

ФАНО России  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича  
Сибирского отделения Российской академии наук (ИТПМ СО РАН)

*Семенов Александр Николаевич*

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

об основных результатах подготовленной научно—квалификационной работы  
(диссертации)

*«Численное моделирование задач гидродинамической неустойчивости»*

Направление подготовки:

01.06.01 — Математика и механика

Специальности подготовки: 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы;

Научный руководитель

*Д.ф.-м.н.*

*профессор*

*Гапонов Сергей Александрович.*

Новосибирск 2018

**Актуальность.** Задачи теории устойчивости пограничных слоев напрямую связаны с проблемой ламинарно-турбулентного перехода. С конца 19-го века, исследованиям ламинарно-турбулентного перехода уделялось большое внимание. Интерес к этой проблеме объясняется не только с точки зрения фундаментальной задачи, а с возможностью прикладного применения. Состояние потока влияет на летные характеристики летательного аппарата. Переход течения к турбулентному режиму значительно ухудшает характеристики летательного аппарата. В частности, он значительно повышает сопротивление трения, как при дозвуковых скоростях, так и при сверх- и гиперзвуковых скоростях. При высоких числах Маха возможно многократное повышение тепловых потоков у поверхности при турбулентном обтекании. Таким образом, знание положения точки перехода от ламинарного течения к турбулентному потоку и управление ей становится первостепенной задачей при проектировании сверхзвуковых аппаратов. Сдвиг точки перехода вниз по потоку снизит тепловую нагрузку на поверхность и качественно повысит летные характеристики, что прямо влияет на экономическую составляющую аппарата.

В настоящее время считается, что в случае малых внешних возмущений переходу предшествуют, по крайней мере, три стадии. Первая (восприимчивость) связана с взаимодействием внешних возмущений с пограничным слоем и порождением нарастающих собственных колебаний, и в настоящее время активно изучается. Наиболее обещающим подходом в ее решении, по-видимому, является прямое численное моделирование. Вторая стадия развития (линейного) порожденных колебаний описывается классической теорией устойчивости, которая в настоящее время хотя и хорошо разработана, но не может гарантировать, что полученные спектральное значение соответствует возмущению с максимальным инкрементом. Наконец, линейное развитие переходит в стадию нелинейного взаимодействия возмущений, завершающегося переходом к турбулентному состоянию. Как и задача восприимчивости, нелинейное развитие возмущений, по-видимому, может быть описано только прямым численным моделированием.

Все это подчеркивает актуальность численного моделирования задач устойчивости, применительно к проблеме ламинарно-турбулентного перехода сверхзвуковых пограничных слоев.

**Цели и задачи.** Целью работы являлось численное исследование задач теории устойчивости сверхзвукового пограничного слоя, а именно, определение наиболее растущих во времени возмущений, и прямое численное моделирование линейного развития возмущений в сверхзвуковом пограничном слое.

Для этого решались задачи:

- 1) Эволюционным методом установить наиболее растущие волны. Создана программа, с помощью которой в плоскопараллельном течении получены наиболее растущие волны. Этим методом изучено влияние направления вдува газа с поверхности на устойчивость пограничного слоя при обтекании пластины потоком с числом Маха равном 2.
- 2) Численное моделирование взаимодействия внешней свободно-ориентированной в пространстве медленной акустической волной и сверхзвукового пограничного слоя при махе 2, сравнение с экспериментом.
- 3) Численное моделирование развития единичного пакета возмущений в сверхзвуковом пограничном слое при махе 2 и 2.5.
- 4) Численное моделирование введения периодических возмущений и развитие вниз по потоку в сверхзвуковом пограничном слое при числе маха 2 и 2.5, сравнение с экспериментом.

**Степень разработанности темы исследования.** Исследования, связанные с ламинарно-турбулентным переходом, ведутся уже на протяжении практически 80-лет в рамках экспериментального подхода и примерно 50 лет в рамках численного подхода. Но до сих пор нет понимания, как происходит процесс перехода и лишь на основе эмпирических фактов можно им управлять. Исследования на основе численных методов лишь в конце 20-го века вышли на качественно новый уровень с началом применения прямого численного моделирования, которое позволяет решать задачи, связанные с обтеканием поверхностей любой формы, описывает как линейные, так и нелинейные процессы. Даже с учетом этих возможностей остается множество ограничений накладываемыми численными схемами, недостатком вычислительных мощностей и ограничения, связанные с архитектурами вычислительных машин. Данная работа использует плоскопараллельную теорию и прямое численное моделирование в решении задачи связанных с восприимчивостью и переходом в сверхзвуковом пограничном слое и пытается более полно изучить данный процесс.

**Научная новизна.**

- 1) Предложен новый метод решения задачи об устойчивости пограничного слоя, основанный на эволюционном развитии возмущений во времени
- 2) Впервые исследовано влияние направления вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя.
- 3) Впервые численно исследовано взаимодействие свободно ориентированной в пространстве медленной акустической волной и сверхзвукового пограничного слоя, а также получены данные о нарастании амплитуд возмущений внутри пограничного слоя.
- 4) Впервые проведено численное моделирование развития единичного пакета возмущений вниз по потоку для чисел маха 2.
- 5) Полученные новые данные о развитии возмущений вниз по потоку внутри пограничного слоя, данные были сопоставлены с экспериментальными и теоретическими, полученными согласно локально непараллельной теории.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Теоретическая значимость работы заключается в том, что получены новые результаты о взаимодействии сверхзвукового пограничного слоя с медленной акустической волной и ее восприимчивость. Также были комплексно исследованы механизмы развития возмущений вниз по потоку внутри пограничного слоя, как для единичных возмущений, так и для периодических. Дальнейшее использование начатых исследований прямого численного моделирования позволяет надеяться на возможность получения надежных теоретических данных по развитию возмущений конечных амплитуд вплоть до начала ламинарно-турбулентного перехода

Практическая значимость работы заключается в том, что рассмотренные процессы о взаимодействии пограничного слоя и развитии возмущений внутри пограничного слоя могут лучше понять причины ламинарно-турбулентного перехода, тем самым помочь в затягивании перехода. Кроме того, данные численные результаты и полученный опыт может быть применен и к другим экспериментальным работам с контролируемым возмущениями в дозвуковых и гиперзвуковых экспериментах. Тем самым может помочь в более точной постановке и расшифровке эксперимента. Работа показывает, что численное моделирование, даже на данной стадии развития уже в состоянии моделировать эксперимент и дает огромные массивы информации о нестационарных и нелинейных течениях.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Достоверность результатов обосновывается их сравнением с классической теорией устойчивости и сопоставлением с известными экспериментальными данными.

Основные результаты докладывались 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), международная конференция “The 13th Asian symposium on visualization” (Новосибирск, 2015), “XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики” (Казань, 2015 г.), “Актуальные проблемы вычислительной и прикладной математики-2015” (Новосибирск, 2015), международная конференция по методам аэрофизических исследований ICMAR 2016, XXII международная конференция “Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность”(Москва, 2016), XI Всероссийской конференции молодых ученых “Проблемы механики : теория, эксперимент и новые технологии” (Новосибирск-Шерешеш, 2017, 2018 гг.), международная конференция “7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS 2017)” (Милан, 2017), международная конференция “XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017)” (Новосибирск, 2017), “Пятой открытой Всероссийской (XVII научно-технической) конференции по аэроакустике” (Москва 2017),

#### **Положения, выносимые на защиту;**

- 1) Новый метод решения задач об устойчивости пограничного слоя, основанный на эволюционном развитии возмущений во времени, собственный расчет код и его верификация.
- 2) Результаты численного моделирования влияния вдува газа через пористую поверхность на устойчивость пограничного слоя.
- 3) Результаты численного моделирования взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя и медленной акустической волны: продольной, косой, падающей и всевозможные их комбинации.
- 4) Результаты численного моделирования развития возмущений внутри сверхзвукового пограничного слоя вниз по потоку, как для единичного пакета возмущений, так и для периодически вводимых.

**Полнота изложения материалов НКР в опубликованных работах (в том числе – в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК);**

### **Публикации по теме данной работы (рекомендованные 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, No.2. -С. 18-26. [ВАК].
- 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. [Scopus]
- 3) 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. -Vol.1770. -S.1., 2016. -030036 p. [WoS].
- 4) 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. -Vol.1893, No.1. -S.1.: AIP Publishing, 2017. -030083 p. [WoS].
- 5) Гапонов С.А., Семенов Н.В. Численное моделирование взаимодействие сверхзвукового пограничного слоя с акустической волной // МЖГ, отправлено в печать.

### **Дополнительные публикации по теме:**

- 1) Gaponov S.A., Semenov A.N. Solution evolutionary method of compressible boundary layers stability problems // International Journal of Mathematical and Computational Methods. - 2016. -Vol.1. -P. 175-181.
- 2) Gaponov S.A., Semenov A.N. Numerical simulation of the sound waves interaction with a supersonic boundary layer // WSEAS Transactions on Fluid Mechanics. - 2017. -Vol.4. -P. 21-26. Журнал
- 3) Дрясов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Семенов А.Н. Влияние вихревых возмущений на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое на скользящем крыле при  $M = 2,5$  // Вестник НГУ. Сер. Физика. - 2016. -Т.11, No.1. -С. 16-22. [ВАК].
- 4) Gaponov S.A., Semenov A.N. The computational simulation of a disturbances excitation in a compressible boundary layer by spatial sound waves //

International journal of mathematics and computers in simulation. - 2017. - Vol.11. -P. 32-38.

- 5) Яцких А.А., Семенов А.Н., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Влияние параметров импульсного разряда на возмущения сверхзвукового пограничного слоя плоской пластины // Сибирский физический журнал. - 2017. -Т.12, No.3. -С. 41-48.
- 6) Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Косорыгин В.С., Семенов Н.В., Семенов А.Н., Смородский Б.В., Яцких А.А. Влияние малых углов атаки на ламинарно-турбулентный переход на скользящем крыле при числе Маха  $M = 2$  // Сибирский физический журнал. - 2017. -Т.12, No.3. -С. 35-40.
- 7) Semionov N.V., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Dryasov A.D., Semenov A.N., Yatskikh A.A. The influence of flow parameters on the transition to turbulence in supersonic boundary layer on swept wing // 18th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR2016) (Russia, Perm, 27 Jun.-3 Jul., 2016) : AIP Conference Proceedings. -Vol.1770. -S.1., 2016. -030050 p. [WoS].
- 8) Semionov N.V., Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Semenov A.N., Smorodsky B.V., Yatskikh A.A. The effect of small angle of attack on the laminar-turbulent transition in boundary layer on swept wing at Mach number  $M=2$  // 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. -Vol.1893, No.1. -S.1.: AIP Publishing, 2017. -030086 p. [WoS].

## Основное содержание

**Введение.** Первая часть работы посвящена теоретическому исследованию влияния направления вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с использованием классического метода элементарных волн и эволюционного метода при числе Маха 2. Установлено, что с уменьшением угла наклона вдува газа к плоскости пластины устойчивость пограничного слоя повышается, а тангенциальный вдув слабо влияет на устойчивость пограничного слоя.

**В первой части** работы берутся хорошо известные уравнения Навье-Стокса, неразрывности и энергии. Будет производиться исследования развития возмущений во времени на плоской пластине при высоких числах Рейнольдса  $Re_x = u_e^* x \rho_e^* / \mu_e^* = 1000$ . Исследовалось плоско-параллельное течение, то есть основной поток зависел только от нормальной координаты  $y$ . Система была

обезразмерена и записывалась в приближении Дана-Линя, то есть для линейных возмущений в двухмерном пограничном слое:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = -U \frac{\partial f}{\partial X} - \varphi \frac{\partial U}{\partial Y} - \frac{T_0}{\gamma M^2} \frac{\partial \pi}{\partial X} + \frac{\mu T_0}{Re} \frac{\partial^2 f}{\partial Y^2},$$

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} = -U \frac{\partial h}{\partial X} - \frac{T_0}{\gamma M^2} i \beta \pi + \frac{\mu T_0}{Re} \frac{\partial^2 h}{\partial Y^2},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = -U \frac{\partial \varphi}{\partial X} - \frac{T_0}{\gamma M^2} \frac{\partial \pi}{\partial Y},$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \tau} = -U \frac{\partial \zeta}{\partial X} - \varphi \frac{\partial r}{\partial Y} - \frac{d}{dY} \left( \frac{1}{T_0} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial X} + i \beta h + \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = - \left[ U \frac{\partial \theta}{\partial X} + \varphi \frac{\partial T}{\partial Y} \right] - (\gamma - 1) T_0 \left( \frac{\partial f}{\partial X} + i \beta h + \frac{\partial \varphi}{\partial Y} \right) + \frac{\gamma \mu T_0}{Pr Re} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2},$$

$$\pi = \frac{r}{\rho} + \frac{\theta}{T}.$$

В данной работе впервые для нахождения наиболее неустойчивых частот предложен и реализован эволюционный метод. Суть такого подхода состоит в том, что при произвольном задании начальных данных и достаточно больших временах, будут превалировать возмущения с наибольшими инкрементами, которые изменяются по закону  $\exp[-i\omega\tau]$ . В автомодельной системе координат уравнения пограничного слоя имеют вид :

$$\frac{d}{dY} \left( \mu \frac{dU}{dY} \right) + g \frac{dU}{dY} = 0, \quad \frac{d}{dY} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{dT}{dY} \right) + g \frac{dT}{dY} + (\gamma - 1) M_e^2 \mu \left( \frac{dU}{dY} \right)^2 = 0, \quad \frac{dg}{dY} = \frac{U}{2T}$$

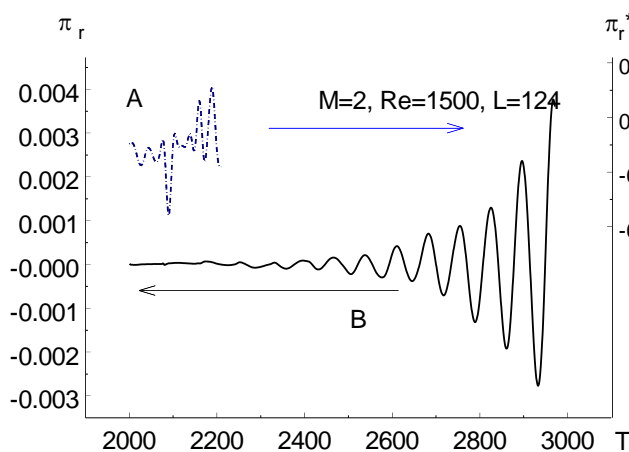


Рисунок 1 Зависимость реальной части амплитуды возмущения давления возле стенки ( $Y=0$ ) от времени

Здесь  $\gamma = C_p / C_v$  - показатель адиабаты,  $M = u_e^* / a_e$  - число Маха и  $a_e$  - скорость звука на границе пограничного слоя. На рисунке 1 приведена типичная ситуация распределения реальной давления на стенке, когда в начале расчета (А) мы видим случайный шум, который задавался как начальные данные и

далее на больших временах видим



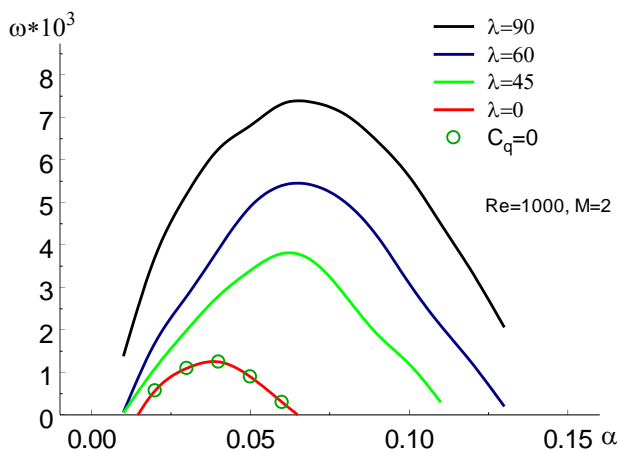


Рисунок 2 Зависимость степени нарастания от параметра  $\alpha$  при разных значениях  $\lambda$  ( $C_q = -0.5$ ) и  $C_q = 0$

экспоненциальный рост единственной частоты, которая является наиболее неустойчивой.

При вдуве однородного газа через стенку под углом  $\lambda$  к направлению основного потока компоненты скорости на стенке определим следующим образом:  $V(0) = G \sin \lambda$ ,  $U(0) = G \cos \lambda$ .

Вводится параметр  $C_q = -G \frac{Re}{T_w}$ ,

характеризующий интенсивность вдува или отсоса через поверхность. Данная система уравнений приводилась к системе уравнений первого порядка и интегрировалась по предложенной в работе схеме.

На рисунке показано как изменяется степень нарастания в зависимости от волнового числа  $\alpha$  при различных направлениях вдува для  $C_q = -0.5$ . Красная линия показывает тангенциальный вдув и зелеными кружками отмечены точки без вдува. Видно, что с уменьшением угла  $\lambda$  устойчивость пограничного слоя повышается, а тангенциальный вдув ( $\varphi = 0$ ) практически не влияет на устойчивость пограничного слоя. В то же время нормальный к поверхности вдув может усилить степень нарастания в несколько раз.

Вторая часть работы посвящена численному моделированию задачи взаимодействия медленной акустической волны и сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха равным 2. Численное моделирование выполняется с помощью пакета ANSYS. Данный подход был апробирован и верифицирован в работах [...]. Решалась задача для плоской пластины длиной в 6 см, для набегающего потока на скорости  $M=2$  и единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 5.5 \cdot$

$\frac{10^6}{m}$ . Расчетная область в случае двумерной задачи представляет собой прямоугольную область, разделенную на две части. Высота нижней части расчетной области соответствовала  $12\delta$  ( $\delta = \sqrt{(x \cdot \nu) / (\rho \cdot u)}$ ) и выбиралась из расчета общей длины пластины в 6 см. Высота верхней части области выбиралась так, чтобы ударная волна падала на заднюю стенку расчетной области. Для трехмерной задачи расчетная область показана

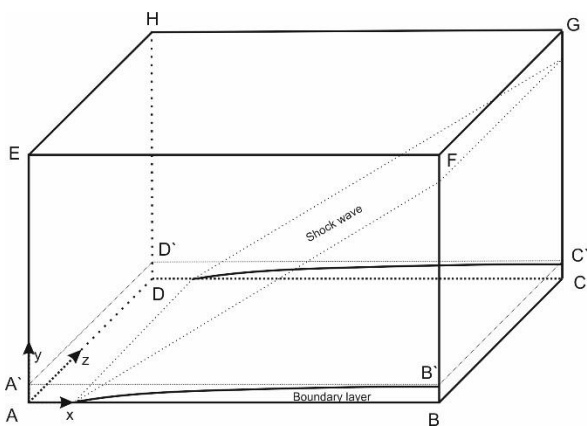


Рисунок 3 Схематическое изображение постановки задачи.

на рисунке 3. Расчетная сетка по координатам составляет: по оси X от 500 до 2000 ячеек, по оси Z от 50 до 250, по оси Y от 200 до 600. По нормальной координате на нижнюю часть приходилось от 100 до 400 ячеек и на верхнюю от 100 до 200. Решение задач проходит в два этапа, сначала проводился расчет стационарного течения. На втором этапе решалась нестационарная задача, на границах, где задавался набегающий поток, производилось дополнение к стационарному течению в виде периодических возмущений. Расчетная сетка тестировалась, как на основе уменьшения шагов сетки, так и путем сравнения данных с результатами, полученными на основе уравнений устойчивости параллельных течений вблизи стенки. Основные расчеты были выполнены при частоте колебания внешней акустической волны  $f=20\text{кГц}$ , что соответствует безразмерной частоте  $F=2\pi f\nu/(u_\infty^2)=0.45 \cdot [10]^{-4}$ .

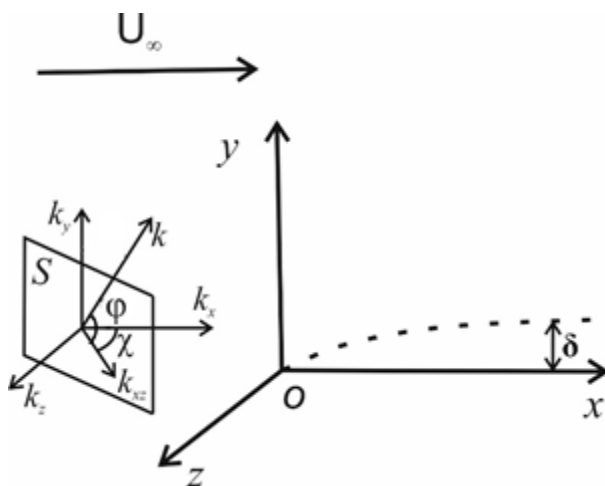


Рисунок 4 Схематическое изображение фронта акустической волны и пограничного слоя.

звуковой волны, произвольно ориентированной в пространстве, с пограничным слоем пластины изображено на рисунке 4. В данном случае основной поток направлен вдоль x, пластина располагается в плоскости  $O_{xz}$ , фронт волны обозначен как S. Волновой вектор k имеет проекции  $k_x$ ,  $k_y$  и  $k_z$  на соответствующие оси. Вектор  $k_{xz}$  - проекция k на плоскость  $O_{xz}$  и угол  $\chi$  определяет угол между  $k_x$  и  $k_{xz}$ . Угол  $\phi$  между k и  $k_{xz}$ . Акустическая волна

периодична по пространственным координатам. На рисунке 5 приводятся

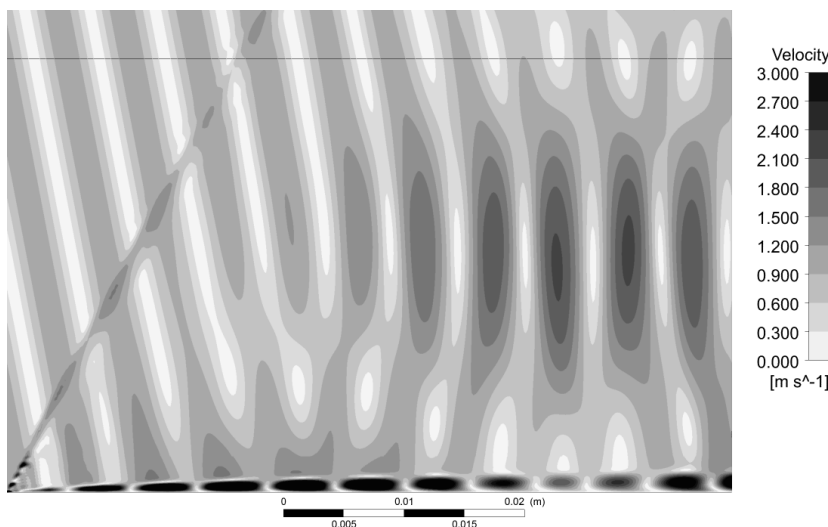


Рисунок 5 Контуры колебания полной компоненты скорости, вызванные падающей акустической волной ( $\chi=0^\circ$ ,  $\phi=30^\circ$ )

мгновенные контуры возмущения скорости, индуцированные падающей сверху акустической волной при значении  $\chi=0^\circ$  и  $\phi=30^\circ$ . На данном рисунке 5 приводится растянутый в три раза по нормальной компоненте пограничный слой. Стоит заметить, что на некотором расстоянии от пластины периодические структуры до и после

ударной волны совпадают, что может говорить о слабом влиянии ударной волны от острой передней кромки на внешние возмущения. Крайне важно заметить, что возмущения внутри пограничного слоя в несколько раз выше (черные пятна), чем возмущения в свободном потоке, что

согласуется с результатами, полученными на основе приближенных уравнений устойчивости плоскопараллельных течений. Так как в большинстве известных работ приводят данные по колебаниям давления на стенке, то нами были проведены сравнения абсолютных пиковых значений давления на стенке, а также

аналогично пиковые значения скорости внутри пограничного слоя и

амплитуду давления в этих же точках внутри пограничного слоя. В связи с тем, что перестройка ламинарного течения в турбулентное состояние связана с величиной турбулентных напряжений, которые пропорциональны скорости пульсаций, то разумнее следить именно за пульсацией скорости, а не за давлением на стенке. Сперва проводились расчеты по взаимодействию пограничного слоя с двумерными звуковыми волнами ( $\chi=0^\circ$ ). Рассматривалась пластина, облученная акустической волной как снизу, так и сверху. Расчет показал, что наиболее эффективное облучение происходит при падении акустической волны сверху под углом  $\varphi=30^\circ$ , в этом случае достигается 7-кратный рост амплитуды при  $Re=350$ . С ростом угла падения максимум сдвигается ближе к передней кромке. На следующем этапе исследовалась уже скользящая ( $\varphi=0^\circ$ ), но трехмерная волна ( $\chi\neq 0$ ). В этом случае результаты, аналогичны данным для падающих сверху волн. То есть критическое значение достигается на углах близких к 30 градусам с 7-кратным ростом, а с увеличением угла - пиковое значение приближается к передней кромке. Наконец, исследовалось взаимодействие пограничного слоя со звуковой волной, сложным образом ориентированной в пространстве ( $\chi, \varphi\neq 0$ ), результаты которого показаны на рисунке 6. Как видно из приведенных данных, получено десятикратное превышение амплитуды колебания скорости внутри слоя в сравнении с внешней акустической волной для углов  $\chi=\varphi=30^\circ$ , что превышает максимальные значения, полученные как при  $\chi=30^\circ$  ( $\varphi=0^\circ$ ), так и при  $\varphi=30^\circ$  ( $\chi=0^\circ$ ). Как отмечалось выше, максимумы возмущений скорости внутри пограничного слоя связаны с наличием критического слоя, где скорость в пограничном слое равна фазовой скорости

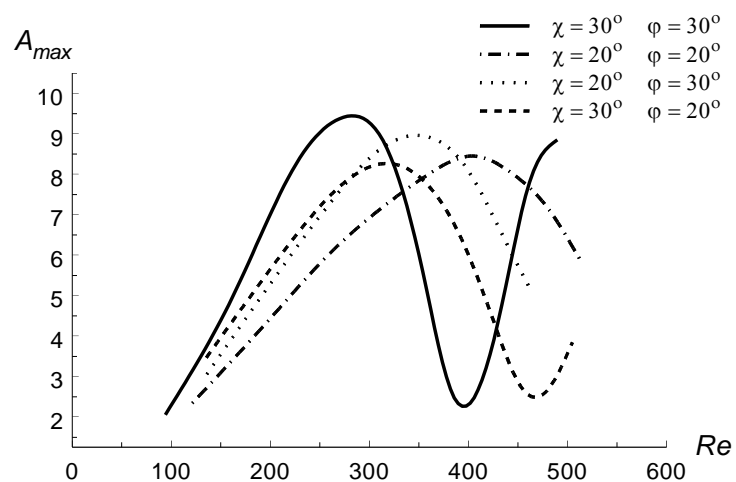
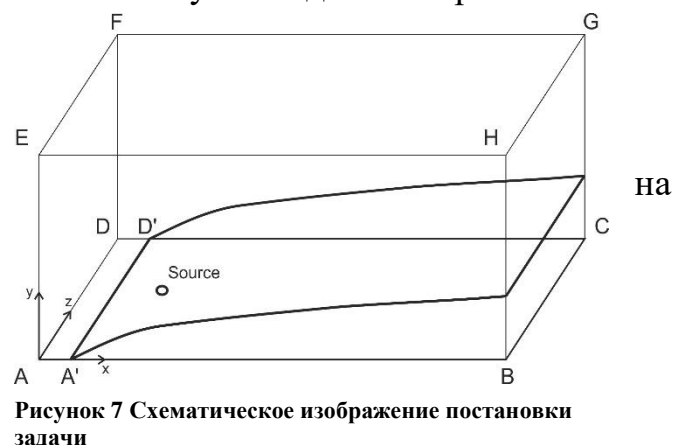


Рисунок 6 Амплитуды возмущения скорости внутри пограничного слоя для различных углов  $\varphi\neq 0^\circ$  и  $\chi\neq 0^\circ$ .

акустической волны в x-направлении. Поэтому логично предположить, что амплитуда возмущений внутри слоя зависит от фазовой скорости акустической волны. Учитывая, что в задачах  $\chi \neq 0^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ;  $\varphi \neq 0^\circ$ ,  $\chi = 0^\circ$  и  $\chi \neq 0^\circ$ ;  $\varphi \neq 0^\circ$  она 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.

Третья часть работы посвящена комплексному исследованию развития локализованных возмущений внутри пограничного слоя. В нашей работе проводится прямое численное моделирование развитие возмущений малых амплитудах локальных возмущений в пограничном слое при числах Маха равным 2 и условиям соответствующим экспериментальным из работ [Косинов, Семенов]. Схематически изображена



постановка задачи с источником, находящимся на 30 мм от передней кромки в случае  $M=2$  и 37 мм в случае  $M=2.5$ . Длина пластины равнялась 140мм, перед пластиной задавалась область длиной в 5мм. На пластине задавались условия адиабатической стенки. Высота расчетной области соответствовала примерно 20мм и на верхней границе EFGH ставились неотражающие граничные условия. Ширина области задавалась равной 40мм и этого было достаточно, чтобы на боковых границах возмущения равнялись нулю. Использовалась структурированная сетка со сгущением по Y координате ближе к пластине. Количество ячеек по оси x задавалось равным 750, по оси z 200 и по оси y 400. Для решения данной задачи использовался программный комплекс ANSYS, решение проводилось с теми же параметрами, что и во второй части работы. Решались нестационарные сжимаемые уравнения Навье-Стокса. Решение проходило в два этапа, на первом решалась стационарная задача. На втором этапе в области источника, то есть на расстоянии в 30/37 мм от передней кромки диаметром 1мм по центру пластины моделировался источник, путем введения нормальной компоненты скорости равной 25м/с. Данное граничное условие ставилось на время в 5,25 или 75 микросекунд и дальше снова возвращалось условие прилипания. Возмущение также вводилось через источник, но уже периодически с частотой в 20 кГц и амплитудой в 25 м/с Процесс расчета

продолжался до 1000 микросекунд. Во время этого расчета шаг по времени задавался равным  $1 \cdot 10^{-8}$  с.

В результате расчетов величина возмущений в зависимости от времени и координат, включая возмущения массового расхода, были получены линии постоянных величин продольного массового расхода при  $z=0$  по координатам  $y, t$  показано на рис. 2. Видно, что амплитуда массового расхода находится при  $y$  примерно соответствующим  $u=0.6u_\infty$ . Ниже все данные приводятся только при  $y_{max}$ , то есть на профиле  $u=0.6$ .

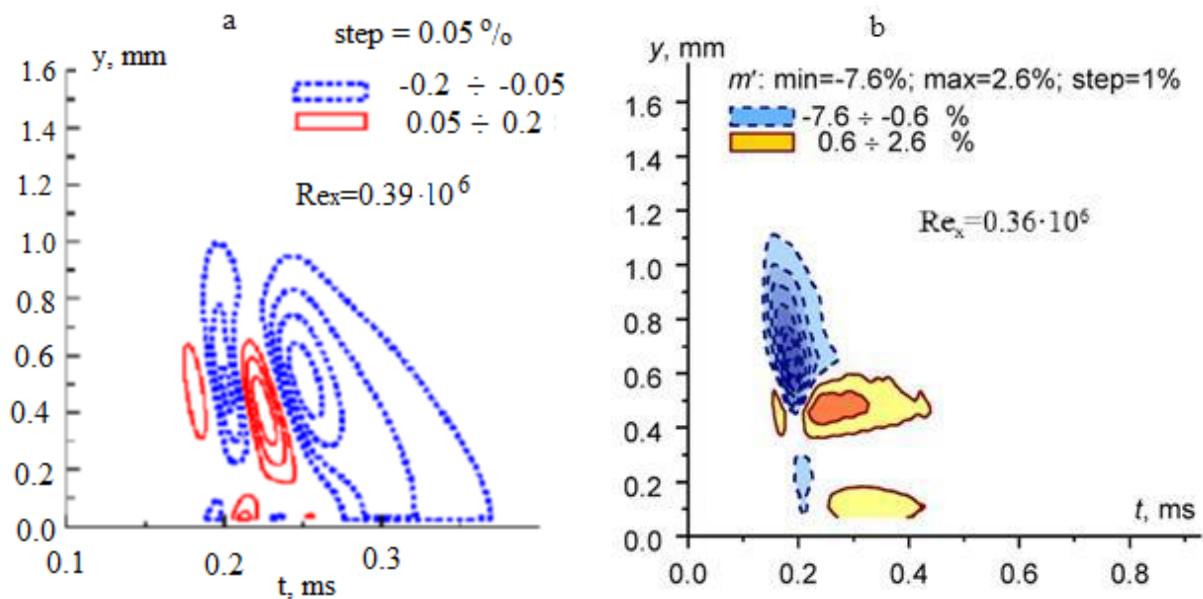


Рисунок 8 Амплитуда возмущения продольного массового расхода в координатах  $y, t$  при  $z=0$ . Слева приведены расчетные данные, справа экспериментальные.

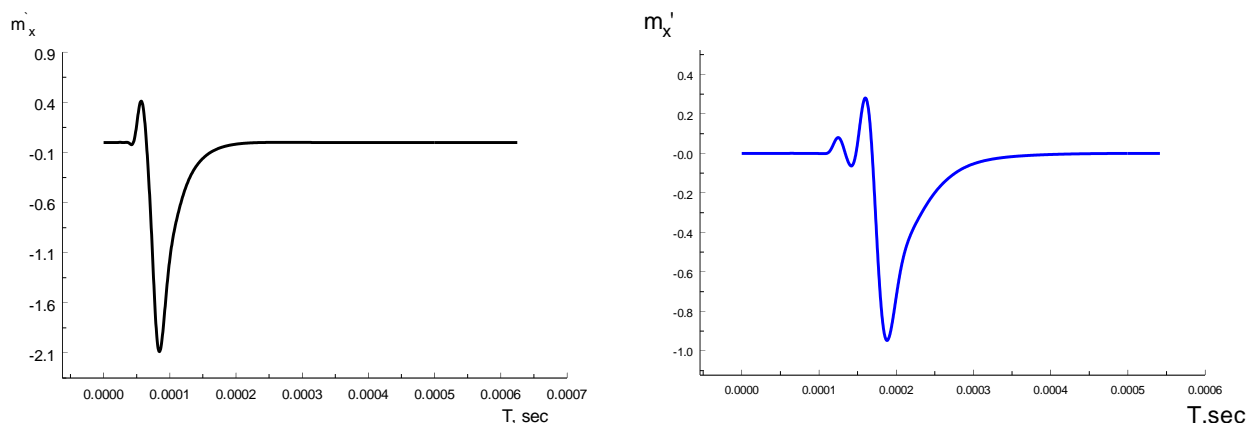


Рисунок 9 Амплитуда возмущения продольного массового расхода при  $x=50$  (Слева) и  $x=80$  (Справа) на уровне критического слоя.

Стоит отметить, что общая интенсивность возмущения уменьшается с ростом координаты. В тоже время, в области переднего фронта возмущения растут в процессе движения волнового пакета вниз по потоку, и его амплитуда возрастает.

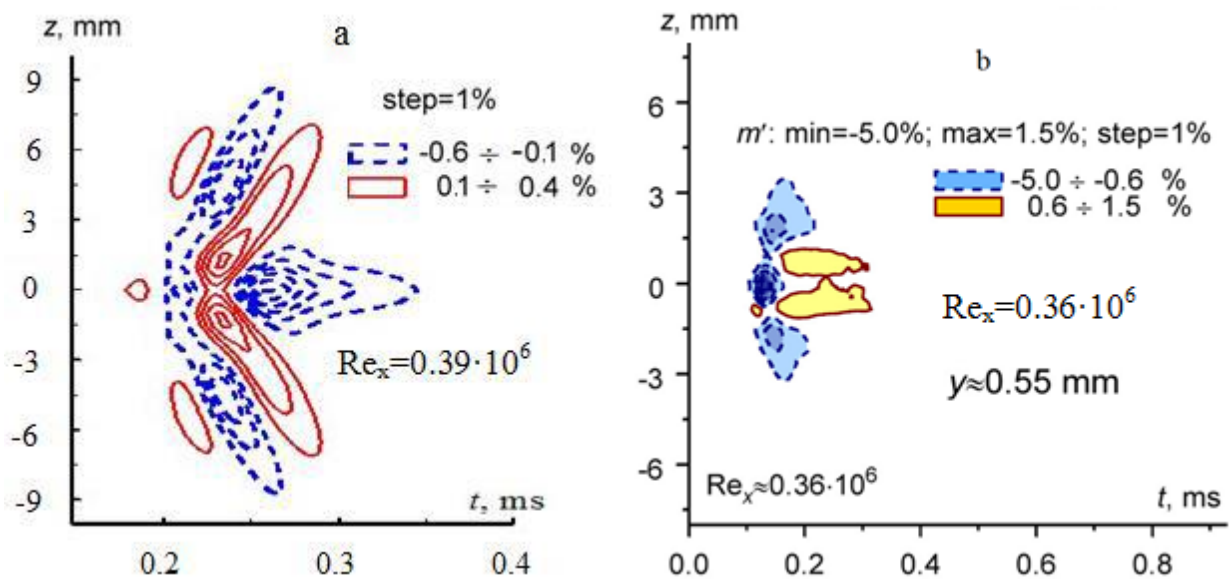
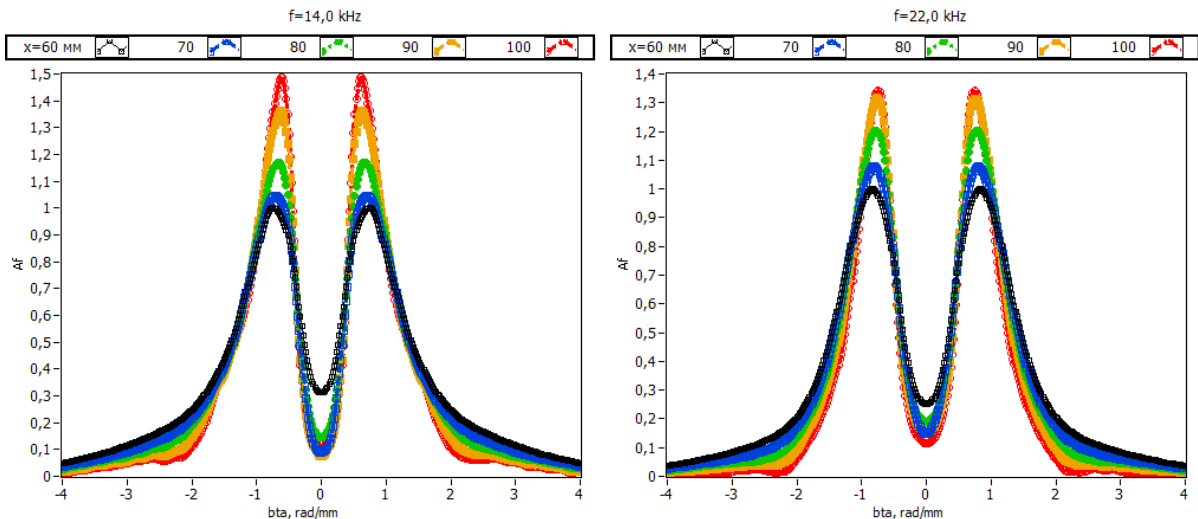


Рисунок 10 Контурные возмущения продольного массового расхода слева из расчетных данных, справа эксперимент.

Линии постоянных пульсаций массового потока волного пакета в ракурсе  $(z,t)$  показаны на рисунке 10 при  $y_{max}$  и  $x=60mm$  при  $Re_1=3,9*10^6$ , DNS (Рис 10 слева), экспериментальные результаты (Рис 10 справа). Из рисунков 8 и 10 стоит отметить, что величины схожи на экспериментальных и численных данных. Количественное расхождение объясняется легко различием в уровне возмущений, числа Рейнольдса и начального способа введения волнового пакета.

Пульсации массового потока исследовались при фиксированном  $y$  и по  $x$  по частотам и волновым числам согласно преобразованию:  $A_{f,\beta}(x) = A_{f,\beta}(x, y_{max}) * \exp(i\Phi_{f,\beta}(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m(x, y_{max}, t, z) e^{-i(\beta z - 2\pi f t)} dt dz$ .



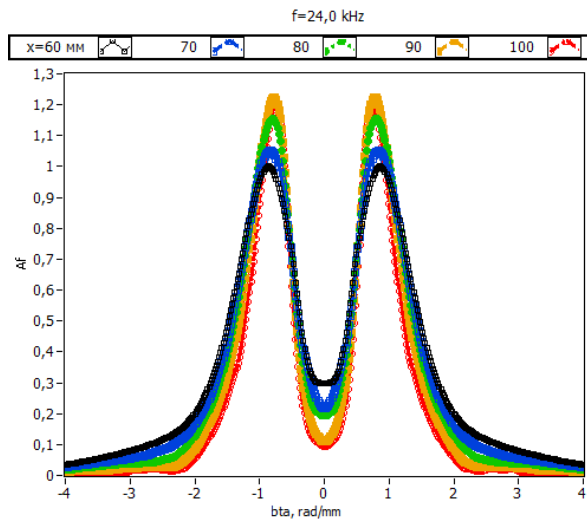


Рисунок 11 Результаты спектрального анализа, зависимость амплитуды частоты для разной продольной координаты

Из спектров (рис. 11) можно заметить, что максимальная величина амплитуды соответствует волновому числу  $\beta \approx 1$  рад/мм. Кроме этого, также стоит уделить внимание, что при данных параметрах максимальная величина достигается при  $x=100$ мм для частоты 22кГц. Для всех частот меньше 22кГц возмущения растут при  $\beta \approx 1$  с увеличением  $x$ . Для частот больше 24кГц соответствующий максимум возмущений лежит в области  $x < 100$ мм.

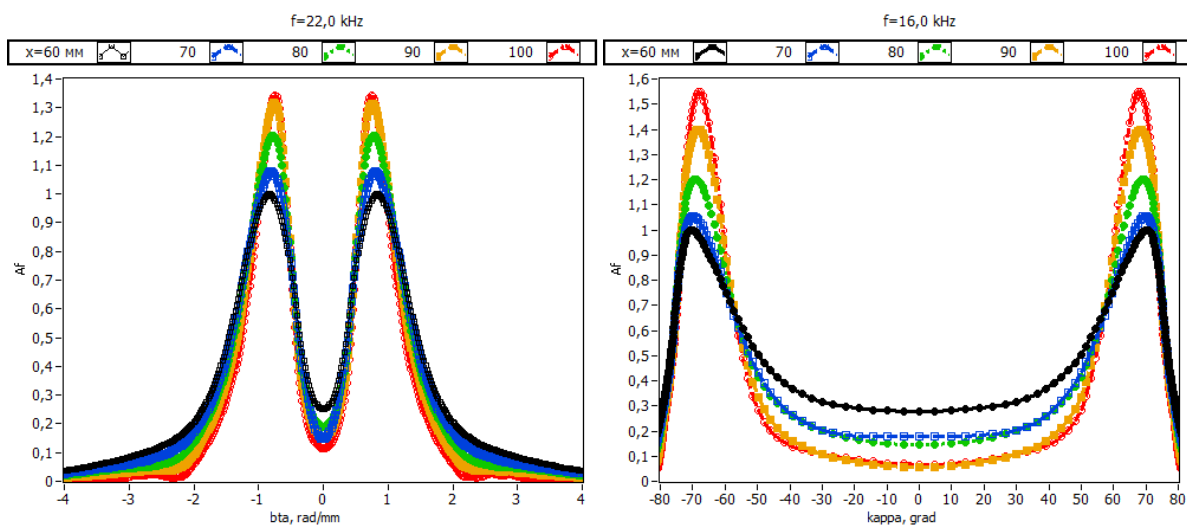


Рисунок 12 Зависимость амплитуд возмущения от угла наклона.

В зависимости от фазы по продольной координате  $\Phi_{\text{ф}}(x)$  возможно определить волновое число в направлении  $x$  и угол между основным потоком и вектором  $\mathbf{k} = \alpha \mathbf{i}_x + \beta \mathbf{i}_z$ , где  $\mathbf{i}_x$  и  $\mathbf{i}_z$  – единичные векторы координат. Соответствующий перерасчет данных соответствующие рисунку 11 показаны на рисунке 12 Эти вычисления показывают, что наибольшие амплитуды возмущений относятся к углам  $\chi = \text{карра} > 45^\circ$ , что в общем согласуется с данными из плоскопараллельной теории. Помимо этого было получено, что с увеличением частоты максимум сдвигается к большим  $\chi$ , так для частоты  $f=16$ кГц максимум соответствует  $\chi=65^\circ$ ,

а для  $f=22\text{кГц}$  уже  $\chi=80^\circ$ . В последнем случае волновое число в  $x$  направлении в 6 раз больше чем в  $z$  и фронт волны в общем параллелен направлению потока. Зависимость амплитуды от продольной координате (рис. 11) при фиксированном значении  $\beta$  позволяет вычислить пространственное нарастание  $\alpha_i = \frac{1}{2} \frac{d \ln(A_{\beta f})}{d Re}$  соответствующей волны, где  $Re = \sqrt{Re_x}$ . Для случая  $Re=600$ ,  $\chi=60^\circ$  и  $f=16\text{кГц}$  установлено  $\alpha_i=2*10^3$ . Это значение немного превосходит значение полученной из плоскопараллельной теории  $\alpha_i=1.5*10^3$  и полностью соответствует локальной непараллельной теории  $\alpha_i=1.96*10^3$ , где принимается во внимание нормальная компонента скорости и производные по  $x$  скорости и температуры.

Начало усиление трехмерных возмущений  $\chi=65^\circ$  наблюдаемое при  $Re=480$  ( $x=60\text{мм}$ ) что примерно соответствует локальной непараллельной теории ( $Re=450$ ). Поведение двумерных волн локального пакета не соответствует классической теории устойчивости. Наблюдая за всей расчетной областью  $x$  от 60 до 100мм, то есть  $Re$  от 480 до 630, то двумерные волны угасают, в то время как согласно локальной непараллельной теории они растут, хотя их максимум степени нарастания примерно в 4 раза меньше, чем для косой волны  $\chi=60^\circ$  при  $Re=600$ . Причина таких расхождений состоит в нелинейном влиянии волн с большей амплитудой ( $\chi=60^\circ$ ) на волны с малыми амплитудами ( $\chi=0^\circ$ ).

**В заключение** сформулированы основные выводы по каждой главе отдельно

## 1 Глава

1. Предложен новый метод решения задачи об устойчивости пограничного слоя, основанный на эволюционном развитии возмущений во времени.
2. Впервые исследовано влияние направления вдува газа через пористую поверхность на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя. В отличие от известного сильного влияния нормального к поверхности вдува на устойчивость пограничного слоя, тангенциальный вдув слабо влияет на устойчивость
3. Разработанный метод предполагается использовать в задаче об устойчивости сверхзвукового пограничного слоя при вдуве инородного газа, а численную схему, кроме того, для моделирования нелинейных задач ламинарно-турбулентного перехода.

## 2 Глава

1. Амплитуда колебания полной скорости превосходит в несколько раз амплитуду колебания давления внутри пограничного слоя и на стенке.



2. Амплитуда колебания внутри пограничного слоя больше, чем амплитуда колебания акустической волны в свободном потоке практически при всех углах для медленных акустических волн, что подтверждает выводы, сделанные на основе уравнений теории устойчивости параллельных течений.

3. Наибольшие значения амплитуды колебания скорости внутри пограничного слоя при малых числах Рейнольдса ( $Re < 500$ ) достигаются для акустической волны, падающей и скользящей под углами 30 градусов одновременно. В этом случае рост амплитуды скорости достигает 10 кратного значения.

4. Облучение акустической волной пластины сверху порождает внутри пограничного слоя более интенсивные колебания в сравнении со случаем облучения снизу, что согласуется с выводом работы [Судаков 2010], основанном на результатах численного моделирования взаимодействия двумерной звуковой волны ( $\chi=0$ ) с пограничным слоем на плоской пластине при числе Маха набегающего потока  $M=6$ .

5. При фиксированной координате существует оптимальная частота, при которой восприимчивость пограничного слоя наиболее эффективна.

### 3 Глава

1. В результате движения волнового пакета вниз по потоку установлено, что общая амплитуда уменьшается.
2. Максимальный вклад в общие возмущения вносит волны с волновым числом  $\beta=1$  мм/рад, что соответствует углу наклона наклона волны с пластиной Карра  $>40$ .
3. В зависимости от волнового числа  $\beta$  с ростом частоты максимум амплитуды сдвигается в область больших значений  $\chi$ .
4. Полученные пространственные коэффициенты усиления хорошо согласуются с локальной непараллельной теорией.