

Федеральное агентство научных организаций
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИТПМ СО РАН)

УДК 532.526
№ 01201351868
Инв. № 11/17

УТВЕРЖДАЮ
Директор ИТПМ СО РАН
чл.-корр. РАН
А.Н. Шиплюк
«29» декабря 2016 г.



ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ДОЗВУКОВЫХ СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ К МАЛЫМ И КОНЕЧНЫМ
ВОЗМУЩЕНИЯМ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫМ
ПЕРЕХОДОМ И СТРУКТУРОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
(заключительный)

Номер проекта в ИСГЗ ФАНО 0323-2014-0009

Приоритетное направление III. 22. Механика жидкости, газа и плазмы,
многофазных и неидеальных сред, механика горения, детонации и взрыва

Программа ФНИ СО РАН III.22.6. Исследование физических проблем
управления до- сверх- и гиперзвуковыми течениями неравновесных газовых и
плазменных сред










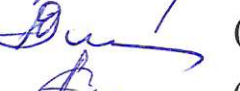





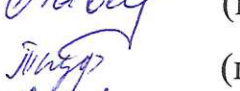



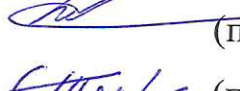



Протокол Ученого совета ИТПМ СО РАН
№ 12 от 01.12.2016

Руководитель проекта
д.ф.-м.н.


В.В. Козлов

Новосибирск 2016

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

- | | | | |
|---------------------|----------------------|--|----------------|
| 1. Козлов В.В. | зав. лаб., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.1, 2.10) |
| 2. Бардаханов С.П. | г.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.14) |
| 3. Бойко А.В. | г.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.11) |
| 4. Качанов Ю.С. | г.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.2 - 2.5) |
| 5. Курбацкий А.Ф. | г.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.13) |
| 6. Грек Г.Р. | в.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.10) |
| 7. Довгаль А.В. | в.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.9) |
| 8. Занин Б.Ю. | в.н.с., д.т.н. |  | (п. 2.7) |
| 9. Катасонов М.М. | в.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.8) |
| 10. Бородулин В.И. | с.н.с., д.ф.-м.н. |  | (п. 2.3, 2.4) |
| 11. Зверков И.Д. | с.н.с., к.т.н. |  | (п. 2.6) |
| 12. Иванов А.В. | с.н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.4, 2.5) |
| 13. Литвиненко Ю.А. | с.н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.10) |
| 14. Сорокин А.М. | с.н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.9) |
| 15. Яковенко С.Н. | с.н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.12) |
| 16. Литвиненко М.В. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.10) |
| 17. Горев В.Н. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.1) |
| 18. Козлов Г.В. | м.н.с. |  | (п. 2.10) |
| 19. Крюков А.В. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.6) |
| 20. Мищенко Д.А. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.4) |
| 21. Павленко А.М. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.7) |
| 22. Труфанов Д.Ю. | н.с., к.ф.-м.н. |  | (п. 2.14) |
| 23. Носырев И.П. | н. уст. |  | (п. 2.1) |
| 24. Сызранцев В.В. | в. инж/, к.ф.-м.н. | | (п. 2.14) |
| 25. Руденко Н.И. | РВК | | (п. 2.10) |
| 26. Зобов К. В. | м.н.с. | | (п. 2.14) |
| 27. Завьялов А.П. | м.н.с., к.ф.-м.н. | | (п. 2.14) |
| 28. Толкачев С. Н. | м.н.с., к.ф.-м.н. | | (п. 2.1) |

РЕФЕРАТ

Отчет: 127 стр., приложение

Дата начала и окончания НИР: 2013-2016.

Ключевые слова и словосочетания: сдвиговые течения, пограничный слой, гидродинамическая неустойчивость, восприимчивость к возмущениям потока, переход к турбулентности, управление течением.

Цель проекта: получение новых фундаментальных знаний о механизмах возникновения и развития турбулентности при низких дозвуковых скоростях потока, что позволит предложить новые способы управления сдвиговыми течениями.

Краткая характеристика полученных результатов

При выполнении проекта в 2013 -2016 годах получены новые научные данные в основных аспектах возникновения турбулентности в сдвиговых течениях, включая восприимчивость ламинарных течений к внешним воздействиям и неустойчивость слоев сдвига скорости к гидродинамическим возмущениям различного происхождения, по характеристикам турбулентности и возможным перспективным подходам к управлению дозвуковыми воздушными течениями. Результаты получены в сочетании экспериментальных и теоретических методов исследования. В экспериментальной части работы использованы низкоскоростные аэродинамические установки, комплекс измерительных методов, визуализация течений и отработанные способы моделирования последовательных стадий процесса ламинарно-турбулентного перехода. В теоретическом разделе проведены расчеты линейной устойчивости сдвиговых течений и характеристик турбулентности. Возможные области применения результатов работы – моделирование дозвуковых двух- и трехмерных пограничных слоев, отрывных, струйных течений, структуры турбулентности и разработка новых подходов к управлению подверженным гидродинамической неустойчивости сдвиговых течений, сопутствующих эксплуатации технических устройств различного назначения.

Важнейший результат 2016 года. Обнаружено новое физическое явление микроструйного диффузионного горения водорода. Найден диапазон скоростей и диаметров сопловых отверстий, при которых пламя разделяется на две зоны: с ламинарным и турбулентным течением. Зона с ламинарным течением является

стабилизатором горения всего пламени в целом, а в зоне с турбулентным течением происходит интенсивное смешение горючего с окислителем.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	стр. 5
1. Задачи работы по проекту в 2013 – 2016 годах (основные блоки).....	7
2. Основные результаты выполнения проекта	9
2.1. Пункт (блок) плана 1.....	9
2.2. Пункт (блок) плана 2.....	17
2.3.- 2.4. Пункты (блоки) плана 3-4.....	19
2.5. Пункт (блок) плана 5.....	27
2.6. Пункт (блок) плана 6.....	33
2.7. Пункт (блок) плана 7.....	42
2.8. Пункт (блок) плана 8.....	52
2.9. Пункт (блок) плана 9.....	59
2.10. Пункт (блок) плана 10.....	65
2.11. Пункт (блок) плана 11.....	80
2.12. Пункт (блок) плана 12.....	86
2.13. Пункт (блок) плана 13.....	94
2.14. Пункт (блок) плана 14.....	104
3. Заключение.....	114
4. Приложение	115
4.1. Перечень статей, опубликованных по тематике проекта в 2016 г. в соответствии с государственным заданием.....	115
4.2. Копия плана НИР по данной теме-проекту.....	119

ВВЕДЕНИЕ

Проблема гидродинамической неустойчивости и возникновения турбулентности в сдвиговых течениях остается одной из центральных в механике жидкости и газа. Наряду с необходимостью расширения фундаментальных представлений о свойствах течений, интерес к ней продиктован практическими запросами. Эксплуатация летательных аппаратов, других транспортных средств, аэродинамика наземных сооружений, эффективность различных промышленных технологий существенно зависят от состояния движения жидкости / газа вблизи обтекаемой поверхности. Решение данной проблемы позволило бы разработать надежные, более точные по сравнению с существующими, методы предсказания характеристик течений и предложить новые подходы к управлению ими, основанные на углубленном понимании явлений, происходящих в пристенной зоне потока.

К числу основных аспектов проблемы относится восприимчивость дозвуковых сдвиговых течений к гидродинамическим возмущениям, которые могут искусственно порождаться в слое сдвига скорости и на его границах. В свою очередь неустойчивость позволяет значительно усилить такие возмущения и, в результате, получить ощутимый эффект преобразования структуры течения. В ходе многолетних исследований отмеченных выше сторон проблемы получен обширный теоретический и экспериментальный материал; вместе с тем, ряд вопросов, относящихся к возникновению турбулентности и управлению течениями, остаются актуальными, требуя дальнейшего изучения.

В настоящее время работы по указанной тематике активно выполняются в зарубежных научных центрах и в ограниченном количестве – в отечественных организациях. К ним относится ИТПМ СО РАН, где проводится систематическое изучение ламинарно-турбулентного перехода и структуры турбулентности. В Лаборатории аэрофизических исследований дозвуковых течений ИТПМ СО РАН для этого применяются экспериментальные и теоретические методы.

Полученные таким образом знания фундаментального характера используются при поиске новых возможностей эффективного управления течениями несжимаемого газа. Опробованы различные пути целенаправленного воздействия на обтекание тел, т.н. пассивные и активные методы управления. В частности, рассмотрены способы вмешательства в тонкую структуру течений возбуждением в них возмущений малых масштабов с предельно низкими амплитудами. Результаты исследований соответствуют передовому мировому уровню работ в данной научной области, о чем свидетельствуют регулярное участие сотрудников лаборатории в международных конференциях, их статьи в ведущих зарубежных научных журналах по механике жидкости и газа (*J. Fluid Mech.*; *Exp. Fluids*; *Phys. Fluids*; *Eur. J. Mech. B/Fluids*; *AIAA J.*) и монографии, опубликованные издательством Springer в 2002, 2012 и 2016 гг.

Основная цель заявленных в проекте исследований состояла в получении фундаментальных знаний о механизмах возникновения и развития турбулентности при низких дозвуковых скоростях потока, что позволит предложить новые способы управления сдвиговыми течениями. В ходе выполнения проекта получены следующие научные результаты в рамках обозначенной выше общей задачи работы.

1. ЗАДАЧИ РАБОТЫ ПО ПРОЕКТУ В 2013 - 2016 ГОДАХ

(Основные блоки проекта)

1. Выявление механизмов возникновения турбулентности на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления.

2. Создание новых физических моделей процесса перехода, развивающегося в «естественных» условиях в пограничных слоях на ламинаризованных крыловых профилях.

3. Разрешение проблемы корректного способа определения коэффициентов локализованной восприимчивости вихрь-неровность, необходимого для оценки начальных амплитуд мод неустойчивости, возбуждаемых в двух- и трёхмерных пограничных слоях.

4. Получение характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения, как на гладкой поверхности, так и на поверхностях с неровностями. Определение величин соответствующих коэффициентов распределённой восприимчивости в зависимости от частот, поперечных и продольных волновых чисел.

5. Определение сценария ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла и зависимость положения начала перехода от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности, степени турбулентности набегающего потока и её спектрального состава при совместном и раздельном влиянии этих факторов. Определение пороговых амплитуд мод неустойчивости поперечного течения для начала перехода к турбулентности и выработка новых критериев оценки положения начала перехода.

6. Определение особенности перехода к турбулентности и отрыва пограничного слоя на перспективном крыле с волнистой поверхностью, возможности управления этими явлениями модификацией формы крыла.

7. Установление особенности структуры течения в пограничном слое летающего крыла, влияние на нее углов скольжения, атаки и уровня турбулентности потока.

8. Уточнение физической модели ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока.

9. Определение характеристик устойчивости отрывного течения на теле вращения при различных углах атаки и перспективных возможностей управления отрывом потока в подобных геометрических условиях.

10. Анализ физических процессов, ответственных за развитие и разрушение дозвуковых струйных течений.

11. Определение влияния формы обтекаемой потоком поверхности и ее вязкоупругих свойств на устойчивость сдвиговых течений жидкости (пограничных слоев, течениях в каналах), выработка критериев появления гидродинамической неустойчивости.

12. Расчеты характеристик глобальной перемежаемости турбулентности, для которой характерны короткие периоды турбулентного состояния среды и промежуточные периоды слабых флуктуаций с неподавленными стратификацией турбулентными вихрями на всех масштабах.

13. При помощи метода моделирования крупных вихрей с подсеточными моделями вихревой вязкости выделение эффектов неустойчивости и турбулентности, возникающей в геофизических течениях со стратификацией и неровностями подстилающей поверхности.

14. Создание прототипа установки для исследования развития колебаний в средах с наночастицами и выявление особенности формирования коллективных образований наночастиц в аэрозольных потоках.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРОЕКТА

2.1. Выявление механизмов возникновения турбулентности на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления



Рис.2.1.1. Область возможной «естественной» ламинаризации пограничного слоя.

Хорошо известны сложности процесса ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле. Описываются пять механизмов неустойчивости, характерные для трехмерного пограничного слоя, условия, при которых возмущения начинают нарастать вдоль по потоку. Три из них приводят к появлению продольных структур, на которых реализуется механизм вторичной неустойчивости. Особая роль принадлежит механизму неустойчивости поперечного течения (рис. 2.1.2), который реализуется в области благоприятного градиента давления и приводит к появлению продольных структур. Возбуждающим фактором в этом случае является шероховатость поверхности.

Механизм обтекания уединенного цилиндрического тела в пограничном слое плоской пластины, как упрощенного для понимания случая и наиболее изученного экспериментально, детально исследован и широко представлен в

научной литературе. Однако практически отсутствуют работы по исследованию ламинарно-турбулентного перехода вблизи линии растекания потока и в области благоприятного градиента давления, с учетом кривизны поверхности. Именно на экспериментальное исследование данной проблемы ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле направлена данная работа.

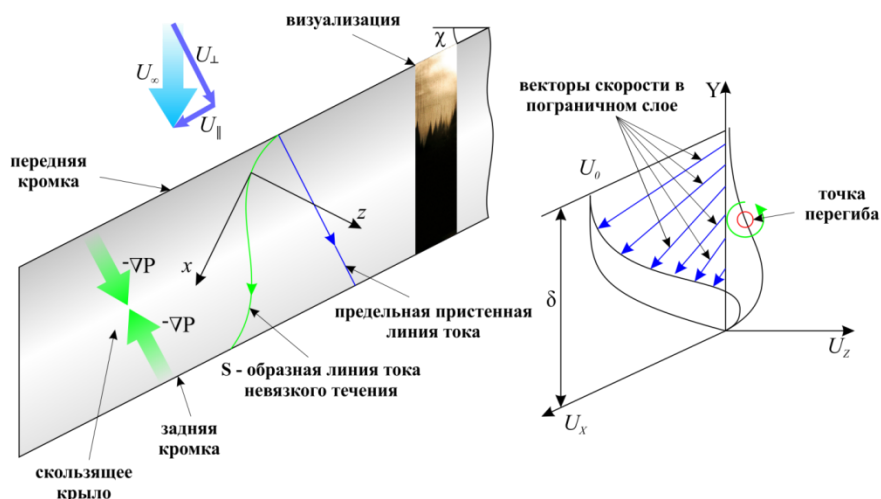


Рис. 2.1.2. Механизм неустойчивости поперечного течения на скользящем крыле.

Экспериментальные методики

Исследование структуры пограничного слоя над криволинейной поверхностью скользящего крыла и вблизи линии растекания потока, как показывает опыт, не простая задача. Методика сублимационных покрытий и термоанемометрия являются классическими для исследования ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле. Однако для получения картины визуализации методом сублимационных покрытий для интенсификации процесса приходится использовать достаточно высокие скорости (в работе 35 м/с). В то же время повышение скорости при термоанемометрических измерениях приводит к увеличению вибраций державки датчика, уменьшению толщины пограничного слоя, а, следовательно, и размеров возмущений.

Несмотря на различающуюся скорость набегающего потока, результаты исследования находятся в качественном согласии друг с другом.

В работе следующим шагом была адаптация методики жидкокристаллической термографии для исследования продольных структур. Доработка методики заключалась в использовании омического нагревателя (рис. 2.1.3), что позволяло проводить параметрические исследования в течение одного пуска аэродинамической трубы и интерпретации получаемых картин визуализации. При этом методика позволяет проводить эксперименты при небольших скоростях набегающего потока, что дает возможность параллельно выполнять термоанемометрические измерения.

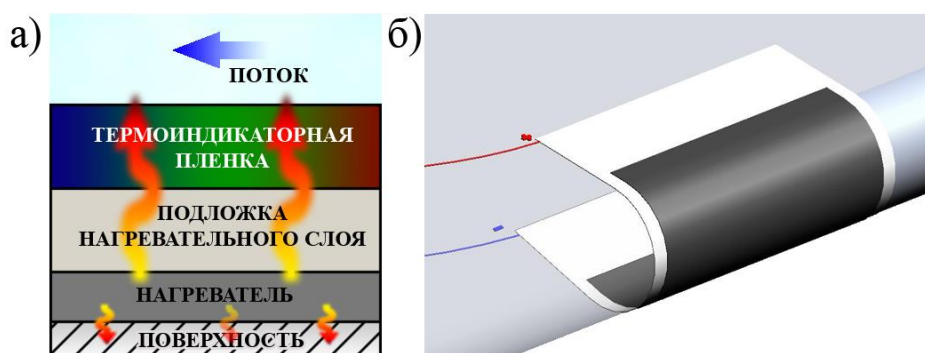


Рис. 2.1.3. Схема компоновки термоиндикаторного покрытия (а) и его расположения на передней кромке скользящего крыла (б).

В методической части были также проведены исследования возбуждения продольных структур сферическим элементом шероховатости (рис. 2.1.4). Показано, что структура полученных возмущений хорошо согласуется с возбуждением возмущений локализованным вдувом, что позволяет использовать его для моделирования элементов шероховатости с регулируемой эффективной высотой в методике контролируемых возмущений.

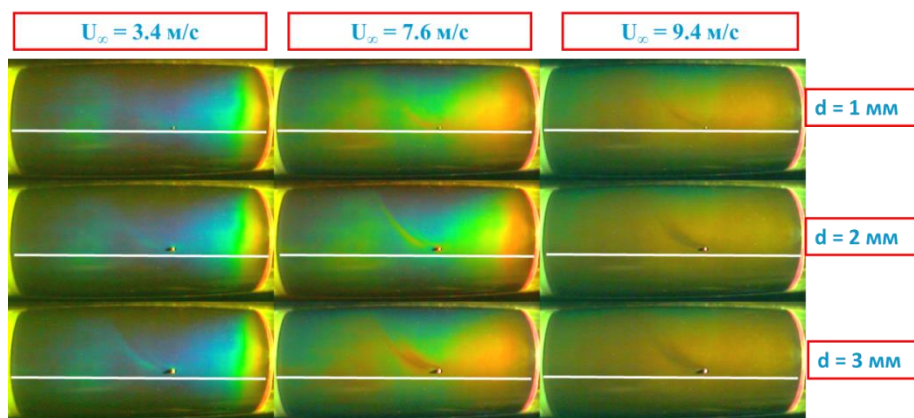


Рис. 2.1.4. Возбуждение продольных структур сферическим элементом шероховатости.

Возбуждение продольных возмущений цилиндрическим элементом шероховатости

Данный раздел посвящен циклу экспериментальных работ по исследованию возмущений, возбуждаемых цилиндрическим элементом шероховатости. В качестве модели крыла была выбрана модель скользящего крыла, профиль которой образован цилиндром и двумя сходящимися плоскостями. Диаметр цилиндрического элемента шероховатости составлял 1,6 мм. Высота выбиралась в диапазоне от 0,4 мм до 1 мм. Месторасположение шероховатости отсчитывалось от линии, соответствующей линии растекания при расположении крыла под нулевым углом атаки. В экспериментах (рис. 2.1.5) угол атаки выставлялся отрицательным от -7.2° до -12° для реализации благоприятного градиента давления над верхней плоскостью крыла.

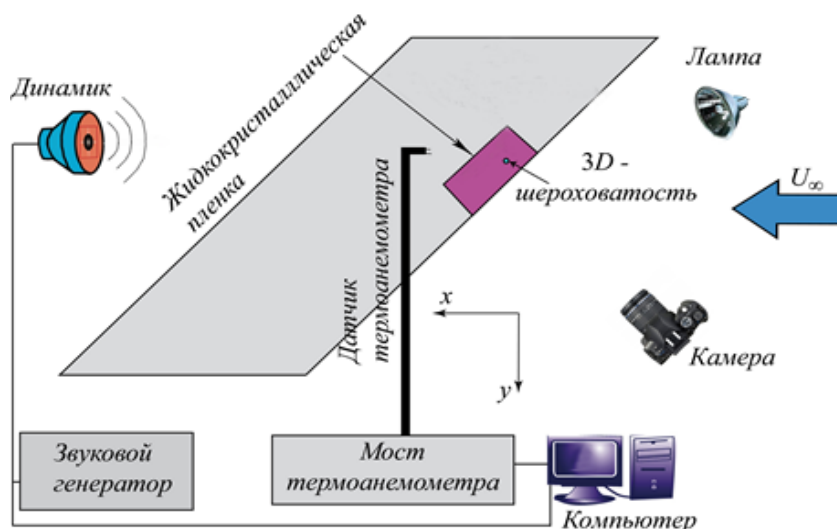


Рис. 2.1.5. Схема эксперимента.

Термоанемометрические измерения показали, что над верхней плоскостью крыла действительно реализуется благоприятный градиент давления. На передней кромке крыла был установлен элемент шероховатости. Термоанемометрические измерения (рис. 2.1.6) показали наличие двух противовращающихся вихрей, один из которых вдоль по потоку затухает. В области ядра усиливающегося стационарного вихря был обнаружен пакет высокочастотных возмущений. Показано, что в зависимости от скорости набегающего потока могут подключаться дополнительные нелинейные механизмы ламинарно-турбулентного перехода. В экспериментальной конфигурации при скорости набегающего потока 7,7 м/с высокочастотные возмущения не были обнаружены. Увеличение скорости до 10,4 м/с привело к появлению пакета волновых возмущений с выделенным частотным интервалом. Вдоль по потоку происходила трансформация спектра с заполнением низкочастотной составляющей спектра, что, в конечном счете, приводило к ламинарно-турбулентному переходу. При дальнейшем увеличении скорости набегающего потока амплитуда волнового пакета превысила $0.01U_\infty$, что привело к появлению в спектре кратных гармоник.

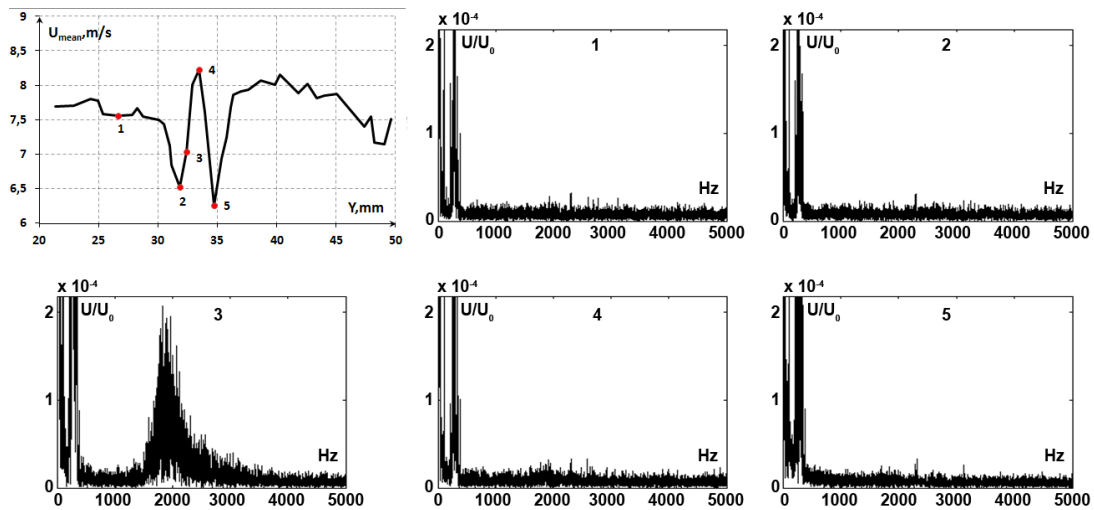


Рис. 2.1.6. Распределение скорости в трансверсальном направлении при $X_w = 0$ мм, спектры пульсаций скорости в характерных точках распределения скорости.

На картинах визуализации видно, что акустика большой амплитуды (85 дБ) из частотного интервала, соответствующего естественному волновому пакету вторичных возмущений, приводит к появлению дополнительных продольных структур (Рис. 2.1.7). В то же время, используя акустическое воздействие малой амплитуды (70.1 дБ) для возбуждения выделенной моды вторичного возмущения, было обнаружено резкое увеличение фазовой скорости с $0,56U_\infty$ до $0,63U_\infty$ при переходе из линейной стадии развития возмущения в нелинейную стадию.

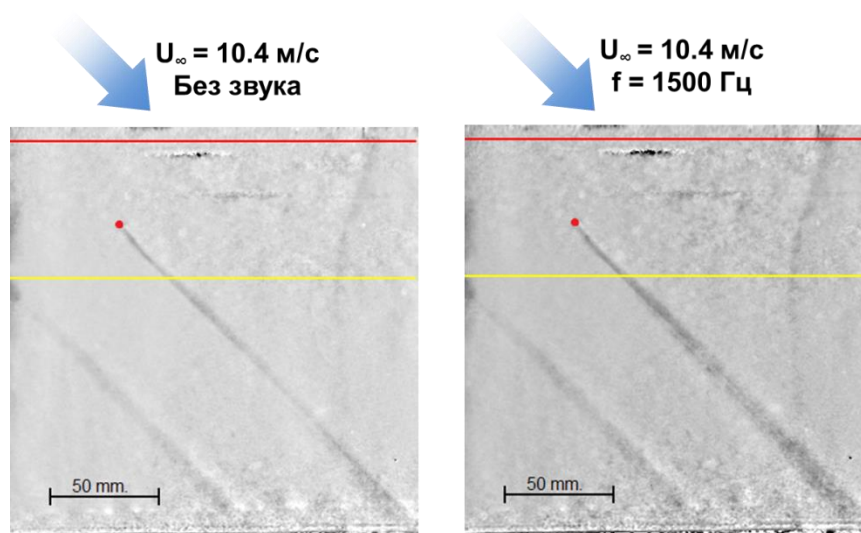


Рис. 2.1.7. Влияние акустического поля большой амплитуды на стационарную структуру течения (линия красного цвета – линия симметрии крылового профиля, линия желтого цвета – линия перехода цилиндрической части профиля на плоскую, красные точки – положения элементов шероховатости).

Исследование структуры пристенного течения с помощью жидкокристаллической термографии натолкнули на мысль использовать ее для нахождения области максимальной восприимчивости к положению шероховатости (рис. 2.1.8). Для этого было решено использовать сразу несколько элементов шероховатости, чтобы на одной картине визуализации можно было определить эту область. Для получения количественных данных эксперимент был повторен с использованием одиночного элемента шероховатости и термоанемометрических измерений на двумерной сетке таким образом, чтобы полностью захватить сечение продольной структуры. Из результатов измерений вычислялись интегральные характеристики для продольных структур и вторичных возмущений. Полученные результаты оказались в согласии с результатами, полученными с помощью жидкокристаллической термографии.

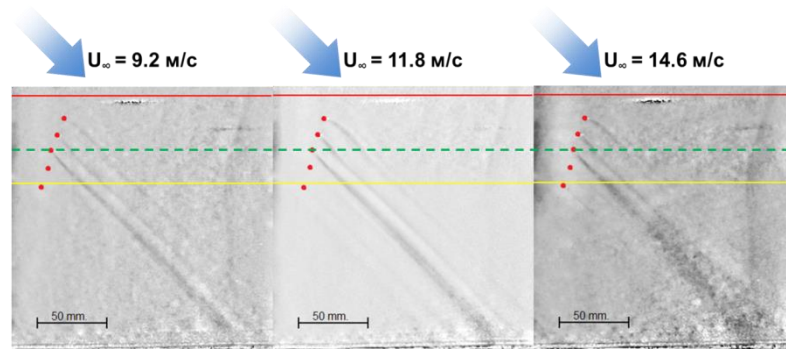


Рис. 2.1.8. Возбуждение стационарных возмущений набором шероховатостей (линия красного цвета – линия симметрии крылового профиля, линия желтого цвета – линия перехода цилиндрической части профиля на плоскую, пунктирная линия зеленого цвета – область максимальной восприимчивости, красные точки – положения элементов шероховатости).

Таким образом, адаптирована методика жидкокристаллической термографии для исследования процесса ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле. Отработана и предложена методика обнаружения области максимальной восприимчивости продольных структур к шероховатости на передней кромке скользящего крыла (вскрыты физические механизмы). Методика имеет перспективу использования для разработки реального ламинаризованного крыла самолета. Установлено, что локализованное воздействие на пограничный слой в области передней кромки скользящего крыла приводит к появлению продольных вихрей, развитие которых вызывает появление вторичных высокочастотных возмущений. Обнаружено, что увеличение скорости набегающего потока влияет на максимальную амплитуду пакета вторичных возмущений, что может привести к появлению кратных гармоник на нелинейной стадии развития.

По данному направлению была защищена Толкачевым Степаном Николаевичем диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. «Исследование возникновения и развития продольных вихрей и их вторичной неустойчивости на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления».

2.2. Создание новых физических моделей процесса перехода, развивающегося в «естественных» условиях в пограничных слоях на ламинаризованных крыловых профилях

Подробно проанализированы экспериментальные данные, полученные в условиях контролируемого эксперимента в пограничном слое модели ламинаризованного прямого крыла. Основное внимание уделено анализу доминирующих механизмов слабонелинейных стадий перехода к турбулентности, инициируемого сильно модулированными волнами неустойчивости (рис. 2.2.1). Анализ основан на изучении результатов исследования нескольких десятков режимов процесса перехода с различными частотно-волновыми спектрами начальных волн неустойчивости. Наиболее подробно изучен механизм порождения и усиления низкочастотных возмущений, доминирующих обычно в условиях «естественного» перехода. На этой основе разработана новая физическая модель слабонелинейных стадий процесса перехода на ламинаризованных крыльях. Модель включает в себя линейные и нелинейные механизмы генерации двумерных и трёхмерных низкочастотных затравок и механизмы их последующего усиления на завершающих этапах слабонелинейных стадий перехода. В частности, показано, что скорость нарастания низкочастотных квазисубгармонических возмущений пограничного слоя на слабонелинейных стадиях перехода при их резонансном взаимодействии с модулированной первичной волной Толлмина-Шлихтинга не зависит от частоты модуляции этой волны (рис. 2.2.2).

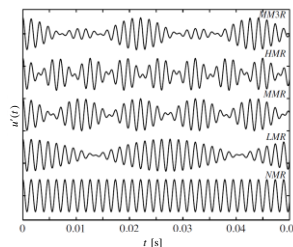


Рис. 2.2.1. Формы осциллограмм колебаний продольной скорости потока в модулированных волнах Толлмина-Шлихтинга, возбуждаемых в пограничном слое, измеренные в начальном сечении (50 мм от источника) в режимах NMR, LMR, MMR, HMR и MM3R.

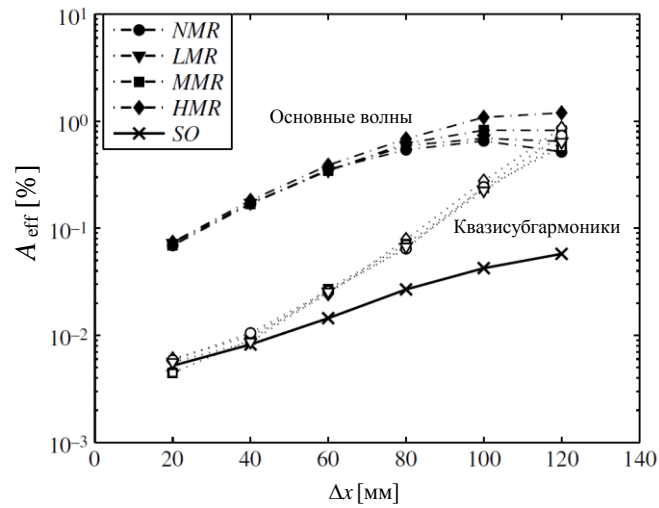


Рис. 2.2.2. Кривые нарастания амплитуд волн неустойчивости на основной (несущей) частоте и эффективных квазисубгармоник измеренные в режимах NMR, LMR, MMR и HMR для различных амплитуд волны ТШ в сравнении с нарастанием «чистой» субгармоники.

2.3–2.4. Разрешение проблемы корректного способа определения коэффициентов локализованной восприимчивости вихрь – неровность, необходимого для оценки начальных амплитуд мод неустойчивости, возбуждаемых в двух- и трёхмерных пограничных слоях. Получение характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения, как на гладкой поверхностях, так и на поверхностях с неровностями. Определение величин соответствующих коэффициентов распределённой восприимчивости в зависимости от частот, поперечных и продольных волновых чисел, а также условий и области существования резонансного порождения мод неустойчивости

Создан новый, эффективный метод экспериментального исследования распределённой восприимчивости пограничных слоёв на изогнутых поверхностях при возбуждении нестационарных вихрей Гёртлера. Показано, что этот метод позволяет решать и другие схожие задачи восприимчивости. В частности, проведён теоретический анализ процедуры разделения задач устойчивости и распределённой вихревой восприимчивости при возбуждении нестационарных вихрей Гёртлера, разработаны процедуры нахождения коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости при порождении гёртлеровских вихрей, созданы алгоритмы анализа экспериментальных данных и комплекс компьютерных программ для нахождения коэффициентов распределённой восприимчивости по экспериментальным данным. Комплекс программ создан в среде МатЛаб, протестирован на ряде примеров и использован для решения проблем распределённой восприимчивости. В частности, с помощью созданного метода получены коэффициенты распределённой восприимчивости двух типов в задаче рассеяния трёхмерных вихрей внешнего потока на двумерных, распределённых по продольной координате, неровностях поверхности, а также на естественных неоднородностях автомодельного пограничного слоя с неблагоприятным градиентом давления, приводящего к порождению трёхмерных волн Толлмина-Шлихтинга. Метод использован также для решения задачи распределённого возбуждения нестационарных вихрей Гёртлера при рассеянии вихрей

набегающего потока на естественных неоднородностях пограничного слоя Блазиуса, нарастающего на вогнутой стенке.

Проведено экспериментальное исследование проблемы корректности определения коэффициентов восприимчивости пограничного слоя скользящего крыла при рассеянии вихревых возмущений набегающего потока на неоднородностях течения с возбуждением в трёхмерном пограничном слое нестационарных (в общем случае) мод неустойчивости поперечного течения. Предложено несколько вариантов определения этих коэффициентов с помощью различных компонент вектора пульсаций скорости свободного потока в окрестности границы пограничного слоя. Изучена проблема влияния прицельного параметра вихрей на результат анализа данных. Решён вопрос о наиболее правильном, физически обоснованном способе определения коэффициентов локализованной вихревой восприимчивости, удобном для оценки начальных амплитуд мод неустойчивости поперечного течения. Этот способ основан на использовании продольной компоненты возмущений скорости потока на границе пограничного слоя для описания внешнего вихревого возмущения при нахождении коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости течения, приводящей к возбуждению мод неустойчивости поперечного течения.

Экспериментально получены количественные величины амплитуд и фаз коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости и показана важная роль резонанса продольных волновых чисел в процессе порождения трёхмерных волн неустойчивости. Проведено экспериментальное исследование характеристик распределённой восприимчивости вихрь-неровность двумерного пограничного слоя при возбуждении трёхмерных волн Толлмина-Шлихтинга вихрями набегающего потока при их рассеянии, как на естественной пространственной неоднородности нарастающего пограничного слоя, так и на однородных по размаху неровностях поверхности различной амплитуды и длины волны. Исследования проведены в пограничном слое с неблагоприятным

(положительным) продольным градиентом давления, соответствующем автомодельному течению с параметром Хартри $-0,115$, в условиях полностью контролируемых возмущений потока и стенки для вихрей набегающего потока с нормальной к стенке и потоку ориентацией вектора завихренности. Вихри набегающего потока создавались методом вибрирующей проволочки, расположенной вертикально в направлении нормали к поверхности экспериментальной модели, вверх по потоку от последней. Проволочка совершала гармонические колебания в направлении размаха, возбуждая в потоке вихревую дорожку малой интенсивности (около $0,4\%$ от скорости потока), локализованную по размаху модели. Контролируемые двумерные неровности поверхности малой амплитуды (порядка сотни микрон) имели синусоидальную форму, изготавливались по специальной технологии из пластиковой плёнки и эпоксидной смолы и наклеивались на поверхность плоской пластины. Распределённое (по продольной координате) порождение и развитие в пограничном слое трёхмерных (в общем случае) волн Толлмина-Шлихтинга детально исследовано с помощью термоанемометра. Применение процедуры анализа экспериментальных данных, основанной на аппроксимации продольных распределений амплитуд и фаз нормальных мод неустойчивости (в частотно-волновом Фурье-пространстве) соответствующими аналитическими решениями эволюционного уравнения, позволило получить количественные величины амплитуд и фаз коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости, как для случая рассеяния вихрей потока на естественной неоднородности пограничного слоя, так и при их рассеянии на неровностях поверхности. Показана важная роль резонанса продольных волновых чисел в процессе порождения трёхмерных волн Толлмина-Шлихтинга (рис. 2.3.1). Найдено, что восприимчивость течения возрастает с увеличением угла наклона возбуждаемых волн к потоку и слабо зависит от частоты вихрей.

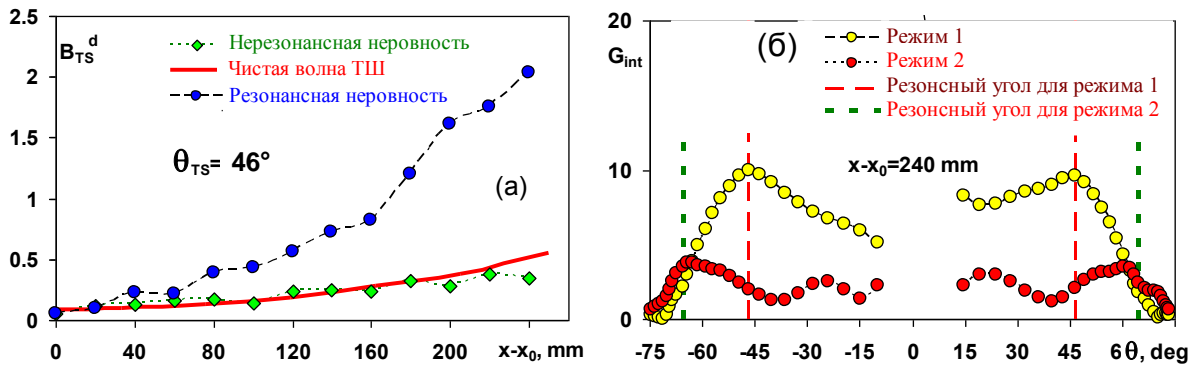


Рис. 2.3.1. Пример резонансного усиления амплитуд трёхмерных волн ТШ вихрями потока на распределённой неровности поверхности (а) и преобладание амплитуд трёхмерных волн ТШ, возбуждаемых механизмом распределённой вихревой восприимчивости в окрестности резонансных углов наклона волновых векторов к потоку (б).

Экспериментально получены количественные характеристики распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя на модели 25-градусного скользящего крыла при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения (ПТ). Проведена оценка величин коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости в зависимости от частоты вихрей и поперечного волнового числа. Показана возможность реализации резонанса продольных волновых чисел, способного существенно влиять на скорости нарастания мод ПТ в некотором диапазоне параметров.

Проведено экспериментальное исследование характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя на модели 25-градусного скользящего крыла при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения (ПТ) вихрями набегающего потока при их рассеянии на естественной пространственной неоднородности нарастающего пограничного слоя. Исследования проведены в условиях полностью контролируемых возмущений потока для вихрей набегающего потока с преимущественно продольной потоку ориентацией вектора завихренности, распространяющихся вдоль внешней границы пограничного слоя. Распределённое (по продольной координате) порождение и развитие

нестационарных мод неустойчивости ПТ детально исследовано с помощью термоанемометра в широком диапазоне параметров (рис. 2.3.2)

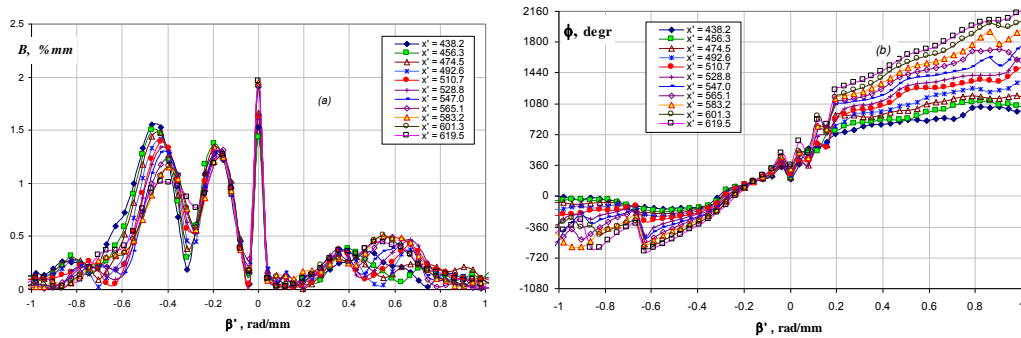


Рис. 2.3.2. Пример эволюции вниз по потоку поперечно-волновых спектров возмущений пограничного слоя, возбуждаемых распределённым образом продольными вихрями набегающего потока. Частота возмущений 24,6 Гц, $U/U_e \approx 0,6$.

Применение процедуры анализа экспериментальных данных, основанной на аппроксимации распределений амплитуд и фаз нормальных мод неустойчивости соответствующими аналитическими решениями эволюционного уравнения, позволило впервые получить экспериментальные оценки количественных величин амплитуд и фаз коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости (рис. 2.3.3). Показана важная роль резонанса продольных волновых чисел в процессе порождения мод ПТ, наблюдаемого в области отрицательных значений поперечных волновых чисел. Такой резонанс невозможен в двумерных погранслоях и способен существенно влиять на скорости нарастания (затухания) мод ПТ.

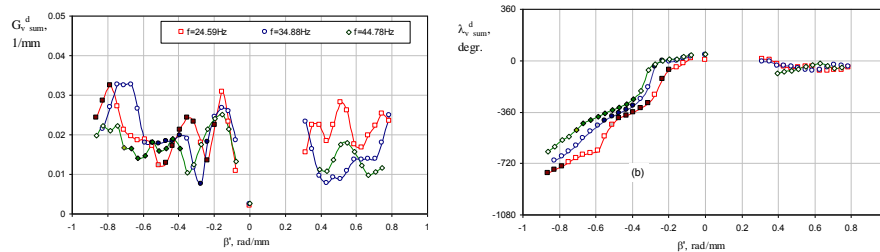


Рис. 2.3.3. Оценки амплитуд (а) и фаз (б) коэффициентов распределённой восприимчивости в зависимости от частоты и поперечного волнового числа для возбуждения нестационарных мод ПТ продольно ориентированными вихрями набегающего потока.

Экспериментально получены количественные характеристики распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя на модели 25-градусного скользящего крыла при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения (ПТ) путём рассеяния вихрей набегающего потока на распределённых неровностях обтекаемой поверхности. Оценки величин коэффициентов распределённой восприимчивости типа вихрь-неровность получены в зависимости от частоты вихрей, поперечного волнового числа вихрей и продольного волнового числа неровностей поверхности. Показана возможность реализации резонанса продольных волновых чисел вихрей потока, неровностей поверхности и волн неустойчивости поперечного течения, присутствие которого способно существенно влиять на скорости нарастания мод ПТ в некотором диапазоне параметров.

Проведено экспериментальное исследование характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя на модели 25-градусного скользящего крыла при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения (ПТ) вихрями набегающего потока при их одновременном рассеянии, как на естественной пространственной неоднородности нарастающего пограничного слоя, так и на контролируемых распределённых неровностях обтекаемой поверхности. Исследования выполнены в условиях полностью контролируемых возмущений потока и стенки для вихрей набегающего потока с преимущественно продольной потоку ориентацией вектора завихренности, распространяющихся вдоль внешней границы пограничного слоя и неровностей поверхности, однородных по размаху модели. Распределённое (по продольной координате) порождение и развитие нестационарных мод неустойчивости ПТ детально исследовано с помощью термоанемометра в широком диапазоне параметров.

Применение разработанной процедуры анализа экспериментальных данных, основанной на аппроксимации продольных распределений амплитуд и фаз

нормальных мод неустойчивости поперечного течения (в частотно-волновом Фурье-пространстве) аналитическими решениями соответствующими эволюционного уравнения, позволило впервые получить экспериментальные оценки количественных величин коэффициентов распределённой восприимчивости типа вихрь-неровность (рис. 2.3.4). Одновременно получены коэффициенты вихревой восприимчивости на гладкой поверхности (рис. 2.3.5). Показана важная роль резонанса продольных волновых чисел вихрей потока, неровностей поверхности и волн неустойчивости поперечного течения в процессе порождения мод ПТ. Неровность поверхности приводит к бурному усилению возмущений в резонансных областях волновых чисел, наблюдаемых для двух основных комбинационных мод рассеяния вихрей на неровностях (рис. 2.3.6).

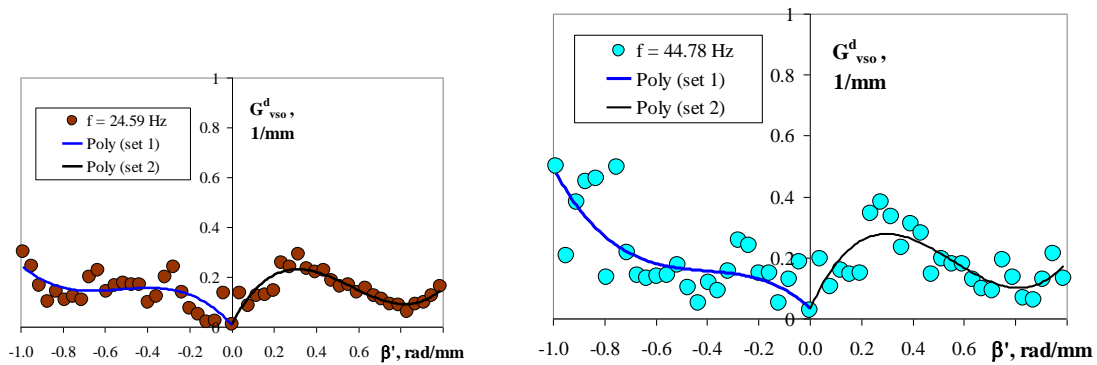


Рис. 2.3.4. Оценки зависимостей амплитуд коэффициентов распределённой восприимчивости вихрь-неровность от поперечного волнового числа.

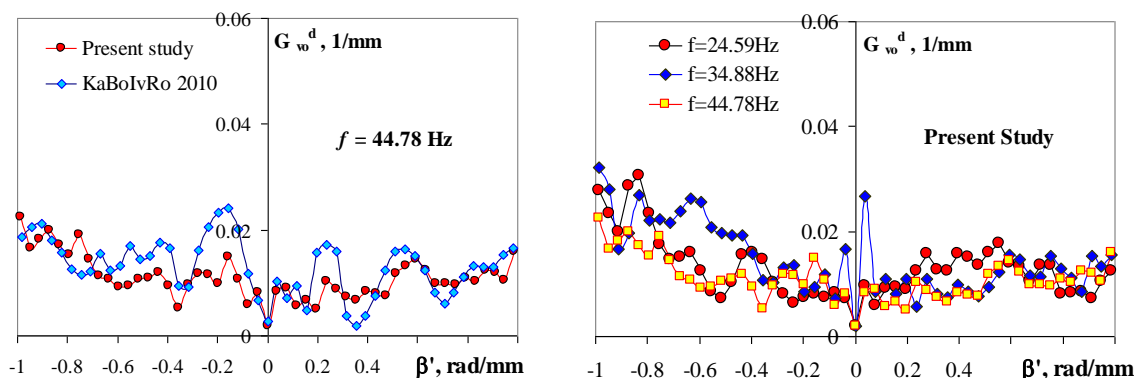


Рис. 2.3.5. Оценка зависимости амплитуд коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости от поперечного волнового числа.

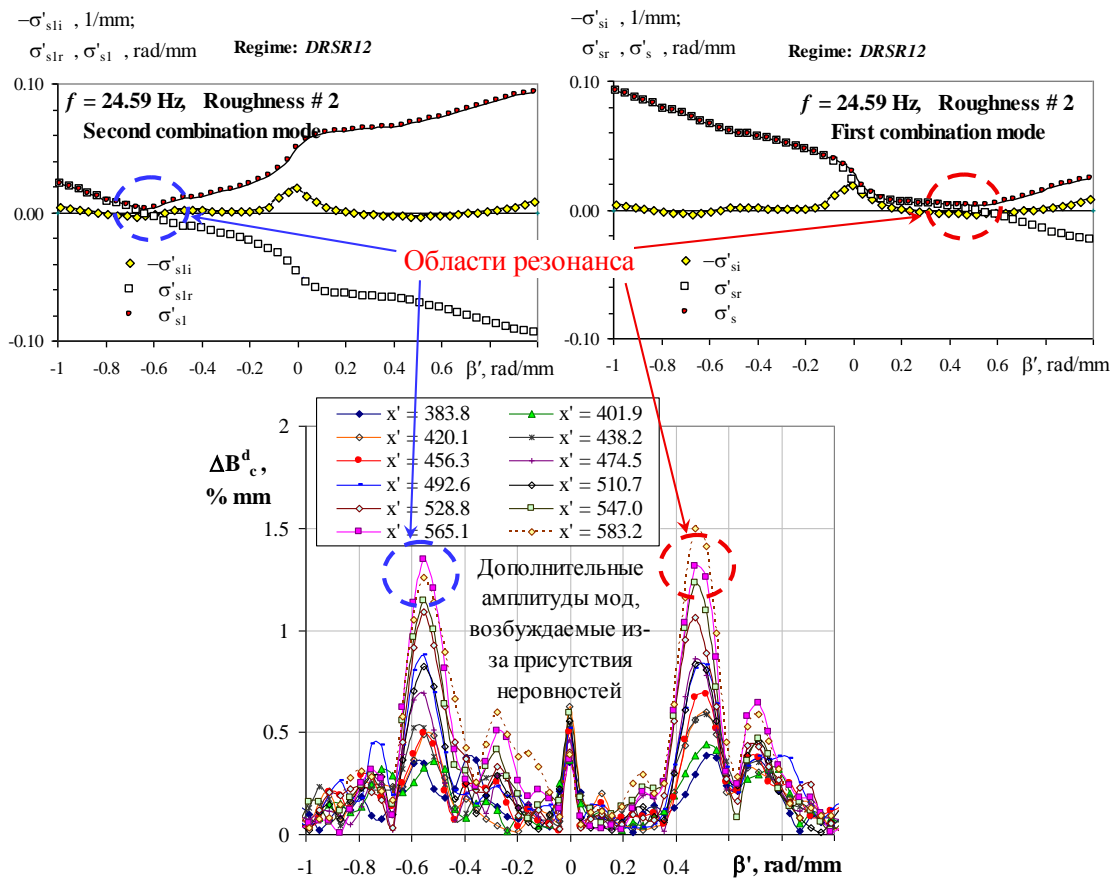


Рис. 2.3.6. Иллюстрация резонансного возбуждения мод ПТ в присутствии неровностей поверхности. Резонансные расстройки комплексных продольных волновых чисел для двух возбуждаемых комбинационных мод (верх) и разница амплитуд мод ПТ, возбуждённых в режимах DRSR12 (неровность 2) и DRSS1 (без неровности) (низ) в зависимости от поперечного волнового числа. В двух областях резонанса продольных волновых чисел, показанных пунктирами, наблюдается сильное превышение амплитуд волн ПТ по сравнению со случаем гладкой стенки.

2.5. Определение сценария ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла и зависимость положения начала перехода от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности, степени турбулентности набегающего потока и её спектрального состава при совместном и раздельном влиянии этих факторов. Определение пороговых амплитуд стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения для начала перехода к турбулентности и выработка новых критериев оценки положения начала перехода

Получены экспериментальные данные о положении начала ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое 25-градусного скользящего крыла (по критерию появления высокочастотной вторичной неустойчивости), а также об амплитудах стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения (ПТ) перед началом перехода, в зависимости от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности. Исследованы различные сценарии перехода. Проведено детальное исследование ламинарно-турбулентного перехода на модели 25-градусного скользящего крыла в широком диапазоне скоростей потока и высот распределённой неровности поверхности. В условиях низкой степени турбулентности потока исследовано 17 различных режимов перехода для двух топологий неровностей (рис. 2.5.1.) и трёх амплитуд для каждой топологии.

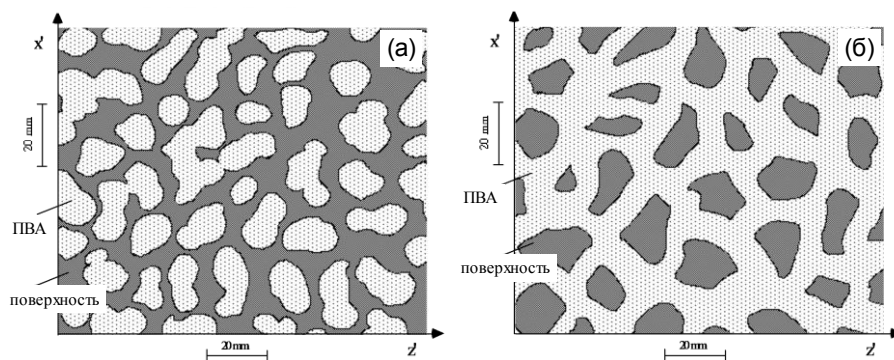


Рис. 2.5.1. Схемы контролируемых неровностей поверхности топологии «Леопард» (а) и «Кривая сетка» (б).

Во всех исследованных режимах получены кривые нарастания амплитуд стационарных и бегущих возмущений пограничного слоя в зоне перехода к турбулентности, в зависимости от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности (рис. 2.5.2).

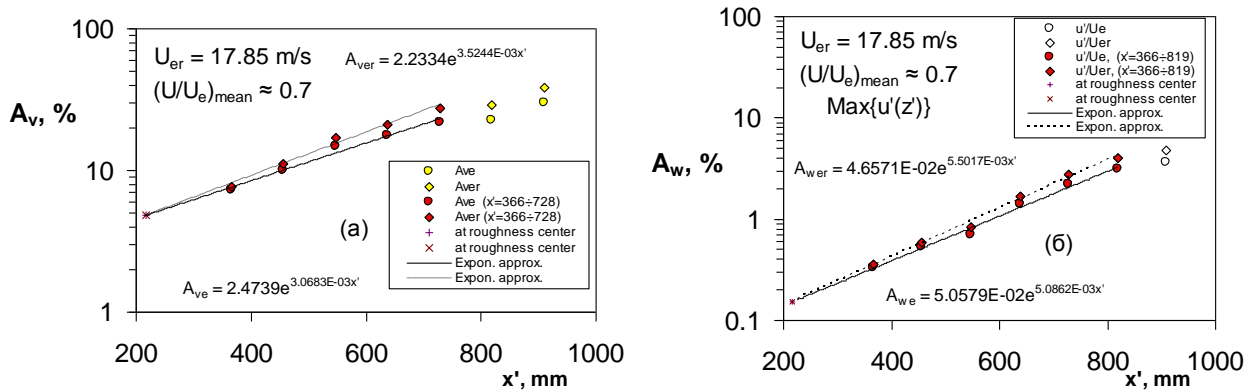


Рис. 2.5.2. Примеры кривых нарастания амплитуд стационарных (а) и нестационарных (б) возмущений пограничного слоя в процессе перехода инициируемого неровностью поверхности топологии «Леопард» при скорости потока 17.85 м/с.

С помощью аппроксимации кривых нарастания и их экстраполяции вверх по потоку на центр неровности, соответствующий окрестности первой ветви кривой нейтральной устойчивости для мод неустойчивости поперечного течения (ПТ), получены оценки экспериментальных величин N-факторов стационарных и бегущих волн неустойчивости в точке начала перехода к турбулентности (рис. 2.5.3). Найдена хорошая корреляция величин экспериментальных N-факторов в точке перехода с безразмерной высотой неровности поверхности. Показано, что положение начала перехода не зависит от топологии неровностей.

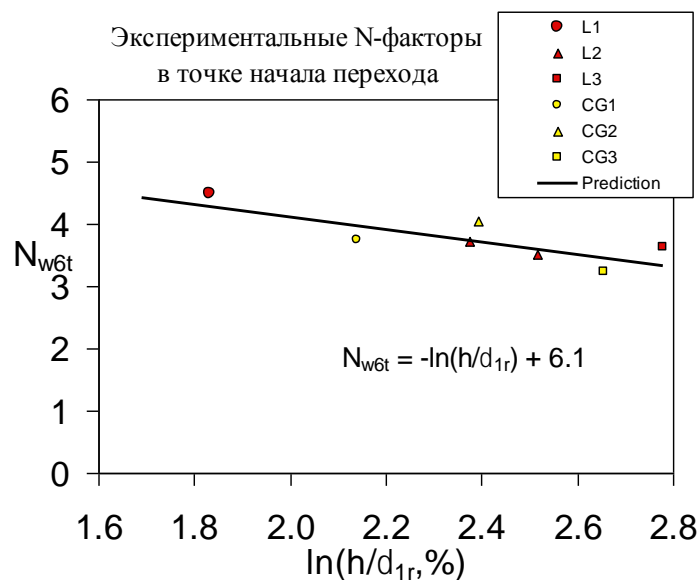


Рис. 2.5.3. Зависимость усреднённых экспериментальных величин N-факторов бегущих волн неустойчивости в точке начала перехода от логарифма безразмерной высоты неровности поверхности для всех типов неровностей.

Получены экспериментальные данные о положении начала ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое 25-градусного скользящего крыла (по критерию появления высокочастотной вторичной неустойчивости), а также об амплитудах стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения (ПТ) перед началом перехода, в условиях повышенных степеней турбулентности набегающего потока в присутствии неровностей поверхности в зависимости от числа Рейнольдса, амплитуды и спектрального состава турбулентности набегающего потока, а также от высоты неровностей поверхности. Исследованы и сопоставлены все изученные сценарии перехода. Оценены величины экспериментальных N-факторов нарастания стационарных и бегущих мод неустойчивости ПТ.

Проведено детальное исследование ламинарно-турбулентного перехода на модели 25-градусного скользящего крыла в широком диапазоне скоростей потока и умеренных степеней турбулентности набегающего потока для двух размерных высот распределённой неровности поверхности. Всего исследовано 22 различных режима перехода для четырёх типов турбулизирующих сеток.

Найдено, что, в отличие от двумерного пограничного слоя, во всех исследованных случаях турбулизация трёхмерного пограничного слоя начинается с появления и бурного нарастания высокочастотных возмущений, порождаемых вторичной неустойчивостью исходного течения, искажённого суперпозицией стационарных и бегущих мод неустойчивости ПТ. При этом, при повышенной турбулентности набегающего потока вторичные возмущения сильно локализованы во времени, но в среднем равномерно распределены в пространстве. Путём прямых измерений амплитуд возмущений в начале турбулизации, а также путём их экстраполяции в точку начала турбулизации, определены величины пороговых амплитуд для всех трёх типов возмущений (рис. 2.5.4).

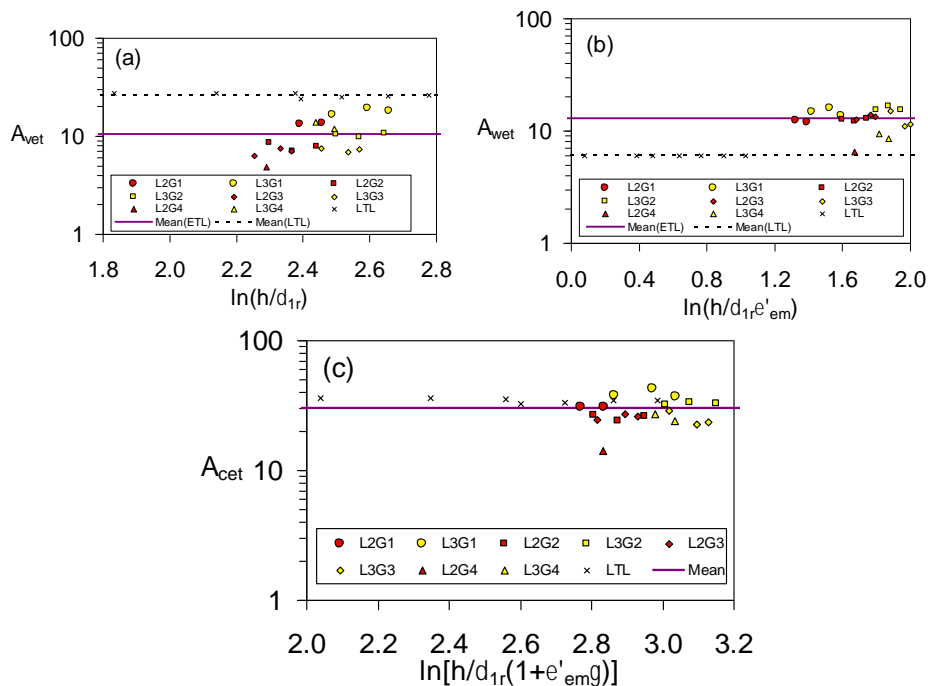


Рис. 2.5.4. Измеренные пороговые амплитуды стационарных (а), бегущих (б) и комбинированных (с) возмущений пограничного слоя в точке начала перехода по критерию возникновения локальной высокочастотной вторичной неустойчивости течения, полученные для всех исследованных режимов измерений.

Во всех исследованных режимах получены кривые пространственного нарастания амплитуд стационарных, бегущих и комбинированных возмущений пограничного слоя в зоне перехода к турбулентности, в зависимости от числа

Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности. С помощью аппроксимации кривых нарастания и их экстраполяции вверх по потоку на центр неровности, соответствующий окрестности первой ветви кривой нейтральной устойчивости для мод неустойчивости поперечного течения (ПТ), получены оценки экспериментальных величин N-факторов стационарных, бегущих и комбинированных мод неустойчивости ПТ в точке начала перехода к турбулентности (рис. 2.5.5). Найдена определённая закономерность в зависимости величин экспериментальных N-факторов в точке перехода для комбинированных возмущений с комбинацией безразмерной высота неровности поверхности и степени турбулентности набегающего потока, соответствующей суперпозиции механизмов рассеяния вихрей на неровностях стенки и на неоднородности основного потока (рис. 2.5.5c). Найденная закономерность качественно описывается предложенным обобщённым методом переменного N-фактора.

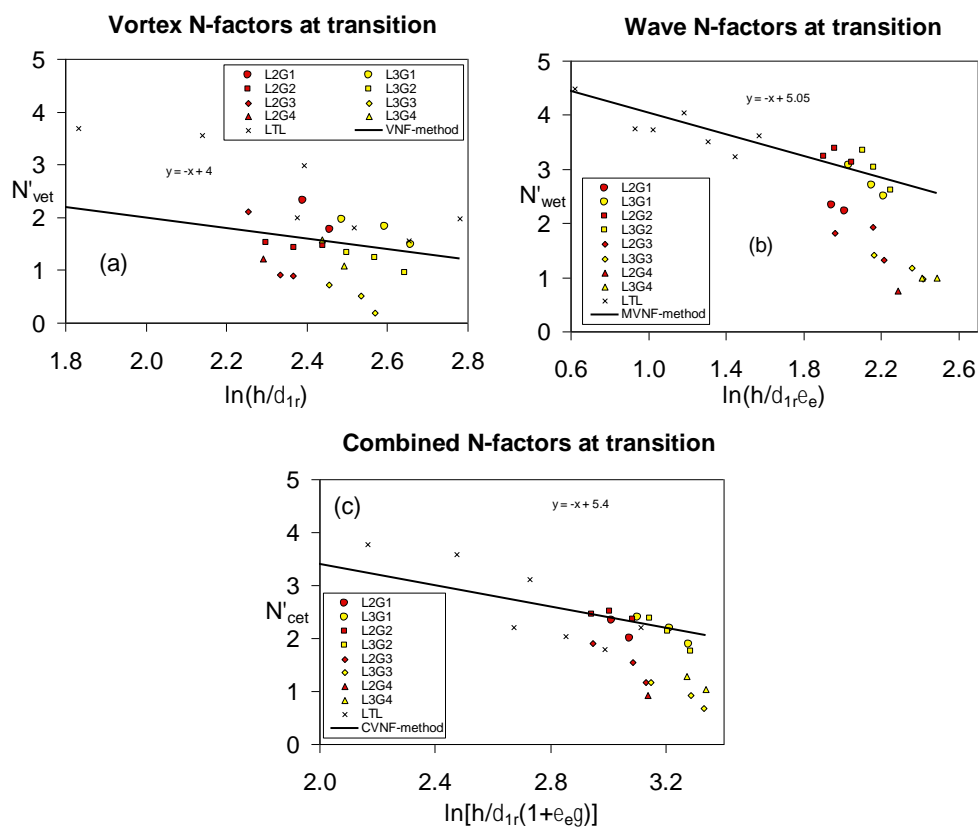


Рис. 2.5.5. Измеренные величины N-факторов для стационарных (a), бегущих (b) и комбинированных (c) возмущений пограничного слоя в точке начала перехода.

Получены экспериментальные оценки интегральных коэффициентов восприимчивости трёхмерного пограничного слоя к неровностям поверхности в присутствие турбулентности потока (рис. 2.5.6a) и к вихрям набегающего потока при их рассеянии на неровностях поверхности (рис. 2.5.6b). Оценки показывают пороги нелинейности этих механизмов по амплитудам внешних возмущений, начиная с которых коэффициенты восприимчивости зависят от этих амплитуд и начинают нарастать, как показано.

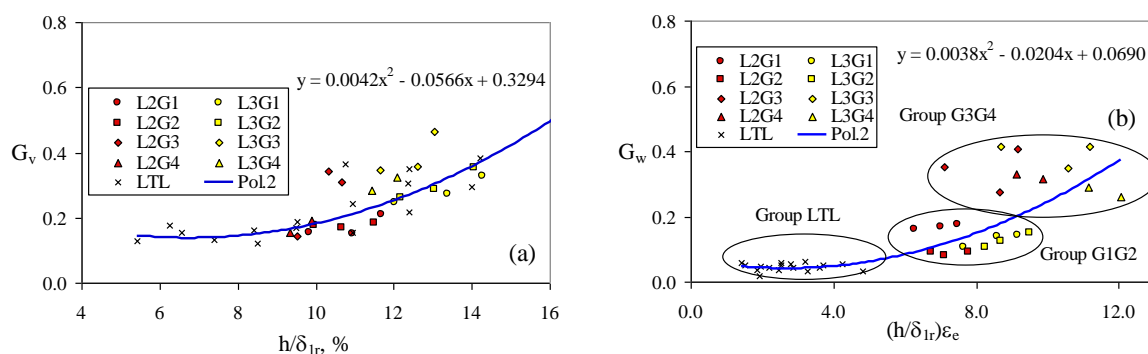


Рис. 2.5.6. Экспериментальные оценки величин интегральных коэффициентов восприимчивости для стационарных (a) и бегущих (b) возмущений пограничного слоя в зависимости от высоты неровностей поверхности и турбулентности набегающего потока, полученные для всех исследованных режимов измерений. Линии – параболическая аппроксимация экспериментальных точек.

2.6. Определение особенности перехода к турбулентности и отрыва пограничного слоя на перспективном крыле с волнистой поверхностью, возможности управления этими явлениями модификацией формы крыла

Описываются результаты исследований перспективной формой крыла для малоразмерного летательного аппарата авторы исследования считают крыло с волнистой поверхностью, когда горбы и впадины расположены вдоль основного набегающего потока. Для удобства дальнейшего изложения введём два важных термина. Классическое крыло – это крыло, радиус кривизны поверхности которого вдоль размаха много больше, чем радиус кривизны передней кромки (рис.2.6.1а). Волнистое крыло – это крыло, радиус кривизны поверхности которого вдоль размаха сопоставим с радиусом кривизны передней кромки (рис.2.6.1б). При этом образуются горбы и впадины, продольная ось которых ориентирована вдоль хорды.

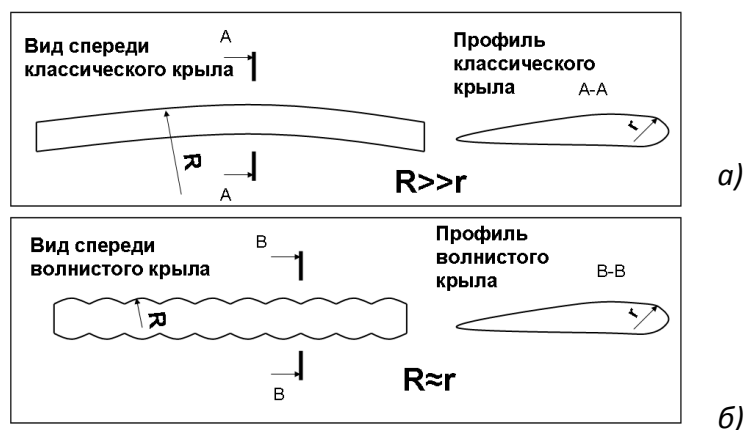


Рис. 2.6.1. Соотношение радиусов кривизны поверхности для классического (а) и для волнистого (б) крыла.

В данном проекте при числах Рейнольдса порядка 10^5 проведены подробные исследования структуры пограничного слоя на классическом и волнистом крыле и показано, как влияет структура пограничного слоя на аэродинамические характеристики классического и волнистого крыла конечного размаха. Также изучается возможность создания летательного аппарата с эластичной, адаптируемой под конкретные условия обтекания, обшивкой на базе волнистого крыла. При проведении экспериментов использовалось в общей сложности 10

моделей крыла. Шесть из них были представлены парами с одним и тем же профилем, но одно крыло было классическим, а другое волнистым. Для двух пар крыльев с удлинением 1 и 3.5 был сконструирован особый профиль Z-15-25 (рис. 2.6.2). Он имел большой радиус передней кромки (4% хорды), одинаковый максимальный прогиб верхнего и нижнего обвода h , а положение максимального прогиба на одной стороне составляло 15% по хорде, а на другой стороне 25% по хорде.

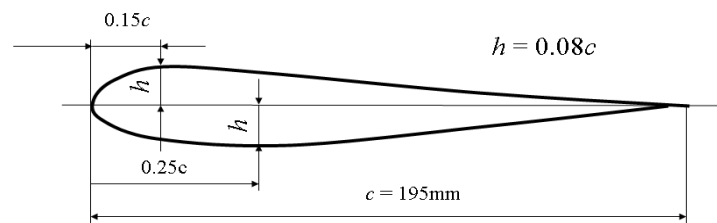


Рис. 2.6.2. Профиль Z-15-25.

c – хорда профиля, h – максимальный прогиб обвода профиля.

То есть обвод, по сути, состоит из двух половин симметричных профилей Z-15 и Z-25. Протекание срывных процессов, как показало моделирование в программе Xfoil, на таком профиле для положительных углов атаки соответствует симметричному профилю с положением максимальной толщины на 15% по хорде (Z-15), а для отрицательных углов атаки – симметричному профилю с положением максимальной толщины на 25% по хорде (Z-25). При угле атаки $\alpha = 0^\circ$ распределение давления и характеристики пограничного слоя также соответствуют для верхней стороны профилю Z-15, а для нижней стороны Z-25. При $\alpha = 0^\circ$, степени турбулентности $\varepsilon = 0.04\%$ и числе Рейнольдса $Re = 1.14 \cdot 10^5$ были сделаны подробные измерения характеристик пограничного слоя на прозрачных моделях крыла ($\lambda = 1$) с помощью PIV метода. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Немецкого института аэрокосмических исследований (DLR) в Гёттингене. На моделях с удлинением $\lambda = 3.5$ была проведена сажемасляная визуализация, весовые измерения и

термоанемометрические измерения в трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при параметрах $\varepsilon = 0.04\%$ и $Re = 1.3 \cdot 10^5$.

Ранее при проведении экспериментов в условии низкой степени турбулентности $\varepsilon = 0.04\%$ при числе Рейнольдса порядка 10^5 обнаружено, что размах классической модели должен быть больше, чем удвоенная ширина отрывного пузыря по хорде, иначе вся задняя граница будет занята областью трёхмерного течения. Найдено, что при проведении весовых измерений при малых числах Рейнольдса повышение степени турбулентности с $\varepsilon = 0.04\%$ до $\varepsilon = 0.64\%$, может на 20% увеличить максимальный C_{ya} и до 30% уменьшить лобовое сопротивление за счёт устранения срыва потока.

При проведении измерений на угле атаки $\alpha = 0$ PIV-измерения показали, что ЛТП начинается в области отрывных пузырей по линии впадины, что совпадает с данными, полученными ранее с помощью термоанемометра (рис.2.6.3). Затем область турбулентного течения распространяется по размаху и приводит к турбулизации течения вдоль линии горба, где также появляется локальный максимум пульсаций, но меньший по амплитуде и ниже по потоку, чем вдоль линии впадины. Среднее по размаху положение ЛТП вычислялось как среднеарифметическое положение максимума пульсаций на протяжении одного периода волны поверхности по размаху. Для классического крыла положение ЛТП вычислялось по положению максимума пульсаций, но для одного сечения, проходящего по оси симметрии крыла по размаху. Получены следующие данные для профиля Z-15: положение перехода $T_{15вол} = 0.4 \cdot c$ (где c это хорда крыла); $T_{15клас} = 0.45 \cdot c$; а для профиля Z-25: $T_{25вол} = 0.59 \cdot c$; $T_{25клас} = 0.7 \cdot c$. Таким образом, в среднем по размаху, при $\alpha = 0^\circ$ на волнистом крыле, ЛТП происходит выше по потоку, чем на классическом как для профиля Z-15, так и для профиля Z-25.

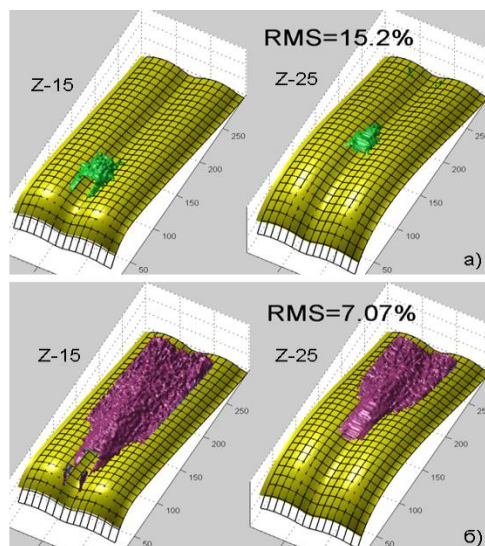


Рис. 2.6.3. Изоповерхности среднеквадратичных пульсаций в пограничном слое волнистого крыла на профиле Z-15 и Z-25 для уровня 15.2% от U_∞ (а), для уровня 7.1% от U_∞ (б).

В дальнейшем впервые была наглядно показана разница в структуре пограничного слоя классического и волнистого крыльев (рис. 2.6.4). На классическом крыле наблюдается отрывной пузырь, занимающий весь размах крыла. На задней границе замечено образование трёхмерных структур. На волнистом крыле отрывной пузырь локализуется только во впадинах. На волнистом крыле отрывные пузыри расположены выше по потоку, чем на классическом. С помощью термоанемометра были измерены профили продольной компоненты средней скорости и пульсаций скорости. Измерения проводились вдоль линии впадины, вдоль линии горба и по оси симметрии классического крыла. Профили средней скорости подтвердили наличие отрыва на волнистом крыле только вдоль линии впадины. Кривые нарастания пульсаций вдоль хорды крыла (рис. 2.6.5) показали, что ЛТП вдоль впадины волнистого крыла происходит раньше, чем на классическом крыле, зато вдоль линии горба пульсации нарастают, даже медленнее, чем на классическом крыле и, по-видимому, не достигают максимума на 75% по хорде крыла.

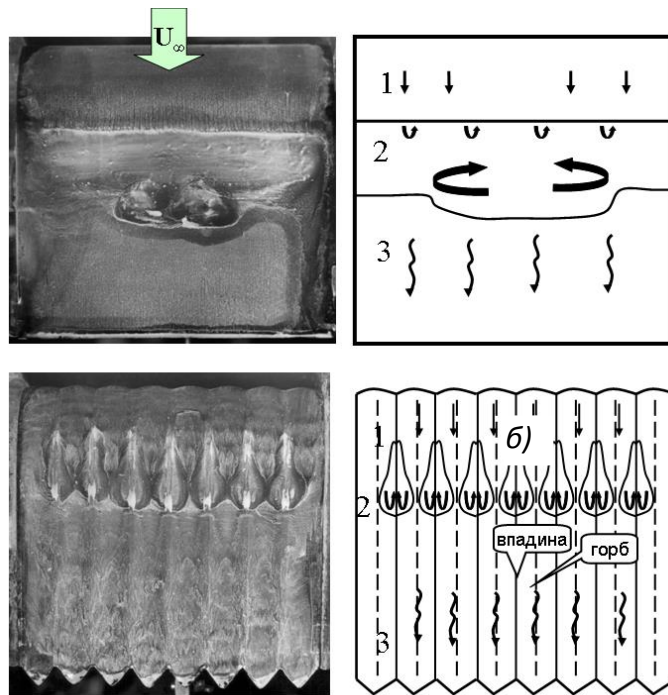


Рис. 2.6.4. Сажемазляная визуализация и её трактовка на классическом крыле (а) и на волнистом крыле (б). Угол атаки $\alpha = 0^\circ$, скорость набегающего потока $V_\infty = 12\text{ м/с}$, $Re = 1.7 \cdot 10^5$. 1 – область ламинарного течения; 2 – область отрывного пузыря; 3 – область турбулентного течения.

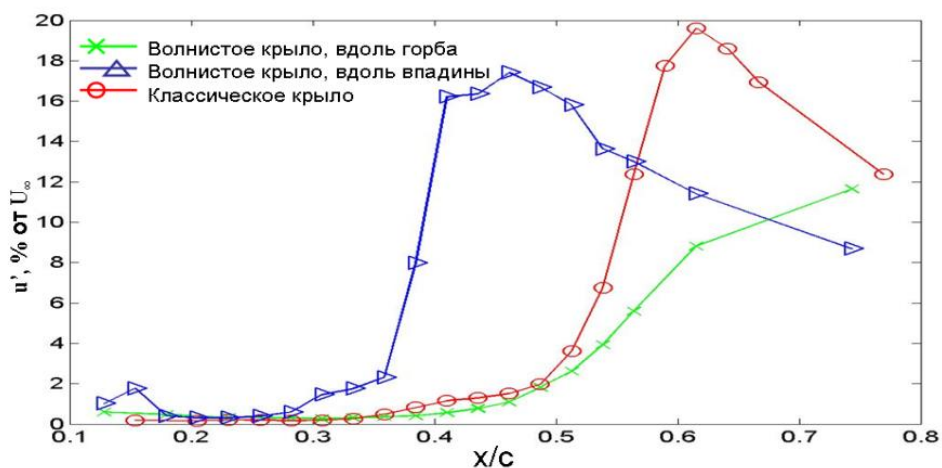


Рис. 2.6.5. Кривые нарастания пульсаций скорости вдоль хорды крыла.

Профили средней скорости на классическом и волнистом крыле были исследованы на устойчивость группой В. Я. Рудяка и опубликованы в совместных работах. Результаты показали, что максимально неустойчивые моды пакета волн неустойчивости, развивающиеся в сдвиговом слое передней части отрывного пузыря, хорошо предсказываются с помощью линейной теории устойчивости в локально-параллельном приближении. Причём совпадение было получено как для пограничного слоя на классическом крыле, так и для пограничного слоя вдоль впадины волнистого крыла. Это показывает, что сценарий перехода для классического крыла и для течения на волнистом крыле вдоль впадины принципиально одинаков и заключается в развитии пакета волн неустойчивости в оторвавшемся пограничном слое. Отличие заключается в том, что вдоль впадины волнистого крыла нелинейная стадия нарастания возмущений и присоединение турбулентного пограничного слоя происходит быстрее, чем на классическом крыле.

Найдено, что на крыле малого удлинения ($\lambda = 1$) наибольший угол атаки, при котором сохраняется присоединённое течение из всех испробованных вариантов волнистости, достигается при параметрах: $f = 1.3\%$, $\nu = 1\%$, $g = 12\%$, $ch = 105\%$, при числах Рейнольдса порядка 10^5 . Установлено, что негативное влияние оказывает увеличение ширины впадины, поскольку увеличивается площадь отрывного пузыря. Обнаружено, что уменьшение протяжённости горба до $ch = 54\%$ на крыле малого удлинения ($\lambda = 1$) снижает критический угол атаки только на 10%. Показано, что на крыле с большим удлинением ($\lambda = 5$) частичная волнистость поверхности ($ch = 50\%$) способна устранить срыв потока и улучшить аэродинамические характеристики крыла. Показано, что в зависимости от распределения давления по хорде волнистого крыла существуют зоны по линии впадины, в районе 5-7% от передней кромки, установка в которых вторичной волнистости приводит к ликвидации отрывного пузыря во впадине.

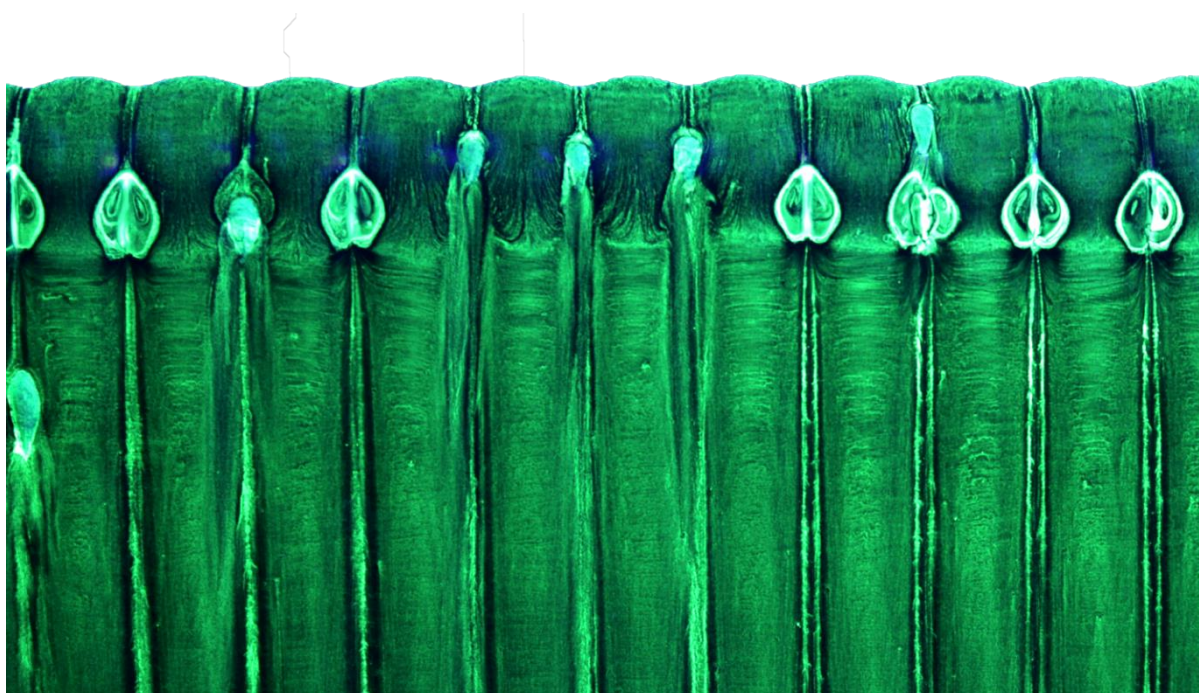


Рис. 2.6.6. Сажемазляная визуализация на крыле с профилем Z-15-25 и комплексной волнистостью.

На последнем этапе было проведено экспериментальное исследование возможности управления режимами обтекания вариоформного секционного крыла. Рассмотрена возможность управления летательным аппаратом с помощью ВФС крыла. С помощью упрощенной модели на основе программы расчёта классических профилей Xfoil рассмотрены технически реализуемые варианты применения ВФС крыла для управления самолётом по крену. В результате установлено, что меняя параметры волнистости крыла можно управлять режимом обтекания крыла на околокритических углах атаки. Показана возможность создания крыла с гибкой обшивкой, которая позволяет создавать прирост $\Delta C_{y\alpha}$ от 0.19 до 0.29 что может быть достаточным для управления БПЛА без применения классической механизации крыла (рис. 2.6.7). Экспериментально доказано, что изменение волнистости обшивки на вариоформном крыле приводит к изменению режима обтекания со срывного на присоединённый (рис. 2.6.8).

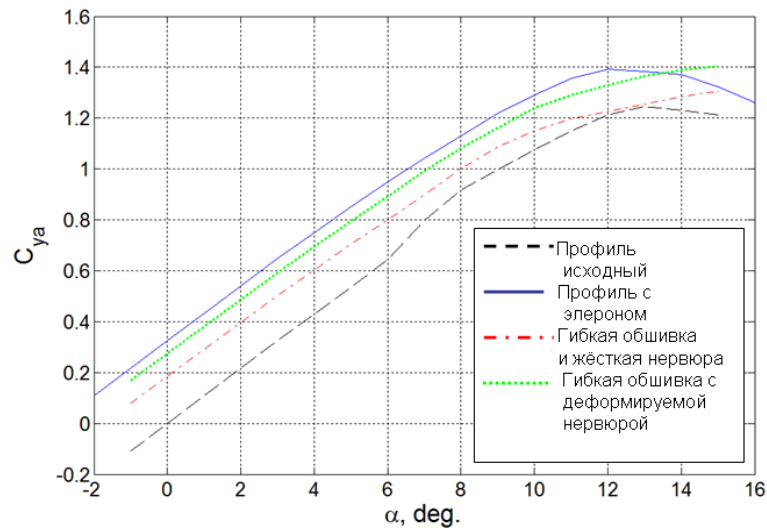


Рис. 2.6.7. Зависимость подъёмной силы от угла атаки для разных вариантов механизации крыла.

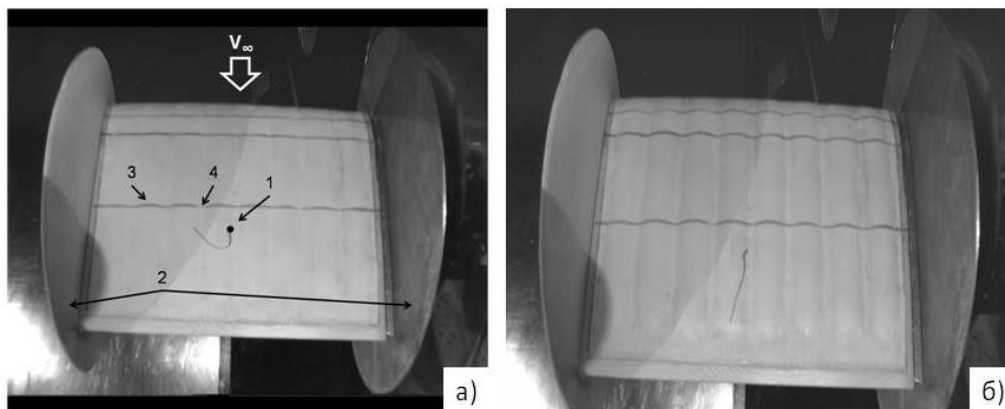


Рис. 2.6.8. Визуализация течения на поверхности вариоформного секционного крыла: $\alpha=24^\circ$, с гибкой гладкой поверхностью (а), с гибкой волнистой поверхностью. 1- место крепления шелковинки, 2- концевые шайбы, 3- горб, 4- впадина.

По результатам работы опубликована монография: Зверков И.Д., Занин Б.Ю., Крюков А.В. «Волнистое крыло как основа для новых летательных аппаратов». 2016, LAP LAMBERT Academic Publishing, 248 с. ISBN-13:978-3-659-90232-1.



Илья Зверков
Борис Занин
Алексей Крюков

Волнистое крыло как основа для новых летательных аппаратов

 **LAMBERT**
Academic Publishing

2.7. Установление особенности структуры течения в пограничном слое летающего крыла, влияние на нее углов скольжения, атаки и уровня турбулентности потока

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН (Новосибирск). Эта труба замкнутого типа имеет закрытую рабочую часть квадратного сечения 1×1 м и длиной 4 м, с уровнем турбулентности потока менее 0.04%. Предназначена для экспериментов при малых дозвуковых скоростях потока, примерно 70 м/с. В экспериментах использовалась модель летающего крыла, изготовленная из дерева и покрытая лаком. Фотография модели и ее схема при виде сверху показаны на Рис. 2.7.1. Размах крыла составлял 752 мм, максимальная хорда – 499 мм. Угол стреловидности передней кромки 34° . Модель устанавливалась в рабочую часть аэродинамической трубы на специальную державку, сконструированную таким образом, чтобы можно было изменять угол атаки крыла. Проводилось несколько серий экспериментов, в которых модель устанавливалась при различных углах атаки. Скорость потока составляла 25 м/сек (90 км/час), число Рейнольдса по средней хорде крыла составляло $6,2 \cdot 10^5$. Такая величина скорости потока характерна для реального полета такого аппарата в атмосфере. Таким образом, эксперименты были проведены при натуральных (полетных) числах Рейнольдса.

Данные о характере обтекания модели крыла были получены с помощью визуализации поверхностных линий тока методом «сажемасляных» покрытий. Этот термин здесь употребляется условно, поскольку в реальности использовалась не сажа, а порошок двуокиси титана, смешанный с керосином. Метод состоит в следующем: верхняя поверхность модели крыла покрывается раствором, затем крыло устанавливается в рабочую часть аэродинамической трубы и оставляется там под воздействием набегающего потока до полного высыхания раствора. При обтекании потоком воздуха крыла смесь засыхала и

проявлялась чёткая, усредненная по времени картина пристенного течения. После проведения эксперимента картины течения фотографируются. Образовавшаяся картина дает представление о предельных линиях тока на поверхности крыла.

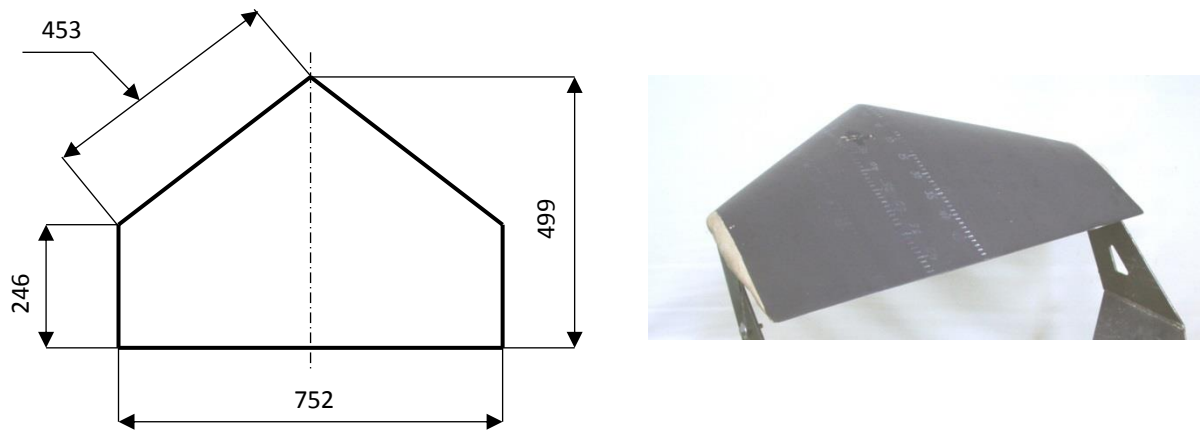


Рис. 2.7.1. Схема и фотография модели летающего крыла.

Результаты экспериментов

На рис. 2.7.2 показаны результаты визуализации, полученные при нулевом угле атаки модели летающего крыла. На этом же рисунке показана схема течения на поверхности крыла, полученная по данным визуализации. Набегающий поток на рисунке направлен сверху вниз. Видно, что от передней кромки до центральной части крыла линии тока параллельны направлению набегающего потока. Далее на правой и левой частях крыла образовались ламинарные отрывные пузыри в виде широких полос, перед которыми линии тока изменяют направление и отклоняются от центра к краям модели. Картина течения симметрична. Перед пузырями происходит растекание потока в поперечном направлении. Позади пузырей восстанавливается прямолинейное течение к задней кромке модели крыла. Такая картина течения с образованием отрывных пузырей хорошо известна по результатам экспериментов на моделях прямых крыльев при малых дозвуковых скоростях потока. В этом случае течение в пограничном слое перед пузырем является ламинарным. Переход к

турбулентности происходит над пузырем, и позади пузыря пограничный слой является турбулентным. В нашем случае оказалось, что на крыле со стреловидной передней кромкой реализуется такой же вариант обтекания.

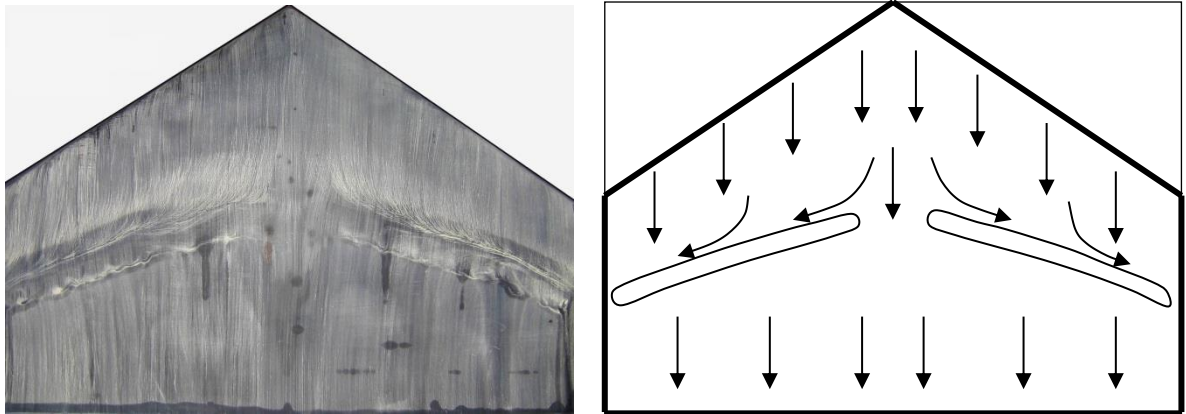


Рис. 2.7.2. Картина течения при угле атаки 0° .

Затем модель крыла была установлена под углом атаки $\alpha = 5^\circ$. Полученная картина течения показана на рис. 2.7.3. На поверхности крыла сохранилась такая же структура течения, как и при нулевом угле атаки, однако отрывные пузыри сдвинулись к передней кромке. Внутри пузырей появились линии тока, показывающие, что здесь происходит растекание от центра к боковым кромкам модели. Перед пузырями и за ними течение направлено параллельно внешнему потоку.

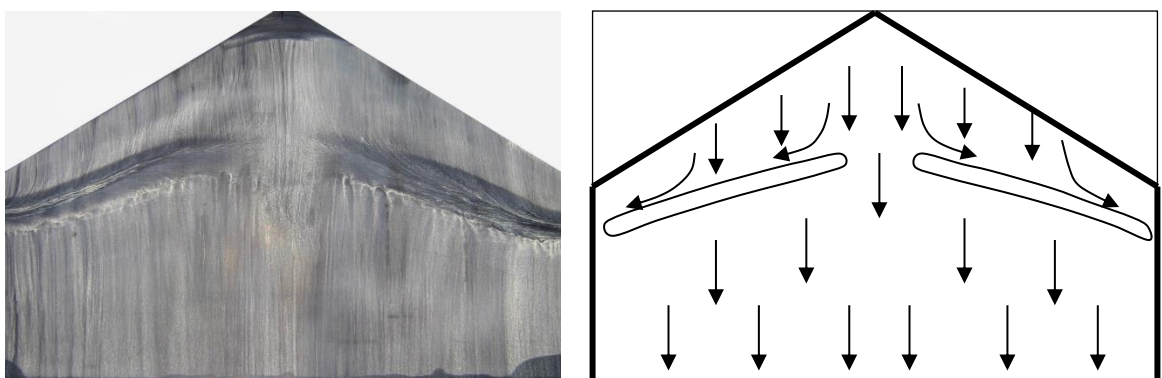


Рис. 2.7.3. Картина течения при угле атаки 5° .

Следующие эксперименты были проведены при угле атаки модели крыла, составлявшем $\alpha = 10^\circ$. Результаты визуализации приведены на рис. 2.7.4. В этом случае наблюдаются значительные отличия от картин течения при малых углах атаки. Отрывные пузыри исчезли, вместо них появились тонкие линии растекания вблизи передней кромки на правой и левой частях крыла. Еще одним отличием является зарождение крупномасштабных вихрей по краям крыла у его боковых кромок.

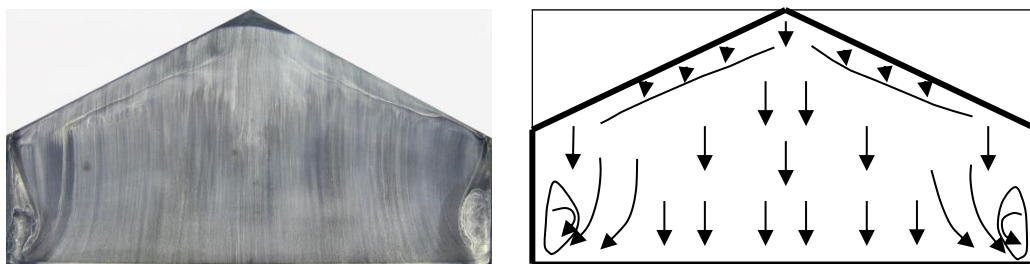


Рис. 2.7.4. Картина течения при угле атаки 10° .

При дальнейшем увеличении угла атаки наблюдаются изменения картины обтекания из-за развития вихрей, зародившихся у боковых кромок при угле атаки 10° . На рис. 2.7.5 показана картина течения при угле атаки 14° . Вихри увеличились в размерах, их фокусы отодвинулись от боковых кромок. Изменилась общая картина линий тока на поверхности крыла – они стали закручиваться от центра модели к ее боковым кромкам и втягиваться в центры вихрей. В этих центрах наблюдается скопление использовавшегося для визуализации порошка двуокиси титана, в виде овальных белых пятен, который сконцентрировался там под действием вихревого течения.

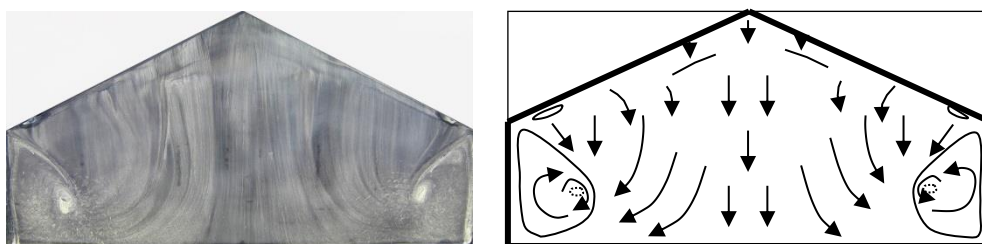


Рис. 2.7.5. Картина течения при угле атаки 14° .

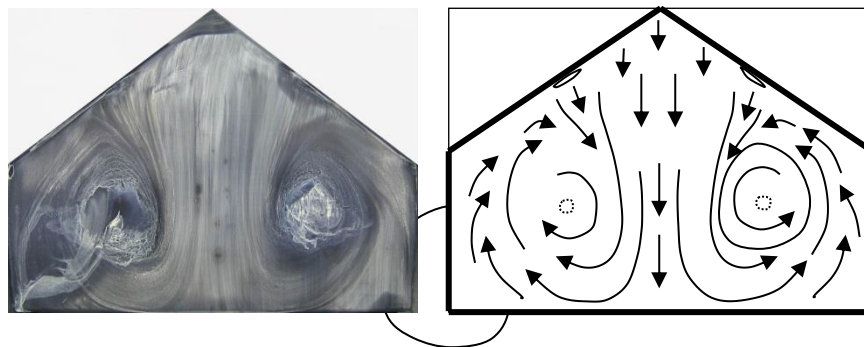


Рис. 2.7.6. Картина течения при угле атаки 18° .

При угле атаки 18° вихревое течение занимает всю поверхность крыла (рис. 2.7.6). Два крупномасштабных вихря окончательно сформировались и сместились в сторону центра модели от ее боковых кромок. Наблюдаются большие фокусы вихрей, имеющие белый цвет из-за скопления порошка двуокиси титана. Видно, что правый вихрь вращается против часовой стрелки, а левый вихрь – по часовой стрелке. Ранее парные крупномасштабные вихри наблюдались при срыве потока на прямых крыльях, у которых передняя кромка перпендикулярна направлению набегающего потока. Отличие в том, что направление вращения вихрей на прямом крыле было обратным – в центре прямого крыла возникало возвратное течение от задней кромки к передней, правый вихрь вращался по часовой стрелке, а левый – против.

В дальнейшем был проведён поиск способов управления обтеканием летающего крыла, имеющих целью устранение зон отрыва потока, или уменьшение размеров этих зон.

Проведены исследования обтекания модели летающего крыла в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 в ИТПМ СО РАН. Особенность данных исследований в том, что они выполнены при натуральных числах Рейнольдса, т.е. достигается полное подобие с полетом в атмосфере малоразмерного беспилотного летательного аппарата (БПЛА). С помощью визуализации получены картины течения на поверхности крыла при малых и

больших (закритических) углах атаки, на которых возникает срыв потока на всей поверхности крыла. Найдены способы управления таким течением с помощью локальных точечных выступов, размещаемых на передней кромке крыла. Найдены места на передней кромке, в которых установка выступов обеспечивает максимальный эффект воздействия на срыв. При этом значительно увеличивается область безотрывного присоединенного течения на поверхности крыла и уменьшаются размеры вихревых структур.

Были проведены эксперименты, в которых изучались возможности управления обтеканием с помощью точечных выступов. Предпосылкой для таких экспериментов были результаты предыдущих исследований на прямых и стреловидных крыльях. Тогда было обнаружено, что можно управлять вихрями с помощью локального воздействия. Для этого устанавливались отдельные выступы или миниатюрные перегородки в тех точках на поверхности крыла, где воздействие было наиболее эффективным. Такие точки были найдены в результате многочисленных экспериментов, когда выступы устанавливались в различных местах, и с помощью визуализации оценивалось их влияние на структуру течения. В результате был обнаружен интересное явление, когда на стреловидном крыле наиболее эффективно действовали выступы, расположенные на передней кромке около края крыла, там, где существует возвратное вихревое течение к центру вихря. Оказалось, что этот же эффект наблюдается и на модели летающего крыла, как показано ниже.

На рис.2.7.7. показано влияние выступа, установленного на краю передней кромки крыла, на расстоянии 83 мм от конца крыла. Выступ имел форму конуса высотой 15 мм, диаметр основания составлял 5 мм. Видно, что такое воздействие привело к значительным изменениям структуры течения. Вблизи передней кромки образовался длинный отрывной пузырь. Вихрь на этой части крыла значительно уменьшился в размерах, в то время как на левой стороне крыла вихревое течение осталось неизменным. Оказалось, что одиночный

выступ может привести к существенной перестройке структуры отрывного течения. Причем выступ нужно размещать именно на передней кромке у края крыла. В этом случае достигается максимально эффективное воздействие.

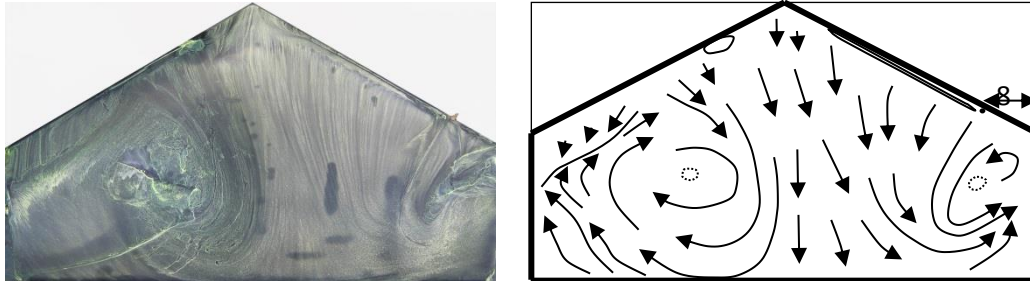


Рис. 2.7.7. Картина течения при угле атаки 18° с установленным выступом на передней кромке.

Эксперименты по управления отрывом были продолжены с применением двух выступов, установленных симметрично на левой и правой частях крыла. Полученные результаты показаны на рис. 2.7.8. Выступы размещались на передней кромке по краям крыла, на расстоянии 45 мм от боковых кромок. Как и в предыдущем случае с одним выступом, обнаружены существенные изменения картины течения. Вихри уменьшились в размерах, в центральной части крыла линии тока направлены вдоль направления набегающего потока.

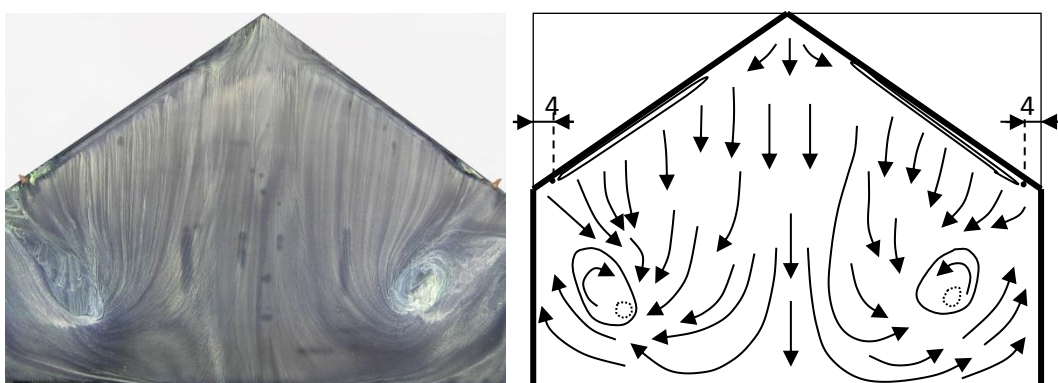


Рис. 2.7.8. Картина течения при угле атаки 18° с установленными двумя выступами на передней кромке.

Исследование влияния угла скольжения летающего крыла на картины течения на его поверхности. Проведены исследования обтекания модели летающего крыла в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 в нашем Институте. Особенность данных исследований в том, что они выполнены при наличии угла скольжения крыла. Скорость потока составляла 25 м/сек. С помощью визуализации получены картины течения на поверхности крыла как при нулевом угле атаки, когда на крыле существуют локальные отрывные пузыри, так и при большом (закритическом) угле атаки 18° , на котором возникает срыв потока на всей поверхности крыла. Увеличение угла скольжения приводит сначала к изменению положения отрывных пузырей на поверхности крыла, а затем к полному исчезновению одного из них. При большом угле атаки наличие угла скольжения позволяет сначала частично, а затем полностью устранить отрыв пограничного слоя и обеспечивает присоединенное безотрывное течение почти на всей поверхности крыла. Результаты экспериментов показаны ниже на рис. 2.7.9 – 2.7.14 для двух углов атаки крыла, на каждом из которых угол скольжения изменялся от нуля до 15° , а затем до 30° .



Рис. 2.7.9. Угол атаки 0° , угол скольжения 0° .



Рис. 2.7.10. Угол атаки 0° , угол скольжения 15° .



Рис. 2.7.11. Угол атаки 0° , угол скольжения 30° .

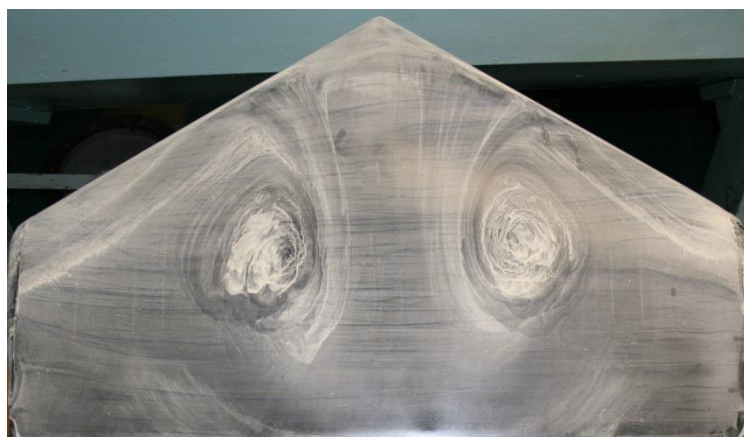


Рис. 2.7.12. Угол атаки 18° , угол скольжения 0° .

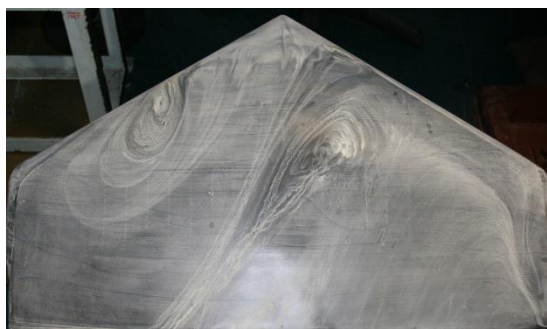


Рис. 2.7.13. Угол атаки 18° , угол скольжения 15° .



Рис. 2.7.14. Угол атаки 18° , угол скольжения 30° .

Исследование обтекания модели крыла при повышенной турбулентности набегающего потока в аэродинамической трубе.

Проведены экспериментальные исследования, в которых изучалось влияние повышенной турбулентности потока на обтекание модели летающего крыла (в форме прямоугольного крыла малого удлинения) в аэродинамической трубе при малых дозвуковых скоростях потока. Зафиксированы пространственные картины течения на поверхности крыла и измерены характеристики возмущений в пограничном слое. Обнаружено, что на поверхности крыла возникает ламинарный отрывной пузырь в задней части крыла. При увеличении уровня турбулентности потока до 0,6% пузырь не исчезает, но уменьшается в размерах. Это уменьшение размеров происходит за счет смещения задней кромки пузыря вперед, т.е. он становится короче. По размаху крыла пузырь становится уже, увеличиваются зоны безотрывного обтекания у боковых кромок крыла.

2.8. Уточнение физической модели ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока

При высокой степени турбулентности потока обычно выделяют два основных явления, заложенных в основу турбулизации сдвиговых течений: генерацию бегущих волн с характеристиками, определяемыми локальными свойствами устойчивости течения, и возникновение квазистационарных продольных (полосчатых) структур, формирующихся под действием внешних вихревых возмущений и пульсаций давления. Полосчатые структуры, получившие свое название по результатам визуализации течений, наблюдаются в виде квазистационарных трехмерных деформаций ламинарного сдвигового слоя, интенсивность и пространственная протяженность которых растет вниз по потоку.

Другими исследователями выявлено, что трансверсальный и поперечный масштабы полосчатых структур пограничного слоя сопоставимы с его толщиной, а амплитуда пульсаций нормальной стенки компоненты скорости v' внутри пограничного слоя во много раз меньше, чем ее продольной составляющей u' . Несмотря на обилие исследований по данной тематике, полного понимания механизмов, ответственных за преобразование продольных полосчатых структур в турбулентные пятна, у исследователей до сих пор нет.

В настоящее время в экспериментальных исследованиях перехода в сдвиговых слоях широко используется генерация контролируемых возмущений. В опытах для этого применялись периодические во времени вдувание и отсасывание газа в течение на плоской пластине. В результате, наряду с линейными волновыми пакетами и турбулентными пятнами, были обнаружены локализованные в пространстве структуры возмущений со специфическими характеристиками, названные «паффами». Позднее было выяснено, что эти возмущения имеют тесную связь с полосчатыми структурами, наблюдаемыми при высокой степени турбулентности потока. Дальнейшее развитие метода

искусственных возмущений продемонстрировано в настоящих исследованиях. Использование электромагнитного клапана, регулирующего расход вдуваемого/отсасываемого газа вместе с демпфером позволили варьировать длительность искусственного возмущения и локальные градиенты скорости вблизи его границ. Это позволило получить новые экспериментальные данные и выявить механизм, ответственный за образование волновых пакетов вблизи фронтов продольных локализованных возмущений рис. 2.8.1. Особое внимание уделяется изучению волновых пакетов, возникающих в областях, предшествующих резкому изменению скорости потока внутри пограничного слоя (фронты продольного локализованного возмущения), поскольку, как показывают исследования, эволюция именно волновых пакетов, а не продольных полосчатых структур, приводит к образованию турбулентных пятен. Как показали эксперименты, данные волновые пакеты имеют те же свойства, что и трёхмерные пакеты волн Толлмина-Шлихтинга.

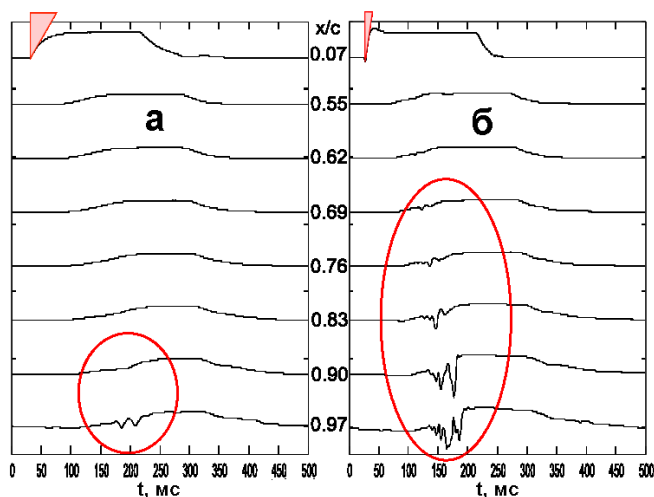


Рис. 2.8.1. Эволюция локализованных возмущений вниз по потоку при различных значениях градиента скорости $\partial u/\partial t$ вблизи переднего фронта продольного возмущения, осциллограммы сигнала. *а* – исходный градиент; *б* – увеличен в 2.5 раза.

В настоящих экспериментах, см. рис. 2.8.2, показано, что генерируемые в набегающем потоке локализованные возмущения, порождают в пограничном слое прямого крыла продольные полосчатые структуры, на переднем фронте которых возникают высокочастотные волновые пакеты – предвестники, см. рис. 2.8.3. Вниз по потоку волновые пакеты преобразуются в очаги турбулентности – турбулентные пятна.

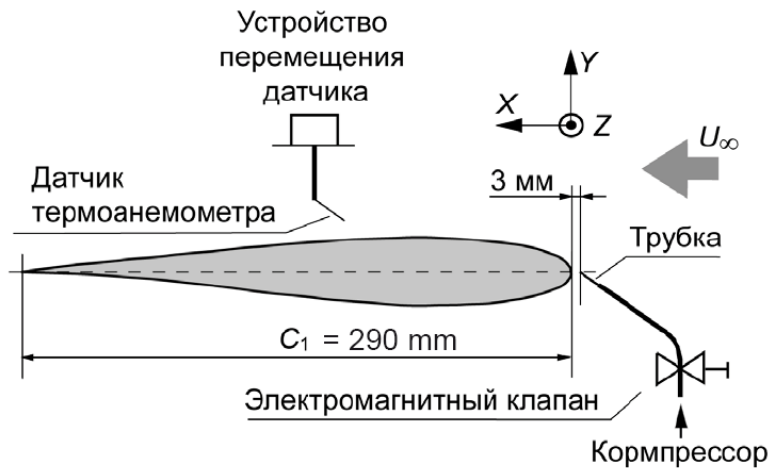


Рис. 2.8.2. Схема эксперимента.

Для регистрации возмущений использовался термоанемометр постоянной температуры. Измерялись средняя U и пульсационная u компоненты продольной составляющей скорости.

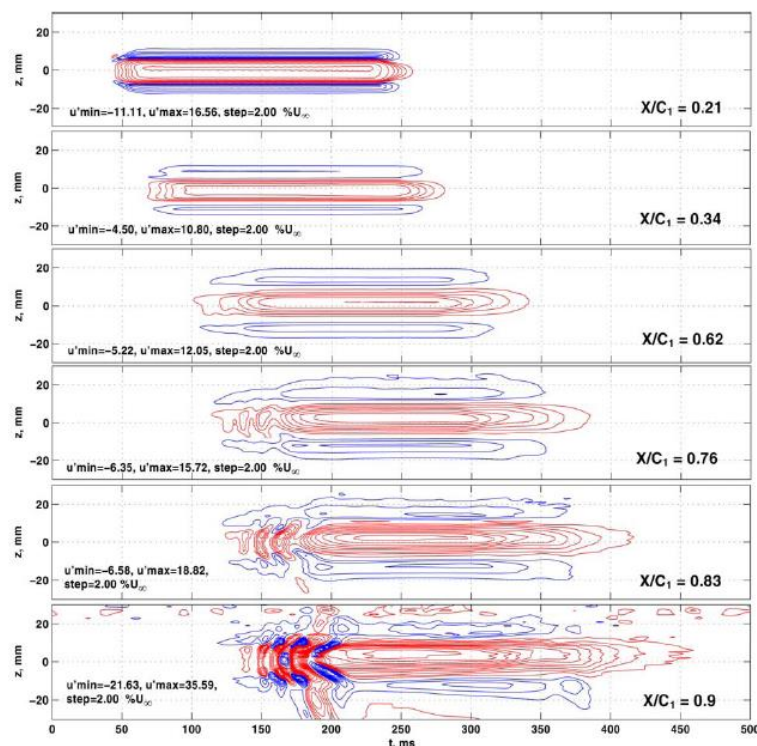


Рис. 2.8.3. Изолинии мгновенных полей пульсационной составляющей продольной компоненты скорости.

В пограничном слое прямого крыла в условиях градиентного течения вблизи фронтов продольных возмущений, моделируемых из набегающего потока, получены высокочастотные волновые пакеты – предвестники. Изучен характер поведения волновых пакетов (предвестников) в зависимости от следующих факторов: градиента скорости на переднем фронте продольного возмущения, амплитуды продольного возмущения, градиента скорости внешнего течения (угла атаки профиля). Показано, что с ростом неблагоприятного градиента давления (увеличение угла атаки α профиля) рост амплитуды волновых пакетов (предвестников) ускоряется и растет экспоненциально в области отрыва пограничного слоя, см. рис. 2.8.4. Обнаружено, что увеличение градиента скорости ($\partial u/\partial t$) вблизи фронта продольной структуры, порождающей волновой пакет (предвестник), ускоряет рост предвестника. Найдено, что уменьшение

амплитуды продольной структуры, порождающей волновой пакет (предвестник), задерживает нарастание предвестника.

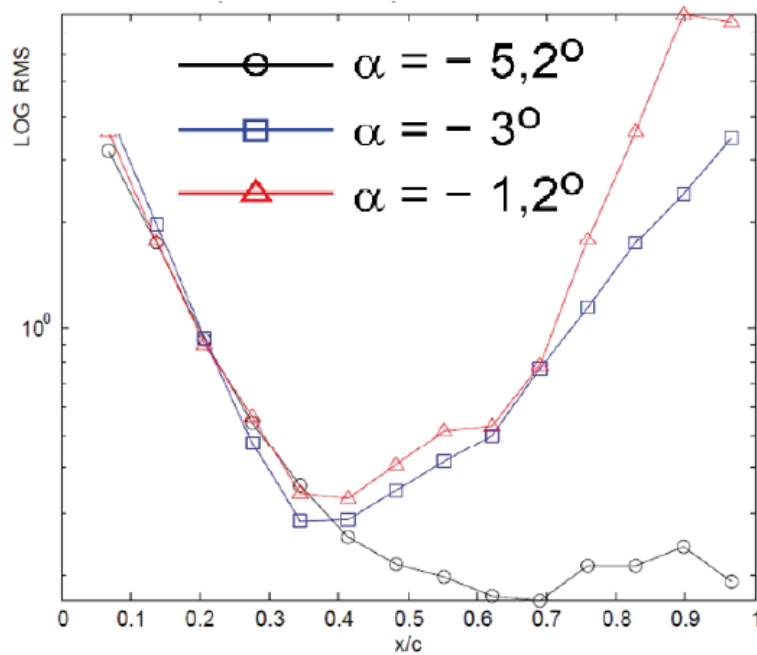


Рис. 2.8.4. Распределение амплитуды волнового пакета вдоль хорды крыла на уровне максимума возмущений при различных углах атаки профиля.

В свете полученных экспериментальных результатов уточненная модель ламинарно–турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока включает в себя помимо локализованных полосчатых структур также и пакеты волн Толлмина-Шлихтинга, которые образуются при локализованном воздействии внешних возмущений в области передней кромки модели. Взаимодействие внешних возмущений с пограничным слоем в области его зарождения приводит к образованию одновременно продольных полосчатых локализованных возмущений и волновых пакетов. Волновые пакеты проявляются в области фронтов продольных возмущений и нарастают либо при неблагоприятном градиенте давления либо в отрывной области.

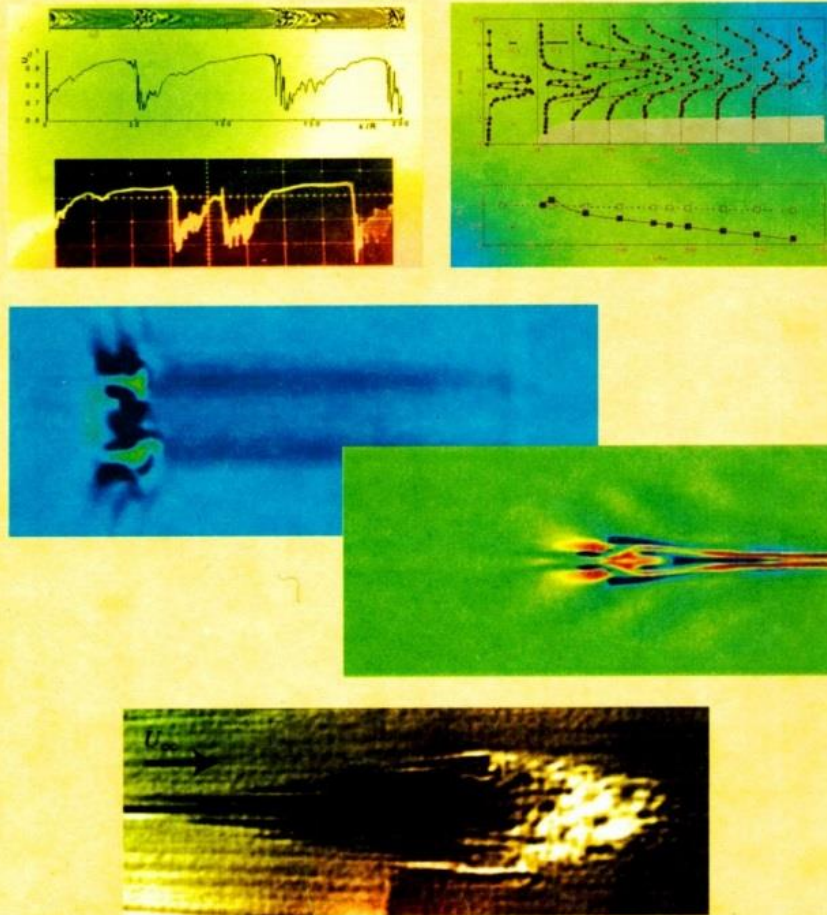
Метод управления ламинарно-турбулентным переходом с помощью локализованного вдува (отсоса) воздуха показал потенциальную возможность

воздействия на возникновение турбулентного пятна. Полученные недавние экспериментальные результаты дополняют интерпретацию эффекта управления воздействием не только на градиент скорости в трансверсальном направлении, но и в большей степени, на область вблизи переднего фронта продольного возмущения, отвечающую за образование волнового пакета. Данная связь объясняет эффект уменьшения длительности локализованного воздействия на задержку возникновения зарождающегося турбулентного пятна.

Результатом обобщения полученных экспериментальных материалов по моделированию локализованных возмущений пограничного слоя является учебное пособие: Катасонов М.М., Козлов В.В., Никитин Н.В., Сбоев Д.С. «Возникновение и развитие локализованных возмущений в круглой трубе и пограничном слое». Учеб. пособие; Новосиб. гос. ун-т. – Новосибирск : РИЦ НГУ, 2014. – 222 с.

М. М. Катасонов, В. В. Козлов, Н. В. Никитин, Д. С. Сбоев

**ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ
ВОЗМУЩЕНИЙ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ
И ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ**



По данному направлению в 2014 году Мотыревым П.А. защищена кандидатская диссертация «Экспериментальное исследование предвестников фронтов локализованных возмущений в пограничном слое прямого и скользящего крыльев».

2.9. Определение характеристик устойчивости отрывного течения на теле вращения при различных углах атаки и перспективных возможностях управления отрывом потока в подобных геометрических условиях

Проведена серия экспериментов по развитию возмущений малых амплитуд в течении с отрывом ламинарного пограничного слоя на теле вращения. Результаты получены в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при низких дозвуковых скоростях потока. Экспериментальная модель представляла собой осесимметричное тело длиной 1140 мм с миделевым сечением радиусом $r = 100$ мм на расстоянии 500 мм от его носика (рис.2.9.1). Модель закреплялась на продольно расположенной штанге и устанавливалась в центре поперечного сечения рабочей части трубы под нулевым и малыми углами к направлению набегающего потока. Средняя во времени и пульсационная составляющие скорости течения вблизи поверхности модели измерялись с помощью термоанемометра постоянной температуры. Одноточный датчик термоанемометра перемещался автоматическим координатным устройством над хвостовой частью модели, где происходил отрыв пограничного слоя. Электрический сигнал датчика оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и обрабатывался на персональном компьютере в среде MATLAB.

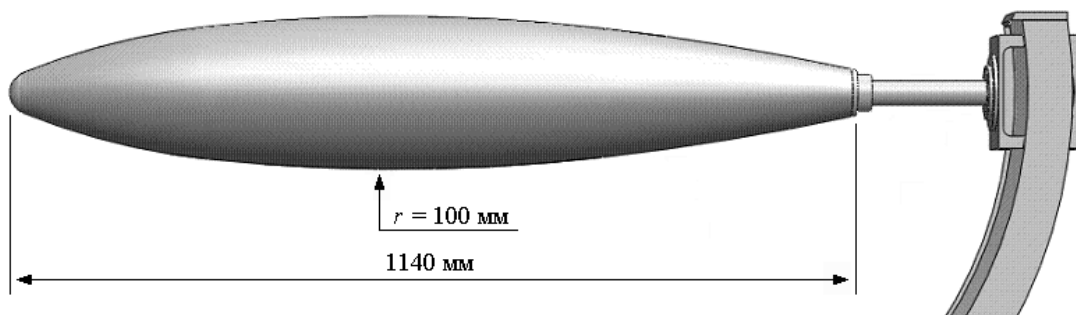


Рис. 2.9.1. Экспериментальная модель.

Первоначально была исследована устойчивость осесимметричного отрывного течения в кормовой части тестовой модели при ее нулевом угле атаки. Исходные данные получены в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_r = U_0 r / \nu = 63000 - 126000$, здесь U_0 – скорость набегающего потока. Основным результатом работы показан на рис. 2.9.2 зависимостями пространственных инкрементов малых колебаний в области отрыва от их частоты при $Re_r = 63000, 94000$ и 126000 . Данные сопоставлены с аналогичными результатами исследований устойчивости плоских отрывных течений, для которых ранее была установлена корреляция максимальных инкрементов возмущений с формпараметром $H = \delta^* / \theta$, (δ^* и θ – толщины вытеснения и потери импульса), характеризующим расстояние между оторвавшимся слоем сдвига и стенкой. В исследованном диапазоне параметра поперечной кривизны $\delta^* / r = 0,02 - 0,05$ осевая симметрия отрывного течения не оказывает ощутимого влияния на усиление его малых колебаний, которое вписывается в общую закономерность возрастания неустойчивости двумерных областей отрыва ламинарного потока по мере увеличения формпараметра H . Таким образом, эксперименты показали в целом хорошее совпадение характеристик малых возмущений, развивающихся в областях ламинарного отрыва осесимметричного и плоских течений несжимаемого газа. В этом смысле известное из результатов предыдущих исследований влияние осевой симметрии на устойчивость отрывного течения оказывается несущественным при толщине вязкого слоя на порядок величины меньшей поперечного размера обтекаемого тела. В подобных условиях реалистичную оценку частот и инкрементов наиболее нарастающих возмущений, усилением которых определяются переход к турбулентности и формирование отрывной зоны, можно получить, опираясь на известные свойства устойчивости течений в плоских конфигурациях.

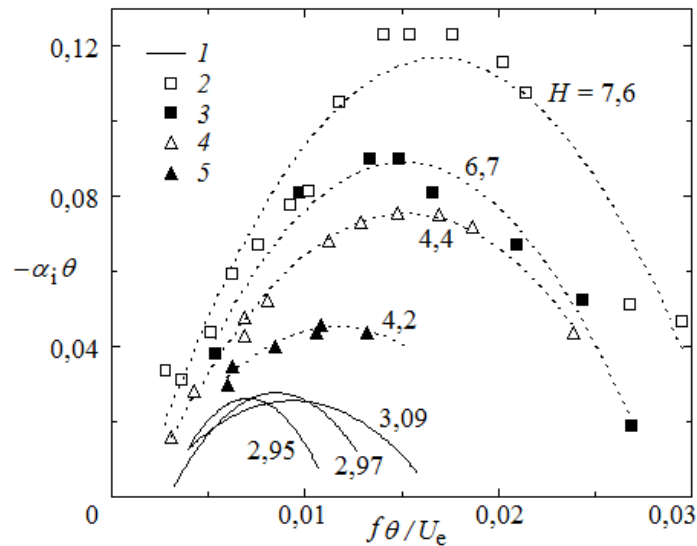


Рис. 2.9.2. Диапазоны неустойчивости осесимметричного отрывного течения (1) и областей отрыва пограничного слоя в плоских конфигурациях (2–5).

На следующем этапе работы изучалось влияние малых углов атаки тела вращения на характеристики отрывного течения. Результаты, полученные при $Re_r = 63000$, иллюстрируют рис. 2.9.3 и 2.9.4. Форма тела вращения такова, что область отрыва сохраняется на его наветренной стороне, тогда как на подветренной стороне пограничный слой во всей области измерений остается присоединенным (рис. 2.9.3). Вследствие сильно различающихся характеристик устойчивости оторвавшегося и присоединенного слоев сдвига скорости возникает азимутальная неоднородность нарастающих возмущений, локальные амплитуды которых изменяются в фиксированных поперечных сечениях потока на порядок величины (рис. 2.9.4). Примечательно то, что отмеченные эффекты трехмерности обнаружены при малых, порядка углового градуса, отклонениях оси симметрии экспериментальной модели от направления набегающего потока. Такие изменения положения тела вращения достаточны для того, чтобы его обтекание с отрывом ламинарного пограничного слоя нельзя было расценивать как близкое к осесимметричному.

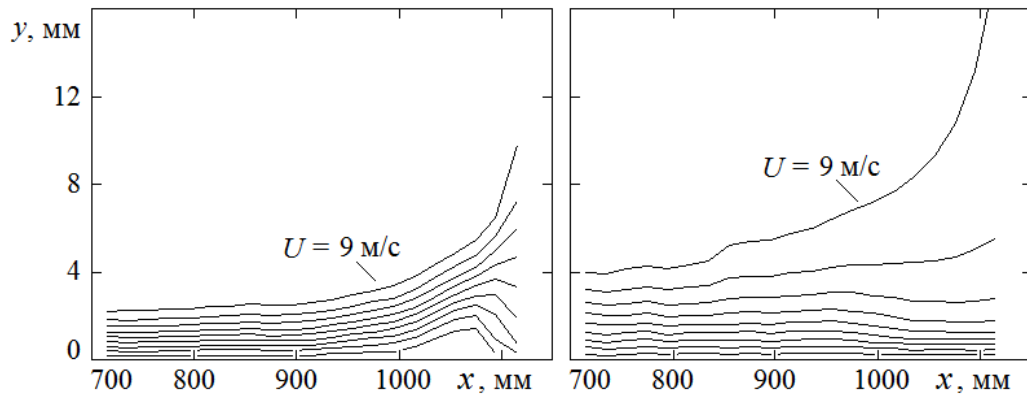


Рис. 2.9.3. Контуры средней скорости течения с шагом 1 м/с на наветренной (слева) и подветренной (справа) сторонах экспериментальной модели, угол атаки $\alpha = 4^\circ$.

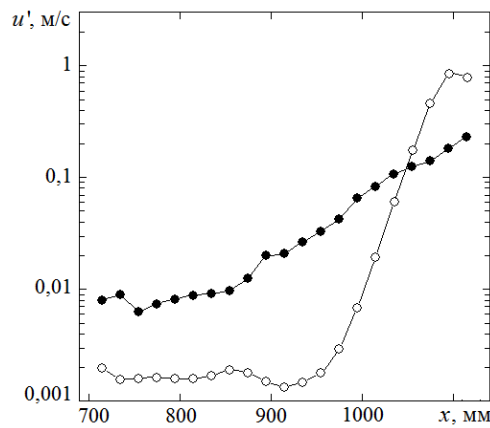


Рис. 2.9.4. Нарастание максимальной амплитуды пульсаций скорости на наветренной (○) и подветренной (●) сторонах экспериментальной модели, угол атаки $\alpha = 4^\circ$.

Заключительные эксперименты были выполнены для определения реакции отрывного течения при нулевом угле атаки тела вращения на пространственно локализованное внешнее воздействие, в данном случае – стационарное, подразумевая принципиальную возможность использования компактных источников контролируемых возмущений для управления отрывом осесимметричного потока. С этой целью на поверхности тела вращения в 700 мм от его носика располагался цилиндрический выступ высотой 9 мм, диаметром 4 мм; данные получены при $Re_r = 64000$.

Панорамная картина изменения среднего течения представлена рис. 2.9.5, на котором отчетливо видно расплывание следа за элементом неровности в поперечном потоку направлении. В начале области измерений – на небольшом удалении от выступа по продольной координате x – турбулентный след локализован вблизи $\varphi = 0$, здесь φ – азимутальное отклонение от положения выступа. Вместе с тем, деформация профилей скорости наблюдается в широком диапазоне азимутальных углов. Слабо различимая в масштабе рисунка она отдельно показана на рис. 2.9.6. Изменение профилей вдали от элемента неровности достигает нескольких процентов скорости набегающего потока (рис. 2.9.6a), на порядок величины превышая местную интегральную амплитуду пульсаций ламинарного течения (рис. 2.9.6b). Обнаруженные изменения поля скорости у поверхности тела вращения отражают глобальную реакцию отрывного течения на его состояние в зоне перехода к турбулентности и присоединения оторвавшегося слоя, аналогичную наблюдавшейся ранее на моделях прямого крыла. В итоге показана возможность использования локальных гидродинамических возмущений для крупномасштабного воздействия на осесимметричное неустойчивое течение с отрывом пограничного слоя. В ее основе – известная из предыдущих исследований взаимосвязь поля скорости на начальном участке отрывной зоны с его состоянием ниже по потоку в области ламинарно-турбулентного перехода. Таким образом, данный подход к управлению отрывным течением, ранее опробованный в плоских течениях, может найти применение в условиях продольного обтекания тела вращения

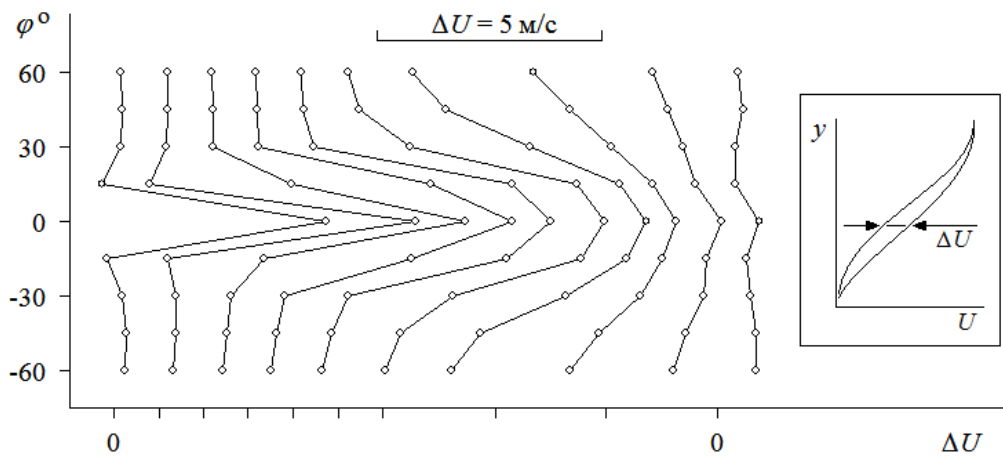


Рис. 2.9.5. Максимальные отклонения профиля средней скорости от невозмущенного. Слева – направо в сечениях $x = 725, 765, 805, 845, 885, 925, 965, 1005, 1045$ и 1085 мм.

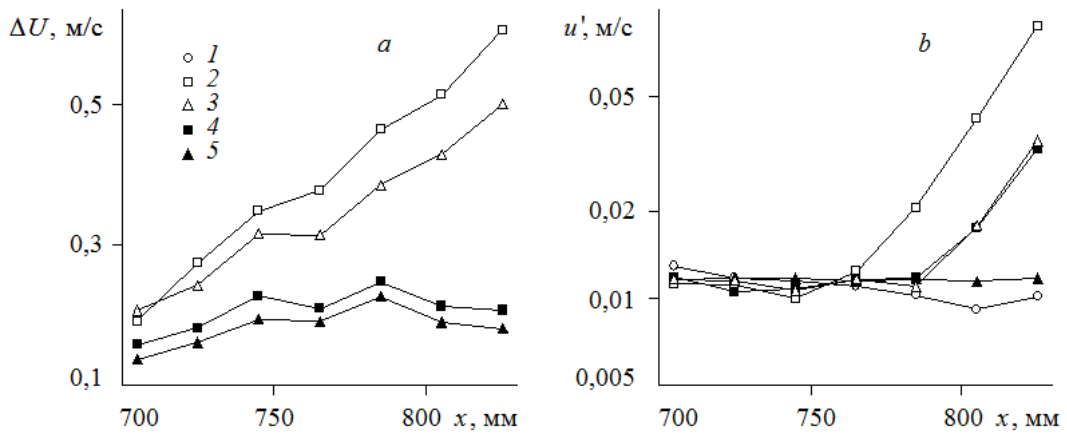


Рис. 2.9.6. Максимальные отклонения профиля средней скорости от невозмущенного (a) и максимальные амплитуды пульсаций (b) при больших значениях азимутального угла. Невозмущенное течение (1), $\varphi = -45^\circ$ (2), -60° (3), 45° (4), 60° (5).

2.10. Анализ физических процессов, ответственных за развитие и разрушение дозвуковых струйных течений

При выполнении этого раздела проекта исследовано влияние начальных условий на срезе сопла и воздействие акустики на структуру и характеристики развития микроструй пропана и водорода как без горения, так и с горением.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 2.10.1. Проведены исследования микроструй, истекающих из круглого (сопло № 1 и 2) и плоского (сопло № 3) микросопла.

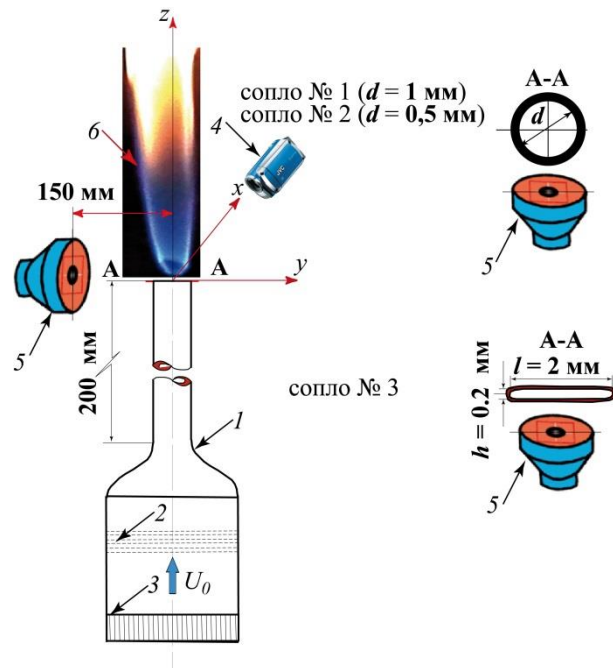


Рис. 2.10.1. Схема экспериментальной установки: 1 – сопловой канал, 2 – детурбулизирующие сетки, 3 – хонейкомб, 4 – видеокамера, 5 – динамический громкоговоритель, 6 – пламя.

Термоанемометрические измерения средней ($U_{\text{ср.}}$) и пульсационной (u') составляющих продольной компоненты скорости проведены в поперечном сечении круглой и плоской микроструи на различных расстояниях от среза сопла

при скорости $U_0 = 5$ м/с. В случае короткого канала сопла ($l/d, l/h \leq 1$, где l – длина канала сопла и d – диаметр выходного отверстия сопла, h – ширина выходной щели плоского сопла, наблюдался, так называемый «ударный» (узкая область мощного градиента скорости на периферии сопла и практически безградиентное течение в ядре струи) профиль скорости на срезе сопла. С другой стороны, параболический профиль скорости на срезе сопла в настоящих условиях эксперимента при $l/d = 200, 400$ и $l/h = 1000$ показан на рис. 2.10.2. Впервые, мы наблюдали большое различие профилей средней скорости («ударный» и параболический) в круглых струях для такого малого диаметра выходного отверстия ($d = 1$ мм). Измерения проведены с шагом 0,02 мм с осреднением по времени в каждой измеряемой точке.

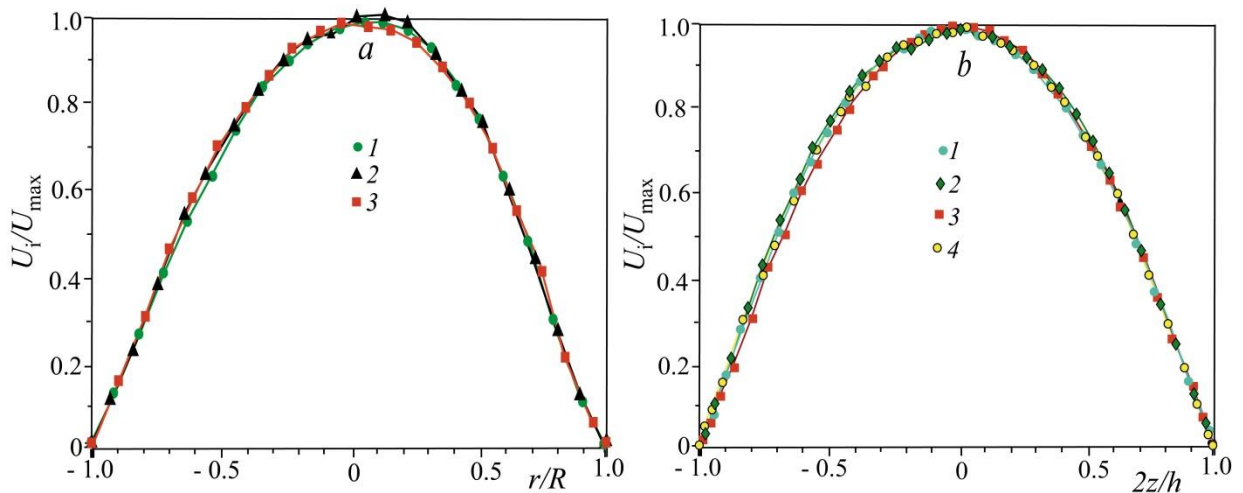


Рис. 2.10.2. Параболические профили средней скорости для круглой (1, 2, 3 – $x = 2, 10, 20$ мм, соответственно) - *a* и плоской (1, 2, 3, 4 – $x = 2, 5, 9, 15$ мм, соответственно) - *b* микроструй на различном расстоянии от среза сопла, $U_{\text{микроструя}} \approx 5$ м/сек.

Теневые картины горения круглой микроструи пропана в трансверсальном акустическом поле

Теневые картины диффузионного горения круглой микроструи пропана и в отсутствии ее горения при скорости истечения микроструи $U_{\text{микроструя}} = 7,6$ м/с представлены на рис. 2.10.3. Горение микроструи пропана в ситуации присоединённого пламени визуализировано.

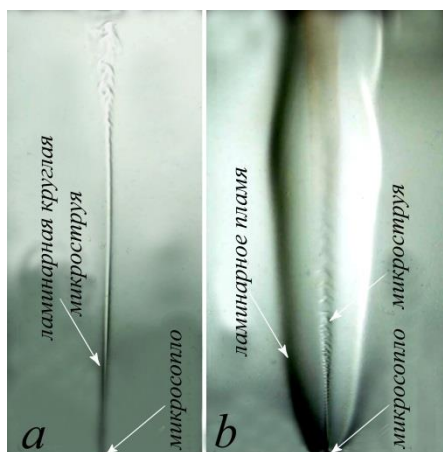


Рис. 2.10.3. Теневые картины ламинарной круглой микроструи пропана в отсутствии горения (a) и при диффузионном горении, но в отсутствии поперечного акустического поля (b), $U_{\text{микроструи}} = 7,6$ м/с.

Теневые картины турбулентной круглой микроструи пропана в отсутствии горения и при ее диффузионном горении показаны на рис. 2.10.4 (Ia и Ib). Аналогичные данные получены при воздействии трансверсального акустического поля на процесс горения, которые представлены на рис. 2.10.4 (IIa и IIb). Раздвоение микроструи под воздействием трансверсального акустического поля можно ясно наблюдать (IIa). Приподнятое пламя вблизи выхода микросопла и, вновь, раздвоение микроструи, вызванное акустическим возбуждением, также наблюдается на (IIb). Следует отметить, что в случае акустического возбуждения раздвоение пламени встречается на некотором расстоянии от выхода сопла.



Рис. 2.10.4. Теневые картины диффузионного горения турбулентной круглой микроструи пропана: **I** – без акустического воздействия (*a*- без горения, *b* – с горением); **II** – с акустическим воздействием на $f = 4,5$ кГц (*a* – без горения, *b* – с горением); $U_{\text{микроструи}} = 12$ м/с.

Круглая микроструя в трансверсальном акустическом поле

В результате предыдущих исследований механизм развития дозвуковой круглой макроструи изучен при различных начальных условиях на срезе сопла и воздействии поперечного акустического поля. На основании полученных знаний об эволюции макроструи мы приступили к исследованию круглых микроструй с ударным и параболическим профилем скорости на срезе сопла возбуждаемых акустическими колебаниями. В процессе экспериментов обнаружено, что круглая микроструя имеет протяженную область чисто ламинарного течения вне зависимости от профиля скорости на срезе сопла и при отсутствии акустического поля. Ожидается, что на выходе микросопла будет всегда реализовываться параболический профиль скорости по причине исчезновения безградиентного ядра микроструи. Тем не менее, были проведены эксперименты с соплами различного диаметра: 0,2; 0,4; 0,5; 0,6 и 1,6 мм при $l/d \geq 50$, где наблюдалась генерация параболического профиля скорости на срезе сопла. Экспериментально было показано, что микроструя очень восприимчива к изменениям начальных условий на срезе сопла. Отметим, что струя, истекающая из сопла диаметром 1,6 мм, может быть с трудом рассмотрена как микроструя, однако, результаты

наших предварительных исследований показали, что характеристики развития микроструй диаметром выходного сопла 0,2; 0,4; 0,5; 0,6 и 1,6 мм в основном идентичны. Первой из этих характеристик является уплощение круглой микроструи в поперечном акустическом поле. Картина дымовой визуализации круглой микроструи, истекающей из микросопла диаметром 1,6 мм показана на рис. 2.10.5.

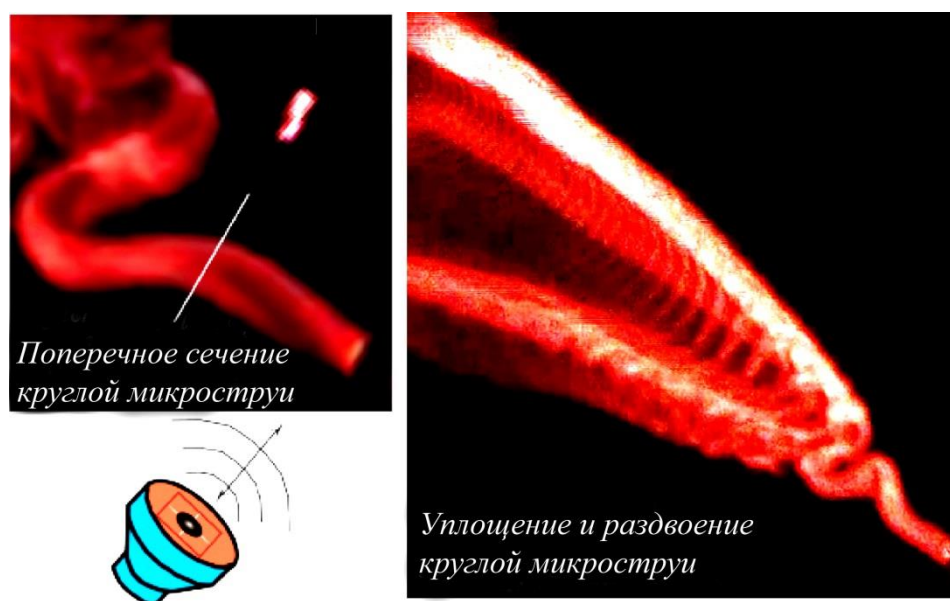


Рис. 2.10.5. Визуализация дымом уплощения (слева) и раздвоения (справа) круглой микроструи в трансверсальном акустическом поле, $U_{\text{микроструи}} \approx 5 \text{ м/с}$, $f = 40 \text{ Гц}$, 90 дБ.

Видно, что акустическое возбуждение круглой микроструи привело к ее деформации и трансформации в плоскую микрострую. Здесь воздействие акустических осцилляций подобно воздействию поперечного потока. Аналогичное явление уплощения круглой микроструи и ее трансформации в плоскую микрострую под воздействием трансверсального акустического поля отмечено в работах [10, 12-14]. Воздействие трансверсального акустического поля на микрострую проявляется на много сильнее, чем на макрострую. В случае макроструи, акустическое воздействие приводит к модификации

вихреобразования и ускорению турбулизации струи, в то время как структура микроструи становится полностью другой, см. рис. 2.10.5.

Процесс раздвоения микроструи приводит к возникновению двух микроструй расходящихся под определенным углом и развивающихся независимо друг от друга с модуляцией вторичной высокочастотной неустойчивостью в виде Ω -образных структур. Частота следования вихревых структур зависит от частоты акустического воздействия.

Плоская микроструя в трансверсальном акустическом поле

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований эволюции плоской микроструи ($l/h = 70$ и 180 при $l = 36$ мм, $h = 0,5$ и $0,2$ мм, соответственно) как в отсутствии трансверсального акустического поля, так и при его наличии. В отсутствие акустического воздействия плоская микроструя подвержена синусоидальным осцилляциям, что согласуется с нашими ранними наблюдениями за эволюцией плоской макроструи. При уменьшении ширины щели выходного сопла до $0,5$; $0,2$ мм, были обнаружены новые особенности в поведении плоской микроструи. При наличии трансверсального акустического поля наблюдается раздвоение плоской микроструи (рис. 2.10.6).

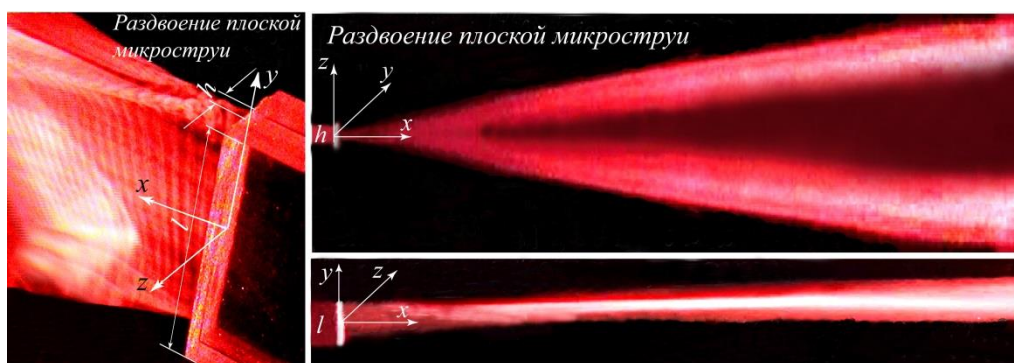


Рис. 2.10.6. Визуализация дымом раздвоения плоской микроструи в трансверсальном акустическом поле, $U_{\text{микроструи}} \approx 5$ м/с, $f = 1,3$ кГц, $l = 36$ мм, $h = 0,2$ мм.

Диффузионное горение круглой микроструи пропана в трансверсальном акустическом поле (пример воздействия акустики на процесс микроструйного горения аналогичный ее влиянию на развитие микроструи без горения)

При возбуждении акустическими осцилляциями трансверсального акустического поля круглая микроструя пропана трансформируется в плоскую микрострую и подвергается раздвоению. Обнаружено, что при диффузионном горении круглой микроструи пропана в поперечном акустическом поле приподнятое пламя также подвержено уплощению и раздвоению. В этом случае плоская микроструя испытывает синусоидальные осцилляции. Синусоидальные осцилляции струи приводят к ее расщеплению на две струи при трансверсальном акустическом возбуждении (рис. 2.10.7). Поведение приподнятого пламени коррелирует с процессом уплощения и раздвоения круглой микроструи (см. рис. 2.10.5). Частота акустического возбуждения возрастает, примерно, в два раза при уменьшении диаметра выходного отверстия сопла от 1 до 0,5 мм. Из предыдущих работ известно, что раздвоение микроструи под воздействием акустики представляет собой двумерное явление. Таким образом, механизм раздвоения приподнятого пламени при диффузионном горении микроструи пропана в трансверсальном акустическом поле связан с процессом уплощения, другими словами, ее трансформации в плоскую струю. Синусоидальные осцилляции свободной плоской струи приводят к ее расщеплению на две струи. Пламя распространяется по внешней поверхности струи.

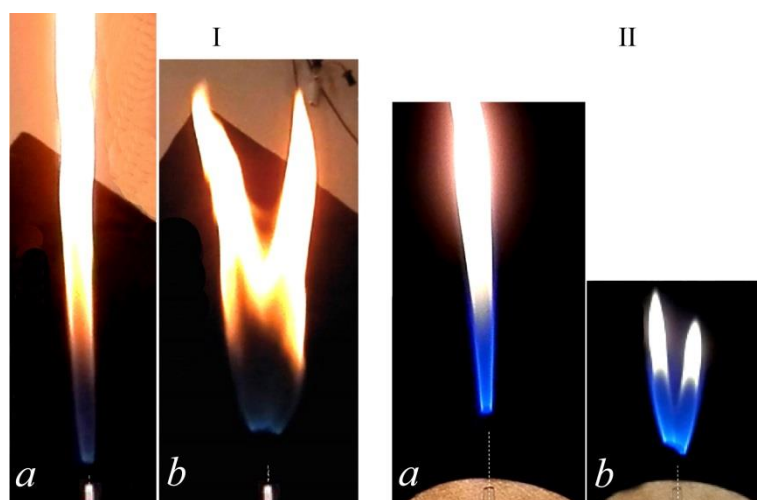


Рис. 2.10.7. Раздвоение приподнятого пламени в трансверсальном акустическом поле в случае диффузионного горения микроструи пропана: I $d = 1$ мм (a – без акустики, b – с акустическим возбуждением, $f = 2,8$ кГц, $A \approx 90$ дБ, $U_0 = 16,6$ м/с); II $d = 0,5$ мм (a – без акустики, b – с акустическим возбуждением, $f = 5 - 7,5$ кГц, $A \approx 90$ дБ, $U_0 = 12,5$ м/с).

В этой связи, раздвоение присоединенного пламени при горении микроструи метана в трансверсальном акустическом поле наблюдалось в экспериментальной работе [23]. Раздвоение присоединенного пламени в трансверсальном акустическом поле наблюдалось и в наших экспериментах (рис. 2.10.8).

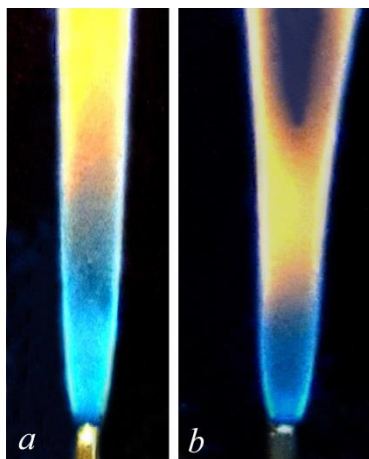


Рис. 2.10.8. Раздвоение присоединенного пламени под воздействием трансверсального акустического поля в случае диффузионного горения круглой микроструи пропана: a – без акустики, b – с акустическим возбуждением: $f = 3,5$ кГц, $A \approx 90$ дБ, $U_0 = 10$ м/с, $d = 1$ мм.

Диффузионное горение плоской микроструи пропана в трансверсальном акустическом поле (пример воздействия акустики на процесс микроструйного горения аналогичный ее влиянию на развитие микроструи без горения)

С ростом скорости истечения микроструи до определенного порога, пламя отрывается от среза сопла и формируется так называемое приподнятое пламя (рис. 2.10.9). Его раздвоение при акустическом воздействии отчетливо наблюдается на рис. 2.10.8. Несомненно, акустическое возбуждение стабилизирует процесс горения и способствует интенсификации тепломассообмена пропана с окружающим воздухом, что приводит к расширению области горения и, наконец, к раздвоению пламени.

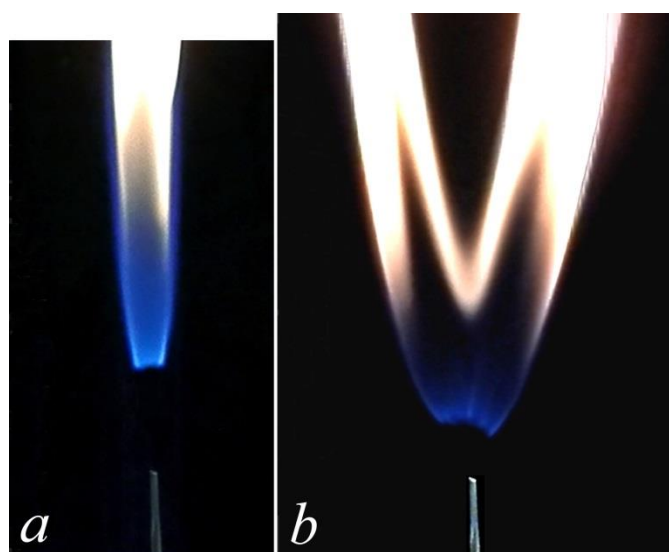


Рис. 2.10.9. Раздвоение пламени под воздействием трансверсального акустического поля при диффузионном горении плоской микроструи пропана: $l = 2$ мм, $h = 0,2$ мм, a – без акустики, b – с акустическим возбуждением: $f = 1 - 3$ кГц, $A \approx 90$ дБ; $U_0 = 32$ м/с.

Диффузионное горение круглой микроструи водорода в трансверсальном акустическом поле (пример воздействия акустики на процесс микроструйного горения аналогичный ее влиянию на развитие микроструи без горения)

При диффузионном горении ламинарной круглой микроструи водорода не удалось оторвать пламя от среза сопла в широком диапазоне скоростей истечения микроструи от 109 до 375 м/с. Тем не менее, удалось обнаружить явление деформации пламени вблизи выхода микроструи водорода из сопла. Это явление и его Результат этого явления был условно назван «областью перетяжки пламени», представляющей собой некое сферическое образование. Характеристики течения в «области перетяжки пламени» сильно зависели от скорости истечения микроструи, частоты акустического воздействия и уровня звукового давления. В частности, ее геометрические размеры уменьшались, а конфигурация изменялась от эллипсовидной к шарообразной с ростом скорости истечения микроструи (рис. 2.10.10).

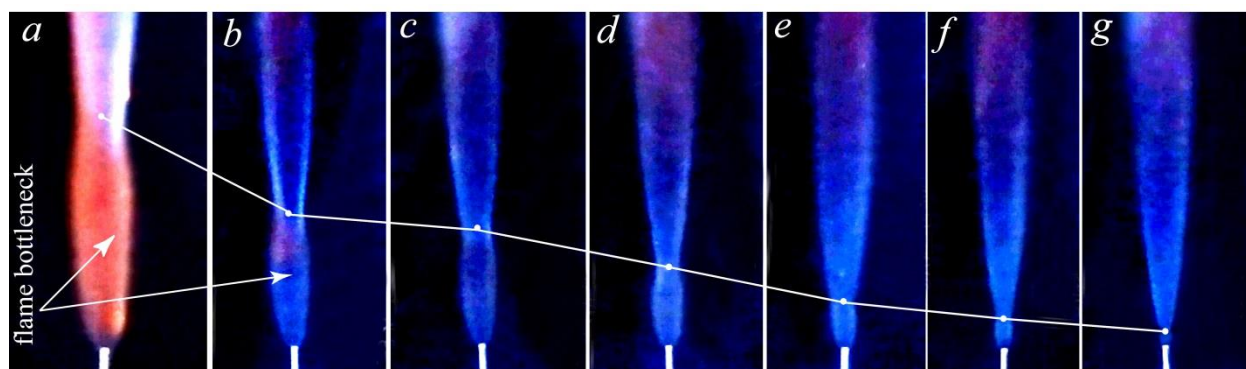


Рис. 2.10.10. Изменение формы и размера «области перетяжки пламени» при диффузионном горении круглой микроструи водорода с ростом скорости ее истечения ($U_{\text{микроструя}} = \text{м/с}$): *a* - 98, *b* - 172, *c* - 197, *d* - 246 *e* - 270, *f* - 295, *g* - 344; диаметр сопла $d = 1$ мм; присоединенное пламя без акустического воздействия.

Раздвоение пламени наблюдалось в диапазоне частоты акустического воздействия от 7 до 15 кГц и скорости истечения микроструи от 38 до 51 м/с. Это явление коррелировало с результатами поведения пламени при горении круглой микроструи пропана, показанного ранее. Частота акустики также воздействовала

на поведение течения в «области перетяжки пламени». Изменения геометрических параметров «области перетяжки пламени», таких как длина и ширина наблюдались в широком диапазоне частот акустических осцилляций. При рассмотрении поведения пламени далее вниз по потоку ее раздвоение отчетливо видно при различной скорости истечения, уровня звукового давления и частоты акустических осцилляций (рис. 2.10.11). Данное явление коррелирует с поведением пламени при акустическом воздействии на процесс диффузионного горения круглой микроструи пропана, что было исследовано ранее (см. рис. 2.10.7).

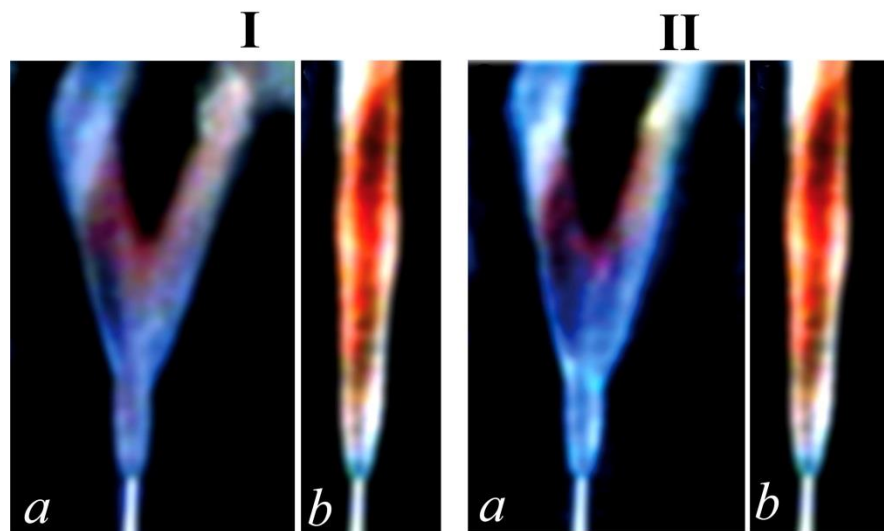


Рис. 2.10.11. Картины раздвоения присоединенного пламени в процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода в трансверсальном акустическом поле ($U_{\text{микроструя}} = \text{м/с}$): **I**, **II** – 38 и 51, соответственно; *a* – с акустическим возбуждением ($f = 7\text{-}15 \text{ кГц}$, $A = 110 \text{ дБ}$), *b* – без акустики, диаметр сопла $d = 1 \text{ мм}$.

Диффузионное горение плоской микроструи водорода в трансверсальном акустическом поле (пример воздействия акустики на процесс микроструйного горения аналогичный ее влиянию на развитие микроструи без горения)

Следует обратить внимание на то, что при диффузионном горении круглой и плоской микроструи водорода, пламя не могло быть оторвано от среза сопла, и

его раздвоение наблюдалось в акустической окружающей среде, произведенной шумом самого процесса горения. Как известен, раздвоение как самой микроструи, так и пламени при ее горении вызвано синусоидальной неустойчивостью, типичной для плоских струй. В случае круглой микроструи, поперечное акустическое возбуждение стимулирует ее уплощение и, соответственно, синусоидальную неустойчивость уже плоской микроструи, что приводит к раздвоению как самой микроструи, так и пламени при ее горении (см. рис. 2.10.3 – 2.10.5). В то же время шум, естественно произведенный при диффузионном горении круглой микроструи водорода, едва ли может привести к ее уплощению и синусоидальной неустойчивости из-за отсутствия доминирующего поперечного акустического поля. При диффузионном горении плоской микроструи водорода, который априорно подвергнута синусоидальной неустойчивости, интенсивный шум может привести к раздвоению микроструи и ее пламени, как показан на рис. 2.10.12.

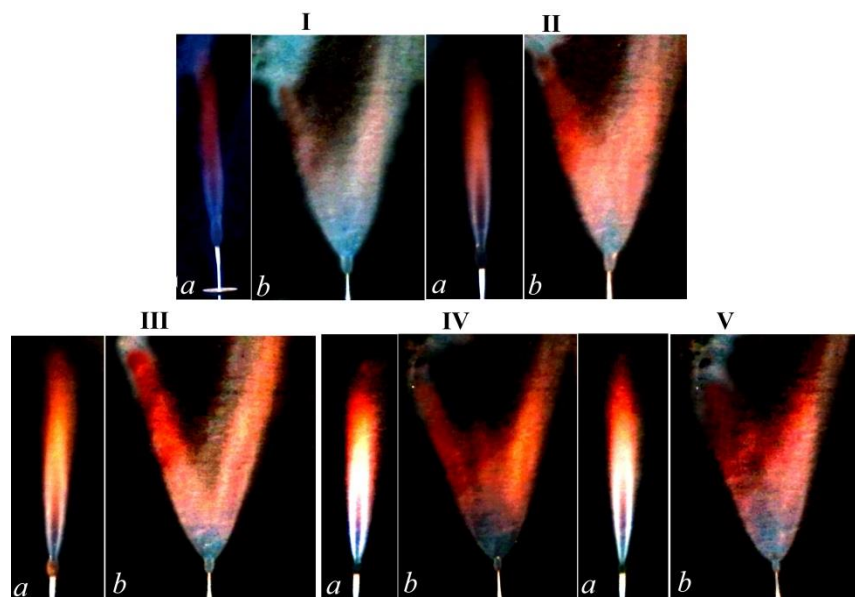


Рис. 2.10.12. Картины раздвоения присоединенного пламени в процессе диффузионного горения плоской микроструи водорода под воздействием акустического шума создаваемого горячей микроструей в отсутствие трансверсального акустического поля. **I - V** ($U_{\text{микроструя}} = \text{м/с}$): 260, 288, 322, 387, 450, соответственно; *a, b* – картины взятые в плоскости l ($x - z$) и h ($y - z$), соответственно; диапазон частот акустического шума от 5 до 8 кГц при уровне интенсивности звука от 60 до 90 дБ, плоское сопло: $l = 2$ мм, $h = 0,2$ мм.

Несмотря на то, что раздвоения микроструи и пламени не наблюдалось при низкой интенсивности звука и низких скоростях ее истечения, можно ожидать, что это явление может быть обнаружено при большой интенсивности поперечного акустического поля. Однако, эта проблема будет центром внимания наших дальнейших экспериментальных исследований.

Еще один комментарий кажется разумным относительно присоединенных и приподнятых пламен при диффузионном горении круглых и плоских микроструй водорода. Как известно, пламя, присоединенное к срезу сопла, отрывается, когда скорость истечения струи достигает определенной величины. Это наблюдалось в наших предыдущих экспериментах по изучению влияния трансверсального акустического поля на приподнятое пламя при диффузионном горении круглой и плоской микроструи пропана. К сожалению, нам не удалось оторвать пламя от среза сопла при диффузионном горении круглой и плоской микроструи водорода, чтобы сравнить эти наблюдения с результатами других экспериментов с приподнятым пламенем. Раздвоение присоединенного пламени при диффузионном горении микроструи метана в поперечной акустической поле обнаружено другими авторами.

Выводы

Показано, что трансверсальное акустическое поле приводит к уплощению круглой микроструи и ее раздвоению, а также раздвоению плоской микроструи. Обнаружено, что трансверсальное акустическое поле при воздействии на процесс диффузионного горения круглой микроструи пропана приводит к уплощению пламени и его раздвоению, что коррелирует с аналогичным процессом при воздействии акустики на свободную от горения круглую микрострую как пропана, так и воздуха. Показано, что трансверсальное акустическое поле при воздействии на процесс диффузионного горения плоской микроструи пропана приводит к раздвоению пламени, что коррелирует с аналогичным процессом при воздействии акустики на свободную от горения плоскую микрострую как

пропана, так и воздуха. Установлено, что воздействие акустического поля на процесс диффузионного горения микроструи водорода приводит к уплощению пламени и его раздвоению в случае круглой микроструи и к раздвоению пламени в случае плоской микроструи. Обнаружено новое явление, так называемая «перетяжка пламени» при горении как круглой, так и плоской микроструи водорода. Показаны основные характеристики развития «области перетяжки пламени» в зависимости от скорости истечения микроструи и акустики.

По данному направлению выпущены: учебное пособие и монография в Шпрингер-Ферлаг:

Г.Р. Грек, В.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко, Устойчивость дозвуковых струйных течений и горение// Учебное пособие: Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2013. 238 стр. с дополнительным материалом в электронном виде, включающем презентации и видеоролики на CD-диске (351 мБ). ISBN 978-5-4437-0213-1

Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A. Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities. –Dordrecht: Springer International Publishing, 2016. – P. 126.



2.11. Определение влияния формы обтекаемой потоком поверхности и ее вязкоупругих свойств на устойчивость сдвиговых течений жидкости (пограничных слоев, течениях в каналах), выработка критериев появления гидродинамической неустойчивости

Работа направлена на формирования физической модели и закономерностей возникновения гидродинамической неустойчивости поперечно-периодических течений несжимаемой жидкости в пристенных сдвиговых течениях, а также неустойчивости границы с однослойными и многослойными податливыми стенками. В практическом плане, создание периодического по пространству течения может рассматриваться как один из методов ламинарно-турбулентного перехода. В ходе реализации проекта предполагалось разработать теоретическую модель гидродинамической устойчивости течений несжимаемой жидкостей в поперечно-периодических сдвиговых слоях с твердыми и многослойными податливыми стенками и соответствующего метода расчета, а также провести верификацию расчетного метода при сопоставлении результатов его применения с данными других авторов.

Значение предлагаемой работы обусловлено следующими обстоятельствами. Существует весьма небольшое количество обобщающих теоретических и расчетных исследований по всему комплексу проблем, связанных с гидродинамической неустойчивостью и неустойчивостью границы при пространственно-периодическом течении жидкости в пристенных сдвиговых течениях твердыми стенками. Неустойчивость пространственно-периодических течений с податливыми (вязкоупругими) стенками ранее не рассматривалась. Вместе с тем, применительно к стационарным течениям в каналах и пограничных слоях хорошо установлено, что наличие «мягких» стенок в зависимости от их свойств может приводить как к возникновению неустойчивостей в потоке и в покрытии, причем в результате последних

покрытие перестает быть гидравлически гладким, так и замедлять переход к турбулентности.

Предполагалось решить следующие основные задачи. На основе имеющихся теоретических моделей гидродинамической устойчивости стационарных течений жидкости в сдвиговых слоях с многослойными податливыми стенками и пространственно-периодических течений с твердыми стенками, разработать теоретическую модель гидродинамической устойчивости течений несжимаемой жидкостей в поперечно-периодических сдвиговых слоях с многослойными податливыми стенками. Разработать соответствующий метод расчета. Верифицировать код на основе имеющихся данных других авторов. Провести параметрические расчеты устойчивости поперечно-периодических сдвиговых течений в каналах с многослойной податливой стенкой. Провести параметрические расчеты устойчивости поперечно-периодических сдвиговых течений в погранслоях с многослойной податливой стенкой. Обобщить результаты и сформулировать критерии возникновения неустойчивостей в зависимости от формы и вариаций структуры стенок и параметров пространственной периодичности основного потока.

На первом этапе была разработана теоретическая и расчетная модели линейной гидродинамической устойчивости течений несжимаемой жидкостей в поперечно-периодических сдвиговых слоях с многослойными податливыми стенками. Эта модель основана на результатах предшествующих работ по расчету устойчивости плоских течений с однослойной податливой границей. В процессе формирования окончательной модели были добавлены возможность рассматривать многослойные податливые стенки и возможность ее периодичности в поперечном направлении.

В процессе решения задачи гидродинамической устойчивости на плоской пластине с двуслойным покрытием показано, что с утолщением наружного слоя,

критическое число Рейнольдса меняется нелинейным образом. В частности, до определенной толщины наружного слоя оно меняется весьма слабо и близко к критическому числу Рейнольдса для монолитного покрытия, состоящего только из одного (внутреннего) слоя. Таким образом, показана принципиальная возможность создания многослойных покрытий с тонким, но «жестким» наружным слоем по характеристикам близких к монолитным «мягким» покрытиям и выявлены определяющие критерии (прежде всего толщина наружного слоя) для создания таких покрытий, а результаты для однослойных покрытий в смысле формулирования требований к ним с целью максимально возможного затягивания ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое плоской пластины, полученные ранее, обобщаются на случай двухслойных покрытий.

В процессе решения задачи гидродинамической устойчивости течения в поперечно-оребреном канале с жесткими стенками проведен анализ поведения энергетического и линейного критических чисел Рейнольдса в практически важном диапазоне параметров оребрения. Выявлены закономерности поведения этих чисел Рейнольдса в зависимости от определяющих параметров. Впервые показано, что в рамках выбранных физически обоснованных нормировок скорости и длины, существует такой диапазон параметров оребрения, при котором оба критических числа Рейнольдса становятся больше соответствующих значений для плоского канала. Показано, что при этом также уменьшается максимальная амплификация средней плотности кинетической энергии возмущений, отдавая тем самым как естественный, так и докритический ламинарно-турбулентный переход (см. рис. 2.11.1). Показано существование оптимального оребрения, максимизирующего такой эффект. Практическое значение полученных результатов состоит, в частности, в том, что такие оребрения канала позволяют прокачивать больше жидкости при сохранении ламинарности течения.

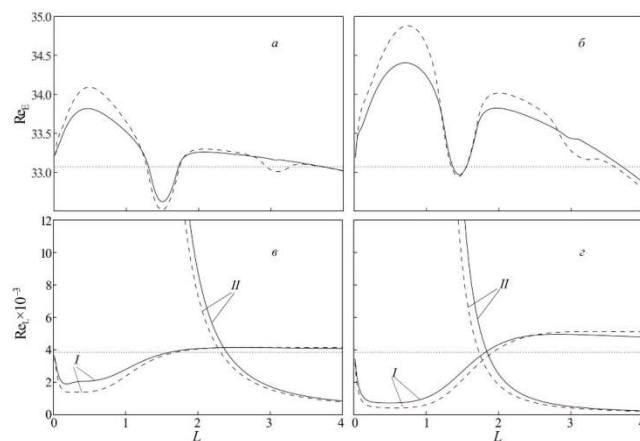


Рис. 2.11.1. Зависимости энергетического критического чисел Рейнольдса (сверху) и линейного критического чисел Рейнольдса (снизу) от периода оребрения при конкретных фиксированных параметрах высоты и заостренности ребер.

Было также установлено, что в оребренном канале линейная неустойчивость реализуется при небольших периодах оребрения на ведущей моде, которой соответствует волна Толлмина–Шлихтинга плоского канала, а при больших периодах оребрения — на ведущей моде, которой соответствует волна Сквайра плоского канала. Объяснены зависимости энергетического и линейного критических чисел Рейнольдса, а также максимальной амплификации средней плотности кинетической энергии возмущений при от высоты и заостренности ребер и периода оребрения. Тестовые решения задач в полной постановке показало, что выполнить параметрические расчеты имеющимися ресурсами за разумное время затруднительно, поэтому дальнейшие усилия были направлены на модернизацию теоретической модели и численного метода в плане быстрогодействия. Существенного ускорения удалось добиться переходом к использованию уравнений теории пластин и оболочек при описании внешнего тонкого слоя стенки и отщепления решения задачи податливости для внутренних слоев. Для решения задачи податливости для многослойных покрытий была разработана специальная программа.

Были рассчитаны характеристики податливости (см. рис. 2.11.2) и устойчивости поперечно-периодических сдвиговых течений в пограничных слоях с многослойной податливой стенкой (см. пример расчета для канала круглого поперечного сечения, рис. 2.11.3).

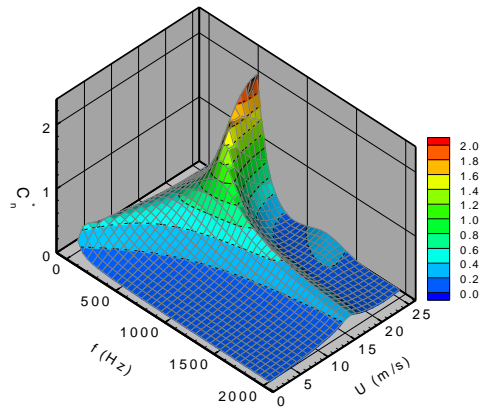


Рис. 2.11.2. Расчет амплитуды податливости вязкоупругого покрытия в зависимости от скорости потока и частоты воздействия (возмущения давления).

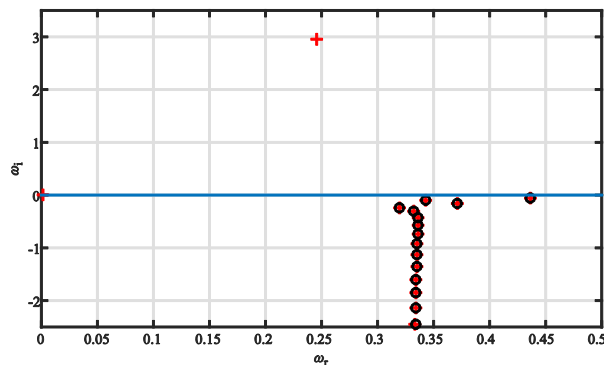


Рис. 2.11.3. Спектр ведущих мод возмущений в канале круглого поперечного сечения с податливой (+) и твердой (o) границей. Видно возникновение неустойчивости при наличии податливости (мода в верхней полуплоскости).

Было проведено обобщение результатов и формулировка критериев возникновения неустойчивостей в зависимости от формы и вариаций структуры стенок и параметров пространственной периодичности основного потока. На основе теории оболочек путем анализа возможных факторов, существенных для возникновения гидродинамической неустойчивости течений в трубах с геометрическими и вязкоупругими параметрами стенок получен ряд физических

моделей описываемого явления. В практическом плане проведены тестовые численные расчеты показавшие, что при вязкоупругих параметрах, характерных для стенок артерий, в том числе при ряде патологий, может возникать неустойчивость в течении. Показано, что в отличие от реологии крови и пульсаторности движения в сосудах, податливость и форма стенок являются как правило основными факторами, влияющими на появление гидродинамической неустойчивости.

По данному направлению в 2016 г. выпущена монография:

ИПМ им. М.В. Келдыша РАН
Онлайновая библиотека

А.В.Бойко
Н.В.Клюшнев
Ю.М.Нечепуренко

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ
НАД ОРЕБРЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Рекомендуемая форма библиографической ссылки
Бойко А.В., Клюшнев Н.В., Нечепуренко Ю.М. Устойчивость течения жидкости над оребренной поверхностью. М.: ИПМ им.М.В.Келдыша, 2016. 123 с.
URL: <http://keldysh.ru/e-biblio/klyushnev>.

2.12. Расчеты характеристик глобальной перемежаемости турбулентности, для которой характерны короткие периоды турбулентного состояния среды и промежуточные периоды слабых флуктуаций с неподдавленными стратификацией турбулентными вихрями на всех масштабах.

Приведенные ниже научные результаты получены за отчетный период на основе разработанной улучшенной явной алгебраической модели турбулентных напряжений для стратифицированных течений (RANS-3 модель), в которой вихревые коэффициенты диффузии импульса и скаляра (температуры концентрации) в явной форме учитывают воздействие стратификации на турбулентный перенос. Включение эффекта внутренних волн позволяет адекватно описать поддержание импульса в сильно устойчивом пограничном слое. Три параметра модели – кинетическая энергия турбулентности, скорость ее диссипации и турбулентная потенциальная энергия (дисперсия флуктуаций температуры) – находятся из решения замкнутых прогностических уравнений.

Перемежающаяся турбулентность в термически устойчиво стратифицированном пограничном слое

В результате численной реализации модели RANS-3 получены характеристики глобальной перемежаемости турбулентности в устойчиво стратифицированном пограничном слое, для которой характерны короткие периоды турбулентного состояния среды и промежуточные периоды слабых флуктуаций с не подавленными стратификацией турбулентными вихрями на всех масштабах. Проанализирована возможность описания перемежающейся турбулентности как вблизи поверхности, так и над ней в окрестности струйного течения низкого уровня, формирующегося над пограничным слоем (рис. 2.12.1).

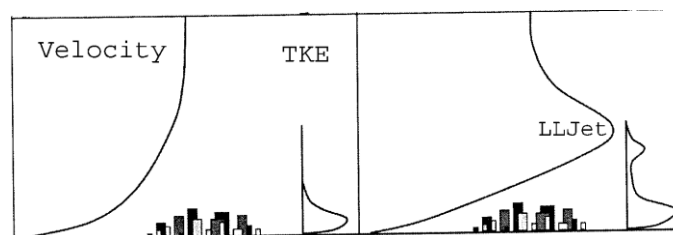


Рис. 2.12.1. Схематическая картина в устойчиво стратифицированном пограничном слое со струей над пограничным слоем.

Выявлена важная роль процессов турбулентной диффузии (статистических моментов третьего порядка) в уравнении баланса кинетической энергии турбулентности на процесс генерации перемежающейся турбулентности. Результаты численного моделирования генерации перемежающейся турбулентности с моделью RANS-3 (рис. 2.12.2а) согласуются с результатами LES-моделирования (рис. 2.12.2б) в окрестности струйного течения (струи) в верхней части пограничного слоя, а также вблизи поверхности (здесь не показано). Анализ результатов, проведенного исследования показывает, что для моделирования структуры перемежающейся турбулентности в устойчиво-стратифицированном пограничном слое, наряду с LES-методом, можно использовать RANS-метод (метод осредненных уравнений Навье-Стокса).

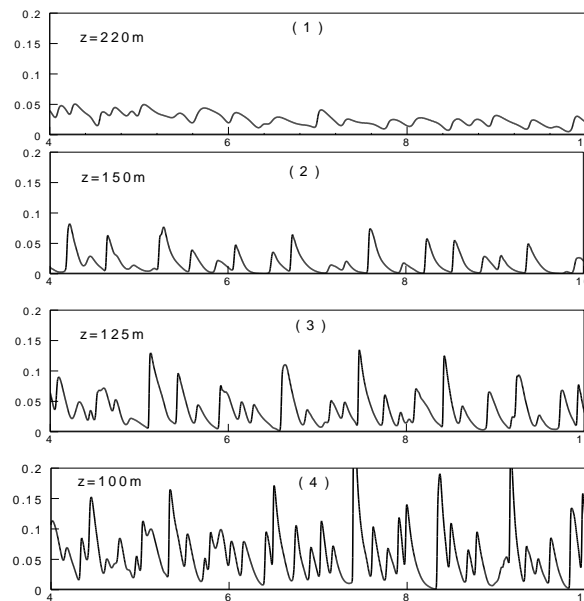


Рис. 2.12.2а. Временные ряды кинетической энергии турбулентности $E = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / 2$ над верхней ветвью струи (диаграмма (1)) и на нижней ветви струи (диграммы (2) - (4)) в сильно устойчивом пограничном слое ($\overline{(w'\theta')_s} = -0,05 \text{ К м с}^{-1}$), полученные при численном моделировании по трехпара-метрической RANS схеме турбулентности. На каждой из диаграмм по оси абсцис – локальное время в часах, по оси ординат - кинетическая энергия турбулентности $E \text{ (м}^2\text{с}^{-2}\text{)}$.

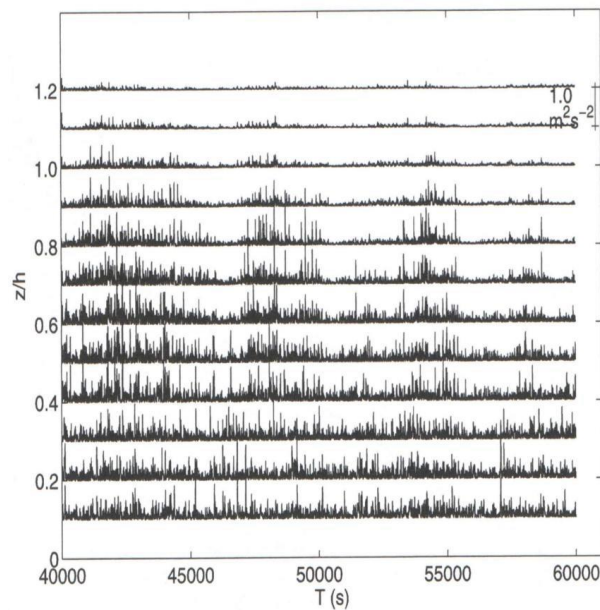


Рис. 2.12.26. Временные ряды пере-межающей кинетической энергии турбулентности $E = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, полученные в сильно устойчивом пограничном слое LES моделированием ($\overline{(w'\theta')_s} = -0,05 \text{ К м с}^{-1}$; z – вертикальная координата, h – высота пограничного слоя).

Проведенные тесты чувствительности RANS-3-модели стратифицированной турбулентности для описания перемежающейся турбулентности показали существенную роль процессов турбулентной диффузии (статистических моментов третьего порядка) в уравнениях баланса КЭТ и скорости ее спектрального расходования, поэтому их адекватная параметризация для устойчиво стратифицированного течения в пограничном слое требует дальнейшего исследования. Сравнение с результатами LES-моделирования и данными наблюдений показывает, что обнаруживаемое присутствие перемежающейся турбулентности ниже струи может быть воспроизведено и RANS-3 моделью. Это обусловлено увеличением сдвига в области под струей. В окрестности струйного течения турбулентность как вблизи поверхности, так и “поднятая” над ней, имеет перемежающийся характер.

Особенности вертикального вихревого переноса в устойчиво стратифицированных планетарном пограничном слое, в верхней тропосфере и нижней стратосфере

Особенности вихревого перемешивания в устойчиво стратифицированном пограничном слое

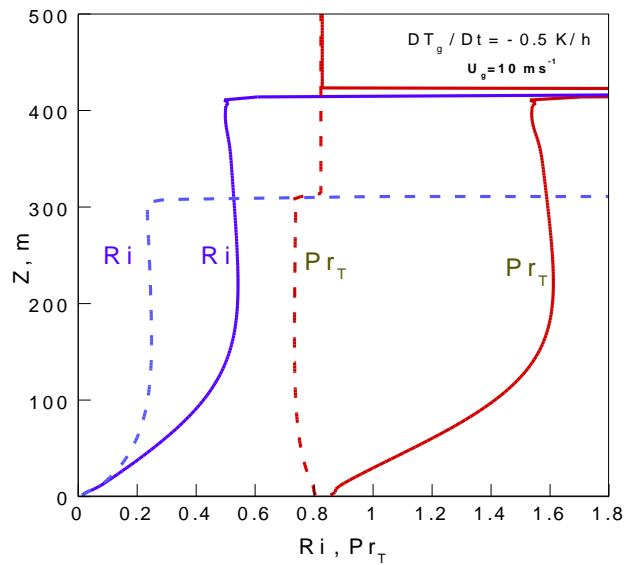


Рис.. 2.12.3.

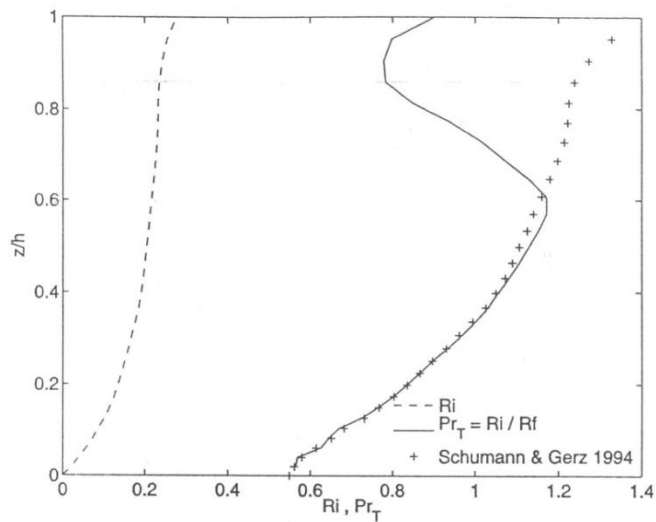


Рис. 2.12.4.

В условиях сильной устойчивости турбулентные вихри, транспортируются из приземного слоя, подавляются стратификацией и частично преобразуются во внутренние гравитационные волны. Перенос импульса и тепла турбулентными вихрями уменьшается, причем тепла в большей степени, что можно видеть на рис. (2.12.3, 2.12.4), где показан вертикальный профиль турбулентного числа

Прандтля, $Pr_T = K_m / K_h$, вычисленный по модели RANS-3 (рис. 2.12.3) для квазиустановившегося сильно устойчивого пограничного слоя, с форсингом на поверхности в виде постоянного турбулентного потока тепла. *Сплошная линия* на рис. 2.12.3 – вычисление с использованием трехпараметрической RANS-3 модели турбулентности, модифицированной для учета вклада внутренних гравитационных волн в поддержании импульса течения. *Штриховая линия* – результат вычисления без учета вклада внутренних гравитационных волн. В этом случае число Pr_T остается почти неизменным по всей высоте пограничного слоя, что не согласуется как с результатами LES моделирования, полученными с тем же самым форсингом поверхности, так и с DNS результатами (сплошная линия и маркированная крестиками на рис. 2.12.4).

В верхней части пограничного слоя, в зоне гетерогенной температурной инверсии, в условиях сильной устойчивости турбулентность подавляется стратификацией и перенос импульса и тепла турбулентными вихрями существенно ослабляется. При этом вихревой коэффициент диффузии тепла уменьшается гораздо сильнее, чем вихревой коэффициент диффузии импульса, который почти не изменяется с ростом локального градиентного числа Ричардсона (Ri) (рис. 2.12.5), потому что с возрастанием устойчивости течения возрастает активность внутренних гравитационных волн, которые эффективны в переносе импульса, но не тепла! На рис. 2.12.5 оба коэффициента нормализованы на дисперсию вертикальной турбулентной скорости $\overline{w^2}$ и сдвиг среднего ветра $S = \partial U / \partial z$.

$$Pr_T^{-1} = K_h / K_m$$

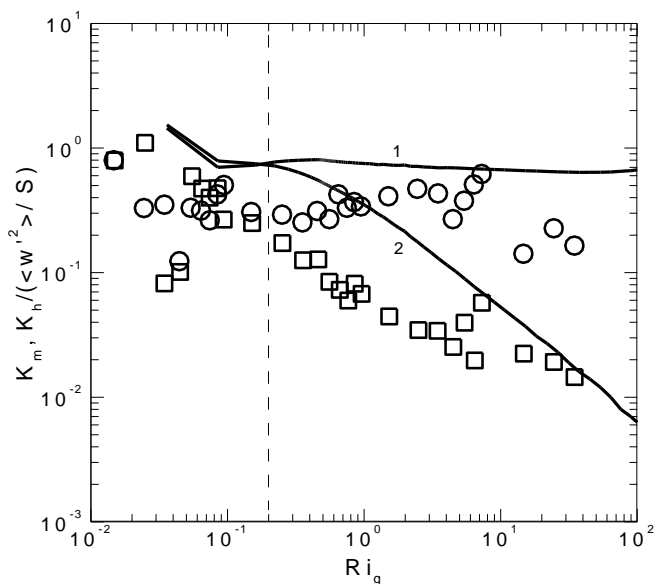


Рис. 2.12.5.

Особенности вихревого перемешивания в верхней тропосфере и нижней стратосфере

Иная картина вихревого переноса импульса и тепла наблюдается в верхней тропосфере и нижней стратосфере, где турбулентные вихри порождаются спорадически сдвиговой неустойчивостью и разрушающейся гравитационной волной. Этими вихревыми движениями синхронно транспортируется в вертикальном направлении, как импульс, так и тепло. Возникшие турбулентные вихри затем быстро разрушаются плавучестью и не вносят существенного вклада в вертикальную диффузию импульса и тепла. Поэтому допустимо предположить, что в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Данные наблюдений и вычисления по трехпараметрической RANS теории турбулентности подтверждают такую схему вертикального вихревого переноса импульса и тепла. Диффузионные процессы малых компонентов в верхней тропосфере и нижней стратосфере существенны для глобального потепления климата, истощения стратосферного озона и проблемы трансграничного загрязнения воздуха, поскольку они регулируют массообмен между тропосферой и стратосферой.

Данные прямых измерений вихревых коэффициентов диффузии импульса K_m и тепла K_h в верхней тропосфере и нижней стратосфере использованы и

вычисленные коэффициенты по RANS-3 модели показаны на рис. 2.12.6 в виде зависимость обратной величины турбулентного числа Прандтля $Pr_T^{-1} = K_h / K_m$ в нижней стратосфере (атмосферный слой 14 км - 18 км; открытые символы по данным измерений и закрытые символы- RANS-3 модель). Эти данные согласуются с предположением о приблизительно одинаковых вихревых коэффициентах диффузии импульса K_m и тепла K_h , причем лучший результат показывают вычисления по RANS теории турбулентности, чем данные наблюдений. Возможно, на представленных данных измерений сказываются, имевшиеся погрешности в оценке коэффициента вихревой диффузии тепла. Это поразительно контрастирует с внешней областью пограничного слоя, областью гетерогенной температурной инверсии, где отношение K_h / K_m в условиях сильно устойчивой стратификации может достигать значений, равных 0,1 – 0,02 (рис. 2.12.4).

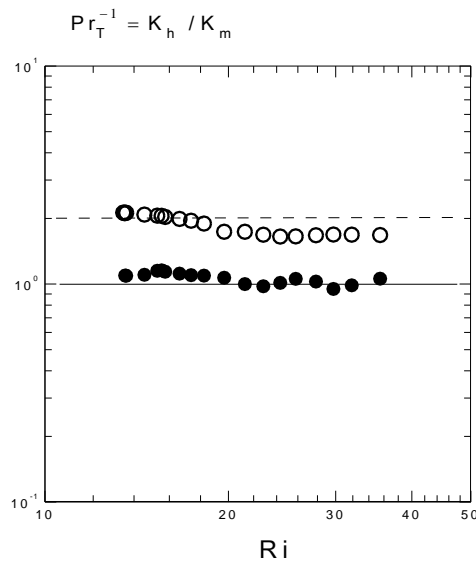


Рис. 2.12.6.

Турбулентная конвекция над поверхностным источником тепла

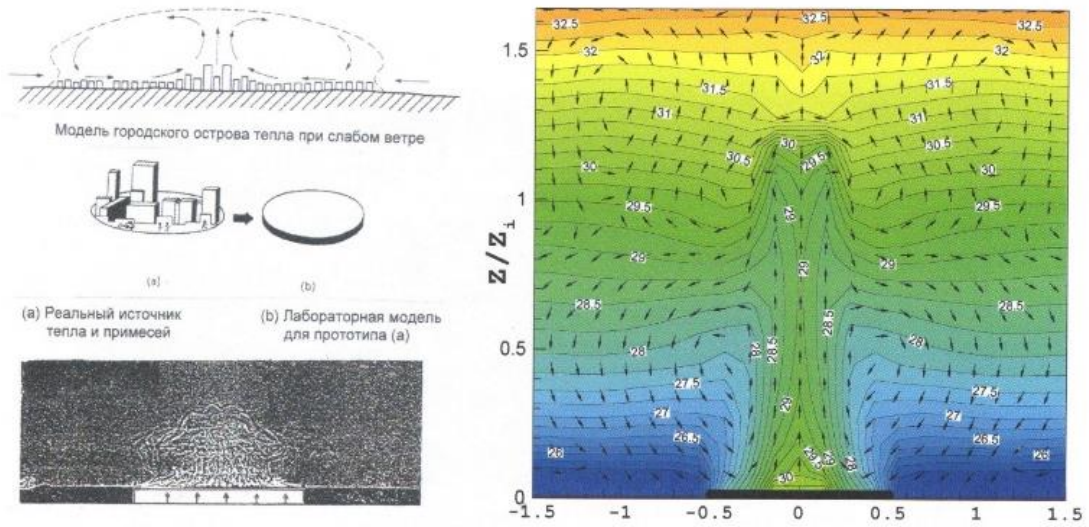


Рис. 2.12.7. Схема циркуляции над городским островом тепла. На теневой фотографии внизу (эксперимент) – тепловой факел в квазиустановившемся состоянии. В термически устойчиво стратифицированной окружающей среде верхняя часть теплового факела приобретает форму “шляпы”.

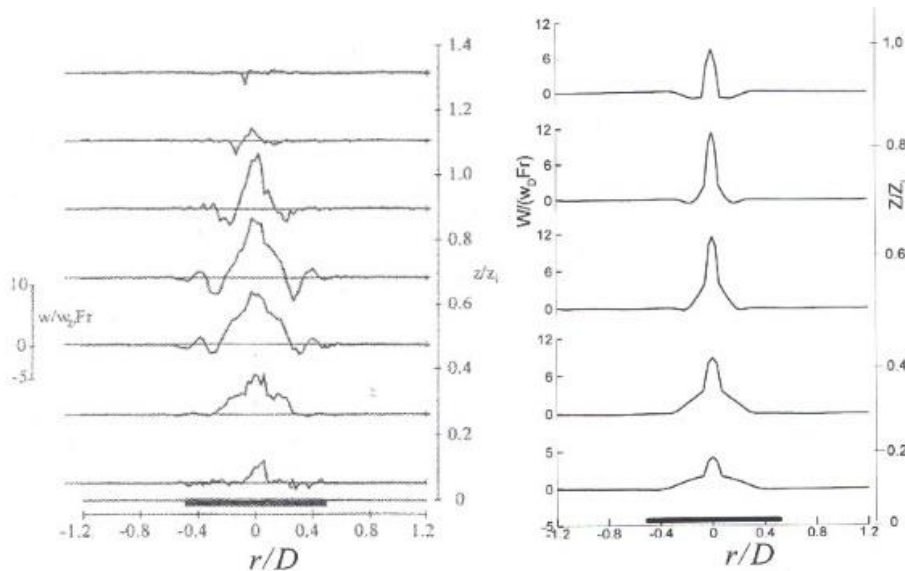


Рис. 2.12.8. Стационарная волна видна на равновесной высоте ($z/z_i \approx 0,7$). Слева – эксперимент, справа – расчет по RANS-3 модели.

Два разновращающихся вихря—эксперимент Расчет по RANS-3 модели

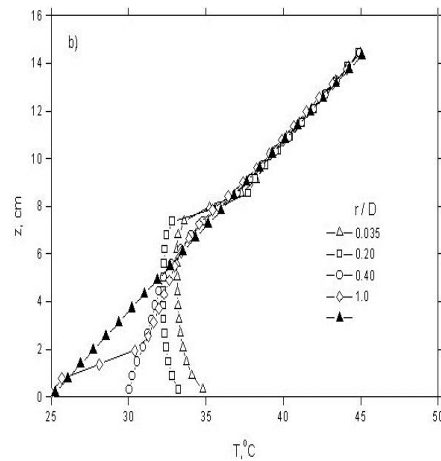
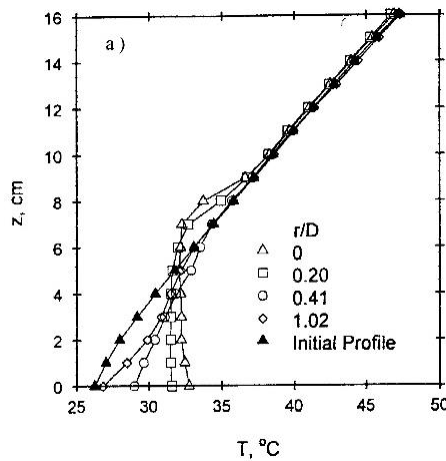
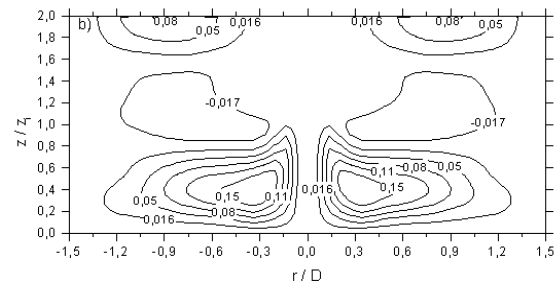
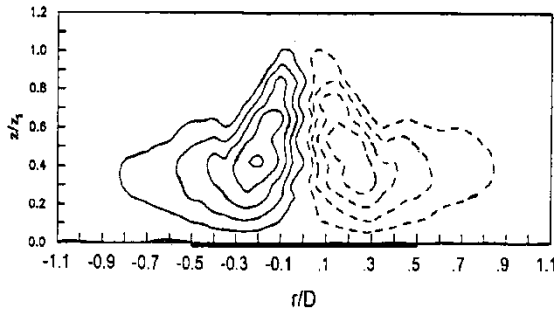


Рис. 2.12.9 (эксперимент). Рис. 2.12.10 (расчет по RANS-3)

Разрабатываемое RANS-3 (осредненные по Рейнольдсу уравнения термогидродинамики) приближение моделирования стратифицированной турбулентности с явными алгебраическими моделями для напряжений Рейнольдса и вектора турбулентного потока тепла применено для численного моделирования реального физического явления, так называемого городского острова тепла, возникающего в устойчиво термически стратифицированном городском над урбанизированной поверхностью, температура воздуха над которой выше, чем в окружающей среде. На рис. 2.12.7 (слева) показана схема циркуляции воздуха для условий слабой скорости натекающего окружающего воздуха. Там же показана теневая фотография эксперимента проникающей турбулентной конвекции с характерной верхней частью в форме “шляпы” из-за

подавления вертикального движения устойчивой стратификацией (на момент установления квазиустановившегося состояния). Нестационарная задача решена численно методом конечных разностей в осесимметричной постановке, как и при реализации в лабораторном эксперименте. RANS-3 модель воспроизводит тонкие структурные особенности формирования проникающей турбулентной конвекции.

Swelling эффект

Вычисленное векторное поле скорости и изотермы температурного поля на рис. 2.12.7 показывают формирование верхней части поднимающегося термического факела, сопровождающееся возникновением стационарной волны на равновесной высоте).

Эффект возвышения или «вздутия» (swelling) центральной части термического факела над равновесной высотой связан с характерным распределением температуры с высотой (рис. 2.12.9, 2.12.10), возникающем в реальных ночных планетарных пограничных слоях, в которых преобладают неустойчивые (конвективные) условия, обусловленные восходящим потоком тепла от урбанизированной поверхности при небольших скоростях движения окружающего воздуха. На рис. 2.12.9, 2.12.10 видно, что профили температуры внутри факела имеют характерное «вздутие»: температура внутри факела оказывается ниже температуры вне его на той же высоте, что указывает на возникновение области отрицательной плавучести, возникающей из-за возвышения факела в центре. Высота возвышения максимальна на оси факела и уменьшается с увеличением расстояния от его центра. Такой характер вертикального распределения температуры соответствует как шлирен-фотографии факела в лабораторном эксперименте, так и фиксируется вычисленной картиной векторного поля скорости и поля изотерм над источником тепла в квазиустановившемся состоянии: факел имеет куполообразную верхнюю часть в форме «шляпы».

2.13. При помощи метода моделирования крупных вихрей с подсеточными моделями вихревой вязкости выделение эффектов неустойчивости и турбулентности, возникающей в геофизических течениях со стратификацией и неровностями подстилающей поверхности

Цели работы заключались в развитии и применении эффективных методов численного исследования неустойчивости и турбулентности, возникающей в геофизических течениях со стратификацией и неровностями подстилающей поверхности.

Основные результаты, полученные в ходе выполнении проекта

Разработаны численные алгоритмы (с включением подсеточных моделей типа Смагоринского в трехмерных нестационарных уравнениях Навье–Стокса и диффузии) для описания полей скорости и плотности в течениях с неровностями подстилающей поверхности и стратификацией. Показана работоспособность развитых алгоритмов с применением методов прямого численного моделирования (DNS) и моделирования крупных вихрей (LES) на основе сравнения с данными теории, опытов и расчетов других авторов. Обработаны данные DNS/LES и проведен глубокий анализ результатов расчетов при числах Рейнольдса $10^2 \leq Re (= Uh/\nu) \leq 10^4$ и Прандтля/Шмидта $1 \leq Pr (= \nu/\kappa) \leq 700$ в течении, с постоянным градиентом плотности и скоростью U на входе, вокруг двумерного выступа высотой h (рис. 2.13.1). Указанные значения Re соответствуют опыту в канале с буксируемым телом, Pr – потоку в неизотермической атмосфере ($Pr \sim 1$), пресном водоеме ($Pr \approx 7$), соленой воде в океанском эстуарии ($Pr \approx 700$). Путем анализа полей скорости, скаляра, спектров исследовано развитие неустойчивости и турбулентности.

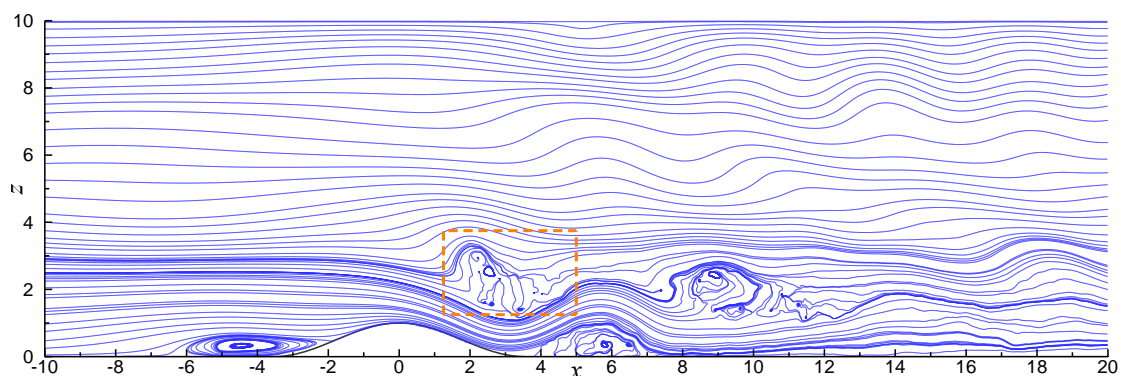


Рис. 2.13.1. Мгновенные траектории частиц среды при $tU/h = 37,5$ для случая $Re = 4000$ и $Pr = 1$ (оранжевым показана исследуемая область развития неустойчивости и турбулентности).

Получено, в частности, что, несмотря на дополнительную диффузию от подсеточных моделей, в LES при $Pr = 700$ (рис. 2.13.2) удается визуализировать в распределениях отфильтрованной плотности более тонкие конвективные структуры трансверсальной неустойчивости типа Рэля–Тейлора (НРТ), имеющие меньшие поперечные масштабы длины и развивающиеся раньше, чем в DNS при $Pr = 1$ (рис. 2.13.3). Показано, что в LES с $Pr = 700$ высота слоя перемешивания за счет возмущений НРТ, развивающихся при конвективном опрокидывании стационарной подветренной внутренней волны, на этапе линейной устойчивости растет быстрее, чем в DNS с $Pr = 1$, в согласии с теорией Тейлора. На поздних этапах развития неустойчивости и в начале квазистационарного периода развитой турбулентности идентифицированы долгоживущие тороидальные вихревые структуры, наблюдавшиеся в опытах. Предположено, что крупномасштабная мода, соответствующая такой самоорганизации течения, представляет собой наиболее неустойчивое возмущение (Crow-типа) исходной системы двумерной ламинарной пары вихрей, возникающей при опрокидывании внутренней волны.

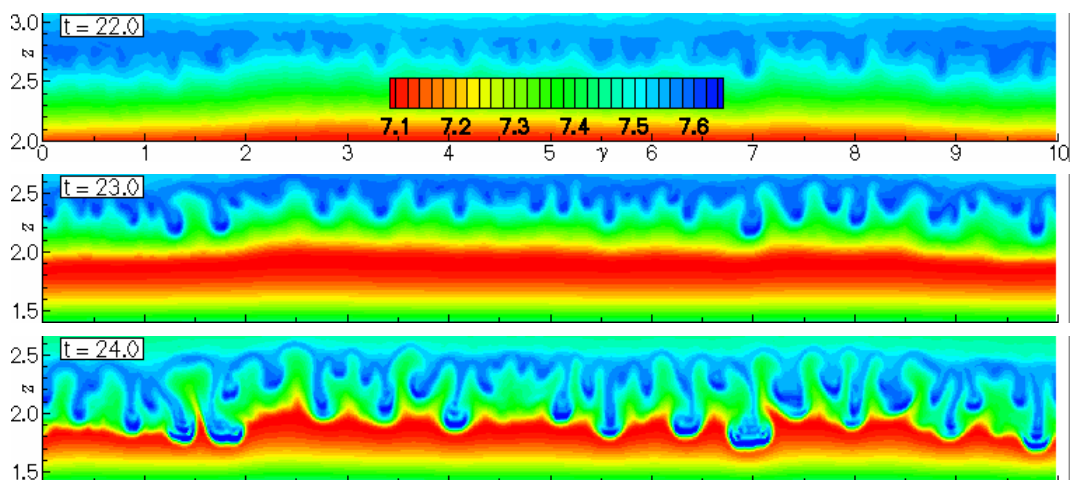


Рис. 2.13.2. Изолинии плотности в сечении $x = 2.5$ ($22 \leq t \leq 24$) в LES-расчетах при $Pr = 700$.

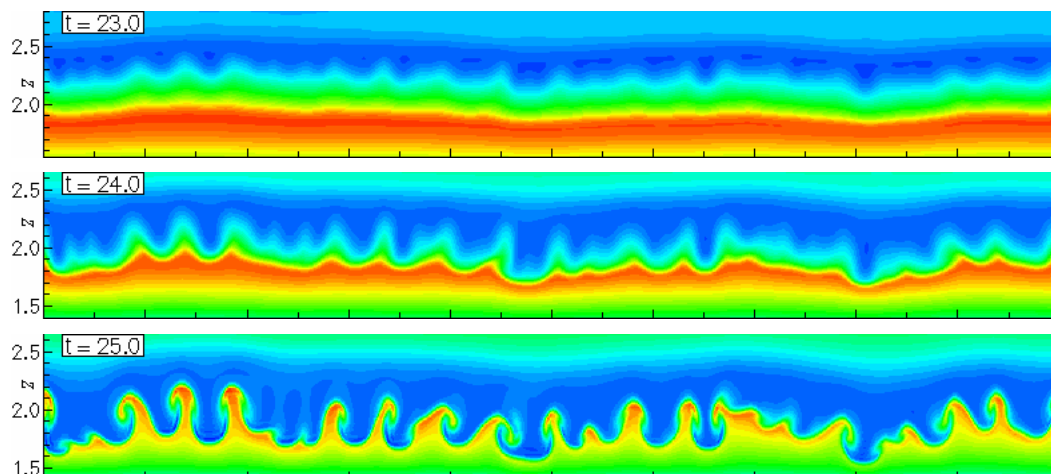


Рис. 2.13.3. Изолинии плотности в поперечном сечении ($x = 2.5$, $23 \leq t \leq 25$) в DNS при $Pr = 1$.

Результаты показывают, что переход к турбулентности инициируется при разрушении конвективных структур (рис. 2.13.2, 2.13.3) на нелинейной стадии НРТ. При этом, развитие возмущений НРТ на «поверхности раздела» между слоями тяжелой (сверху) и легкой (снизу) жидкости аналогично полученному в

численных исследованиях двухфазного течения несмешивающихся сред близкой плотности для классической двухслойной постановки (рис. 2.13.4).

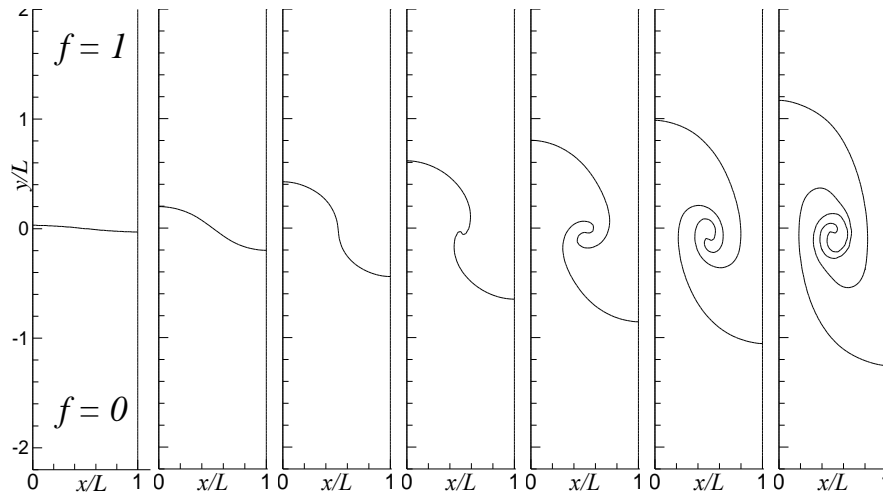


Рис. 2.13.4. Эволюция возмущения поверхности раздела в двухслойной системе воды (сверху) и бензола: изолинии объёмной фракции воды ($f = 0.5$) при $t^* = 0, 0.8, 1.1, 1.3, 1.5, 1.7, 1.9$; $t^* = t(0.25 \text{ ga}/L)^{1/2}$, $a = (\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)$, $\rho_1 = 998 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 879 \text{ кг/м}^3$, $g = 305 \text{ м/с}^2$, $L = 0.015 \text{ м}$; параметры расчета соответствуют условиям классического опыта Льюиса (1950).

Путем осреднения данных DNS при $Re = 4000$ и $Pr = 1$ получены статистические моменты в турбулентной области, формирующейся в течении с устойчивой стратификацией и препятствием. В частности, исследована эволюция во времени и пространственное поведение бюджета уравнения для дисперсии пульсаций скаляра (рис. 2.13.5). Получены незначительные изменения этой величины при $35 \leq t \leq 55$, в подтверждение квазистационарного поведения турбулентной области, возникающей при обрушении внутренних волн. Показано (рис. 2.13.5а), что диссипация (ε_f) и адвекция (A_f) уравнивают порождение (P_f) в глобальном балансе уравнения для скалярной дисперсии, как и в уравнении турбулентной кинетической энергии k .

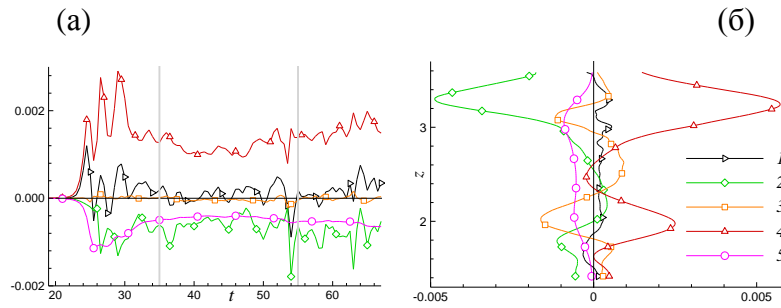


Рис. 2.13.5. Бюджет $\langle f'f' \rangle$ -уравнения, 1 – $\langle ff' \rangle_t$, 2 – $(-A_f)$, 3 – $(T_f + M_f)$, 4 – P_f , 5 – $(-\varepsilon_f)$: (а) эволюция величин, осредненных по y и локально по малым площадям с (9×9) -узлами в (x, z) -плоскости, затем по турбулентной области ($1,41 \leq x \leq 4,84$ и $1,41 \leq z \leq 3,59$); (б) профили при $x = 2.5$, полученные осреднением данных DNS по y и локально по (9×9) -узлам в (x, z) -плоскости, затем по квазистационарному периоду ($35 \leq t \leq 55$).

Выполнены априорные оценки алгебраических аппроксимаций для скалярной диссипации, скалярной дисперсии и процессов турбулентной диффузии в уравнении скалярной дисперсии. Такой анализ полезен для изучения области турбулентности в терминах статистических моментов и для проверки гипотез замыкания в RANS-моделях турбулентности. Показано, что отношение турбулентных масштабов времени полей скорости и скаляра R изменяется от 0,2 до 2,2 в области обрушения волн, а глобальное значение этого параметра близко к единице во время квазистационарного периода (рис. 2.13.6). Априорная оценка выражения для скалярной диссипации, основанного на постоянстве $R = 1$, дает приблизительное согласие с величиной ε_f , полученной непосредственно из данных DNS по определению (рис. 2.13.7), хотя и заметны некоторые отличия, вызванные различием поведения скалярной дисперсии (рис. 2.13.7а) и скалярной диссипации. Взятые в других работах меньшие значения $0,5 \leq R \leq 0,8$ завышают ε_f в слое смешения над областью обрушения.

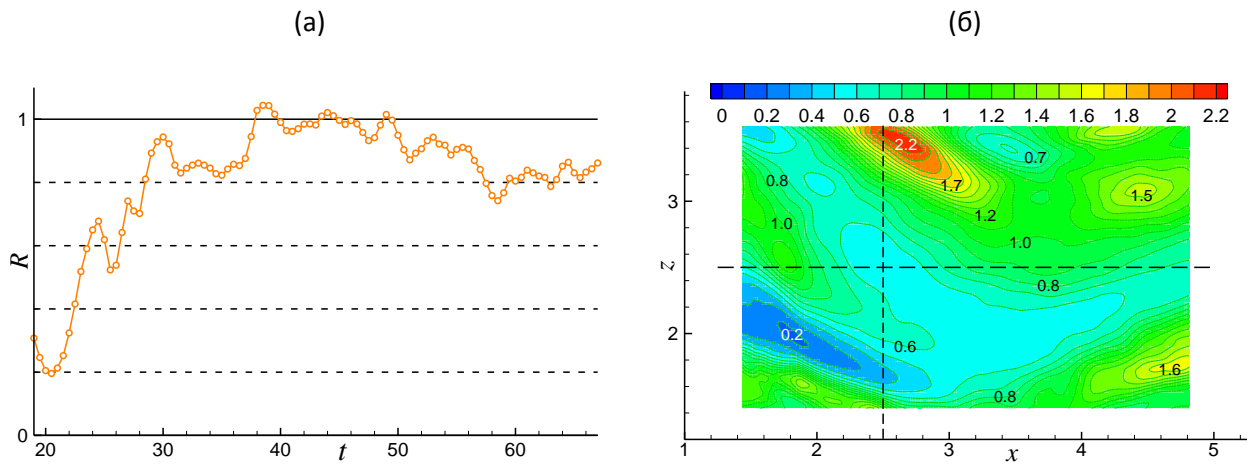


Рис. 2.13.6. Отношение масштабов времени полей скаляра и скорости $R = \tau_f / \tau$, $\tau = k / \varepsilon$, $\tau_f = \langle f'f' \rangle / \varepsilon_f$, где входящие в R величины получены при осреднении данных DNS: (а) как на рис. 2.12.5а, по турбулентной области; (б) как на рис. 2.12.5б, по квазистационарному периоду.

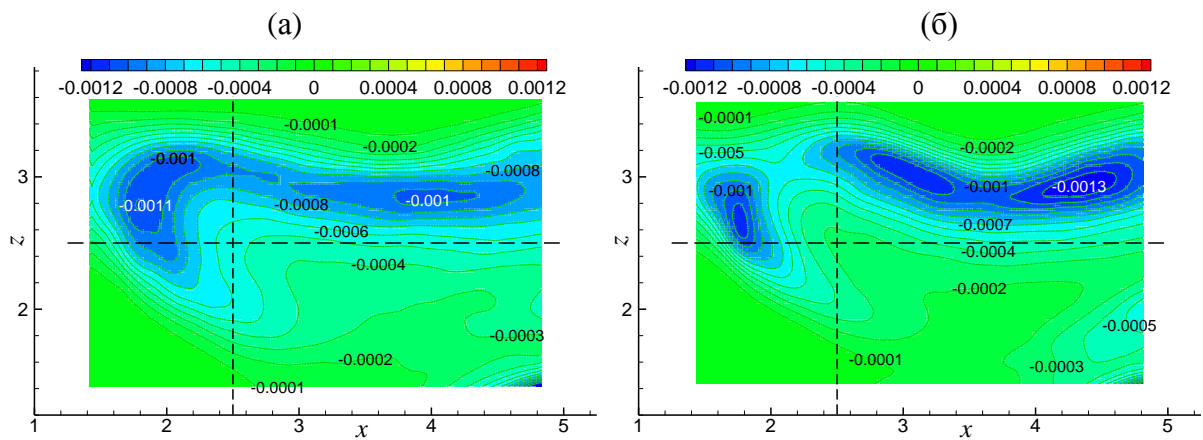


Рис. 2.13.7. Скалярная диссипация, полученная: (а) согласно $\varepsilon_f = 2 R e^{-1} P r^{-1} \langle (\partial f' / \partial x_i)^2 \rangle$; (б) подстановкой данных DNS в выражение

$$\varepsilon_f = \langle f'f' \rangle / \tau_f = R^{-1} (\varepsilon / k) \langle f'f' \rangle \text{ при } R = 1,0.$$

Результаты при $Pr = 1$ и различных числах $Re > 200$ показывают, что на трансверсальных спектрах наблюдается набор пиков разномасштабных мод (с длиной волны $0.3H < \lambda_y \leq 3.3H$) во время роста НРТ и крупномасштабных мод –

на стадии турбулентности. При $Re = 200$ и $Pr \sim 1$ возмущения малой амплитуды не приводят к развитию турбулентности, в отличие от $Pr \gg 1$ (рис. 2.13.8), когда спектры на этапе турбулентности иллюстрируют инерционный интервал $k^{-5/3}$ (рис. 2.13.9а). В целом, соблюдается соотношение $\lambda_y \sim Re^{-2/3}$ (см. рис. 2.13.9б, где символами нанесена длина волны максимально нарастающего возмущения, определенная путем анализа изолиний плотности и спектров).

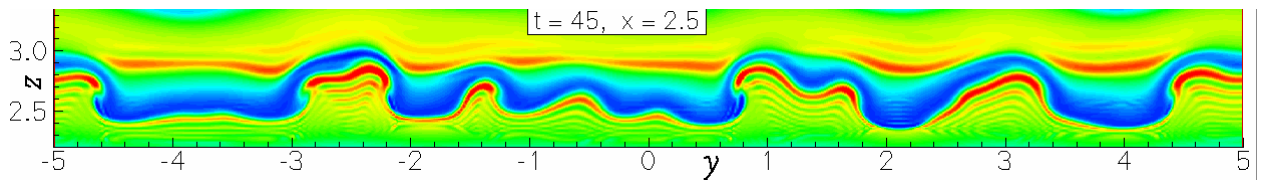


Рис. 2.13.8. Изолинии плотности в поперечном сечении в DNS при $Re = 200$ и $Pr = 700$.

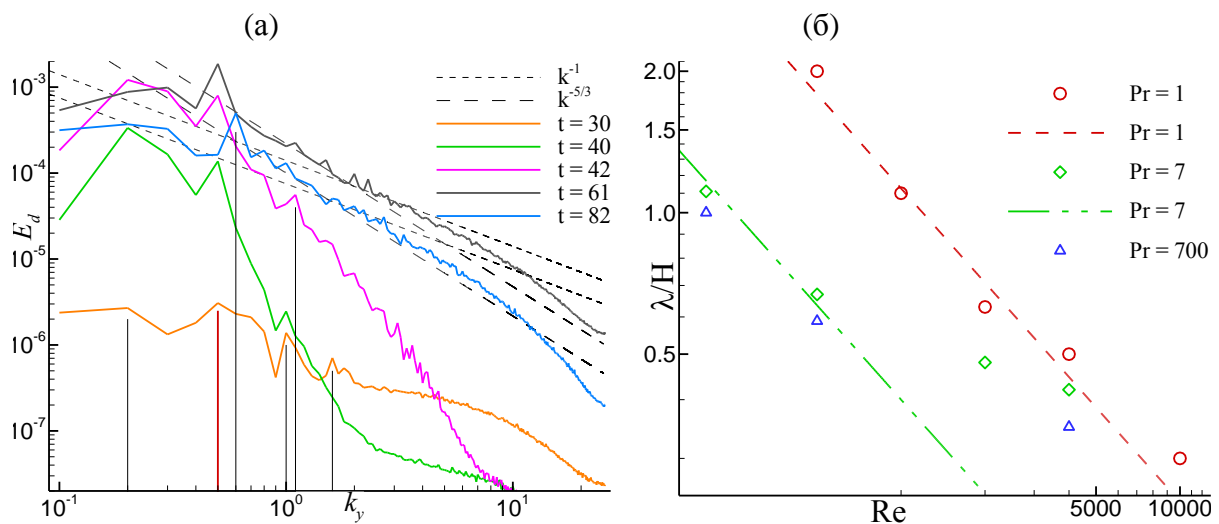


Рис. 2.13.9. Трансверсальный спектр дисперсии пульсаций скаляра при $Re = 200$ и $Pr = 700$ (а), длина волны максимально нарастающего возмущения в зависимости от Re и Pr (б).

Результатом анализа, проведенного на основе данных моделирования, является возможность построения карты режимов рассматриваемого течения в зависимости от чисел Re , Pr и экстраполяции полученных сценариев для задач окружающей среды. В частности, длина волны мелкомасштабной моды, соответствующей возмущениям НРТ на ранних стадиях развития, уменьшается с ростом Re и Pr , а длина волны крупномасштабной моды, соответствующей тороидальным вихревым структурам на поздних стадиях, не зависит от этих чисел. То есть, при высоких Re (и Pr), присущих явлениям в атмосфере (и океане), разрыв между этими модами вырастет, а исходные возмущения НРТ будут существовать лишь на подсеточных масштабах.

Полученные результаты представлены в докторской диссертации С.Н. Яковенко.

Яковенко С.Н. Моделирование течений жидкости и газа с поверхностью раздела сред, турбулентностью и стратификацией : автореф. дис. доктора физ. - мат. наук. 01.02.05 - механика жидкости, газа и плазмы. –Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 2014. –С. 34.

2.14. Создание прототипа установки для исследования развития колебаний в средах с наночастицами и выявление особенности формирования коллективных образований наночастиц в аэрозольных потоках.

Введение

Нанотехнологии являются современной бурно развивающейся областью знаний. Нанопорошки – это сырьё для создания материалов, используемых в современной промышленности. Они имеют широкие перспективы для применения при создании композиционных материалов с уникальными характеристиками. Вследствие особого взаимодействия со средой даже небольшие добавки наночастиц могут значительно улучшить механические свойства материалов: прочность, адгезию, твёрдость, вязкость.

Получение наночастиц реализуется множеством процессов и методик. Актуален, в таких условиях, вопрос о возможности замены одного порошка другим и о том, какие факторы производственного процесса могут вызвать различие свойств порошков одного и того же вещества. Невозможно точно предсказать на какие именно свойства наночастиц повлияют особенности его получения. Тем не менее, эти особенности могут сыграть определяющую роль в возможности применения порошка. Имея модель взаимодействия частиц со средой, можно было бы ограничить область контролируемых параметров наночастиц. Однако процесс прямого измерения сил взаимодействия частиц на столь малых масштабах в условиях плотных сред сильно затруднён. В связи с этим актуально проведение экспериментов, использующих глобальные, а не микроскопические измерения и создание моделей, описывающих влияния наночастиц на макропараметры сплошных текучих сред.

В практическом использовании большое значение имеет создание композитов с наночастицами, свойства которых определяются, в том числе и различиями нанопорошков одного вещества, полученных разными способами.

Анализ взаимодействия наночастиц со средой классическими методами исследования рассеяния света и вязкости не имеет чётко определённых моделей и вытекающих из нее технологических решений.

Перспективный высокопроизводительный газофазный метод синтеза наночастиц при испарении вещества длительным воздействием мощного электронного пучка с дальнейшей конденсацией паров в проходящем охлаждающем газе-носителе, на уникальной установке, созданной на базе Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича и Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, требует тщательного анализа получаемого нанопорошка с целью расширения областей его применения и определения места на рынке, среди подобных нанопорошков. Указанным методом при соответствующих условиях могут быть получены нанопорошки разного химического состава в том числе порошки чистых металлов в атмосфере инертного газа. В настоящей работе изучены нанопорошки оксидов, которые получают при испарении в обычной атмосфере.

Исследования взаимодействия наночастиц со сплошными средами и создание соответствующих моделей представляют ценность для анализа фундаментальных аспектов поведения наночастиц. Целью работы являлось исследование влияния поверхности наноразмерных добавок на механические и оптические свойства дисперсных текучих сред - аэрозолей, гидрозолей.

Для достижения этой цели было необходимо решить следующие задачи. Подобрать характеристики, позволяющие отличать нанопорошки одного вещества разного способа получения по наблюдаемым микро- и макропараметрам. Измерить вязкость жидкостей с добавкой наночастиц диоксида кремния разного размера, полученных испарением электронным пучком и пироженным способом. Определить параметры светорассеяния гидрозольми нанопорошков в лабораторных условиях и аэрозолями нанопорошков в процессе производства, и их связь с размерами и концентрацией наночастиц. Проанализировать механизмы влияния наночастиц на наблюдаемые

макропараметры дисперсионных текучих сред и провести обобщение принципов формирования моделей взаимодействия наночастиц с текучими средами.

Исследование вязкости жидкостей с наночастицами

В настоящем разделе содержатся результаты собственных вискозиметрических измерений, а также основные положения теории Бэтчелора, дающей наиболее близкое к экспериментальному значение относительной вязкости суспензий с микрочастицами, а также сформированную модель присоединённого слоя, позволяющую адаптировать теорию Бэтчеллора для дисперсий наночастиц.

Для экспериментальной работы выбраны наноразмерные порошки диоксида кремния Таркосил (Серия Т), с удельной поверхностью 53, 74, 96, 123, 150 м²/г и коммерческие порошки Аэросил (Серия А) (“Evonik Industries” [Bode, Ferch, 1989]) с удельной поверхностью 90, 120, 200, 300, 380 м²/г. Распределение частиц по размеру и параметры порошков определялись по результатам просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и адсорбционным методом БЭТ.

В качестве дисперсионной среды использованы эпоксидные смолы ЭД-20, DER-330 и дистиллированная вода. Измерения вязкости проводили на ротационном вискозиметре «Smart» (Fungilab) в диапазоне температур от 25 до 50 °С для смол и 25 °С для воды. Кроме этого, для сопоставления были использованы данные по измерению вязкости этиленгликоля с наночастицами серии Т.

Экспериментальные значения относительной вязкости μ/μ_0 в зависимости от объемной концентрации дисперсной фазы ψ_p значительно превышают величины, рассчитанные по формуле Бэтчелора, широко применяемой для суспензий с микрочастицами (рис. 2.14.1);

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 2.5\psi_p + 6.25\psi_p^2 \quad (1)$$

В качестве механизма взаимодействия предлагается адгезия жидкости на поверхности твердых включений наночастиц, приводящая к снижению мобильности молекул дисперсионной среды, находящихся рядом с частицами. Подставляя в (1) вместо ψ_p , выражение с учётом присоединённого слоя получаем, что относительная вязкость в предположении независимости δ и ρ_p от размера частиц должна описываться выражением:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + 2.5\psi_p(1 + K) + 6.25\psi_p^2(1 + K)^2 \quad (2)$$

где K – поправка, определяемая толщиной присоединённого слоя δ , плотностью частиц ρ_p , удельной поверхностью $S_{y\delta}$ и распределением частиц по размерам $f(D)$ (из анализа микроскопии взята функция Рэлея). Поправка имеет следующее выражение:

$$K = \delta\rho_p S_{y\delta} + \frac{\pi}{8}(\delta\rho_p S_{y\delta})^2 + \frac{\pi}{48}(\delta\rho_p S_{y\delta})^3 \quad (3)$$

Толщины присоединённого слоя рассчитаны согласно выражениям (2) и (3) по аппроксимации экспериментальных зависимостей вязкости воды и эпоксидной смолы, содержащей наночастицы разного размера и производства (рис. 2.14.2).

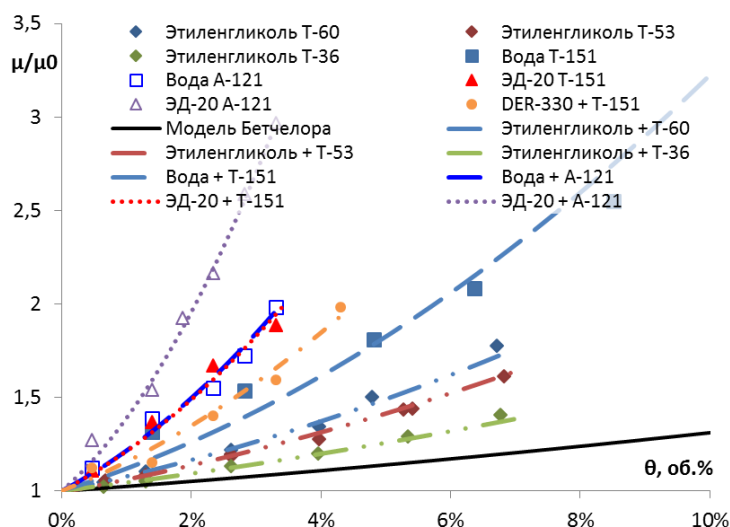


Рис. 2.14.1. Сравнение экспериментальной зависимости относительной вязкости жидкости от объёмной концентрации наночастиц с зависимостью, рассчитанной по формуле (2) с учётом присоединённого слоя

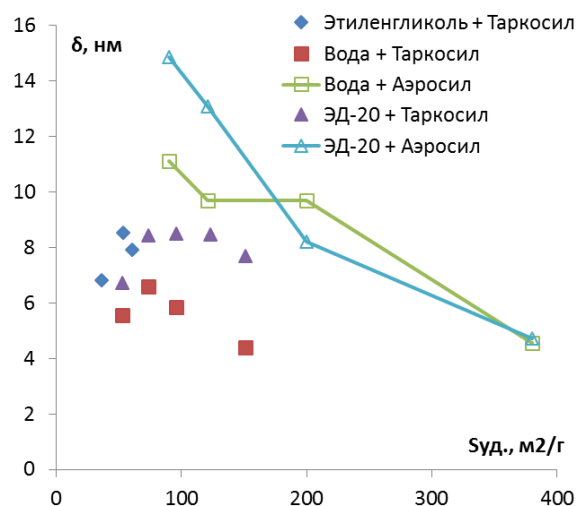


Рис. 2.14.2. Толщина присоединённого слоя для частиц разных диаметров полученная из анализа вязкости

Для нанопорошков Таркосил видно, что толщина присоединённого слоя примерно одинакова для порошков различных размеров. В среднем толщина присоединённого слоя δ в ЭД-20 – $7,1 \pm 0,8$ нм, в DER-330 – $6,4 \pm 0,8$ нм, в воде – 6 ± 1 нм, в этиленгликоле – $7,9 \pm 0,8$ нм. Для нанопорошков Аэросил прослеживается зависимость толщины присоединённого слоя от размера частиц. Это свидетельствует о различных свойствах поверхности порошков, полученных по разным технологиям.

Исследования рассеяния видимого света в гидро- и аэрозолях нанопорошков

В настоящем разделе описываются результаты экспериментальных исследований рассеяния видимого света в гидро- и аэрозолях нанопорошка, а также проводится анализ применимости теории Рэлея для описания рассеяния на наноразмерных частицах оксидов в золях. При проведении экспериментов использовалась установка, созданная для определения рассеивающих свойств гидрозоля (рис 2.14.3).

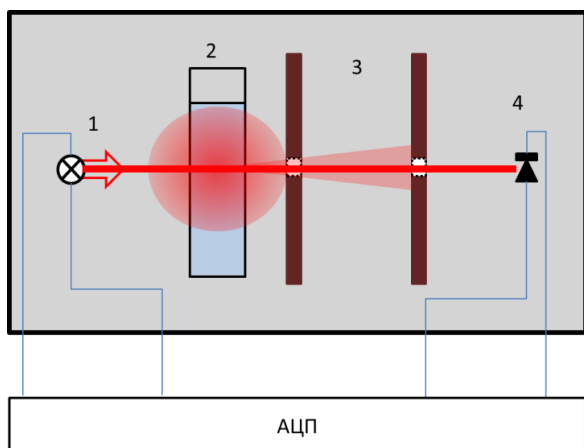


Рис.2.14.3.Схема экспериментальной установки для измерения интенсивности, проходящего через гидрозоль света: 1 - лазер с длиной волны 650нм; 2 - кювета с гидрозолем; 3 - диафрагмы; 4 - фотодиод

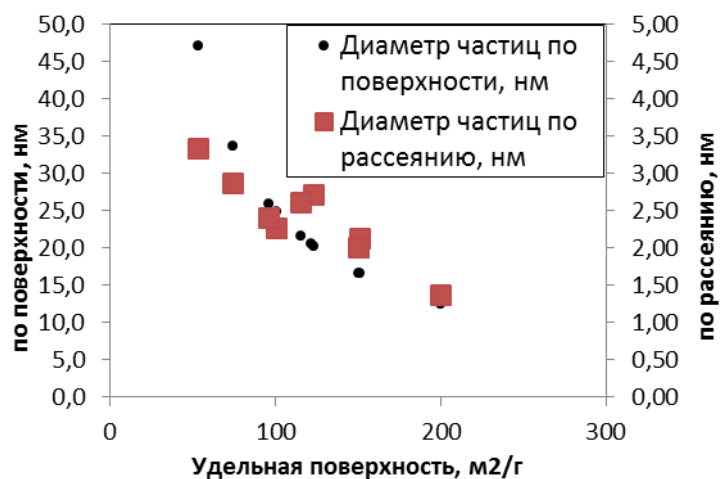


Рис. 2.14.4. Сравнение диаметра частиц по рассеянию и из удельной поверхности

Была проведена серия измерений интенсивности света, проходящего через гидрозоль наночастиц. В эксперименте использовались нанопорошки диоксида кремния с различными значениями удельной поверхности, полученные по нескольким методикам, диспергированные в дистиллированной воде при помощи ультразвука.

Экспериментальные данные хорошо ложатся на экспоненциальные кривые, что вполне согласуется с теорией рассеяния Рэлея. Однако, определяемый по ней размер отличается от вычисленного по удельной поверхности (рис. 2.14.4). Кроме того, величины рассеяния для нанопорошков различных способов производства резко отличаются друг от друга. Привлечение понятия присоединенного слоя позволяет выдвинуть предположение о рассеянии света не самими наночастицами, а приповерхностным слоем жидкости на них, который имеет различное строение в зависимости от способа получения наночастиц.

Разработанные подходы были применены опыт в установке по получению диоксида кремния путем испарения вещества электронным пучком путем создания дополнительного модуля для определения рассеяния света на аэрозоле нанопорошка (схема на Рис. 2.14.5).

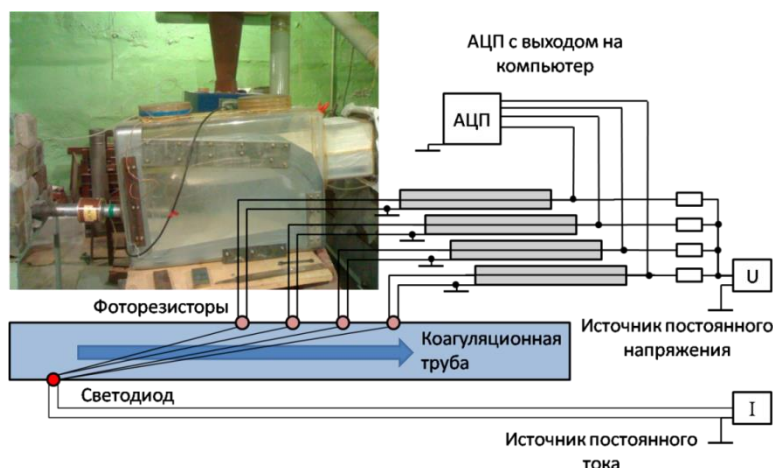


Рис. 2.14.5. Фотография и схема модуля для исследования светорассеивающих свойств аэрозоля нанопорошка диоксида кремния на производственной установке

Аэрозоль в производственной установке специфичен, это обусловлено малой агломерированностью наночастиц и высокой однородностью их распределения. Создана методика обработки измеряемых сигналов светорассеяния. Конструкция измерительного модуля позволяла наблюдать за изменением широкого спектра параметров, включая рассеяние, при получении порошка в реальном времени. Последующая обработка собранных данных производилась через набор специально написанных программ в среде MATLAB. Из полученных результатов (см. Таблицу) следует, что рассеяние света определяется концентрацией частиц, так как размер меняется слабо. Модуль может применяться для контроля концентрации аэрозоля на установке.

Таблица. Влияние задаваемых в эксперименте параметров на результаты измерений параметров рассеяния и удельную поверхность.

Задаваемые параметры получения нанопорошка			Результаты обработки экспериментальных данных			Контрольные измерения	
Добавка	Ток пучка, мА	Основной расход воздуха, л/мин	Коэффициент роста относительного сопротивления		γ^*c , 1/м	Удельная поверхность, м ² /г	Производительность, г/час
			R1	R2			
отсутствует	10	20	0,05	0,02	3,4	33,5	1,8
отсутствует	12	40	0,33	0,28	6,9	46	2,9
отсутствует	14	40	0,66	0,70	11,2	40	8,2
вода(240г/час)	10	40	0,04	0,28	3,7	53	**
вода(менее 240г/час)	12	20	0,04	0,04	3,7	47	**
ТЭОС	14	30	0,49	0,37	3,1	39	**

Заключение по пункту 2.14.

В работе проведены физико-химические исследования свойств наноразмерных порошков (нанопорошков) оксидов Таркосил, полученных оригинальным газофазным методом испарения твердых исходных материалов электронным пучком в газовом потоке при атмосферном давлении и последующей конденсации паров в виде наночастиц, в сравнении с характеристиками нанопорошков, произведенных другими способами. Изучены эффекты влияния наночастиц на свойства различных текучих сред, в которых они диспергировались. Основные выводы из проведенных исследований сводятся к следующему.

1. Нанопорошки исследованы методами электронного парамагнитного резонанса, инфракрасной спектроскопии, просвечивающей электронной микроскопии, рентгенофазового анализа, адсорбционным методом.

Подтверждено, что порошки, получаемые с использованием электронного пучка, имеют особенности, связанные, главным образом, со строением поверхности наночастиц. Они сводятся к различиям в количестве и структуре ОН-групп, адсорбционных и донорных центров, от которых зависят активные свойства поверхности нанопорошков.

2. Проведены систематические измерения динамической вязкости дистиллированной воды и различных эпоксидных смол при их модификации нанопорошками диоксида кремния Таркосил, полученными методом испарения электронным пучком, и Аэросил, полученными пирогенным способом, с объемной концентрацией наночастиц в диапазоне до 20%, с удельными поверхностями нанопорошков от 50 до 380 м²/г. Обнаружено, что дисперсии с нанопорошками Таркосил имеют существенно меньшую вязкость, чем жидкости, модифицированные наночастицами Аэросил. Отмечено, что теория Бэтчелора напрямую не описывает зависимость вязкости жидкостей от объемной концентрации диспергированных в них наночастиц.

3. Предложен подход, основанный на введении понятия присоединенного слоя на поверхности наночастиц, увеличивающего их эффективный размер. С использованием предложенного подхода получены поправки, позволившие получить совпадение теории Бэтчелора с экспериментальными данными и распространить ее на “наножидкости”. Кроме того, в результате вычислены размеры присоединенных слоев в различных жидкостях, для наночастиц различной природы и размеров.

4. Созданы экспериментальные установки и методики для анализа светорассеивающих свойств гидрозолей и аэрозолей нанопорошков с использованием теории Релея. Получено, что для конкретного нанопорошка возможно установление соответствия между рассеянием света и концентрацией наночастиц, однако уровень рассеяния не соответствует размерам частиц, определяемым из теории Релея. Предложена гипотеза, объясняющая это несоответствие влиянием присоединенного слоя на поверхности наночастиц на

процесс рассеяния.

5. Проведенные исследования позволяют утверждать, что поверхностные свойства наночастиц являются определяющими при оценке их взаимодействия со сплошными текучими средами. Произведено разностороннее экспериментальное и теоретическое обоснование этого предположения, разработаны соответствующие модели, способствующие пониманию механизмов взаимодействия наночастиц с текучими средами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

1. **Полученные результаты соответствуют поставленным целям и задачам** научного исследования, опубликованы в более чем в 61 статье в рейтинговых журналах, доложены на многочисленных международных конференциях, включая Международный Конгресс по механике (Canada, Montreal, 21-26 Aug., 2016), XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 20 – 24 авг. 2015 г.) и других конференциях.
2. **Научная новизна:** получены принципиально новые знания для междисциплинарных научных исследований, новые знания для развития дисциплинарных наук, и имеются рекомендации по их использованию.
3. **Научные результаты** вносят существенный вклад, значимый для механики жидкости и газа и являются результатами мирового уровня.
4. **Оценка практической значимости результата:** результат уже имеет практическое применение (договора и контракты на прикладные результаты этих исследований с ЦАГИ, Боингом).
5. **Оценка научного уровня выполненной НИР:** в целом – это мировой уровень, что подтверждается опубликованием результатов в таких журналах как: Доклады Академии Наук, МЖГ, Теплофизика и аэромеханика, International Journal of Hydrogen Energy, Journal of Fluid Mechanics, EPL (Europhysics Letters) , Journal of Molecular Liquids и др.
6. **По результатам исследований данного проекта за отчётный период опубликовано:** три монографии (одна в Шпрингер - Фелаг) и два учебных пособия и защищено две кандидатские и две докторские диссертации.

ПРИЛОЖЕНИЯ.

4.1. Перечень статей, опубликованных по тематике проекта в 2016 г. в соответствии с государственным заданием.

индикатор	Ед. измерения	Всего за 2013-2016 гг.	2013	2014	2015	2016
Количество публикаций в ведущих российских и международных журналах по результатам исследований, полученных в процессе реализации проекта	единиц	58	13	14	15	16
Количество публикаций в мировых научных журналах, индексируемых в базе данных «Сеть науки» (WEB of Science)	единиц	22	4	5	6	7
Число тезисов в конференциях	единиц	122	29	30	31	32
Число охраняемых объектов интеллектуальной собственности: зарегистрированных патентов в России зарегистрированных патентов за рубежом	единиц единиц	1	1			

Публикации 2016 г.

Монографии

1. **Зверков И. Д., Занин Б.Ю., Крюков А. В.**, Волнистое крыло как основа для новых летательных аппаратов.: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016, 248 с. ISBN-13:978-3-659-90232-1
2. **А.В. Бойко, Н.В. Ключнев, Ю.М. Нечепуренко.** 2016. Устойчивость течения жидкости над оребренной поверхностью. Москва: ИПМ им. М.В.Келдыша. 123 с.

3. **Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A.** Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities. –Dordrecht: Springer International Publishing, 2016. –P. 126. **DOI:** 10.1007/978-3-319-26958-0

Журналы

1. А.В. Довгаль, Б.Ю. Занин, А.М. Сорокин Реакция осесимметричного отрывного течения на пространственно локализованное возмущение потока // Теплофизика и аэромеханика. – 2016. – т.23, №6. – с.835-841.
2. V.V. Kozlov, G.R. Grek, O.P. Korobeinichev, Yu.A. Litvinenko, A.G. Shmakov, Combustion of hydrogen in round and plane microjets in transverse acoustic field at small Reynolds numbers as compared to propane combustion in the same conditions (Part I). // *International Journal of Hydrogen Energy* (ELSEVIER 2016), Volume 41, Issue 44, pp. 20231-20239.
3. Kozlov V.V., Grek G.R., Korobeinichev O.P., Litvinenko Yu.A., Shmakov A.G. Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (part II) // *International Journal of Hydrogen Energy*. – 2016. –Vol. 41 No. 44. –P. 20240-20249.
4. Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода // Доклады Академии наук. –2016. –Т. 470 No. 2. –С.166-171.
5. Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А., Коробейничев О.П. Диффузионное горение круглой микроструи смесей водорода с метаном, гелием и азотом // Вестник НГУ. Сер. Физика. –2016. –Т. 11 No. 2. –С. 56-76.
6. Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Влияние направления вектора ускорения силы тяжести Земли на диффузионное горение микроструи водорода // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. –2016. –No. 2 (45). –С. 175-192.
7. Denisenko N.S., Chupakhin A.P., Khe A.K., Cherevko A.A., Yanchenko A.A., Tulupov A.A., Boiko A.V., Krivoshapkin A.L., Orlov K.Yu., Moshkin M.P., Akulov A.E. Experimental measurements and visualisation of a viscous fluid flow in Y-branching modelling the common carotid artery bifurcation with MR and Doppler ultrasound velocimetry // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. –Vol. 722 No. 1. –P. 012013.

8. Borodulin V.I., Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Roschektaev A.P. Receptivity coefficients at excitation of cross-flow waves due to scattering of free-stream vortices on surface vibrations // *Journal of Fluid Mechanics*. –2016. –Vol. 793. –P. 162-208.
9. Chepkasov I.V., Gafner Yu.Ya., Gafner S.L., Bardahanov S.P. Condensation of Cu nanoparticles from the gas phase // *The Physics of Metals and Metallography*. –2016. –Vol. 117 No. 10. –P. 1003–1012.
10. Katasonov M.M., Sung H.J., Bardakhanov S.P. Wake flow-induced acoustic resonance around a long flat plate in a duct // *Journal of Engineering Thermophysics*. –2016. –Vol. 24 No. 1. –P. 36-56
11. Kornilov V.I., Boiko A.V. Experimental modeling of air blowing into a turbulent boundary layer using an external pressure flow // *Technical Physics*. –2016. –Vol. 61 No. 10. –P. 1480-1488.
12. Корнилов В.И., Бойко А.В. Пути и возможности повышения эффективности управления вдувом через проницаемую стенку и перспективы его использования // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника*. –2016. –No. 2 (45). –С. 50-70.
13. Корнилов В.И., Бойко А.В., Кавун И.Н., Попков А.Н. Вдув воздуха в пограничный слой плоской пластины с прерывистой по ее длине проницаемостью // *Вестник НГУ. Сер. Физика*. –2016. –Т. 11 No. 3. –С. 16-26.
14. Zobov K.V., Zharkova G.M., Syzrantsev V.V. Effect of dopant nanoparticles on reorientation process in polymer-dispersed liquid crystals // *EPL (Europhysics Letters)*. –2016. –Vol. 113 No. 2. –P. 24001.
15. Kurbatskaya L.I., Kurbatskii A.F. Calculation of the turbulent friction velocity in a mathematical model of an urban heat island in a stably stratified environment // *Atmospheric and Oceanic Optics*. –2016. –Vol. 29 No. 6. –P. 561-564.

16. Kurbatskii A.F., Kurbatskaya L.I. Turbulent circulation above the surface heat source in a stably stratified environment // Thermophysics and Aeromechanics. –2016. –Vol. 23 No. 5. –P. 677-692.

4.2. Копия плана НИР по проекту № 0323-2014-0009 :

«Исследование восприимчивости и неустойчивости дозвуковых сдвиговых течений к малым и конечным возмущениям для управления ламинарно-турбулентным переходом и структурой турбулентности»

Основная цель заявленных в проекте исследований состоит в получении фундаментальных знаний о механизмах возникновения и развития турбулентности при низких дозвуковых скоростях потока, что позволит предложить новые способы управления сдвиговыми течениями. В ходе выполнения проекта предполагается получить следующие научные результаты в рамках обозначенной выше общей задачи работы.

1. Выявить механизм возникновения турбулентности на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления.

2. Создать новую физическую модель процесса перехода, развивающегося в «естественных» условиях в пограничных слоях на ламинаризованных двумерных крыловых профилях.

3. Разрешить проблему корректного способа определения коэффициентов локализованной восприимчивости вихрь неровность, необходимого для оценки начальных амплитуд мод неустойчивости, возбуждаемых в двух- и трёхмерных пограничных слоях.

4. Получить характеристики распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения, как на гладкой поверхности, так и на поверхностях с неровностями. Найти величины соответствующих коэффициентов распределённой восприимчивости в зависимости от частот, поперечных и продольных волновых чисел, а также определить условия и области существования резонансного порождения мод неустойчивости.

5. Определить сценарии ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла и зависимость положения начала перехода от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности, степени турбулентности набегающего потока и её спектрального состава при совместном и отдельном влиянии этих факторов. Найти пороговые амплитуды стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения для начала перехода к турбулентности и предложить новые критерии оценки положения начала перехода.

6. Определить особенности перехода к турбулентности и отрыва пограничного слоя на перспективном крыле с волнистой поверхностью, возможности управления этими явлениями модификацией формы крыла.

7. Установить особенности структуры течения в пограничном слое летающего крыла, влияние на нее углов скольжения, атаки и уровня турбулентности потока.

8. Предложить уточненную физическую модель ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока в обоснование новых способов управления переходом и отрывом пограничного слоя.

9. Определить характеристики устойчивости отрывного течения на теле вращения при различных углах атаки и перспективные возможности управления отрывом потока в подобных геометрических условиях.

10. Проанализировать физические процессы, ответственные за развитие и разрушение дозвуковых струйных течений.

11. Определить влияние формы обтекаемой потоком поверхности и ее вязкоупругих свойств на устойчивость сдвиговых течений жидкости (пограничных слоев, течениях в каналах), сформулировать критерии появления гидродинамической неустойчивости.

12. Рассчитать характеристики глобальной перемежаемости турбулентности, для которой характерны короткие периоды турбулентного состояния среды и промежуточные периоды слабых флуктуаций с неподавленными стратификацией турбулентными вихрями на всех масштабах.

13. При помощи метода моделирования крупных вихрей с подсеточными моделями вихревой вязкости выделить эффекты неустойчивости и турбулентности, возникающей в геофизических течениях со стратификацией и неровностями подстилающей поверхности.

14. Создать прототип установки для исследования развития колебаний в средах с наночастицами и выявить особенности формирования коллективных образований наночастиц в аэрозольных потоках.

Основные блоки (этапы) проекта и сроки их реализации, ответственные исполнители этапов проекта.

При выполнении проекта в 2013 году предполагаются:

1. Разработка методики жидкокристаллической термографии для исследования устойчивости течения на передней кромке скользящего крыла. Изучение воздействия возмущений различных типов на пограничный слой для возбуждения и развития стационарной моды неустойчивости. Ответственные исполнители: зав. лаб., д.ф.-м.н. В.В. Козлов, н.с., к.ф.-м.н. В.Н. Горев.

2. Создание экспериментального метода исследования распределённой восприимчивости пограничных слоёв на изогнутых поверхностях при возбуждении нестационарных вихрей Гёртлера, включая: (а) теоретический анализ процедуры разделения задач устойчивости и распределённой восприимчивости, (б) разработку процедуры нахождения коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости при порождении гёртлеровских вихрей, (в) разработку алгоритмов анализа экспериментальных данных и (г) создание комплекса компьютерных программ для нахождения коэффициентов распределённой восприимчивости по экспериментальным данным. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов.

3. На основе экспериментальных данных, полученных в условиях контролируемого эксперимента, разработка физической модели слабонелинейных стадий ламинарно-турбулентного перехода, развивающегося в «естественных» условиях в пограничном слое на ламинаризованных крыловых профилях. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин.

4. На примере трёхмерного пограничного слоя скользящего крыла проведение экспериментального исследования вопроса корректности определения коэффициентов локализованной восприимчивости типа вихрь-неровность. Изучение степени влияния на результат выбора компоненты вектора пульсаций скорости, а также способа задания расстояния от стенки для определения эффективных амплитуд внешних вихрей. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

5. Изучение перспективной формы крыла с волнистой поверхностью для малоразмерных летательных аппаратов. Проведение экспериментов и обработка данных для получения количественных характеристик пограничного слоя и положения ламинарно-турбулентного перехода на волнистом крыле при нулевом угле атаки. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.т.н. И.Д. Зверков.

6. Определение картины течения на поверхности летающего крыла при различных углах атаки. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.т.н. Б.Ю. Занин.

7. Экспериментальное исследование возникновения и развития локализованных возмущений (полосчатых структур и волновых пакетов), возбуждаемых в пограничном слое прямого и скользящего крыльев локализованным воздействием из набегающего потока в условиях низкой степени турбулентности набегающего потока. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.ф.-м.н. М.М. Катасонов.

8. Исследование устойчивости течения с отрывом ламинарного пограничного слоя на теле вращения, расположенном вдоль потока несжимаемого газа, в нескольких экспериментальных режимах по числу Рейнольдса. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Довгаль, с.н.с., к.ф.-м.н. А.М. Сорокин.

9. Адаптация и развитие различных методов исследования (PIV, термоанемометрии и визуализации с синхронизацией с вводимыми в поток искусственными возмущениями) для изучения устойчивости и восприимчивости струй к возмущениям малой и конечной амплитуд. Апробация методов введения искусственных возмущений в струйные течения. Визуализация взаимодействия акустического поля с плоской и круглой микроструями, определение механизма возникновения и развития когерентных структур в ламинарной и турбулентной круглых струях. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. Г.Р. Грек, с.н.с., к.ф.-м.н. Ю.А. Литвиненко, н.с., к.ф.-м.н. М.В. Литвиненко.

10. Разработка теоретической модели гидродинамической устойчивости течений несжимаемой жидкостей в поперечно-периодических сдвиговых слоях с многослойными податливыми стенками и соответствующего метода расчета. Верификация расчетного метода при сопоставлении результатов его применения с данными других авторов. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Бойко.

11. Численное исследование глобальной перемежаемости турбулентности в термически устойчиво стратифицированном течении пограничного слоя с привлечением трехпараметрического метода моделирования стратифицированной турбулентности, развитого на основе уравнений Навье-Стокса в RANS-приближении. Анализ с привлечением данных измерений и метода моделирования крупных вихрей перемежающейся турбулентности во временных рядах кинетической энергии турбулентности вблизи твердой поверхности и в окрестности низкоуровневого струйного течения, формирующегося вблизи верхней границы устойчиво стратифицированного пограничного слоя после перехода последнего из неустойчивого состояния в состояние с устойчивой стратификацией. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.Ф. Курбацкий.

12. Разработка численного алгоритма и тестовые расчеты с подсеточными моделями в трехмерных нестационарных уравнениях Навье-

Стокса и диффузии для описания полей скорости и плотности в турбулентных течениях с препятствиями и стратификацией. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.ф.-м.н. С.Н. Яковенко.

13. Экспериментальное моделирование распространения волн в течениях наноразмерных порошков. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. С.П. Бардаханов.

Исследования 2014 года:

1. Экспериментальное изучение возникновения и развития неустойчивости поперечного течения на передней кромке скользящего крыла методом жидкокристаллической термографии. Ответственные исполнители: зав. лаб., д.ф.-м.н. В.В. Козлов, н.с., к.ф.-м.н. В.Н. Горев.

2. Разработка, изготовление и испытание прецизионного, маловозмущающего трёхкомпонентного координатного механизма для позиционирования датчиков на поверхностях аэродинамических моделей сложной пространственной формы. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

3. Разработка, изготовление и испытание источника двух- и трёхмерных вихрей свободного потока контролируемого частотно-волнового спектра, включающего в себя вибраторы с контролируемой амплитудой и формой колебаний, источника возмущения с усилителем мощности и программного обеспечения для генерации сигналов заданной формы и управления работой источника. Ответственный исполнитель: с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин.

4. Экспериментальное исследование характеристик распределённого возбуждения трёхмерных волн Толлмина-Шлихтинга вихрями набегающего потока в двумерном пограничном слое с неблагоприятным продольным градиентом давления в присутствии неровностей поверхности. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов.

5. Изучение перспективной формы крыла для малоразмерных летательных аппаратов. Исследование трёхмерной структуры ламинарного пограничного слоя на волнистом крыле с целью выявить причины неравномерности ламинарно-турбулентного перехода на волнистом крыле. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.т.н. И.Д. Зверков.

6. Поиск способов управления обтеканием летающего крыла, имеющих целью устранение зон отрыва потока, или уменьшение размеров этих зон. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.т.н. Б.Ю. Занин.

7. Экспериментальное исследование возникновения и развития локализованных возмущений (полосчатых структур и волновых пакетов), возбуждаемых в пограничном слое прямого и скользящего крыльев локализованным воздействием из набегающего потока в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.ф.-м.н. М.М. Катасонов.

8. Исследование топологии течения в области отрыва ламинарного пограничного слоя на теле вращения, расположенном под ненулевым углом атаки. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Довгаль, с.н.с., к.ф.-м.н. А.М. Сорокин.

9. Экспериментальные исследования неустойчивости дозвуковой плоской пристенной струи у стенки с изменяющейся геометрией, устойчивости и восприимчивости круглой струи с классическим («ударным») профилем скорости и с параболическим профилем скорости на срезе сопла к возмущениям различных типов. Определение механизма разрушения круглой микроструи в поперечном акустическом поле. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. Г.Р. Грек, с.н.с., к.ф.-м.н. Ю.А. Литвиненко, н.с., к.ф.-м.н. М.В. Литвиненко.

10. Параметрические расчеты устойчивости поперечно-периодических сдвиговых течений в каналах с многослойной податливой стенкой. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Бойко.

11. Анализ, верификация и развитие в уравнениях переноса кинетической энергии турбулентности и её спектрального расходования модельных представлений для процесса вертикальной турбулентной диффузии, описываемого статистическими моментами третьего порядка, – процесса, который оказывает непосредственное влияние на развитие перемежающейся турбулентности в пограничном слое вблизи твердой поверхности. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.Ф. Курбацкий.

12. Апробация и сравнительное исследование (при небольших числах Рейнольдса) методов прямого численного моделирования (DNS) и моделирования крупных вихрей (LES) для описания турбулентности в течении с неровностями подстилающей поверхности. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.ф.-м.н. С.Н. Яковенко.

13. Исследование процессов формирования аэрозольных наночастиц в газовых потоках. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. С.П. Бардаханов.

Исследования 2015 года:

1. Экспериментальное изучение вторичных возмущений, возникающих в ядре стационарного вихря и представляющих собой высокочастотный

волновой пакет, развитие которого приводит к турбулизации потока. Ответственные исполнители: зав. лаб., д.ф.-м.н. В.В. Козлов, н.с., к.ф.-м.н. В.Н. Горев.

2. Разработка методики экспериментального определения коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости трёхмерных пограничных слоёв при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов.

3. Проведение экспериментального количественного исследования характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя на модели скользящего крыла при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения. Оценка величин коэффициентов распределённой вихревой восприимчивости в зависимости от частоты вихрей и поперечного волнового числа. Исследование возможности возникновения резонанса продольных волновых чисел и оценка степени его воздействия на нарастание мод неустойчивости. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

4. Получение экспериментальных данных о положении начала ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла (по критерию появления высокочастотной вторичной неустойчивости), а также об амплитудах стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения перед началом перехода, в зависимости от числа Рейнольдса, топологии и высоты неровностей поверхности. Исследование возможных сценариев перехода. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

5. Изучение перспективной формы крыла для малоразмерных летательных аппаратов. Создание оптимальной волнистости поверхности для предотвращения локального отрыва и ламинарно-турбулентного перехода на крыле с волнистой поверхностью. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.т.н. И.Д. Зверков.

6. Исследование влияния угла скольжения летающего крыла на картины течения на его поверхности. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.т.н. Б.Ю. Занин.

7. Экспериментальное исследование возникновения и развития локализованных возмущений (полосчатых структур и волновых пакетов), возбуждаемых в пограничном слое плоской пластины в условиях низкой степени турбулентности набегающего потока. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.ф.-м.н. М.М. Катасонов.

8. Исследование устойчивости течения с отрывом ламинарного пограничного слоя на теле вращения, расположенном под ненулевым углом атаки. Сопоставление характеристик устойчивости течений для различных углов атаки. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Довгаль, с.н.с., к.ф.-м.н. А.М. Сорокин.

9. Экспериментальные исследования устойчивости и восприимчивости струи с вихрями Дина в течении с поворотом потока, структуры турбулентной дозвуковой плоской и круглой струй. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. Г.Р. Грек, с.н.с., к.ф.-м.н. Ю.А. Литвиненко, н.с., к.ф.-м.н. М.В. Литвиненко.

10. Параметрические расчеты устойчивости поперечно-периодических сдвиговых течений в пограничных слоях с многослойной податливой стенкой. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Бойко.

11. Верификация развитых в RANS-приближении анизотропных вихревых коэффициентов диффузии импульса и тепла для описания процессов диффузии в устойчиво стратифицированном течении в верхней тропосфере и нижней стратосфере (в диапазоне высот 4 – 18 км) с их аналогами, полученными недавними прямыми измерениями высокочастотным доплеровским радаром. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.Ф. Курбацкий.

12. Исследование адекватности модельных аппроксимаций метода (RANS), основанного на осредненных уравнениях Навье-Стокса и диффузии, при помощи априорной оценки на основе данных DNS и LES для устойчиво стратифицированных течений с препятствиями. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.ф.-м.н. С.Н. Яковенко.

13. Анализ результатов исследований движения гетерогенных сред с включением наноразмерных частиц. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. С.П. Бардаханов.

Исследования 2016 года:

1. Формирование физической модели возникновения турбулентности на скользящем крыле в области благоприятного градиента давления. Ответственные исполнители: зав. лаб., д.ф.-м.н. В.В. Козлов, н.с., к.ф.-м.н. В.Н. Горев.

2. Создание и апробация метода количественного экспериментального исследования распределённой вихревой восприимчивости пограничного слоя на скользящем крыле в присутствии неровностей поверхности, в условиях полностью контролируемых спектров внешних возмущений. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

3. Экспериментальное исследование характеристик распределённой вихревой восприимчивости трёхмерного пограничного слоя при возбуждении нестационарных мод неустойчивости поперечного течения в присутствии неровностей поверхности. Оценки соответствующих коэффициентов распределённой восприимчивости типа вихрь-неровность в зависимости от частоты вихрей, поперечного волнового числа вихрей и продольного волнового числа неровностей поверхности. Изучение условий возникновения и роли резонансного распределённого возбуждения мод неустойчивости поперечного течения. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

4. Экспериментальное исследование положения начала ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое скользящего крыла (по критерию появления высокочастотной вторичной неустойчивости), а также амплитуд стационарных и бегущих мод неустойчивости поперечного течения в области перехода, в условиях повышенных степеней турбулентности набегающего потока в присутствии неровностей поверхности. Изучение зависимости от числа Рейнольдса, амплитуды и спектрального состава турбулентности набегающего потока, а также от высоты неровностей поверхности. Изучение и сопоставление всех возможных сценариев перехода. Ответственные исполнители: г.н.с., д.ф.-м.н. Ю.С. Качанов, с.н.с., д.ф.-м.н. В.И. Бородулин, с.н.с., к.ф.-м.н. А.В. Иванов.

5. Изучение возможностей управления крылом перспективной формы для малоразмерных летательных аппаратов. Создание и исследование модели с гибкой поверхностью способной создавать волнистость различной формы и исследование аэродинамических характеристик такой модели. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.т.н. И.Д. Зверков.

6. Исследование обтекания летающего крыла при повышенной турбулентности набегающего потока в аэродинамической трубе. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.т.н. Б.Ю. Занин.

7. Экспериментальное исследование возникновения и развития локализованных возмущений (полосчатых структур и волновых пакетов), возбуждаемых в пограничном слое плоской пластины в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока. Ответственный исполнитель: в.н.с., д.ф.-м.н. М.М. Катасонов.

8. Развитие методов управления течением с отрывом ламинарного пограничного слоя на теле вращения. Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Довгаль, с.н.с., к.ф.-м.н. А.М. Сорокин.

9. Определение механизма возникновения полосчатых структур в струях в результате их восприимчивости к возмущениям малой и конечной амплитуд и роли структур в процессе разрушения струйных течений.

Ответственные исполнители: в.н.с., д.ф.-м.н. Г.Р. Грек, с.н.с., к.ф.-м.н. Ю.А. Литвиненко, н.с., к.ф.-м.н. М.В. Литвиненко.

10. Обобщение результатов и формулировка критериев возникновения неустойчивостей в зависимости от формы и вариаций структуры стенок и параметров пространственной периодичности основного потока. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.В. Бойко.

11. Анализ постановки задачи и развитие более полного (двух- и трёхмерного) метода RANS для исследования и моделирования динамики перемежаемости с наличием аэродинамической и теплофизической неоднородностей подстилающей поверхности. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. А.Ф. Курбацкий.

12. Численные эксперименты при различных числах Рейнольдса и Шмидта/Прандтля, соответствующих лабораторным экспериментам и геофизическим течениям. Определение статистических моментов полей скорости и плотности, построение спектров, сопоставление с данными измерений и натурных наблюдений, анализ результатов моделирования. Ответственный исполнитель: с.н.с., к.ф.-м.н. С.Н. Яковенко.

13. Формирование физических моделей движения сред с наночастицами. Ответственный исполнитель: г.н.с., д.ф.-м.н. С.П. Бардаханов.