + 1) + (x_k - x_n)(r_k^{\omega+2} - r_n^{\omega+2}) f_{r_0} / (\omega + 2), \\ I_{rt}(r_m, f_0, f_{x_0}, f_{t_0}, x_0, x_n, x_k, t_0, t_n, t_k) &= \int_{x_n}^{x_k} \int_{t_n}^{t_k} r^\omega [f_0 + f_{x_0}(x-x_0) + f_{t_0}(t-t_0)] dx dt = \\ &= r_m^\omega (x_k - x_n)(t_k - t_n) \{ f_0 + [0.5(t_k + t_n) - t_0] f_{t_0} + [0.5(x_k + x_n) - x_0] f_{x_0} \}, \end{aligned}$$

С помощью этих функций численное решение системы (2.1) выражается из (2.3) с использованием значений дивергентных переменных для пространственных производных. Расчетные формулы для решения (2.1) на следующем слое по времени имеют вид:

$$\begin{aligned} U_{ij}^{k+1} &= 0.25(S_h + 4\omega \tau h_x h_r H_m) / (h_x h_r r_j^\omega) - \omega U_{rij}^{k+1} h_r^2 / (3r_j), \\ S_h &= S_n - S_{2122} + S_{1112} - S_{1222} + S_{1121} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь  $S_n, S_{2122}, S_{1112}, S_{1222}, S_{1121}$  - аппроксимации интегралов по сторонам разностной ячейки. Аппроксимация правой части происходит с использованием узлов на нижнем временном слое. Производные по  $t$  выражаются через

производные по  $x$  и  $r$  с помощью недивергентной формы системы (2.1). I тип схемы для плоских течений совпадает со схемой из [8]. Устойчивость схем обеспечивается стандартным критерием Куранта-Фридрихса-Леви.

Основным отличием представленной схемы для осесимметричных течений от подобных схем [10, 11] является использование полностью дивергентной формы уравнений (2.2). Это обеспечивает консервативность представленных схем для пространственных производных наравне с консервативностью схемы для исходной системы уравнений. Расширенный комплекс дивергентных переменных использовался для построения схем, в частности, в работах [9, 10] (из списка работ автора).

В разделе 2.2 приводятся комплексно консервативные разностные схемы на минимальном шаблоне для систем уравнений Навье-Стокса. Получены разностные аппроксимации для необходимых дополнительных членов, связанных с учетом вязкости и теплопроводности. Эти члены аппроксимируются с помощью значений пространственных производных и вводятся в построенную схему через функции потоков.

В разделе 2.3 схемы дополняются построением аппроксимаций граничных условий, не нарушающих свойство консервативности в расчетной области. Принятая запись схем (2.4) для системы (2.1) дает возможность их простой программной реализации на  $\frac{1}{4}$  ячейки,  $\frac{1}{2}$  ячейки,  $\frac{3}{4}$  ячейки, необходимой при аппроксимации граничных условий на горизонтальных, вертикальных и клиновидных границах, а также в угловых точках и на оси симметрии.

В разделе 2.4 приводятся модификации представленных схем для подвижных сеток. Предложены алгоритмы выделения разрывов, не нарушающие консервативность в расчетной области и основанные на введении аппроксимаций условий Ренкина-Гюгонио при вычислении потоков газодинамических параметров через разрыв. Методы выделения разрывов применялись, в частности, в [7, 11, 12] (из списка работ автора). Там же предложены различные модификации подобных методов.

Раздел 2.5 посвящен результатам тестирования разработанных алгоритмов и пакетов программ. Тестирование проводится на решении задач с известным аналитическим решением: разрывных решениях простейшего уравнения переноса (Бюргерса), решениях в виде движущихся плоских разрывов по постоянному фону, а также в виде движущихся нестационарных разрывов (ударной волны и контактного разрыва) в зоне волны разрежения. С помощью расчетов на разных сетках показывается, что схема имеет второй порядок по пространству и по времени в гладких областях (в частности, и в области за фронтом нестационарной ударной волны). Описаны варианты тестирования схем для рассматриваемого класса задач, содержащиеся в последующих главах.

В Главе 3 приводятся результаты моделирования воздействия СВЧ энергии на сверхзвуковое обтекание тел для числа Маха набегающего потока 1.89 и 3. В разделе 3.1 рассматривается взаимодействие разогретого разреженного канала (бесконечного и ограниченной длины), моделирующего

результат действия СВЧ импульса, с цилиндрическим ударным слоем. Моделирование проводится на основе систем уравнений Эйлера (2.1). Нормирующими величинами при переходе к безразмерным параметрам являлись значения плотности  $\rho_n=1.29\text{кг/м}^3$ , давления  $p_n=5\text{атм}$  и единицы длины  $l_n=10^{-1}\text{м}$ . При этом значениями нормирующих величин для скорости и времени являлись, соответственно,  $u_n=6.27*10^2\text{ м/с}$  и  $t_n=1.6*10^{-4}\text{ с}$ .

В качестве начальных условий для расчета стационарного обтекания при  $t=0$  задавались значения параметров, соответствующие нормальным условиям:  $\rho_0=1$ ,  $p_0=0.2$ ,  $u_0=1$ ,  $v_0=0$ . Граничными условиями на входной границе являлись такие же значения параметров. При расчете границ использовались модификации схем, описанные в разделе 2.3. На оси  $Ox$  ставились граничные условия, диктуемые симметрией потока; на границах тела - условия жесткой стенки без прилипания (slip boundary conditions), на выходных границах – условия отсутствия отражения в направлении, перпендикулярном к границе.

Источник энергии в виде протяженного канала пониженной плотности  $\rho_i=\alpha_p\rho_0$  диаметра  $d$  задавался перед телом, начиная с момента времени  $t_i$ , когда стационарный режим обтекания уже установился. Здесь  $\alpha_p$  - числовой параметр, отражающий степень разреженности газа в канале. В момент времени  $t_i$  расчетные значения параметров в точке торможения отличались от теоретических на величину порядка 1%. Давление и компоненты скорости в канале задавались равными их значениям в набегающем потоке. Таким образом, температура в канале была выше, чем в окружающем газе. Пространственные и энергетические характеристики канала согласовывались с параметрами разогретой области, полученной с помощью СВЧ разряда. Отличие уравнений состояния от уравнений состояния идеального газа не учитывалось ( $\gamma=1.4$ ). Схема расчета представлена на Рис. 3.1.

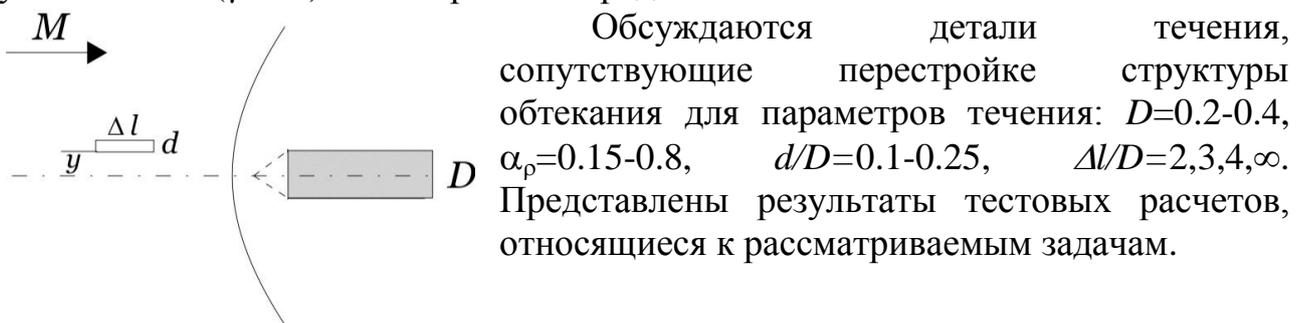


Рис. 3.1. Схема расчета и принятые обозначения

В разделе 3.2 рассматривается генерация неустойчивостей Рихтмайера-Мешкова и исследование тороидальных стратифицированных вихрей; показан бароклиный характер развивающихся неустойчивостей. Неустойчивость Рихтмайера-Мешкова впервые была описана теоретически в [12] и получена экспериментально в [13] при импульсном ускорении плоской ударной волной искривленной (синусоидальной) границы между двумя газами с разными плотностями. Далее показано, что в данном случае причиной зарождения неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, является воздействие искривленной головной ударной волны на прямоугольную область (разогретый канал), заполненную более легким, по сравнению с окружающим, газом. Генерация

неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, сопровождающаяся образованием вихря, при взаимодействии ударной волны и контактного разрыва, находящихся под углом друг к другу, получена в [14].

На Рис. 3.2 на мелкой сетке ( $h_x=h_y=0.00012$ ) представлена генерация неустойчивости Рихтмайера-Мешкова сразу после взаимодействия головной ударной волны с контактными разрывами, представляющими границы разреженного канала. Поле плотности в изохорах в начальный момент взаимодействия представлено на Рис. 3.2а и в увеличенном виде - на Рис. 3.2б.

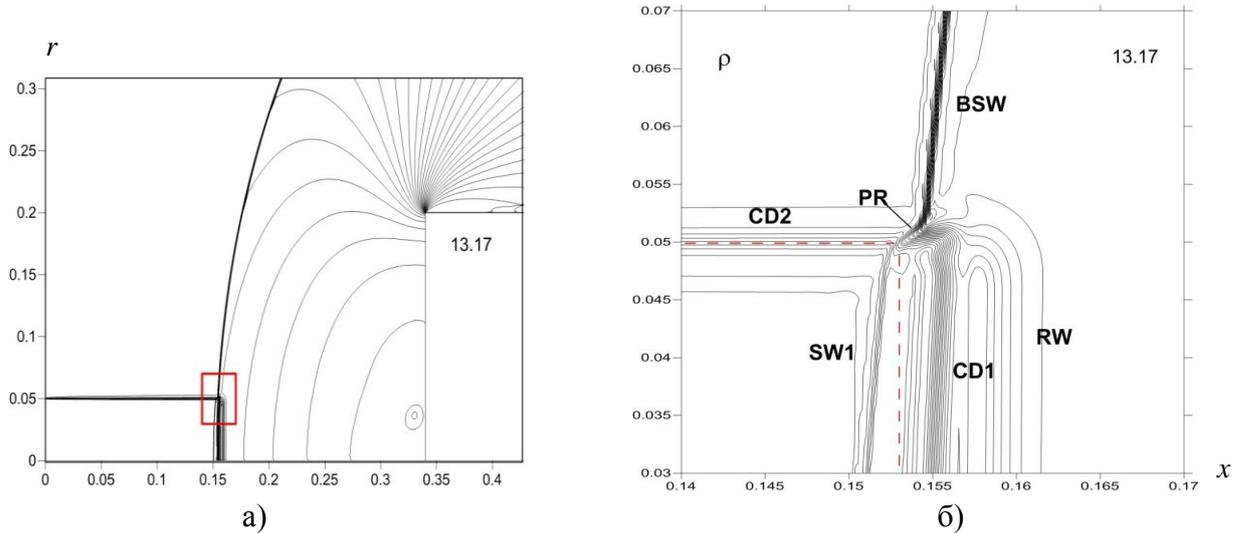


Рис. 3.2. Начальная стадия взаимодействия источника энергии с ударным слоем (изолинии плотности):  $M=1.89$ ,  $d/D=0.25$  и  $\alpha_p=0.4$

Динамика взаимодействия вблизи оси симметрии на начальной автомодельной стадии может быть приближена решением задачи Римана о распаде произвольного разрыва (это решение приводится в разделе 3.4). Влево распространяется ударная волна SW1, а вправо – контактный разрыв CD1 и волна разрежения RW [15] (Рис. 3.2б). Здесь BSW - головная ударная волна, CD2 - горизонтальный контактный разрыв, PR - зарождающийся конический фронт предвестника. Пунктиром обозначены контактные разрывы в начальный момент взаимодействия.

Генерация завихренности  $\bar{\omega}_{vort} = \text{rot}(\bar{g})$  ( $\bar{g}$  – вектор скорости течения с компонентами  $u$  и  $v$ ) на контактных разрывах непосредственно за фронтом головной ударной волны, доказываемая результатами, приведенными на Рис. 3.3а, где представлено поле проекции завихренности  $\omega_{vort}(x, r)$  на начальном этапе взаимодействия. Далее из уравнения для завихренности (которое следует непосредственно из уравнения Громеки-Лэмба, см. [16, 17]),

$$\frac{\partial \bar{\omega}_{vort}}{\partial t} + (\bar{g} \cdot \bar{\nabla}) \bar{\omega}_{vort} = (\bar{\omega}_{vort} \cdot \bar{\nabla}) \bar{g} - \bar{\omega}_{vort} (\bar{\nabla} \cdot \bar{g}) + \frac{1}{\rho^2} \bar{\nabla} \rho \times \bar{\nabla} p,$$

доказывается бароклиный характер генерации данной неустойчивости (Рис. 3.3б). Возникновение завихренности за счет бароклиных эффектов при генерации неустойчивости Рихтмайера-Мешкова установлено в [18].

На последующей стадии взаимодействия за счет закручивания контактных разрывов в результате генерации неустойчивости перед торцом тела

образуется контактно-вихревая (грибовидная) структура. Поля плотности, скорости и завихренности в области стратифицированного по плотности вихря в увеличенном масштабе представлены на Рис. 3.4а, б (серый цвет – тело).

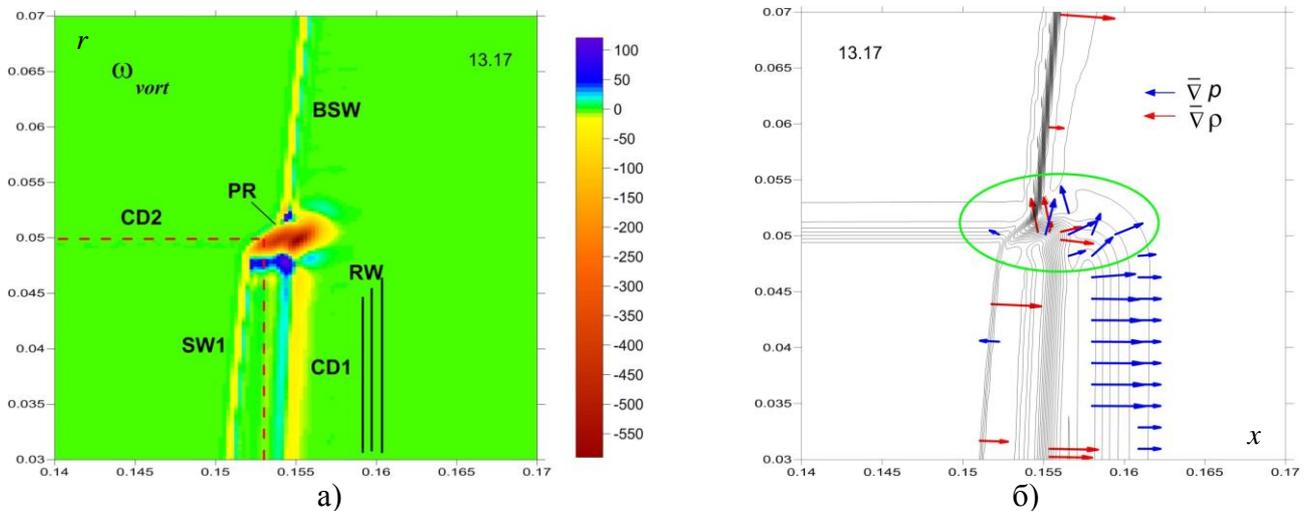


Рис. 3.3. Начальная стадия взаимодействия,  $M=1.89$ ,  $d/D=0.25$  и  $\alpha_p=0.4$ : а) - возникновение завихренности в области контактных разрывов; б) - бароклинные эффекты, градиенты плотности и давления в области контактных разрывов

Показано, что вихрь, образующийся при взаимодействии головной ударной волны с разогретым каналом, взаимодействуя с обтекаемым телом, вызывает падение силы сопротивления торца тела (vortex drag reduction) [13] (из списка работ автора). Проводится исследование воздействия вихря на аэродинамическое сопротивление тела. Приведены два режима обтекания

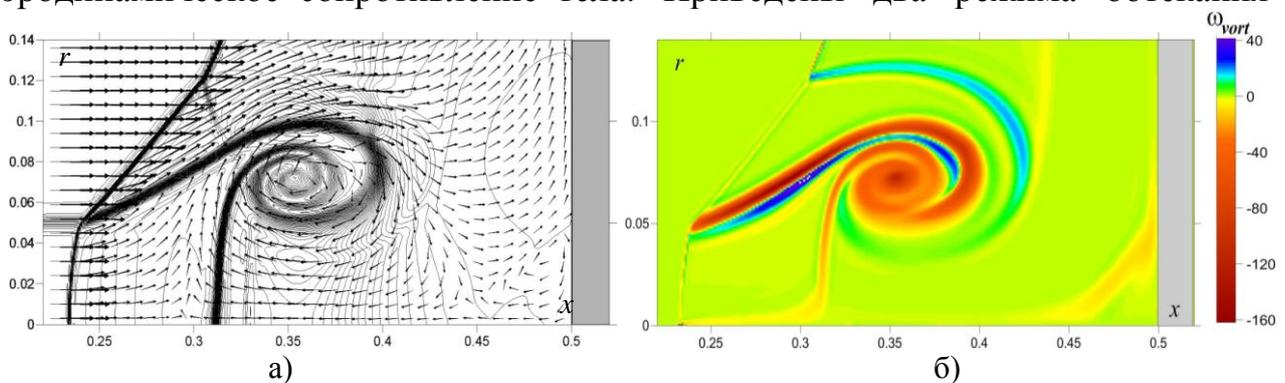


Рис. 3.4. Генерация тороидального стратифицированного вихря, обусловленная неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова,  $t=13.81$ : а) - поля плотности (изохоры) и скорости; б) – поле завихренности

торца цилиндра (Рис. 3.5), различающиеся механизмом взаимодействия разогретого канала с ударным слоем. На левых слайдах приведены последовательные стадии безвихревого взаимодействия, когда вследствие соизмеримости диаметров канала и тела возникающий вихрь распространяется над телом, не взаимодействуя с торцом. Правые слайды демонстрируют режим вихревого воздействия на торец тела. Как следует из Рис. 3.6, действие вихря в данном случае почти в два раза увеличивает падение силы сопротивления торца. Отмечается, что кривизна ударной волны (или радиус канала) играет существенную роль в формировании вихря (Рис. 3.5, 1-ый и 2-ой ряды

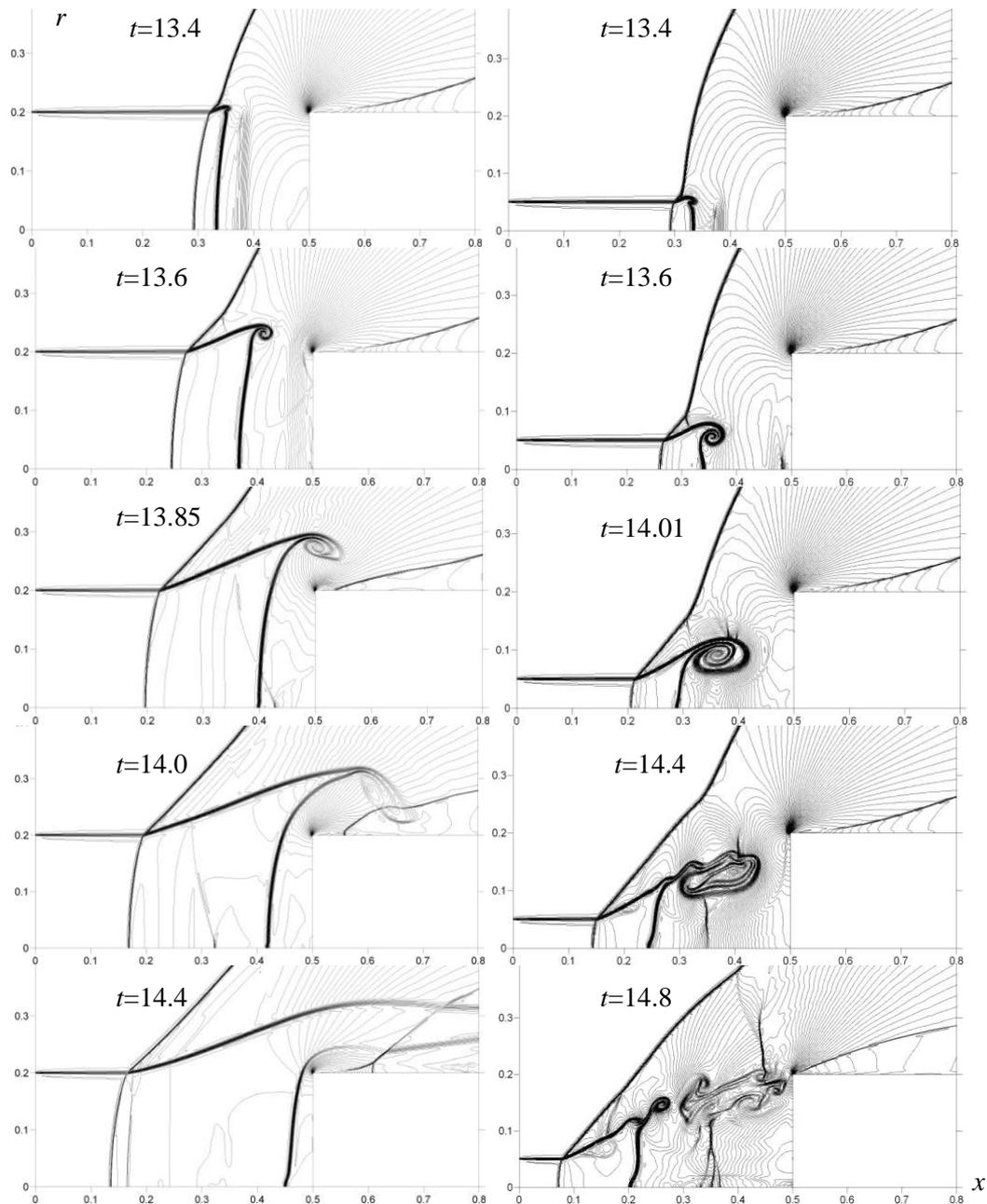
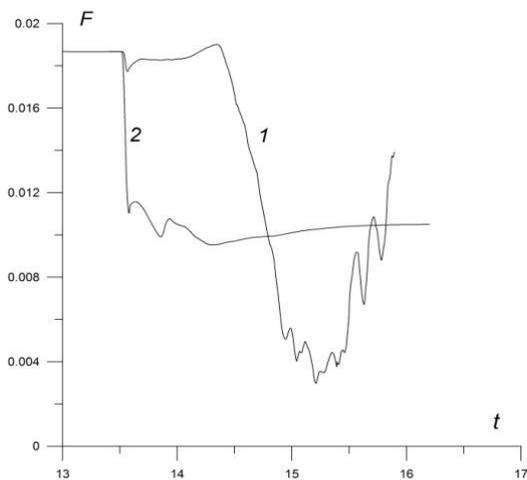


Рис. 3.5. Безвихревое (левые слайды) и вихревое (правые слайды) взаимодействие бесконечного разогретого разреженного канала с цилиндрическим ударным слоем,  $M=1.89$ ,  $\alpha_p=0.5$



слайдов). Интенсификация падения силы сопротивления за счет вихревых эффектов была исследована позднее в 3D постановке в задаче об обтекании сферы сверхзвуковым потоком, содержащим пространственно-распределенный ограниченный источник энергии, в работе [19].

Рис. 3.6. Понижение силы сопротивления торца,  $M=1.89$ ,  $\alpha_p=0.5$ : кривая 1 – в результате действия вихря,  $d/D=0.25$ ; кривая 2 – в отсутствие вихря,  $d/D=1$

Исследуются профили параметров на прямых, параллельных осям, и проходящих через центры вихрей. В центрах вихрей регистрируются локальные минимумы плотности и давления, локальный максимум температуры, а локальное число Маха в системе координат, в которой центр вихря неподвижен,  $M_v = \sqrt{(u - u_c)^2 + (v - v_c)^2} / c$ , близко к 0. Здесь  $u_c$  и  $v_c$  – компоненты скорости центра вихря,  $c$  – скорость звука (Рис. 3.7).

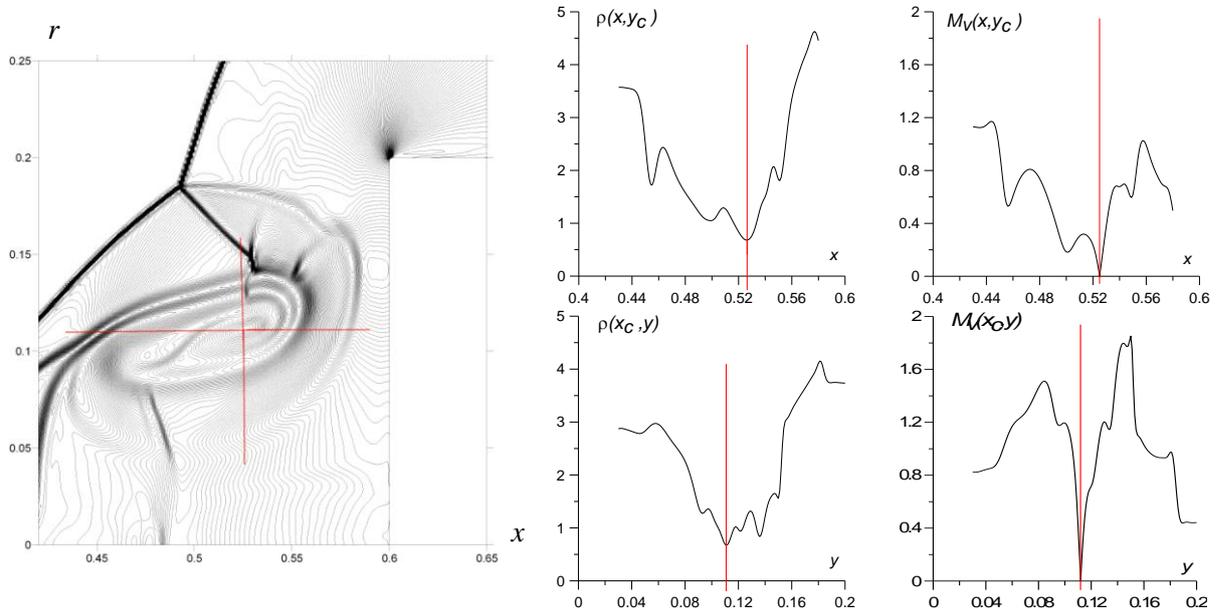


Рис. 3.7. Профили плотности и числа Маха  $M_v$  в области вихря на прямых, проходящих через его центр и параллельных осям координат,  $M=3.0$ ,  $\alpha_p=0.5$ ,  $t=6.8$

Исследуется динамика давления и скорости падения давления в центрах вихрей для различных значений  $M$  и  $\alpha_p$  а также динамика  $x$ - координаты головной ударной волны  $X_w$  и силы сопротивления торца  $F$ :

$$F = \int_0^{0.5D} p r dr.$$

Получено, что для фиксированного диаметра источника:

- размеры контактной структуры внутри вихря определяются длиной образующей конического фронта предвестника  $d_{pr}$ :  $X_v \sim d_{pr}$ ,  $Y_v \sim d_{pr}$ ;
- значения плотности и давления в центрах вихрей прямо пропорциональны значению плотности газа в источнике:  $\rho_c \sim \alpha_p$ ,  $p_c \sim \alpha_p$ ;
- перепады плотности и давления между периферией вихря и его центром прямо пропорциональны числу Маха набегающего потока:  $\rho_{per} - \rho_c \sim M$ ,  $p_{per} - p_c \sim M$ ;
- скорость падения давления в центре вихря прямо пропорциональна числу Маха набегающего потока и слабо зависит от разреженности газа в канале источника:  $dp_c / dt \sim M$ ,  $dp_c / dt \sim \alpha_p^{-1}$ . Помимо этого:
- в центрах вихрей плотность и давление газа имеют локальные минимумы (то есть вычислительная методика корректно описывает вихрь), а температура газа – локальный максимум:  $\rho_c = \rho_{min}$ ,  $p_c = p_{min}$ ,  $T_c = T_{max}$ ;
- динамика структуры вихря зависит от диаметра источника;

- значения плотности в центре вихря ниже для меньших диаметров источника,  $\rho_c \sim d$ , а значение давления в центре вихря практически не зависит от диаметра источника.

Получено качественное соответствие мгновенных визуальных численных и экспериментальных характеристик вихревых структур из [15, 19] (из списка работ автора). Экспериментальные и расчетные значения падения давления торможения согласуются в пределах 12%. Наблюдается также качественное согласие с расчетными и экспериментальными результатами из [20].

Представлено сравнение расчетов контактно-вихревых структур на основе системы уравнений Эйлера и на основе уравнений Навье-Стокса с использованием численной методики из раздела 2.2, а также с расчетами из [21, 22]. Из результатов сравнения следует вывод, что в диапазоне рассматриваемых параметров течения вязкие эффекты и теплопроводность не оказывают значительного влияния на формирование полученных контактно-вихревых структур.

Сдвиговые неустойчивости в передней отрывной области при обтекании сферы модифицированным потоком получены в [23]. **Раздел 3.3** посвящен исследованию генерации неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца и анализу дорожек зарождающихся вихрей. Показано, что вихри в дорожке являются стратифицированными по плотности и поле скорости в вихрях представляет суперпозицию циркуляционного движения внутри вихря и поступательного движения центра вихря (Рис. 3.8).

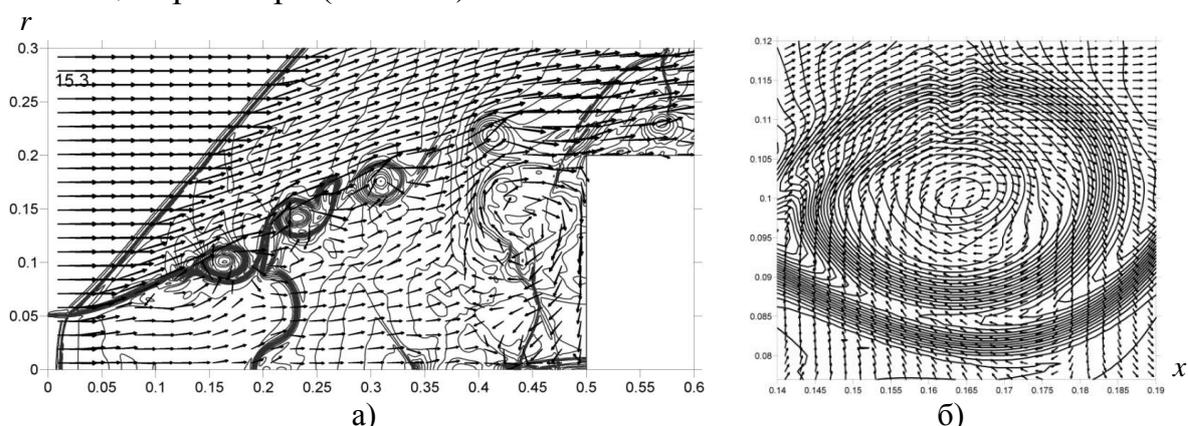


Рис. 3.8. Поля плотности (изохоры) и скорости: а) – дорожка вихрей, б) – внутри первого вихря в увеличенном масштабе,  $M=1.89$ ,  $\alpha_p=0.5$

Приведен механизм зарождения неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца. В расчетах прослеживается классическая схема зарождения данной неустойчивости тангенциального разрыва скорости, приведенная в [24] для случая несжимаемой жидкости: вдоль линии разрыва формируются вихри, названные Кельвином «кошачьи глаза» и зарождается поток, в котором присутствует трансверсальная компонента скорости, обуславливающая генерацию неустойчивости (Рис. 3.9).

Проводится численный анализ дорожек зарождающихся вихрей для разной степени разреженности газа и разных диаметров канала. Представлены поля течения и соответствующие профили плотности и давления на

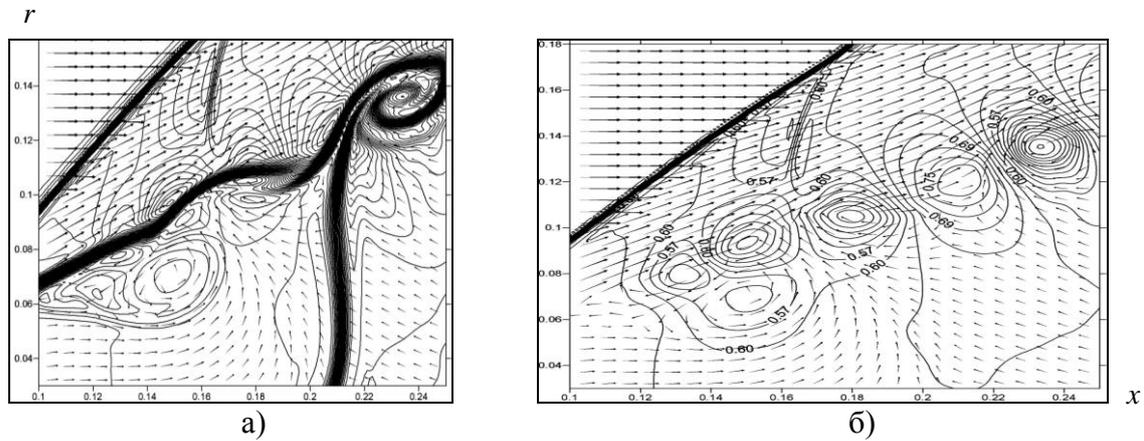


Рис. 3.9. Механизм зарождения неустойчивости тангенциального разрыва Кельвина-Гельмгольца: а) - поля плотности (изохоры) и скорости; б) - поля давления и скорости

прямых, проходящих через центры вихрей (Рис. 3.10). Получено, что вихри в дорожках характеризуются, в основном, теми же свойствами, что и первичные вихри, инициированные неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова. Помимо этого отмечается, что:

- количество вихрей в дорожке обратно пропорционально значению плотности газа в канале и числу Маха набегающего потока:  $n \sim \alpha_p^{-1}$ ,  $n \sim M^{-1}$ ;
- дорожки вихрей вызывают формирование новых тройных конфигураций на фронте головной ударной волны ( $\lambda$ -волн):  $n_\lambda = f(n)$ ;
- интенсивность  $\lambda$ -волн обратно пропорциональна значению плотности газа в канале и диаметру канала:  $I_\lambda \sim \alpha_p^{-1}$ ,  $I_\lambda \sim d^{-1}$ .

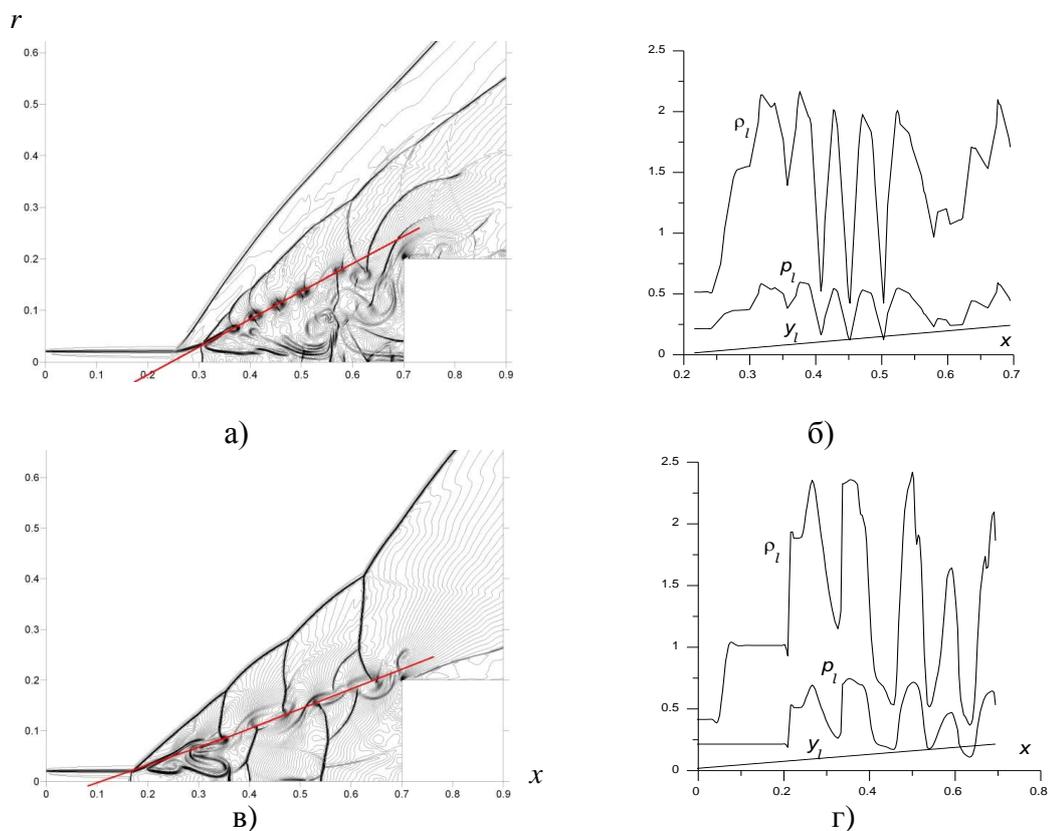


Рис. 3.10. Численный анализ дорожки тороидальных вихрей, инициированных неустойчивостями Кельвина-Гельмгольца,  $M=1.89$ ,  $d/D=0.1$ : а), в) – поля плотности при  $\alpha_p=0.5$  и  $\alpha_p=0.4$ ; б), г) – профили плотности и давления на прямой  $y_l$

Исследуется воздействие вихревых структур на параметры в точке торможения, силу сопротивления торца и координату фронта головной ударной волны.

Проблема кумуляции ударных волн в задачах рассматриваемого типа поднята в [3], где рассмотрена кумуляция ударной волны, образующейся при взаимодействии ограниченной пространственной неоднородности со сферическим ударным слоем. Далее в этом разделе исследуются кумулятивные явления в передних отрывных областях потока. Получена кумуляция на оси симметрии нормальных к торцу тела ударных волн, которые образуются в результате маховского отражения вторичных ударных волн, генерируемых при взаимодействии вихрей с торцом цилиндра. Показано, что установленные эффекты усиливаются с понижением плотности в канале и увеличением длины канала и установлены границы их возникновения по степени разреженности газа в канале и его длине.

Проводится моделирование генерации вторичных неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца на сдвиговых слоях в первичном вихре, обусловленном неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова (Рис. 3.11). Показан бароклинный характер генерации завихренности при развитии неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца. Показано, что температура в центрах вторичных вихрей имеет локальный максимум (Рис. 3.12).

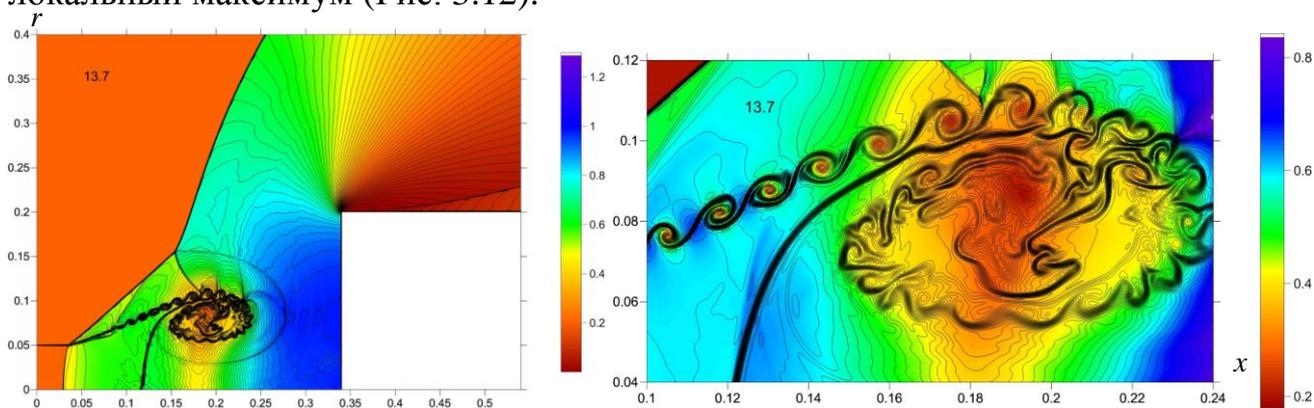
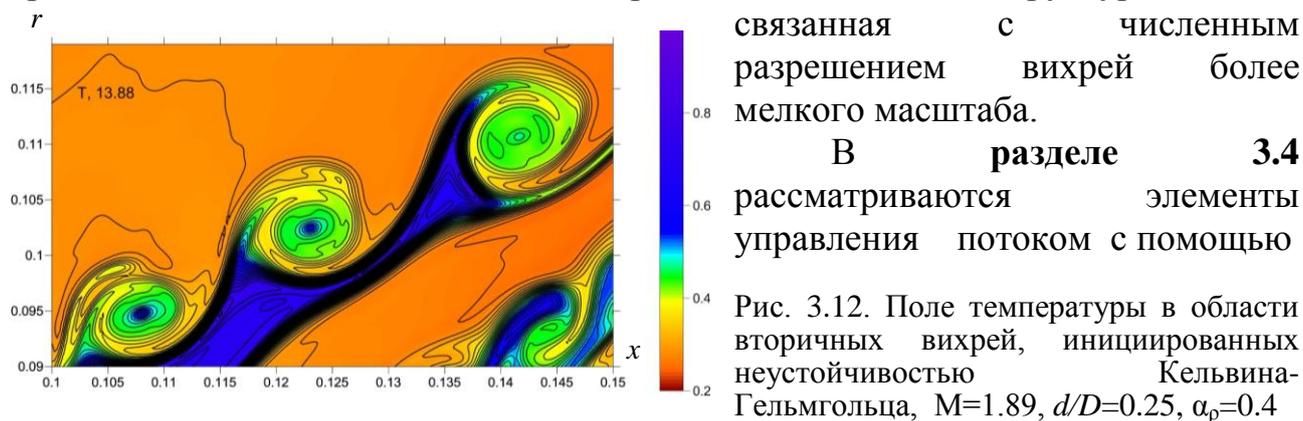


Рис. 3.11. Генерация вторичных неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца, поля плотности (изохоры) и давления (цвета),  $M=1.89$ ,  $d/D=0.25$  и  $\alpha_p=0.4$

Проводится сравнение расчетов на сетках с различным числом узлов по полям плотности и динамике силы сопротивления торца и давления торможения. Показано, что основные элементы течения сохраняются при дроблении сетки, и на мелких сетках прослеживается тонкая структура течения,



связанная с численным разрешением вихрей более мелкого масштаба.

В разделе 3.4 рассматриваются элементы управления потоком с помощью

Рис. 3.12. Поле температуры в области вторичных вихрей, инициированных неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца,  $M=1.89$ ,  $d/D=0.25$ ,  $\alpha_p=0.4$

формирования вихревых структур. Представлен механизм временного понижения силы сопротивления торца за счет воздействия симметричной парной вихревой структуры, связанный с генерацией потока, направленного от тела (Рис. 3.13, 3.14). Отмечается качественное согласие расчетной и экспериментальной динамики давления торможения, а также совпадение в пределах 11.6% расчетных и экспериментальных [13, 14] (из списка работ автора) значений его максимального падения. Показано, что воздействие вихревой структуры более значительно для более низкой плотности газа в канале разряда. Максимальный эффект по падению силы сопротивления наблюдается для  $\alpha_p=0.2$  (течение газа в источнике дозвуковое) и составляет 84.7% (Рис. 3.15). Здесь  $D=0.4$ ,  $d/D=0.25$ ,  $\Delta l/D=2.0$ .

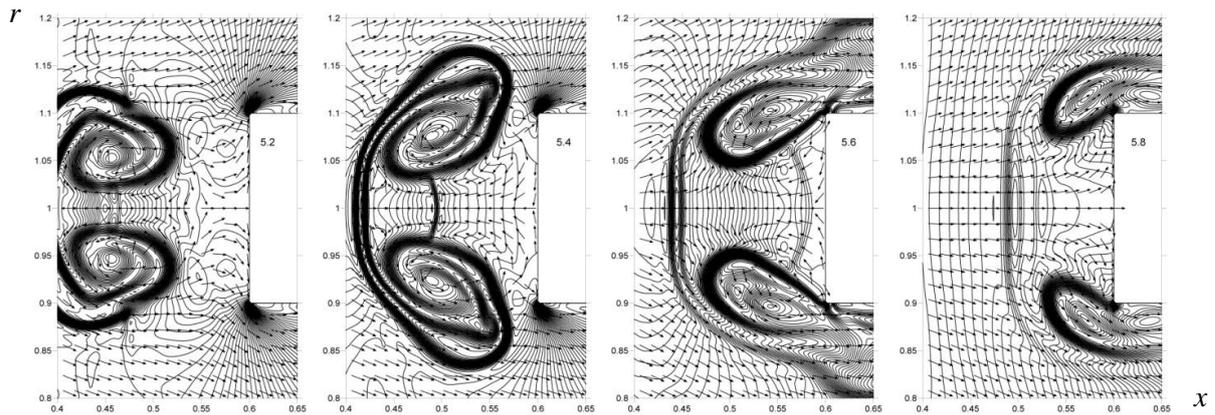


Рис. 3.13. Механизм уменьшения силы сопротивления торца, поля плотности (изохоры) и скорости

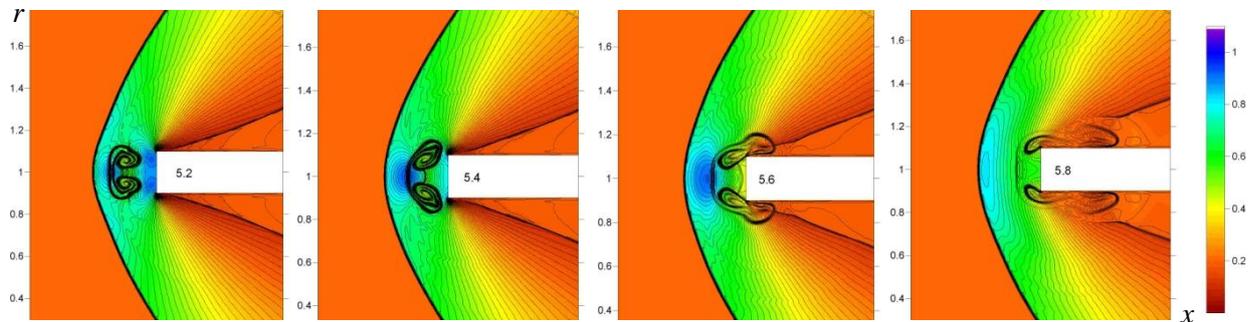


Рис. 3.14. Механизм уменьшения силы сопротивления торца, поля плотности (изохоры) и давления (цвета)

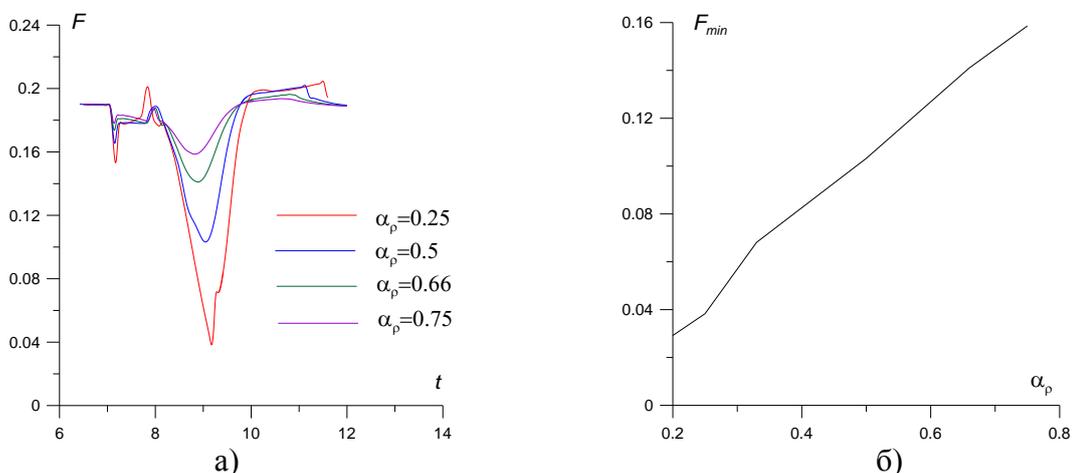


Рис. 3.15. а) - Динамика силы сопротивления торца для различной разреженности газа в канале; б) – зависимость минимального значения силы сопротивления торца от  $\alpha_p$

Исследуется воздействие симметричной вихревой структуры на обтекание заостренных тел с углом при вершине клина  $\beta$  и длиной клина  $l$  (Рис. 3.16,  $\Delta l/D=4$ ). Показано, что с увеличением заостренности тела при  $\text{tg}\beta < 2$  наблюдается ослабление эффекта падения силы сопротивления (Рис. 3.16б), однако с ростом разреженности газа в канале (и температуры) эффект усиливается (Рис. 3.16в). Отмечено, что в работе [25] получено увеличение падения волнового сопротивления затупленного тела (сферы) при возрастании энергии в пространственно-распределенном источнике, а также ослабление эффекта с увеличением заостренности конического тела. При этом наилучший результат для затупленного тела соответствует нерегулярному обтеканию с формированием передних отрывных областей и зон возвратного течения под воздействием теплового следа от продолговатого (эллиптического) энергоисточника, что согласуется с результатами, полученными в диссертации. Области возвратного течения перед телом получены ранее в [1, 3, 4].

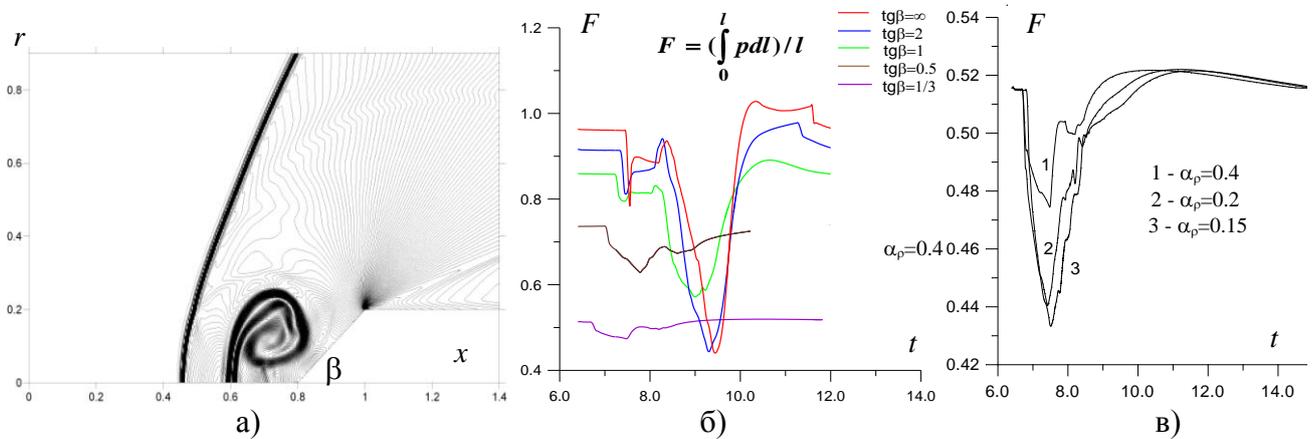


Рис. 3.16. а) - Поля плотности (изохоры) при обтекании заостренного тела,  $\beta=45^\circ$  и  $\alpha_p=0.4$ ; б) - динамика силы сопротивления клиновидного выступа для разной заостренности тела; в) – то же для  $\beta=\text{arctg}(1/3)$  и разной разреженности газа в канале

Рассматривается механизм повышения силы сопротивления торца («heat piston» effect) при асимметричном расположении канала источника ограниченной длины за счет генерации асимметричной вихревой структуры и создания области сжатого газа перед телом (Рис. 3.17).

В конце раздела 3.4 приведены результаты тестовых расчетов на основе автотомодельной задачи Римана для проверки скорости роста предвестника.

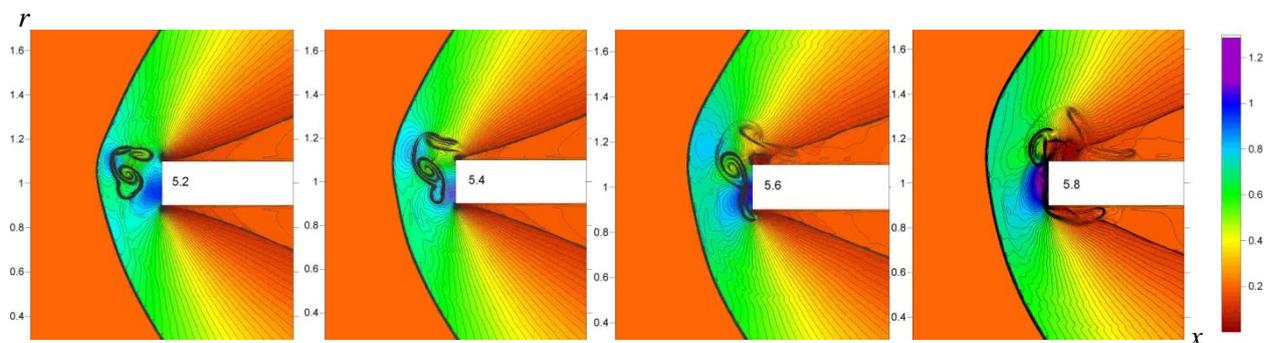


Рис. 3.17. Механизм увеличения силы сопротивления торца, связанный с созданием слоя сжатого газа у торца («heat piston» effect), поля плотности (изохоры) и давления (цвета)

В Главе 4 представлены результаты моделирования и исследования крупномасштабных самоподдерживающихся продольных пульсаций течения, которые инициируются взаимодействием разогретого разреженного канала с цилиндрическим ударным слоем. В разделе 4.1 показано, что торможение и остановка головной ударной волны, а также первоначальное падение силы сопротивления торца связаны с воздействием вихревой структуры, формирующейся в результате взаимодействия разогретого канала с головной ударной волной. Механизм отхода головной ударной волны за счет падения давления на торце описан в [4], где получен затухающий пульсационный режим течения. В этой же работе высказана идея о возможности существования на асимптотической стадии самоподдерживающихся пульсационных течений. Такие режимы течений получены в настоящей диссертации.

Показано, что механизм продольных пульсаций потока основан на перекачке масс газа между циркуляционным и возвратным потоками,  $J_c$  и  $J_r$ ,

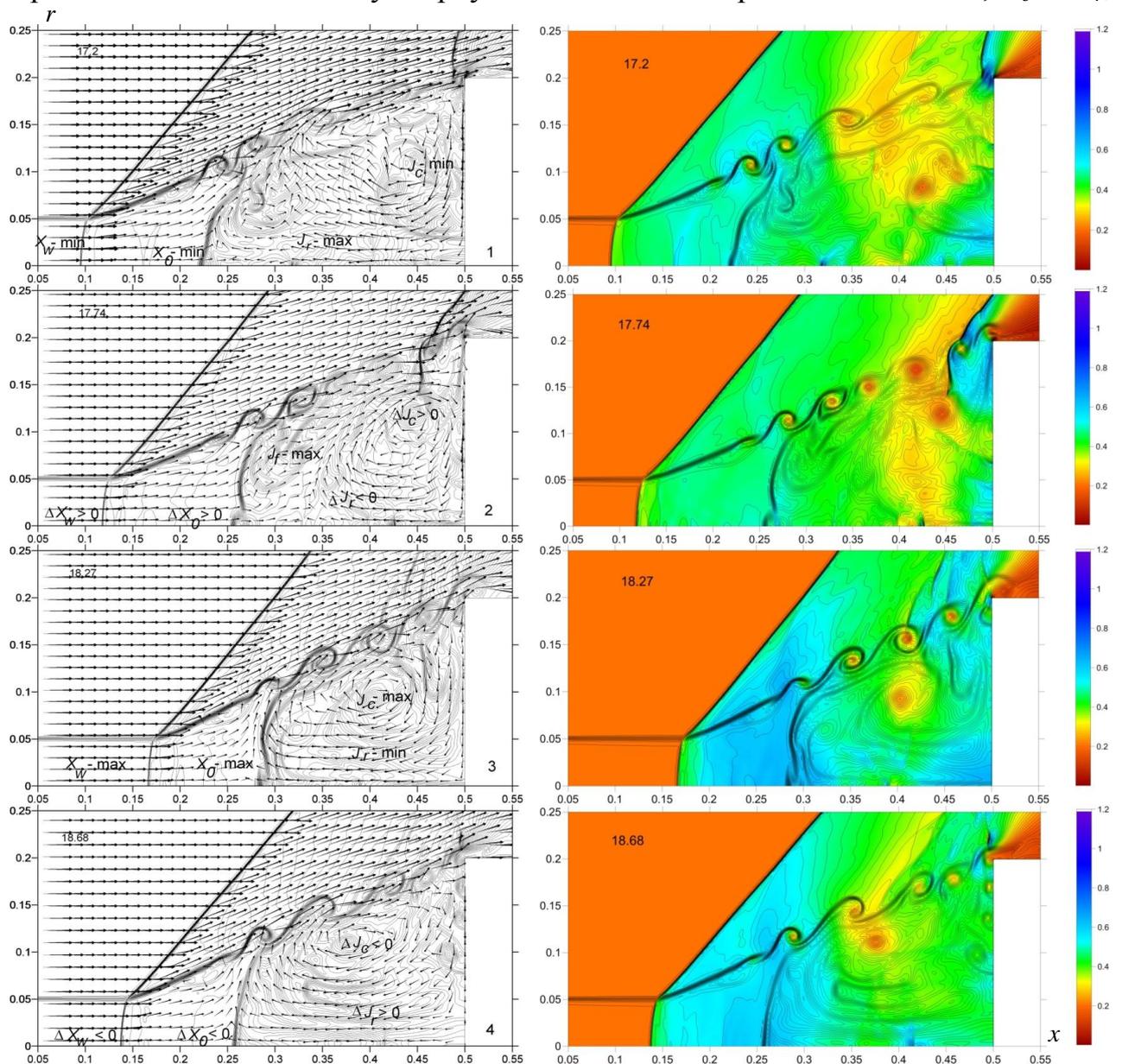
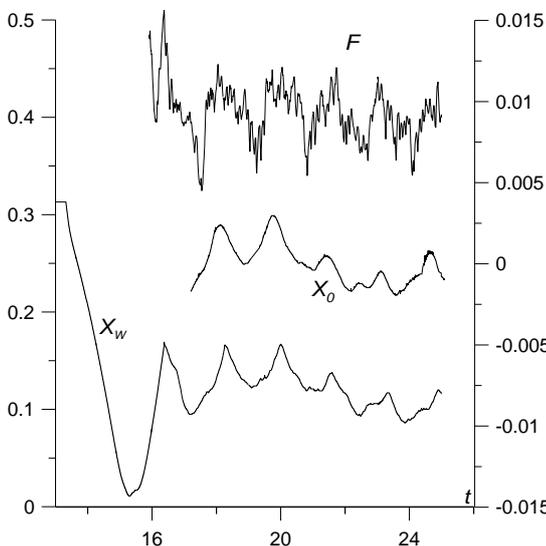


Рис. 4.1. Механизм пульсаций при взаимодействии бесконечного разогретого разреженного канала с ударным слоем: левые слайды - плотность (изохоры) и скорость, правые слайды - плотность (изохоры) и давление (цвета)

составляющими возвратно-циркуляционное течение, и связан с циклическим запираем разогретого потока внутри ударного слоя (Рис. 4.1). Когда координаты головной ударной волны  $X_w$  и вертикальной контактной границы на оси симметрии  $X_o$  достигают своих минимальных значений, область, занимаемая циркуляционным потоком  $J_c$ , минимальна, область, занимаемая возвратным потоком  $J_r$ , максимальна, а давление на торце падает (Рис. 4.1, слайды 1-го ряда). Затем область циркуляционного потока  $J_c$  возрастает, при этом возвратный поток  $J_r$  убывает, и формируется поток из разогретой области  $J_f$ , вызывающий с некоторой задержкой во времени движение (снос) головной ударной волны к телу. При этом давление на торце повышается, а граница разогретой области движется вместе с потоком к телу (Рис. 4.1, слайды 2-го). Далее течение останавливается, при этом координаты  $X_w$  и  $X_o$  максимальны, циркуляционный поток  $J_c$  максимален, возвратный поток  $J_r$  минимален (Рис. 4.1 левый слайд 3-го ряда). Когда контактная граница останавливается (становится тангенциальным разрывом) поток  $J_f$  «запирается» в разогретой области, не успевая вытекать из нее. Это приводит к повышению давления (Рис. 4.1, правый слайд 3-го ряда) и последующему движению ударной волны от тела. Возвратное течение  $J_r$  становится более интенсивным, и контактный разрыв движется от тела, сносимый этим потоком (Рис. 4.1, слайды 4-го ряда). При движении ударной волны от тела давление на торце падает, вызывая далее остановку течения. Затем процесс повторяется. Таким образом, устанавливается режим течения, в котором все параметры совершают взаимозависимые колебания.



На Рис. 4.2 представлена динамика определяющих параметров пульсационного течения. Отмечается, что поперечные пульсации передней отрывной области при обтекании сферы сверхзвуковым потоком, содержащим пространственно-неоднородный источник энергии, получены в [26]. В этой работе механизм пульсаций основан на захвате высокотемпературной

Рис. 4.2. Пульсационный характер течения: пульсации головной ударной волны  $X_w$ , границы разогретой области внутри ударного слоя  $X_o$  (левая ось) и силы сопротивления торца  $F$  (правая ось)

струи передней отрывной областью при воздействии на тело теплового следа от источника энергии. Некоторые элементы структуры течения в рассматриваемых задачах аналогичны возникающим в передних отрывных областях в пульсационных течениях при сверхзвуковом обтекании цилиндрических тел с иглами, где механизм пульсаций также связан с генерацией возвратно-циркуляционного течения [27, 28].

В разделе 4.2 проводится исследование пульсационных режимов обтекания и рассматривается формирование основных областей течения на

асимптотической стадии, характеризующейся тенденцией к установлению незатухающих пульсаций. Фронт головной ударной волны на этой стадии близок к прямолинейному, и вихри выстроены в дорожку. Показано, что динамика параметров торможения (и силы сопротивления торца) представляет собой суперпозицию крупномасштабных пульсаций потока и мелкомасштабных флуктуаций, связанных со стохастически образующимися вихрями, причем в случае малых радиусов канала источника стохастические процессы превалируют над крупномасштабными колебаниями.

В разделе 4.3 исследуется генерация вихрей в пульсационных течениях и воздействие вихрей на поток перед телом. На основе траекторного анализа установлено, что возможны два типа динамики вихрей. В одном случае, когда имеет место поток из разогретой области  $J_f$ , вихри уносятся вместе с этим потоком из расчетной области. В другом случае, когда поток из разогретой области отсутствует, вихри возвращаются в отрывную зону, обуславливая флуктуационный характер течения в ней. Таким образом, генерация вихрей происходит циклически и регулируется крупномасштабными пульсациями потока. Показано, что механизм формирования контактно-вихревых структур в виде дорожек тороидальных/цилиндрических вихрей также связан с механизмом крупномасштабных пульсаций течения. Когда головная волна движется к телу, поток из разогретой области  $J_f$  в направлении верхнего угла торца максимален. Этот поток воздействует на вихри, формируя их построение по прямой линии (Рис. 4.3а). Когда головная ударная волна

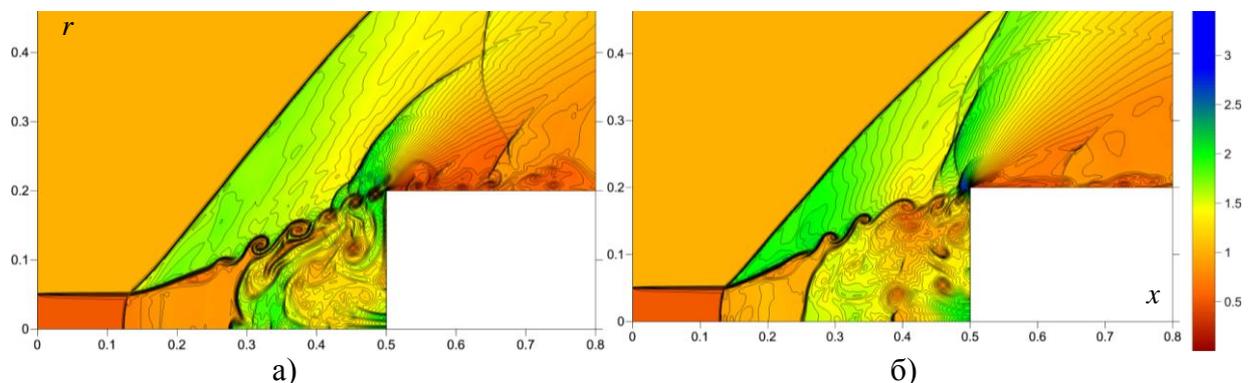


Рис. 4.3. Динамика контактно-вихревой структуры в виде дорожки вихрей (поля плотности – изохоры плюс цвета): а) - вихри в дорожке выстроены в прямую линию ( $t=17.9$ ); б) – изогнутая дорожка ослабленных вихрей ( $t=20.6$ )

движется от тела, поток из разогретой области  $J_f$  отсутствует, и возвратный поток  $J_r$ , который в это время максимален, разрушает построение вихрей в прямую линию, «сдувая» их с этой прямой. При этом структура в виде дорожки вихрей продолжает существовать в несколько изогнутом виде (Рис. 4.3б). Исследуются явления перемешивания слоев газа, порождающее контактно-вихревую структуру передних отрывных областей (Рис. 4.4).

В [29, 30] показано, что расположение локального источника энерговыделения в потоке может оказывать существенное влияние на аэродинамические характеристики тела. В разделе 4.4 исследуются особенности пульсационных течений при несимметричном подводе энергии. Показано, что:

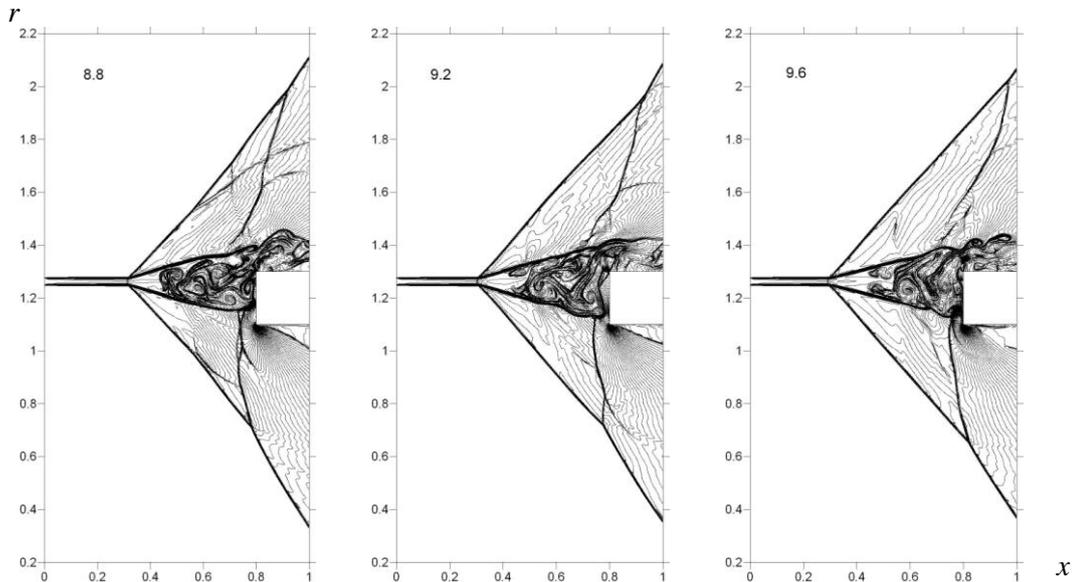


Рис. 4.4. Перемешивание слоев газа, инициированное сдвиговыми неустойчивостями, при асимметричном подводе энергии, плотность (изохоры),  $M=1.89$ ,  $d/D=0.125$ ,  $\alpha_p=0.4$

- для более разреженных каналов происходит формирование дополнительной ударной волны, примыкающей к нижней части разогретой области внутри ударного слоя (если источник приподнят над осью симметрии); граница между режимами с ударной волной и без нее по  $\alpha_p$  лежит в интервале от 0.5 до 0.6 ( $M=1.89$ );

- происходит формирование точки торможения потока в новом положении на торце (ниже центра торца, если источник приподнят над осью симметрии) и на временах асимптотического режима течения регистрируются мелкомасштабные колебания точки торможения;

- сила сопротивления торца возрастает линейно, а расстояние от точки торможения до середины торца убывает линейно с ростом плотности газа в источнике энергии и увеличением расстояния между источником и осью симметрии;

- установление статистически стационарных режимов происходит быстрее для больших значений плотности газа в канале и меньших расстояний между источником и осью симметрии.

Пульсационные режимы при обтекании полых цилиндров рассмотрены в [31]. В разделе 4.5 исследуются пульсационные режимы при обтекании полостей сложной формы сверхзвуковым потоком, содержащим источник энергии в виде разогретого разреженного канала ограниченной длины. Показано, что наличие полости в цилиндрическом теле усиливает эффект падения силы лобового сопротивления в процессе взаимодействия разреженного канала ограниченной длины с ударным слоем (Рис. 4.5). При этом возможно получение усиления эффекта более чем в три раза, по сравнению с эффектом для тела без полости. Показано, что падение силы сопротивления обусловлено генерацией системы крупномасштабных вихрей внутри ударного слоя. Установлено, что полученные эффекты более сильны для более длинных каналов и меньших значений плотности газа в канале. Исследования проведены для различных форм полостей при варьировании параметров источника энергии.

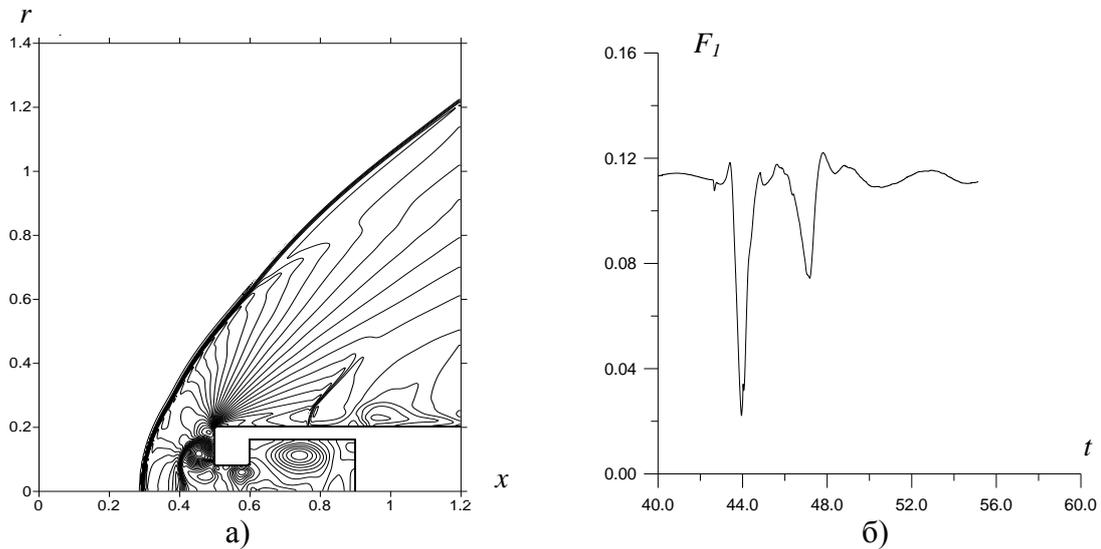


Рис. 4.5. Воздействие тонкого разогретого разреженного канала ограниченной длины на сверхзвуковое обтекание цилиндрического тела с полостью  $\Delta/D=2$ : а) - образующиеся вихри, плотность (изохоры); б) – динамика силы лобового сопротивления

**Глава 5** посвящена моделированию и исследованию установления стационарных периодических структур потока в окрестности торца при асимметричном расположении источника энергии относительно обтекаемого тела. В зависимости от расположения источника относительно тела в расчетах зарегистрированы структуры с разным (от одного до четырех) количеством колебаний.

В разделе 5.1 исследуется установление стационарных структур с колебаниями параметров газа у торца в стратифицированных потоках. Рассматривается воздействие источника энергии в виде бесконечного разреженного канала ( $\alpha_p=0.4 - 0.6$ ), который находится в сверхзвуковом потоке с  $M=1.89$ , обтекающем торец пластины с  $D=0.2$ ,  $d/D=0.25$ . Источник расположен асимметрично относительно тела: величина  $y/D$  изменяется в пределах 0.16-0.36. Исследованы границы возникновения режимов обтекания с генерацией стационарных структур, а также зависимость стационарных структур от  $\alpha_p$ ,  $y/D$ , диаметра источника и заостренности тела (Рис. 5.1).

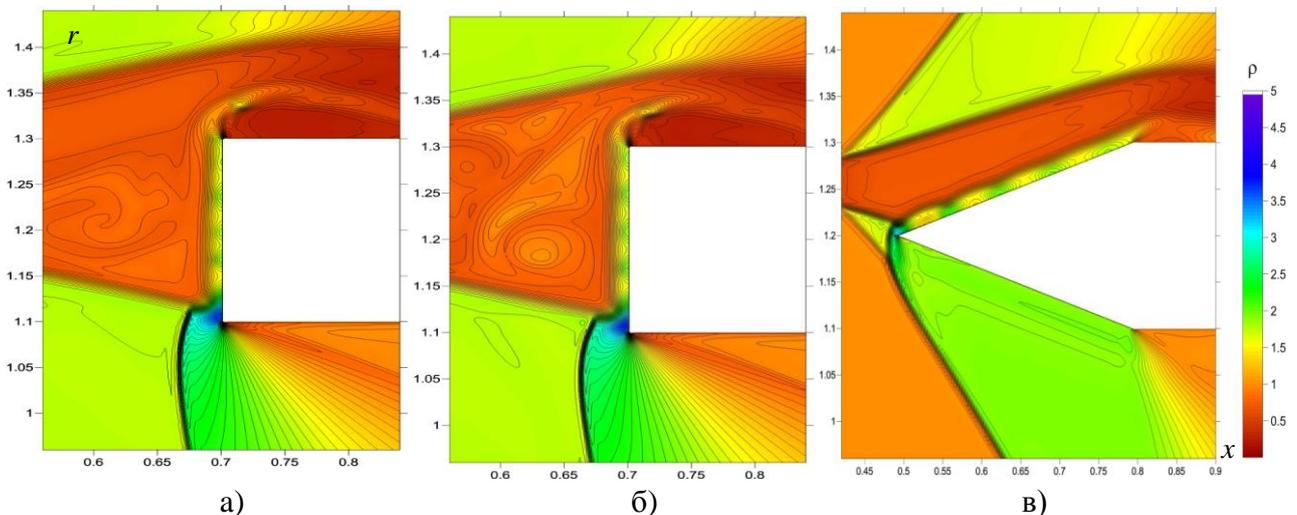


Рис. 5.1. Плотность в окрестности контактного разрыва вблизи торца в установившихся структурах с четырьмя элементами,  $y/D=0.16$ ,  $\alpha_p=0.4$ ,  $t=16.0$ : а) - затупленное тело,  $d/D=0.254$ , б) - затупленное тело,  $d/D=0.127$ , в) - заостренное тело,  $d/D=0.254$ ,  $\text{tg}\beta=1/3$

Поля плотности в окрестности контактного разрыва вблизи торца в установившихся структурах с различным количеством элементов представлены на Рис. 5.2. Отмечается, что в структурах изменяется не только количество элементов (или период колебаний), но и амплитуда колебаний, а также длина и ширина слоя, содержащего структуры. Получено два типа структур, затухающие и незатухающие.

В разделе 5.2 приводится механизм генерации стационарных структур. Отмечено, что основными условиями, при которых происходит формирование структур, являются следующие:

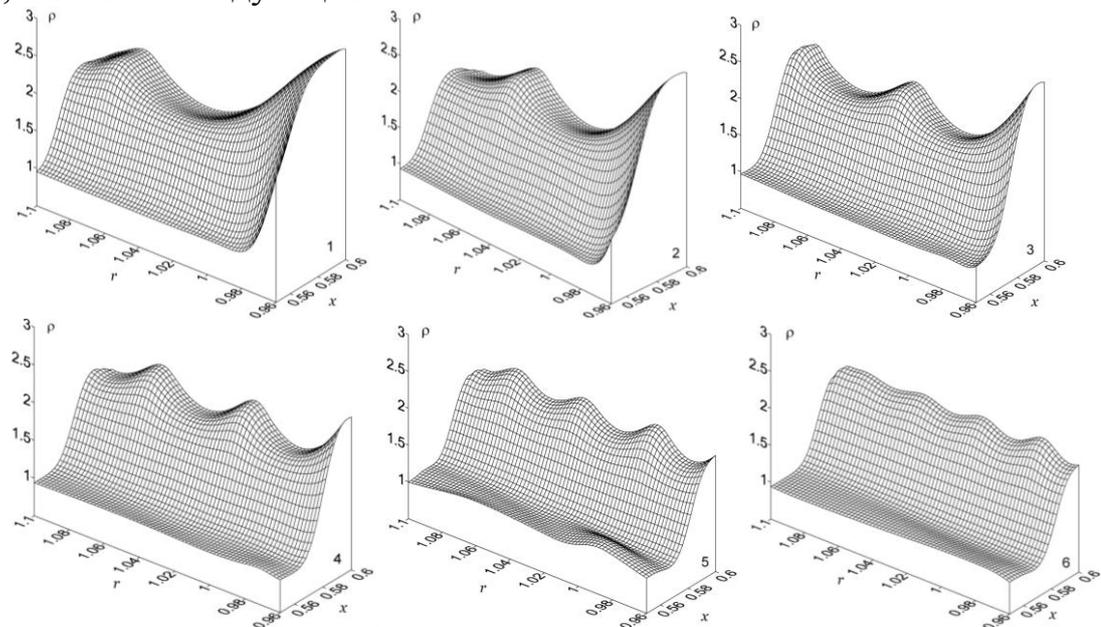


Рис. 5.2. Плотность в установившихся структурах с различным количеством элементов,  $\alpha_p = 0.5$ , слайды 1-6 соответствуют значениям  $y/D - 0.36; 0.32; 0.28; 0.24; 0.2; 0.18$  (координата торца –  $x=0.6$ )

- квазиодномерное течение с превалированием вертикальной компоненты скорости над горизонтальной;
- сдвиговый слой с тангенциальным разрывом скорости (который одновременно является и контактным разрывом);
- стратифицированная (сглаженная) природа разрыва;
- наличие отражающей жесткой стенки, параллельной фронту разрыва.

Установлено, что механизм образования структур связан с множественным отражением первичной волны сжатия внутри области между торцом тела и фронтом разрыва. Проводится аналогия с формированием стационарных структур потока, сопровождающих генерацию неустойчивости сверхотражения Майлса-Рибнера, полученных экспериментально на установке с мелкой водой в [24].

В разделе 5.3 проводится исследование полученных стационарных структур. На Рис. 5.3 приведены поля локального числа Маха  $M$ , местной скорости звука  $c$  и компонент скорости для стационарной структуры с двумя элементами. Видно, что в образовавшихся структурах сверхзвуковые области перемежаются с трансзвуковыми (Рис. 5.3 а, б). Динамика трансверсальной компоненты скорости в процессе формирования полученных структур позволяет говорить о генерации в данных условиях неустойчивости

тангенциального разрыва (Рис. 5.3 в, г). Для анализа полученных структур вводятся следующие определяющие параметры:

-  $k_p = (\rho_{\max} - \rho_{\min}) / \rho_{cd}$  - параметр интенсивности колебания в структуре, здесь

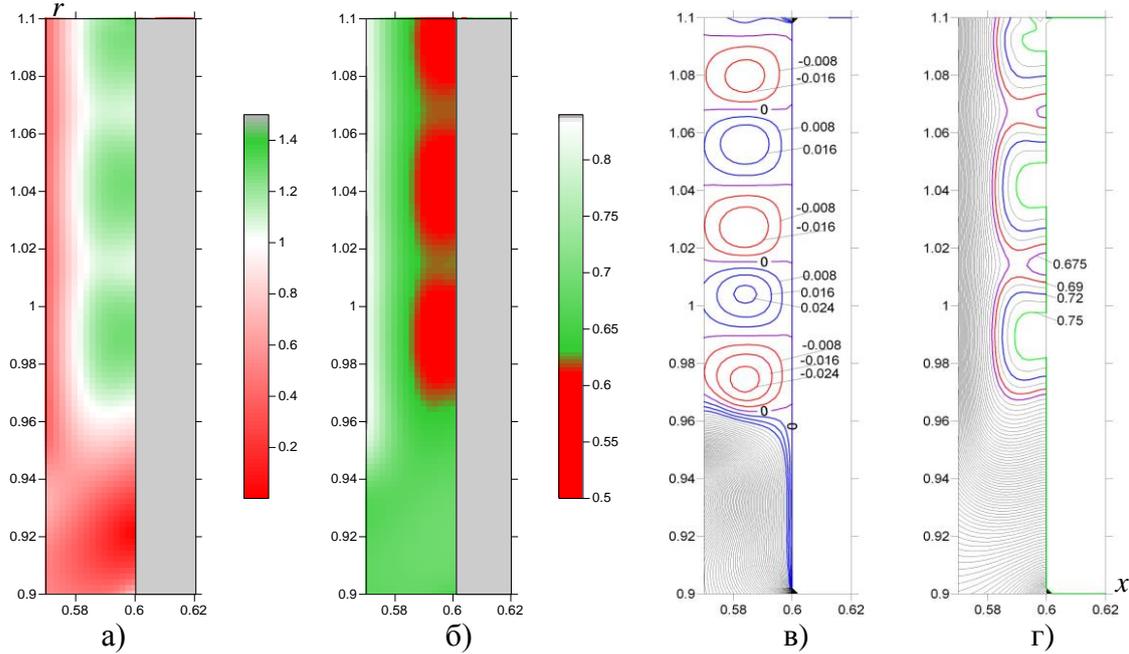


Рис. 5.3. Поля а) - локального числа Маха, б) - местной скорости звука, и компонент скорости  $u$  и  $v$  (изолинии) в окрестности полученных стационарных структур,  $\alpha_p=0.5$ ,  $y/D=0.24$  (координата торца –  $x=0.6$ )

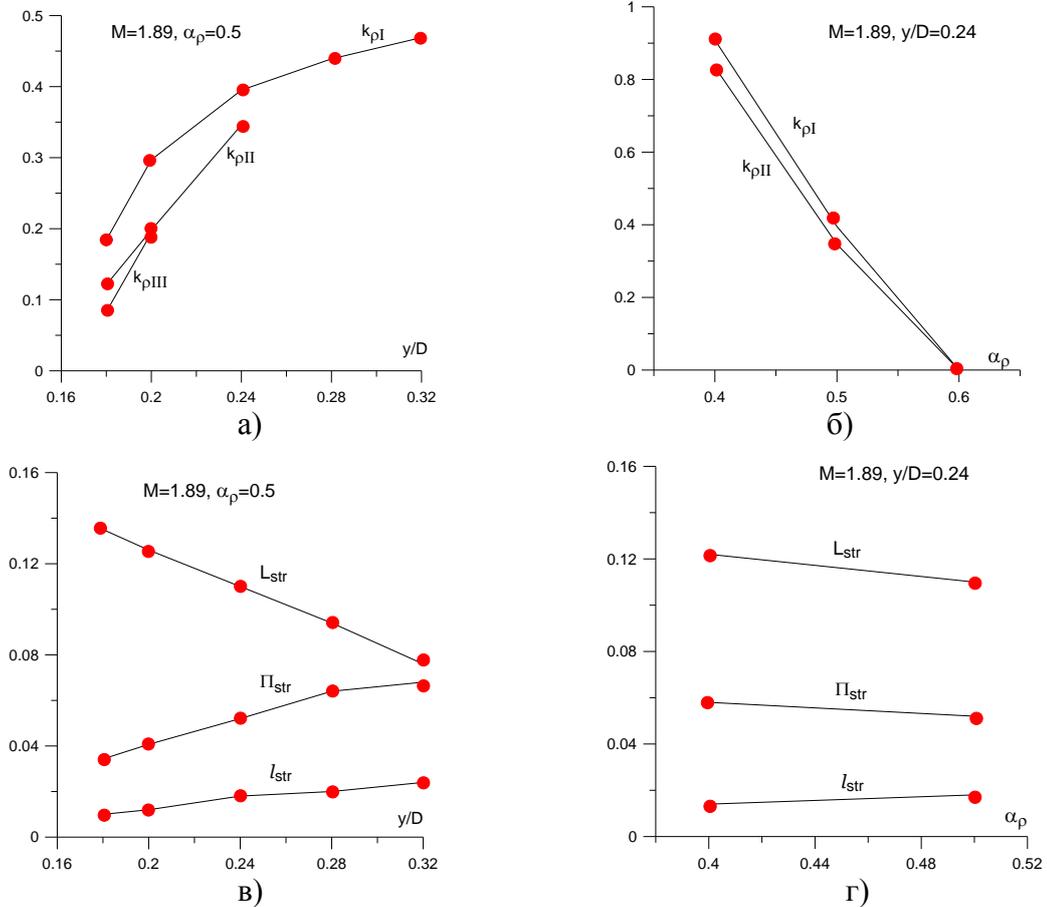


Рис. 5.4. Анализ периодических стационарных структур в зависимости от  $y/D$  и степени разреженности газа в канале  $\alpha_p$  (цифрами I, II, III обозначены номера элементов в структуре, начиная с ближайшего к нижнему углу торца)

$\rho_{\max}$  и  $\rho_{\min}$  – максимальное и минимальное значение плотности в данном элементе,  $\rho_{cd}$  – значение перепада плотности на разрыве;

-  $L_{str}$  – длина структуры – расстояние между нижней точкой минимума плотности  $\rho_{\min}$  в структуре и верхним углом торца;

-  $P_{str}$  – период колебаний в структуре;

-  $l_{str}$  – ширина структуры (Рис. 5.4).

Установлено, что в полученных структурах:

- количество элементов и длина уменьшаются с увеличением расстояния между источником энергии и осью симметрии;

- период и амплитуда колебаний, а также ширина увеличиваются с ростом расстояния между источником энергии и осью симметрии;

- амплитуда колебаний увеличивается с понижением плотности газа в канале;

- количество колебаний, период, длина и ширина слабо зависят от степени разреженности газа в канале и его диаметра;

- в случае заостренного тела в ситуации с первоначально присоединенной ударной волной количество колебаний остается таким же, как и в случае затупленного тела (при неизменности параметров источника и диаметра тела).

В заключительном разделе диссертации приведены **Основные научные результаты и выводы.**

### ***III. Основные научные результаты и выводы***

В диссертации получены новые результаты в области механики жидкости, газа и плазмы.

1. На основе построенных комплексно консервативных модификаций разностных схем на минимальном шаблоне разработана численная методика и с ее помощью получены характеристики течений при обтекании затупленных и заостренных тел, а также тел с полостями, сверхзвуковым потоком газа, параллельным оси тела и содержащим внешний источник энергии. Рассмотрены бесконечные и ограниченные источники энергии квазистатического типа, осуществляющие равномерный нагрев газа в протяженном канале (тепловом слое), при числе Маха набегающего потока  $M$ , равном 1.89 и 3, степени разреженности газа в канале  $\alpha_p$ , лежащей в диапазоне 0.15 – 0.8, при размещении источников параллельно скорости набегающего потока. Установленные эффекты подтверждены результатами экспериментов и сравнением с расчетами других авторов.

2. Получена генерация неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, обусловленная импульсным воздействием искривленной головной ударной волны на границы источника энергии. Показано, что развитие данных неустойчивостей сопровождается образованием нестационарных стратифицированных по плотности контактно-вихревых структур внутри передней отрывной области потока. Предложен вихревой механизм падения силы лобового сопротивления торца тела (vortex drag reduction) в результате генерации неустойчивости Рихтмайера-Мешкова при взаимодействии аэродинамического тела с тепловой неоднородностью.

Показано, что генерация симметричной парной контактно-вихревой структуры обуславливает падение силы сопротивления торца, вызывая формирование возвратного течения. Обнаружено усиление эффекта с уменьшением  $\alpha_p$  и его ослабление с ростом заостренности тела. Показано, что в

случае генерации асимметричной контактно-вихревой структуры происходит повышение силы сопротивления торца («heat piston» effect), обусловленное образованием области сжатого газа перед телом. Получены зависимости характеристик потока от  $M$ ,  $\alpha_p$ , размеров канала и его положения относительно обтекаемого тела.

3. Получены и исследованы дорожки стратифицированных по плотности вихрей, сопутствующие развитию сдвиговых неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца внутри ударного слоя, характерных для задач о взаимодействии тепловой неоднородности с ударным слоем. Предложен механизм генерации неустойчивости и получены зависимости параметров газа внутри вихрей в дорожках от координат,  $\alpha_p$  и  $M$ . Получено, что динамика зарождения вихрей перед телом, а также динамика формирования прямолинейных дорожек вихрей имеют циклический характер, который регулируется крупномасштабными пульсациями потока. Показано, что количество вихрей в дорожке обратно пропорционально  $\alpha_p$  и  $M$ . Получены вторичные неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающиеся на сдвиговых слоях в вихре, инициированном первичной неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова. Предложен механизм перемешивания слоев газа, обусловленный вихреобразованием в передней области отрыва потока. Установлен механизм кумуляции ударных волн, генерируемых вихрями, связанный с их маховским отражением от торца тела. Установлены зависимости полученных эффектов от  $M$  и параметров канала, а также границы эффекта кумуляции по длине канала и  $\alpha_p$  для  $M=1.89$ .

4. Исследована генерация завихренности в вихрях и показан бароклинический характер полученных неустойчивостей. Показано, что для фиксированного диаметра источника размеры контактной структуры внутри первичного вихря (обусловленного неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова) определяются длиной образующей конического фронта предвестника. Показано, что значения плотности и давления в центрах вихрей, генерируемых полученными неустойчивостями, прямо пропорциональны  $\alpha_p$ , перепады плотности и давления между периферией вихря и его центром, а также скорость падения давления в центре вихря, определяются числом Маха набегающего потока, и значения плотности в центрах вихрей ниже для меньших диаметров источника. Получено, что температура газа в центрах вихрей имеет локальный максимум.

5. Получены режимы сверхзвукового обтекания торца цилиндра, характеризующиеся тенденцией к установлению незатухающих продольных пульсаций потока. Получены зависимости параметров торможения, силы сопротивления торца и координаты головной ударной волны от параметров набегающего потока и источника энергии. Установлен механизм пульсаций, основанный на перекачке масс газа между циркуляционным и возвратным потоками внутри ударного слоя и связанный с динамикой границы разогретой области внутри ударного слоя. Для тонких каналов ( $d/D \leq 0.1$ ) установлен качественно иной режим обтекания с превалированием мелкомасштабных флуктуаций параметров газа над крупномасштабными пульсациями.

При несимметричном подводе энергии получены зависимости давления торможения, положения точки торможения и силы сопротивления торца от параметров источника энергии и его расположения в потоке. Исследованы условия возникновения режимов обтекания с формированием дополнительной ударной волны. Показано, что установление статистически стационарных режимов происходит быстрее для больших значений плотности газа в канале и меньших расстояний между источником и осью симметрии. Получена

тенденция к установлению пульсационных режимов обтекания тела при уменьшении плотности газа в канале.

Исследованы пульсационные режимы при обтекании тел с полостями и показана возможность увеличения до трех раз падения силы лобового сопротивления под действием внешнего источника энергии. Показано, что падение силы сопротивления обусловлено воздействием крупномасштабных вихрей внутри ударного слоя. Установлено, что полученные эффекты более сильны для более длинных каналов и меньших значений плотности газа в канале.

б. Получены и исследованы периодические стационарные структуры потока, формирующиеся в области между поверхностью обтекаемого тела и параллельным ей тангенциальным разрывом. Показано, что механизм образования стационарных структур основан на множественном отражении первичной волны сжатия внутри области между торцом и фронтом разрыва.

Получены зависимости характеристик стационарных структур от параметров источника энергии и его расположения в потоке. Показано, что заостренность тела в ситуации с первоначально присоединенной ударной волной не влияет на количество колебаний в структуре (при неизменности параметров источника и диаметра тела). Для  $M=1.89$  исследованы границы возникновения режимов сверхзвукового обтекания тела, сопровождающихся генерацией стационарных структур.

#### ***IV. Список работ по теме диссертации***

1. *Азарова О.А., Грудницкий В.Г.* Расчет динамики двухфазного течения при взрыве в воде и последующей пульсации парогазовой полости // Акустика неоднородных сред. Динамика сплошной среды. 1991. Вып. 100 / Сибирское отделение РАН, Ин-т гидродинамики (Новосибирск). С. 3-8.
2. *Азарова О.А.* Разностная схема с выделением разрывов для расчета взрывных течений в жидкостях и газах // Акустика неоднородных сред. Динамика сплошной среды. 1992. Вып. 105 / Сибирское отделение РАН, Ин-т гидродинамики (Новосибирск). С. 8-14.
3. *Азарова О.А., Грудницкий В.Г.* Численные методы с выделением разрывов для расчета течений при локализованном выделении энергии в жидкостях и газах // Матем. моделирование. 1992. Т. 4. №12. С. 9-13.
4. *Азарова О.А.* Численное моделирование процессов при быстром выделении энергии в воде // Алгоритмы для численного исследования разрывных течений / Тр. ВЦ РАН. М., 1993. С. 80-98.
5. *Азарова О.А., Власов В.В., Грудницкий В.Г., Попов Н.А., Рыгалин В.Н.* Разностная схема на минимальном шаблоне и ее применение в алгоритмах выделения разрывов // Алгоритмы для численного исследования разрывных течений / Тр. ВЦ РАН. М., 1993. С. 9-55.
6. *Азарова О.А., Власов В.В., Грудницкий В.Г., Рыгалин В.Н.* Расчеты одномерных нестационарных газодинамических течений с выделением ударных волн и контактных разрывов // Алгоритмы для численного исследования разрывных течений / Тр. ВЦ РАН. М., 1993. С. 9-55.
7. *Азарова О.А., Яницкий В.Е.* Численное исследование статистических характеристик пульсаций плотности в потоке с ударной волной // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1998. Т. 38. №10. С. 1751-1757.
8. *Azarova O.A., Yanitskii V.E.* Density Pulsations in a Shock Wave Flow // Proc. of the 21<sup>st</sup> Intern. Symposium on Rarefied Gas Dynamics, 26-31 July, 1998, Marseille, France: Cepadues-Editions. 1999. С. 53-60.

9. *Азарова О.А., Грудницкий В.Г.* Расчет взрыва в воде с последующей пульсацией парогазовой полости // *Химическая физика*. 2000. Т. 19. №1. С. 18-21.
10. *Азарова О.А., Власов В.В., Грудницкий В.Г., Rogov В.С., Ширков П.Д.* Расчет динамики цилиндрического взрыва в газе с выделением основных разрывов // *Химическая физика*. 2000. Т. 19. №1. С. 15-17.
11. *Азарова О.А., Яницкий В.Е.* Флуктуации в потоке газа с ударной волной // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2000. Т. 40. №11. С. 1753-1760.
12. *Азарова О.А., Яницкий В.Е.* Численное моделирование прохождения N-волны в потоке газа с флуктуациями параметров // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2002. Т. 42. №1. С. 95-100.
13. *Kolesnichenko Yu. F., Brovkin V.G., Azarova O.A., Grudnitsky V.G., Lashkov V.A., Mashek I.Ch.* Microwave Energy Release Regimes for Drag Reduction in Supersonic Flows // Paper AIAA-2002-0353. P. 1-13.
14. *Kolesnichenko Yu. F., Brovkin V.G., Azarova O.A., Grudnitsky V.G., Lashkov V.A., Mashek I. Ch.* MW Energy Deposition for Aerodynamic Application // Paper AIAA-2003-361. P. 1-11.
15. *Kolesnichenko Yu.F., Azarova O.A., Brovkin V.G., Khmara D.V., Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Rvkin M.I.* Basics in Beamed MW Energy Deposition for Flow/Flight Control // Paper AIAA-2004-0669. P. 1-14.
16. *Азарова О.А., Грудницкий В.Г., Колесниченко Ю.Ф.* Численное исследование воздействия тонкого разреженного канала на сверхзвуковое обтекание тел с клиновидным выступом // *Матем. моделирование*. 2005. Т. 18. №10. С. 104-112.
17. *Azarova O.A., Grudnitsky V.G., Kolesnichenko Yu.F.* Some Gas Dynamic Aspects of Flow Control by MW Energy Deposition // Proc. 6<sup>th</sup> Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics, Moscow, May 24-27, 2005, V.1. P. 152-163.
18. *Азарова О.А., Грудницкий В.Г., Колесниченко Ю.Ф.* Стационарное обтекание тел сверхзвуковым потоком газа, содержащим бесконечный тонкий разреженный канал // *Матем. моделирование*. 2006. Т. 18. №1. С. 79-87.
19. *Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Anisimov Yu.I., Ivanov V.I., Kolesnichenko Yu. F., Azarova O.A.* Method of Vortex Flow Intensification under MW Filament Interaction with Shock Layer on Supersonic Body // Paper AIAA-2006-404. P. 1-13.
20. *Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Anisimov Yu.I., Ivanov V.I., Kolesnichenko Yu. F., Azarova O.A.* Gas Dynamics Effects Around the Body Under Energy Deposition in Supersonic Flow // Paper AIAA-2007-1231. P. 1-13.
21. *Azarova O.A., Kolesnichenko Yu.F.* On Details of Flow Structure during the Interaction of an Infinite Rarefied Channel with Cylinder Shock Layer // Proc. 7<sup>th</sup> Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics, Moscow / Institute of High Temperatures. 2007. P. 101-113.
22. *Азарова О.А., Колесниченко Ю.Ф.* Численное моделирование воздействия тонкого разреженного канала на сверхзвуковое обтекание цилиндрического тела с полостью сложной формы // *Матем. моделирование*. 2008. Т. 20. №4. С. 27-39.
23. *Farnaz Farzan, Olga Azarova, Yuri Kolesnichenko, Doyle Knight.* Interaction of Microwave Filament and Blunt Body in Supersonic Flow // Paper AIAA-2008-1356. P. 1-24.

24. *Azarova O.A.* Numerical Procedure and Modeling of Cylinder Pulse Flow with Instabilities of Contact Discontinuities // Proc. Int. Conference “Numerical geometry, grid generation and high performance computing (NUMGRID2008)” / A.A. Dorodnicyn Computing Center RAS, Moscow, 2008. P. 106-112.
25. *Doyle Knight, Olga Azarova, Yuri Kolesnichenko.* Drag Force Control via Asymmetrical Microwave Filament Location in a Supersonic Flow // Proc. Sixth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles. Versailles, France, Nov. 3-6. 2008. P. 1-8.
26. *Азарова О.А.* О некоторых механизмах динамики газа, установленных на основе модифицированных схем на минимальном шаблоне // Сб. «Высокопроизводительные вычисления в задачах механики и физики. Посвящается 75-летию со дня рождения А.В. Забродина». Москва, ИПМ им. М.В. Келдыша. 2009. С. 25-38.
27. *Doyle Knight, Olga Azarova, Yuri Kolesnichenko.* On Details of Flow Control via Characteristics and Location of Microwave Filament During Its Interaction with Supersonic Blunt Body // Paper AIAA-2009-847. P. 1-21.
28. *Азарова О.А.* Об одной разностной схеме на минимальном шаблоне для расчета двумерных осесимметричных течений газа. Примеры пульсирующих потоков с неустойчивостями // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2009. Т. 49. №4. С. 734-753.
29. *Olga Azarova, Yuri Kolesnichenko, Doyle Knight.* Instabilities and Vortex Characteristics during Interaction of Microwave Filaments with Body in Supersonic Flow // Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics, Moscow / Institute of High Temperatures. 2009, April. P. 348-358.
30. *Azarova O.A.* Modeling of Steady Flow Structures Accompanying Shear Layer Instability // Proc. Int. Conf. “Fluxes and Structures: Physics of Geospheres”, Moscow, MSU, June 2009. P. 22-27.
31. *Азарова О.А.* Моделирование стохастических пульсационных течений с неустойчивостями на основе разностных схем на минимальном шаблоне // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2009. Т.49. №8. С. 1466-1483.
32. *Olga Azarova, Doyle Knight, Yuri Kolesnichenko.* Instabilities, Vortexes and Structures Characteristics During Interaction of Microwave Filaments with Body in Supersonic Flow // Paper AIAA-2010-1004. P. 1-16.
33. *Азарова О.А.* Численные эксперименты по моделированию стационарных структур в задачах сверхзвукового обтекания с несимметричным подводом энергии // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2010. Т. 50. №10. С. 1466-1483.
34. *Olga Azarova.* Modeling of Instabilities and Contact Structures in Front Separation Areas Using Minimum-Stencil Difference Schemes // Electron Proc. 19<sup>th</sup> International Shock Interaction Symposium, Moscow, August 31 – September 3, 2010. P. 1-4.
35. *Azarova O.A.* Modeling of Instabilities and Contact Structures on the Base of Minimum-Stencil Difference Schemes Using Viscous and Inviscid Approaches // Proc. Int. Conference “Numerical geometry, grid generation and high performance computing (NUMGRID2010)” / A.A. Dorodnicyn Computing Center RAS, Moscow, 2010. P. 78-85.
36. *Olga Azarova, Yuri Kolesnichenko.* Specific Features of Supersonic Streamlining for Asymmetrical Energy Supply into External Flow // Proc. 9<sup>th</sup> Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics, Moscow / Institute of High Temperatures. 2010, April. P. 70-83.

37. *Olga Azarova, Doyle Knight, Yuri Kolesnichenko.* Characterization of Flow Mode Structures Initiated by Interaction of Microwave Filament with Supersonic Body // Paper AIAA-2011-1026. P. 1-14.
38. *O.A. Azarova.* Complex Conservative Difference Schemes in Modeling of Instabilities and Contact Structures // 28<sup>th</sup> Int. Symposium on Shock Waves (Manchester, July 2011). Vol.2. 2012. Springer. Ed. K. Kontis. P. 683-689.
39. *O. Azarova, D. Knight and Y. Kolesnichenko.* Pulsating Stochastic Flows Accompanying Microwave Filament / Supersonic Shock Layer Interaction // Shock Waves. 2011. V.21. №5. P. 439–450.
40. *Azarova O.A., Knight D., Kolesnichenko Yu. F.* Flow Control via Instabilities, Vortices and Steady Structures under the Action of External Microwave Energy Release // Proc. Inst. Mechanical Engineers, Part G: J. Aerospace Engineering DOI10.1177/0954410012461989. 2012. pig.sagepub.com

## **V. Цитируемая литература**

1. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников энерговыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684-687.
2. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Труды Матем. ин-та им. В.А. Стеклова. Современные проблемы механики и их приложения. 1989. Т. 186. С. 197-201.
3. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Нестационарное взаимодействие сферы с атмосферными температурными неоднородностями при сверхзвуковом обтекании // Изв. РАН. МЖГ. 1993. №4. С. 174-183.
4. *Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Смирнов В.А., Хазинс В.М.* Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №5. С. 146-151.
5. *Грудницкий В.Г., Прохорчук Ю.А.* Один прием построения разностных схем с произвольным порядком аппроксимации дифференциальных уравнений в частных производных // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. №6. С. 1249-1252.
6. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М. Наука. 1977. 656с.
7. *Lax P.D.* Weak Solutions of Nonlinear Hyperbolic Equations and Their Numerical Computation // Commun Pure and Appl. Math. 1954. V. 7. P. 159-193.
8. *Белоцерковский О.М., Грудницкий В.Г., Прохорчук Ю.А.* Разностная схема второго порядка точности на минимальном шаблоне для гиперболических уравнений // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1983. Т. 23. №1. С. 119-126.
9. *Толстых А.И.* О неявных разностных схемах третьего порядка точности для многомерных задач // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1976. Т. 16. №5. С. 1182-1190.
10. *Грудницкий В.Г., Подобряев В.Н.* О взаимодействии ударной волны с цилиндрическим резонатором // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1983. Т. 23. №4. С. 1008-1011.
11. *Баймиров Б.М., Грудницкий В.Г.* Численное исследование течений газа, возникающих при «многоточечном» выделении энергии // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1995. Т. 35. №2. С. 271-281.
12. *Richtmyer R.D.* Taylor Instability in Shock Acceleration of Compressible Fluids // Commun. Pure and Appl. Math. 1960. V. 13. P. 297-319.
13. *Мешков Е.Е.* Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. №5. С. 151-158.

14. *Hawley J.P., Zabusky N.J.* Vortex Paradigm for Shock-Accelerated Density-Stratified Interfaces // *Physical Review Letters*. 1989. V.63. № 12. P.1241-1245.
15. *Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н.* Системы квазилинейных уравнений. М. Наука. 1978. 687с.
16. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука. 1978. 736с.
17. *Picone J., Boris J. P.* Vorticity Generation by Shock Propagation Through Bubbles in a Gas // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 189. P. 23-51.
18. *Samtaney R., Zabusky N. J.* Circulation Deposition on Shock Accelerated Planar and Curved Density Stratified Interfaces // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 269. P. 45-78.
19. *Ogino Y., Ohnishi N., Taguchi S., Sawada K.* Baroclinic Vortex Influence on Wave Drag Reduction Induced by Pulsed Energy Deposition // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21. 066102. P. 1-11.
20. *Giordano J., Burtschell Y.* Richtmyer-Meshkov Instability Induced by Shock-Bubble Interaction: Numerical and Analytical Studies With Experimental Validation // *Phys. Fluids*. 2006. V. 18. 036102. P. 1-10.
21. *Anderson K., Knight D.* Interaction of a Heated Filament with a Blunt Body in Supersonic Flow // *AIAA Paper-2010-1381*. 2010. P. 1-35.
22. *Anderson K., Knight D.* Thermal and Aerodynamic Effect of Energy Deposition on Blunt Body in Supersonic Flow // *Paper AIAA 2011-1024*. P. 1-12.
23. *Georgievsky P.Y., Levin V.A.* Stability Problem for Front Separation Regions Control Realized by Energy Deposition // *Paper AIAA-2006-402*. P. 1-7.
24. *Фридман А.М.* Предсказание и открытие сильнейших гидродинамических неустойчивостей, вызванных скачком скорости: теория и эксперимент // *Успехи физических наук*. 2008. Т. 178. №3. С. 225-242.
25. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // *Изв. РАН. МЖГ*. 2003. №5. С. 154-167.
26. *Georgievsky P.Y., Levin, V.A.* Hysteresis Effect and Stability Problem for Flow-over-Body Control Realized by Local Energy Deposition. Proc. 6<sup>th</sup> Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics, Moscow, Institute of High Temperatures. 2005. V. 3. P. 751-757.
27. *Антонов А.Н., Елизарова Т.Г., Павлов А.Н., Четверушкин Б.Н.* Математическое моделирование колебательных режимов при обтекании тела с иглой // *Матем. моделирование*. 1989. Т. 1. №1. С. 14-23.
28. *Feszly D., Badcock K., Richards B.E.* Driving Mechanisms of High-Speed Unsteady Spiked Body Flows, Part 1: Pulsation Mode // *AIAA Journal*. 2004. V. 42. №1. P. 95-106.
29. *Nemchinov I.V., Artem'ev V.I., Bergel'son V.I., Hazins V.M., Orlova T.I., Rybakov V.A.* Rearrangement of the Bow Shock Shape Using a "Hot Spike" // *Shock Waves*. 1994. № 4. P. 35-40.
30. *Коротаева Т.А., Фомин В.М., Шашкин А.П.* Пространственное сверхзвуковое обтекание заостренного тела при подводе энергии перед ним // *Прикладная механика и техническая физика*. 1998. Т. 39. №5. С. 116-121.
31. *Антонов А.Н., Елизарова Т.Г., Четверушкин Б.Н., Шеретов Ю.В.* Численное моделирование пульсационных режимов при сверхзвуковом обтекании полого цилиндра // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 1990. Т. 30. №4. С. 548-556.

Сотскатель



Азарова О.А.

Ответственный за выпуск О.А. Азарова

Подписано в печать

Формат бумаги, Усл. печ. л. 2.0,

Уч.-изд. л. 2.0, Тираж 100 экз., Заказ №

Отпечатано в типографии \_\_\_\_\_

Москва \_\_\_\_\_