

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Литвиненко Юрий Алексеевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ, СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ И
МИКРОСТРУЙНОГО ГОРЕНИЯ**

Специальность 01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Научный консультант:
д.ф. – м.н., г.н.с. Грек Генрих Рувимович

Новосибирск–2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
Глава 1. Обзор. Состояние исследуемого вопроса.....	13
Глава 2. Оборудование и методика проведения исследований.....	20
2.1. Экспериментальные установки.....	20
2.2 Контролируемый эксперимент.....	25
2.3. Оборудование и методика проведения исследований на струйных установках.....	26
2.4. Методика визуализации и акустического воздействия на течение.....	35
Глава 3. О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое.....	40
Введение.....	40
3.1. Экспериментальная установка и процедура измерений.....	46
3.2. Поле скорости за элементом шероховатости.....	49
3.3. Возникновение когерентных структур при нелинейном развитии синусоидальной и варикозной моде неустойчивости.....	53
3.4. Выводы.....	64
Глава 4. Физические процессы, ответственные за развитие и разрушение дозвуковой круглой макроструи.....	66
Введение.....	66
4.1. Экспериментальная установка.....	70
4.3. Течение свободной круглой макроструи.....	72
4.4. Результаты визуализации.....	78
4.5. Выводы.....	91
Глава 5. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру и характеристики развития макроструй.....	92
Введение.....	92
5.1. Круглая макроструя.....	99
5.1.1. Экспериментальная установка.....	99

5.1.2. Результаты исследования свободной ламинарной струи при различных начальных условиях.....	102
5.1.3. Обсуждение результатов исследования.....	117
5.1.4. Выводы.....	119
5.2. Вихревые когерентные структуры в свободной круглой макроструе	119
5.2.1. Турбулентная круглая струя.....	119
5.2.3. Результаты визуализации течения и термоанемометрических измерений.....	126
5.2.4. Восприимчивость ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям	132
5.3. Течение свободной плоской макроструи.....	134
5.3.1. Экспериментальная установка.....	134
5.3.2. Течение ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости на выходе сопла	137
5.3.3. Течение турбулентной плоской струи	151
5.4. Обсуждение результатов эксперимента.....	154
5.5. Выводы.....	159
Глава 6. Вихревые когерентные структуры в круглой струе в поперечном потоке	161
Введение	161
6.1. Круглая макроструя в поперечном потоке.....	167
6.1.1. Круглая струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла	167
6.1.2. Моделирование неустойчивости круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку.....	169
6.1.3. Круглая струя развивающаяся в поперечном сдвиговом потоке (пограничном слое)	174
6.2. Выводы.....	189
Глава 7. Дозвуковая круглая и плоская микроструи во внешнем акустическом поле.....	190

Введение	190
7.1. Течение круглой микроструи во внешнем акустическом поле	190
7.1.2 Термоанемометрическая визуализация бифуркации микроструи	199
7.2. Течение плоской микроструи во внешнем акустическом поле	204
7.3. Выводы.....	220
Глава 8. Устойчивость дозвуковой микроструи и горение	222
Введение.....	222
8.1. Диффузионное горение газообразного топлива в круглой струе.....	228
8.2. Диффузионное горение газообразного топлива в круглой микроструе при акустическом воздействии.....	231
8.3. Режимы горения плоской микроструи при акустическом воздействии .	240
8.3.1. Плоская микроструя малого удлинения в при диффузионном горении пропана	240
8.3.2. Плоская микроструя большого удлинения при диффузионном горении пропана	243
8.3.3. Плоская микроструя при горении предварительно перемешанной смеси пропан/воздух при внешнем акустическом воздействии.....	246
8.4. Выводы.....	248
Заключение	250
Список литературы	262

Введение

Переход течения из ламинарного состояния в турбулентное долгое время являлся и остается актуальной проблемой. Учитывая множество новых технологических решений, задачи по управлению и затягиванию ламинарно-турбулентного перехода являются наиболее важными и до настоящего времени нерешенными проблемами механики жидкости и газа. Большое значение имеет изучение явления перехода, не только в фундаментальном направлении, но и, что еще более важно, в практическом. Особенно важными представляются задачи, связанные с управлением пограничным слоем с целью снижения сопротивления трения на лопатках турбин, на элементах летательных аппаратов, компрессоров и т.д.

В конце прошлого века О. Рейнольдсом высказывалось предположение, что возникновение турбулентности в сдвиговых течениях связано, прежде всего, с потерей устойчивости ламинарного потока. В то же время Дж. Тейлор утверждал, что переход вызывают пульсации внешнего потока, вызывающие локальные отрывы пограничного слоя и затем его турбулизацию. В 1947 году была опубликована работа Schubauer and Skranstad, *Laminar Boundary Layer Oscillations and Stability of Laminar Flow*, в которой авторы, в модельном эксперименте обнаружили волны неустойчивости, тем самым подтвердили механизм зарождения неустойчивости. Таким образом, гипотеза Дж. Тейлора получила экспериментальное подтверждение и оказалась предпочтительнее.

Совпадение экспериментальных данных и расчетов, выполненных по теории гидродинамической устойчивости, связано, по большей части, с тем, что исследования проводились при пониженной степени турбулентности набегающего потока, при этом контролируемые искусственные возмущения вводились в пограничный слой. Характеристики развития таких возмущений можно было измерять с высокой точностью благодаря сохранению фазовой информации и накоплению статистики. В случае с «естественными» возмущениями невозможно было выделить какие-либо когерентные составляющие сигнала.

В настоящее время очевидно, что ламинарно – турбулентный переход в пограничных слоях при малой интенсивности различных внешних возмущений происходит вследствие развития неустойчивости исходного ламинарного течения.

В процессе перехода к турбулентности при малой интенсивности внешних возмущений происходит поэтапное разрушение ламинарного течения, связанное с развитием и трансформацией возмущений различной природы. Взаимодействуя со средним потоком такие возмущения приводят к образованию вторичных течений и генерации возмущений нового типа. Дальнейшее их развитие связано с возникновением турбулентного пограничного слоя.

В ламинарном пограничном слое воздействие различных внешних возмущающих факторов (неровности поверхности, турбулентность набегающего потока, акустическое воздействие и т.д.) на начальных стадиях перехода, приводит к возникновению собственных малых по амплитуде гидродинамических возмущений, получивших название волн Толлмина – Шлихтинга (ТШ). Согласно линейной теории устойчивости, такие волны развиваются в пограничном слое до тех пор, пока их амплитуды не достигнут величины порядка одного процента от скорости набегающего потока, после чего возмущения переходят на нелинейную стадию своего развития. Структура возмущений на нелинейной стадии значительно усложняется, меняется профиль средней скорости, появляются дополнительные гармоники, при взаимодействии возмущений проявляются эффекты трехмерности, такие как турбулентные пятна. В процессе развития происходит рост числа турбулентных пятен, их взаимодействие и слияние, что в конечном итоге приводит к полностью турбулентному пограничному слою.

Следует отметить, что упомянутый механизм ламинарно - турбулентного перехода, связанный с развитием волн ТШ, не является единственным и в ряде случаев не реализуется. Например, в сдвиговых течениях (пограничный слой, струйные течения и т.д.) поток модулирован в трансверсальном направлении

продольными вихревыми полосчатыми структурами (английский термин «*streaky structures*»). В случае повышенной степени турбулентности набегающего потока, пограничный слой модулирован полосчатыми структурами, на скользящем крыле – вихрями поперечного течения, в струйных течениях отмечается наличие полосчатых структур и т.д. В этих ситуациях ламинарно – турбулентный переход связан с высокочастотной вторичной неустойчивостью таких течений. Появление неустойчивости в течениях, модулированных полосчатыми структурами, связано с изменением формы профиля средней скорости. В таком профиле существуют области с точкой перегиба, точкой в которой бы вторая производная функции меняла знак. Именно эти области и обеспечивают рост вторичных высокочастотных колебаний. Явление вторичной высокочастотной неустойчивости достаточно широко и детально изучено как теоретически, так и экспериментально. В частности, среди многообразия видов и мод неустойчивости хотелось бы отметить существование варикозной (симметричной) моды и синусоидальной (несимметричной) моды. Условием для развития так называемой варикозной моды неустойчивости является неустойчивость нормального к стенке профиля скорости ($\partial u/\partial y$), а синусоидальной моды неустойчивости - трансверсального профиля скорости ($\partial u/\partial z$). Развиваться оба вида неустойчивостей могут как отдельно, так и совместно, приводя к турбулизации течения. Следует отметить, что экспериментальные и теоретические исследования синусоидальной и варикозной неустойчивости описывают, как правило, линейную и начальную стадию нелинейного этапа развития возмущений. Работ по исследованию наиболее сложных поздних стадий разрушения вторичных высокочастотных возмущений крайне мало.

Учитывая многообразие возможных мод неустойчивости, отсутствие какой-либо когерентности течения, неоднозначность в понимании возникновения и развития тех или иных видов неустойчивости, представляется особенно важным проведение экспериментальных исследований не при «естественных» условиях и возмущениях, как делается в большинстве случаев,

а при контролируемых модельных условиях. Таким образом, исследование синусоидальной и варикозной моды неустойчивости пограничных слоев и свободных сдвиговых течениях (струях) при развитии контролируемых искусственных возмущений, позволит значительно продвинуться в понимании природы неустойчивости таких течений. Контролируемый эксперимент дает возможность получить дополнительную информацию об этом сложном процессе, особенно на поздних стадиях его нелинейного развития. Это связано прежде всего с тем, что при проведении контролируемого эксперимента исследуется процесс развития искусственных возмущений при контролируемых условиях. Такой подход позволяет сохранять фазовую информацию. Сохранение фазовой информации позволяет выделять и исследовать процесс развития возмущений, величина амплитуды которых на два порядка ниже интегральной амплитуды фоновых возмущений. Применение высокоточных ШВП модулей перемещения, управляемых с использованием высокоуровневого языка программирования, позволяет автоматизировать процесс сбора сложных систем данных для обработки и представления. Сбор экспериментальных данных при генерации контролируемых возмущений, позволил нам получить пространственно – временную термоанемометрическую визуализацию течения для поздних стадий его развития, с сохранением как качественной, так и количественной информации. В отличие от двумерных измерений такой подход позволяет обнаружить сложные трехмерные когерентные возмущения, сделать выводы относительно формы и моды возмущения.

Большая часть диссертационной работы посвящена экспериментальным исследованиям устойчивости макро – и микроструйных течений, а также микроструйному горению. Представлены особенности в развитии струй в зависимости от изменений начальных и граничных условий на срезе сопла круглой, плоской макро – и микроструи. При этом воздействие на струю осуществляется акустическим способом с частотой близкой к собственным колебаниям струи. Изменение начальных и граничных условий связано с

изменением скорости истечения струи и реализацией определенного профиля скорости на срезе сопла. В ряде исследований реализуется так называемый П-образный (английский термин «top – hat») или параболический профиль скорости на срезе сопла, соответственно. Первый, характеризуется наличием «полки» в профиле скорости, соответствующей равномерному потенциальному течению и мощными градиентами продольной компоненты скорости в сдвиговом слое. Второй, имеет близкое к параболическому распределение продольной компоненты скорости на срезе сопла. Такой профиль скорости реализуется на выходе относительно длинных каналов, где пограничный слой нарастает до тех пор, пока пограничные слои не сомкнутся. Переходя к понятию макро и микроструй, хотелось бы отметить достаточно разнообразные подходы по разграничению этих понятий в научной литературе. Каких-либо весомых доводов, которые бы строго классифицировали макроструи, автору обнаружить не удалось. В данной работе принято решение использовать характеристики макро и микро в зависимости от геометрического размера выходного отверстия сопла. Диаметр – d (площадь поперечного сечения – $S_1 = \pi d^2/4$) выходного отверстия круглого сопла и площадь поперечного сечения – $S_2 = h \times l$, где h – ширина щели и l – длина щели выходного отверстия плоского сопла. Круглая макроструя – $d > 3$ мм ($S_1 > 7$ мм²). Плоская макроструя – $S_2 = h \times l > 7$ мм². Круглая микроструя – $d \leq 1$ мм ($S_1 \leq 0,78$ мм²). Плоская микроструя – $S_2 = h \times l \leq 0,78$ мм².

Важным этапом исследований явилась серия экспериментов по реализации микроструйного диффузионного горения пропана в зависимости от скорости истечения микроструи, конфигурации и размера выходного микросопла, а также исследование влияния внешнего акустического воздействия. Хотелось бы отметить важность последовательного подхода к изучению, в частности, струйных течений. Исследования проводились, поэтапно начиная с воздушных макроструй, затем характерные размеры уменьшались. Полученные знания в полной мере использовались при переходе

к микроструйному горению, что позволяло объяснять множество новых явлений.

Понимание сложного механизма устойчивости различных сдвиговых течений является очень важным как с точки зрения накопления фундаментальных знаний о природе этого явления, так и с точки зрения практического применения этих знаний для управления переходными явлениями. С другой стороны, понимание механизма микроструйного горения различных газообразных топлив является очень важным с практической точки зрения. Актуальными являются проблемы связанные с улучшением теплоотдачи, повышением уровня смешения, полнотой сгорания, уменьшением вредных выбросов в продуктах сгорания.

Целью работы является экспериментальное исследование синусоидальной и варикозной неустойчивости различных сдвиговых течений, включая пограничный слой, макро – и микроструи, а также микроструйное горение.

Работа включает в себя следующие основные направления исследований:

- а) исследование нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое на плоской пластине;
- б) изучение физических процессов, ответственных за развитие и разрушение дозвуковой круглой макроструи;
- в) изучение вихревых когерентных структур в свободной круглой струе и круглой струе в поперечном потоке;
- г) исследование течения дозвуковой круглой и плоской макро – и микроструи в поперечном акустическом поле;
- д) исследование течения дозвуковых макро и микроструй при диффузионном горении;

Диссертация состоит из введения, восьми глав с изложением результатов исследований, заключения и списка цитируемой литературы.

В **главе I** содержится общая характеристика проблемы и обзор основных работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям

механизма неустойчивости различных сдвиговых течений и особенно макро – и микроструйных течений, в том числе и изучение микроструйного горения в соответствии с темой диссертационной работы в кратком изложении. Более детально эти вопросы рассмотрены в каждой из глав, в которых представлены результаты исследований.

В **главе 2** описываются экспериментальные установки и условия проведения экспериментов. Рассматриваются методики проведения экспериментальных исследований и используемая аппаратура. Более детально эти вопросы рассмотрены в каждой из глав.

Глава 3 посвящена результатам исследований синусоидальной и варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое плоской пластины на поздних стадиях нелинейного развития. Приводятся качественные и количественные характеристики возмущений, возникающих в результате этих процессов.

В **главе 4** представлены результаты исследований механизма разрушения дозвуковой круглой макроструи.

Глава 5 посвящена исследованию влияния начальных условий на срезе сопла на структуру и характеристики развития макроструй. Показаны особенности развития ламинарной и турбулентной микроструи. Представлены картины лазерно - дымовой визуализации струй при изменении начальных условий на срезе сопла (распределений средней и пульсационной составляющих продольной компоненты скорости) с помощью изменения удлинения канала соплового аппарата.

В **главе 6** представлены результаты исследования когерентных вихревых структур в свободной круглой струе и круглой струе при наличии поперечного потока. Показаны особенности возникновения и развития таких структур при указанных условиях. Обсуждаются картины лазерно - дымовой визуализации для ламинарной и турбулентной струй и результаты термоанемометрических измерений (распределений средней и пульсационной составляющей продольной компоненты скорости) в поперечных сечениях ламинарной и

турбулентной струй при различных расстояниях вниз по потоку от среза сопла. Установлено, что характеристики восприимчивости ламинарной и турбулентной струи к внешнему акустическому воздействию близки.

Глава 7 посвящена обсуждению результатов экспериментальных исследований механизма развития плоских и круглых макро – и микроструйных течений при малых числах Рейнольдса в поперечном акустическом поле. Проведено сравнение полученных результатов с результатами последних исследований по данной тематике.

В **главе 8** представлены результаты исследований по устойчивости дозвуковых макро – и микроструй и их горению. Представлены результаты диффузионного и кинетического горения пропана в круглой и плоской микроструе при внешнем акустическом воздействии.

В заключении сформулированы основные выводы работы.

На защиту выносятся:

- Результаты экспериментального исследования синусоидальной и варикозной неустойчивости полосчатой структуры на поздних стадиях нелинейного развития в пограничном слое плоской пластины;
- Результаты экспериментальных исследований механизма разрушения дозвуковой круглой макроструи;
- Результаты экспериментального исследования влияния начальных условий на срезе сопла на структуру и характеристики развития макроструй;
- Результаты экспериментального исследования когерентных вихревых структур в свободной круглой струе и круглой струе при наличии поперечного потока;
- Результаты экспериментального исследования механизма развития плоских и круглых макро – и микроструйных течений при малых числах Рейнольдса во внешнем акустическом поле;
- Результаты экспериментального исследования по устойчивости дозвуковых макро – и микроструйных течений и диффузионному горению в таких струях;

Глава 1. Обзор. Состояние исследуемого вопроса.

Анализ работ [1 – 5] посвященных исследованиям, связанным с развитием локализованных возмущений, показывает значительный интерес к данному направлению в последние годы. В перспективе, локализованные возмущения могут использоваться в качестве элемента управления режимом течения на поверхностях. Но на данном этапе развития необходимо глубоко изучить характеристики таких возмущений. Развитие локализованных вихревых структур связано, прежде всего, с возникновением ламинарно–турбулентного перехода при низкой и, особенно, при повышенной степени турбулентности набегающего потока, а также с вихрями Тейлора – Гертлера или «cross–flow» вихрями в течениях. Таким образом выявляется важная роль локализованных возмущений в механизме возникновения турбулентных пятен и турбулентности в целом. В исследованиях так называемого «естественного» ламинарно–турбулентного перехода в большинстве случаев при развитии течения получено возникновение турбулентных пятен. Турбулентные пятна представляют из себя локальные во времени и пространстве очаги турбулентности. Дальнейшее развитие приводит к лавинообразному росту их количества и развитию полностью турбулентного пограничного слоя [6]. Необходимо отметить, что возникновение турбулентных пятен происходит только из локализованных в пространстве и во времени возмущений. Как показывают экспериментальные исследования при «естественных» и модельных условиях, при пониженной степени турбулентности набегающего потока, в большинстве случаев возникновение турбулентного пятна связано с развитием локализованных вихревых образований типа лямбда – структур, шпилькообразных (английский термин «hairpin») вихрей и т.д. [7]. При «естественных» условиях, но с повышенной степенью турбулентности набегающего потока ($Tu \sim 1,5 \%$) режим перехода меняется. Как показывает визуализация течения, в пограничном слое возникают локализованные в трансверсальном направлении и вытянутые вдоль потока образования, которые принято называть полосчатыми структурами

(английский термин – «*streaky structures*» [8–10]). В результате неустойчивости структуры, при «естественных» условиях развития, на ней генерируется и растет высокочастотный волновой пакет, приводящий к образованию турбулентного пятна [9 - 10]. При наличии стационарных вихрей типа Тейлора – Гертлера или «*crossflow*» – вихрей переход в пограничном слое связан с процессом развития локализованных в пространстве структур с высокочастотными возмущениями [11–13]. В этом случае массивы против – или коврашающихся вихрей непрерывно развиваются в потоке, а не сносятся им в отличие от вышеописанных возмущений конечных размеров [14]. Учитывая указанные особенности, исследование механизмов возникновения, развития и трансформации локализованных возмущений в турбулентное состояние представляется актуальным.

В целом необходимо отметить, что в случае низкой степени турбулентности набегающего потока продольные вихревые структуры (Λ – вихри) возникают в результате пространственной эволюции двумерных волн неустойчивости или пакетов волн. В случае повышенной степени турбулентности, появление полосчатых структур связано с взаимодействием возмущенного набегающего потока с пограничным слоем. Но следует отметить, что механизмы, ответственные за разрушение в обоих случаях могут иметь общий характер. В пользу этого, говорит тот факт, что в течениях с продольными структурами (включая Λ – вихри) возникновение турбулентных пятен может происходить через процесс возникновения и развития нарастающего высокочастотного волнового пакета, генерируемого при взаимодействии продольных локализованных структур с другими возмущениями, в частности с волной Толлмина – Шлихтинга (ТШ). Такой сценарий представлен в исследованиях [9, 15, 16]. Более подробно результаты исследования поздних стадий перехода изложены в монографии [17].

Говоря о развитии локализованных, детерминированных структур, предшествующих образованию турбулентных пятен, можно сформулировать некоторые выводы. Установлено, что Λ – вихрь представляет собой вихревую

локализованную структуру, состоящую из двух противовращающихся вихрей (так называемых «ног»), замыкающихся головкой, развивающейся в верхней границе пограничного слоя [1]. При этом, скорость его распространения примерно равна локальной средней скорости в пограничном слое. Аналогичную структуру имеют шпилькообразные, подковообразные, и др. вихри. Подробные исследования [15] показали, что уединенная Λ – структура может быть как затухающей так и нарастающей и трансформирующейся в турбулентное пятно вниз по потоку. Установлено, что рост Λ – структуры связан с развитием высокочастотного вторичного возмущения в области «ног» структуры. Показано, что непрерывное растяжение Λ – структуры при ее распространении вниз по потоку приводит к понижению частоты вторичного возмущения. Также, необходимо отметить, что разрушающее воздействие механизма вторичного высокочастотного возмущения проявляется при периодической генерации Λ – структур [15].

Для получения первых количественных данных о характеристиках локализованных возмущений была проведена серия модельных экспериментов. Моделирование таких структур осуществлялось с помощью различных источников, генерирующих данное возмущение на стенке модели, также возмущение вводилось из набегающего потока [4, 16–20]. Особенность введения возмущений, из набегающего потока состоит в том, что при повышенной степени турбулентности оно трансформируется в собственные возмущения пограничного слоя. Анализ детальных термоанемометрических измерений интегральных характеристик развития возмущений, генерированных различными источниками, показал, что локализованные структуры в пограничном слое обладают одинаковыми характеристиками развития. Например, масштаб структур в трансверсальном направлении составляет величину порядка толщины пограничного слоя и не меняется вниз по течению, что свидетельствует о локализации структуры. Максимум интенсивности возмущения по нормали к стенке располагается в области середины пограничного слоя, что значительно выше, чем для двумерной волны Толмина

– Шлихтинга. Так как скорость распространения структур приблизительно соответствует местной средней скорости в пограничном слое, скорость развития переднего фронта возмущения (находящегося в области верхней границы пограничного слоя) в максимуме достигает значения 0,8 от U_0 , а заднего (находящегося у стенки) 0,5 от U_0 . Такое отличие в скоростях нижней и верхней части λ – структуры приводит к непрерывному растяжению и деформации вниз по течению. Значения мгновенных максимальных амплитуд возмущения понижаются вниз по потоку, но если учесть увеличение самой структуры в продольном направлении, то интегральные амплитуды могут и нарастать.

По результатам лазерно - дымовой визуализации, искусственные локализованные возмущения в ламинарном пограничном слое вводимые из набегающего потока [10], и подобные возмущения, вводящиеся через поперечную щель на поверхности модели [9], качественно идентичны. Сравнение с результатами работы [8], показывает совпадение основных количественных характеристик (положение максимумов амплитуд, поперечных размеров, скоростей распространения и спектрального состава пульсаций) наблюдаемых при «естественных» условиях при повышенной степени турбулентности полосчатых структур, с характеристиками возмущений, полученных в контролируемых экспериментах.

Исследованию истечения струй в затопленное пространство посвящено большое количество теоретических [21–24] и экспериментальных работ [25–29]. Интерес к таким исследованиям продиктован необходимостью фундаментальных знаний о струйных течениях и в тоже время использование полученных знаний в различных практических приложениях. В настоящее время использование струй носит всеобъемлющий характер, струями создают реактивную тягу ракет и самолетов, управляют полетом летательных аппаратов, используют в охлаждении турбин и агрегатов, применяют для смешения газов и жидкостей и т. д. С научной точки зрения исследования устойчивости струйных течений также привлекает множество исследователей.

Первичная неустойчивость ламинарной круглой струи, неустойчивость Кельвина - Гельмгольца, она связана с возникновением двумерных осесимметричных кольцевых вихрей. Неустойчивости Кельвина - Гельмгольца посвящено множество теоретических и экспериментальных работ. Из последних работ следует отметить обзор [30], в котором проводится анализ результатов исследования собственных колебаний вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерации звука в идеальной несжимаемой жидкости. Также необходимо отметить работы [31,32] где показано, что продольные структуры играют важную роль в механизме турбулизации струй через процесс взаимодействия струи с кольцевыми вихрями, приводящий к трехмерному искажению последних и развитию азимутальных выбросов в виде A – образных вихрей, вторичная неустойчивость которых приводит к турбулизации струи. В целом, исследованию осесимметричных (круглых) макроструйных течений посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ. Что же касается исследований в плоских струях, то таких работ значительно меньше, особенно экспериментальных. Вероятно, одной из первых таких работ следует считать работу [33]. В работе, для струи истекающей из узкой щели, представлена зависимость роста возмущений ламинарной двумерной струи от числа Рейнольдса. В работе [34] установлена зависимость характеристик течения плоской ламинарной струи при внешнем акустическом воздействии, которое приводило к возникновению вихревой дорожки, по форме напоминающей вихревую дорожку в следе за цилиндром. Работа [35] включает в себя цикл экспериментальных исследований по ламинарно-турбулентному переходу в плоской струе. В частности, исследовались две моды неустойчивости струи: синусоидальная и варикозная. Исследования обеих мод проводились при начальной стадии развития. Установлено, что определяющую роль в развитии каждой моды играет форма профиля скорости на срезе сопла.

Интерес к исследованию микроструй значительно возрос в последнее время [36,37], что связано, в частности, с развитием МЭМС – технологий.

Создание микроэлектронных теплонагруженных компонентов требует миниатюрного охлаждения, как и множество других процессов, таких как производство нанопорошков, микрогорение, и т.д. В ряде экспериментальных исследований особое внимание уделяется возможности акустического воздействия на микрострую [37–40], понимание физики процесса, несомненно, важно как с фундаментальной точки зрения, так и с позиции практического использования явления, например, в авиационной, космической, химической промышленности и т.д.

Процесс горения является одним из видов химических реакций, поэтому его исследования проводятся, с давних времен в рамках одной из областей химической науки. Однако следует учесть, что при горении, например, струйном горении, реализуются и физические процессы, такие как тепло – и массоперенос, возникают и развиваются когерентные структуры и т.д. Следовательно, процесс горения в определенных случаях, должен рассматриваться не только как химический процесс, но и как физический. Скорость распространения пламени в гомогенной газовой среде в большей степени определяется теплопередачей и диффузией, чем скоростью химических реакций [41]. С другой стороны, акустические поля, обычно присутствуют при горении, их появление создает дополнительные условия, влияющие на развитие факела. Глубокое понимание процесса взаимодействия различных факторов внешнего воздействия и диффузии в струе позволит открыть новые возможности по управлению процессами диффузионного горения и стабилизации процесса горения. В работе [42] авторы исследовали развитие диффузионного пламени в присутствии внутреннего акустического поля. Отмечается, значительное влияние акустического поля, генерируемого внутри тракта струйной установки на процесс диффузии факела. Акустические волны при определенных параметрах способствуют поднятию пламени и его деформации. В поднятых струйных пламенах, акустика может быть использована для изменения процесса диффузионного горения с целью уменьшения выбросов сажи и окиси азота [43]. В работе [44] показано, что

высота подъема пламени снижается усилением струи при ее продольном возбуждении на собственных частотах струи, при этом не отмечена важность трехмерных неустойчивостей. Особый интерес вызывают исследования микроструйного диффузионного горения и влияния акустического воздействия на характер пламени. В работе [45] исследован процесс раздвоения пламени при горении малоразмерной круглой и плоской микроструи метана под воздействием поперечного акустического поля. В работе [46] исследовано воздействие поперечного акустического поля на поведение круглой микроструи метана. Обнаружено явление раздвоения пламени круглой микроструи.

Более детально обзор научной литературы, касающийся состояния исследуемого вопроса, приведен в начале каждой главы диссертационной работы, в которых рассматриваются результаты экспериментальных исследований.

Глава 2. Оборудование и методика проведения исследований

2.1. Экспериментальные установки

Аэродинамическая труба L2

Исследования синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое плоской пластины были проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе L-2 Чалмерского Технологического Университета г. Гетеборг (Швеция) (рис. 2.1).



Рис. 2.1. Схема малотурбулентной аэродинамической трубы L-2 Чалмерского Технологического Университета г. Гетеборг (Швеция)

Аэродинамическая установка замкнутого типа, поджатие потока организовано между форкамерой и рабочей частью 5:1. Закрытая рабочая часть имеет следующие размеры: ширина 1800 мм, высота 1200 мм, длина 3000 мм. Диапазон рабочих скоростей от 2 до 60 м/с. Степень турбулентности потока в рабочей части не превышает 0.1 % от его скорости при скоростях в диапазоне 5–40 м/с.

Для контроля скорости потока применялся электронный манометр FCO510, оснащенный трубкой Пито – Прандтля. Манометр имеет датчики измерения температуры потока и абсолютного давления. Внутренний процессор манометра рассчитывает скорость потока на основании измерений перепада полного и статического давления потока и плотности воздуха. Плотность воздуха вычисляется процессором по температуре воздуха внутри аэродинамической трубы с учетом атмосферного давления. Результаты измерений сохранялись через коммуникационный порт в памяти персонального компьютера.

Аэродинамическая труба оснащена автоматическим многоосевым координатным устройством позиционирования. Координатное устройство управлялось персональным компьютером и имело пять степеней свободы перемещения по трем линейным координатам x , y , z и двум углам θ (вокруг оси z), φ (вокруг оси y). Привод осуществлен с использованием серводвигателей и линейных модулей перемещения с шариковинтовой парой (ШВП) с целью минимизации возможного люфта и проскальзывания. Точность перемещения по линейным координатам не более 5 мкм, по углам не более 0.1 град.

Для термоанемометрических измерений использовался термоанемометр постоянного сопротивления Mini STA производства Dantec. Система сбора данных состояла из многоканального АЦП IOtech Wave Book и персонального компьютера. Координатное устройство и система сбора данных программно интегрированы и составляют единый автоматизированный измерительный комплекс.

Макро – и микроструйные установки

Для проведения исследований в круглой свободной струе были созданы макроструйная установка для реализации круглой струи с цилиндрическим профилем скорости на срезе сопла (короткое, классическое сопло Витошинского) и установка с параболическим профилем скорости на срезе сопла (удлиненное до 4 м сопло) с диаметром сопла 20 мм (рис. 2.2).

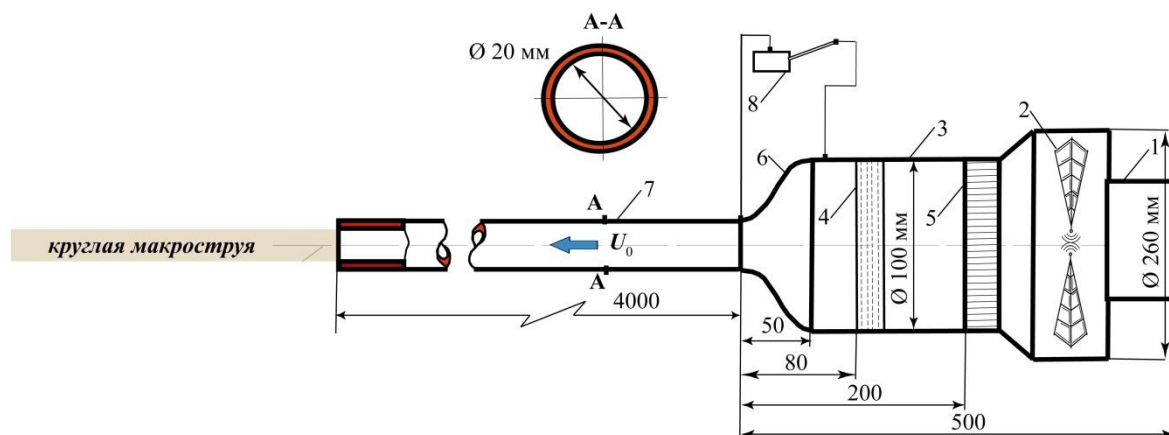


Рис. 2.2. Фотографии и схема установки для реализации круглой макроструи: 1– эл. двигатель, 2 – вентилятор, 3 – форкамера, 4 – набор детурбулизирующих сеток, 5 – хонейкомб, 6 – короткое сопло Витошинского, 7 – труба–удлинитель, 8 – микроманометр

Формирование струи происходило в канале с параметрами $l = 4000$ мм – длина канала, $h = 14$ мм – ширина сопла. В обоих случаях, макроструя генерировалась центробежным вентилятором, подающим воздушный поток в форкамеру. В форкамере устанавливался хонейкомб, набор детурбулизирующих сеток. Далее воздушный поток подавался в профилированный, по Витошинскому, конфузор, после чего происходило истечение из сопла. Скорость струйного потока регулировалась изменением оборотов электродвигателя, приводящего в движение центробежный вентилятор (рис. 2.3).

Фото установки для реализации плоской макроструи с параболическим профилем скорости на срезе сопла.



Фото установки для реализации плоской макроструи с ударным профилем скорости на срезе сопла.

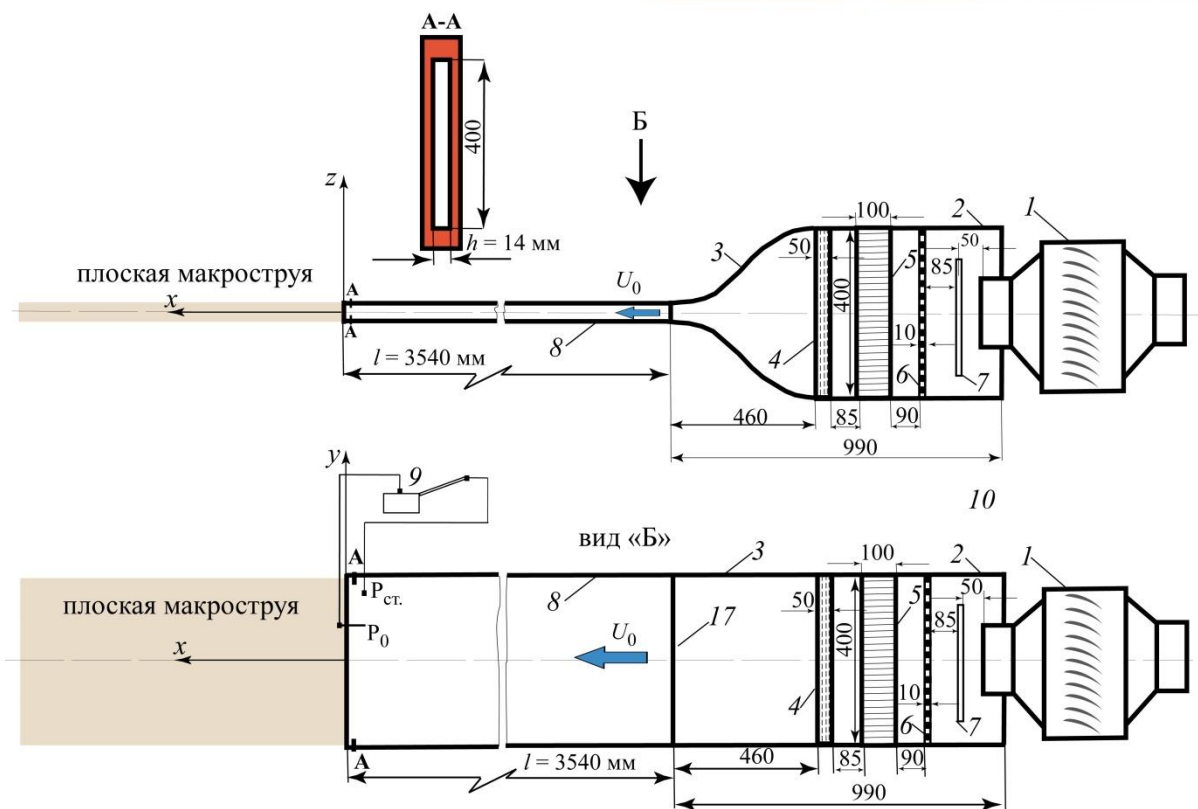
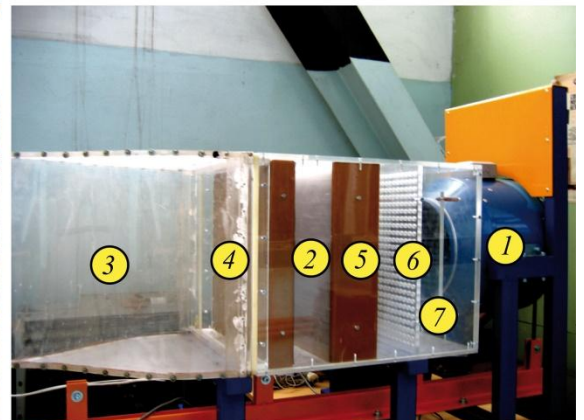


Рис. 2.3. Фотографии и схема установки для реализации плоской макроструи: 1 – вентилятор с эл. двигателем, 2 – форкамера, 3 – короткое сопло Витошинского, вентилятор, 4 – набор детурбулизирующих сеток, 5 – хонейкомб, 6 – перфорированная пластина, 7 – разделительная пластина, 8 – удлинительный канал, 9 – микроманометр

Созданы микроструйные установки для реализации круглой и плоской микроструи, как с П-образным, так и параболическим профилем скорости на срезе сопла. Размеры диаметра выходного отверстия круглого микросопла варьировались в диапазоне от 0,2 до 3 мм, а размеры поперечного сечения выходной щели плоского микросопла от ($l = 30$ мм, $h = 0,2$ мм) до ($l = 2$ мм, $h = 0,2$ мм). Скорость микроструйного потока создавалась с помощью истечения газа из баллона со сжатым газом, либо из сети сжатого воздуха, регулировалась редуктором и измерялась прецизионным расходомером (рис. 2.4 и 2.5).

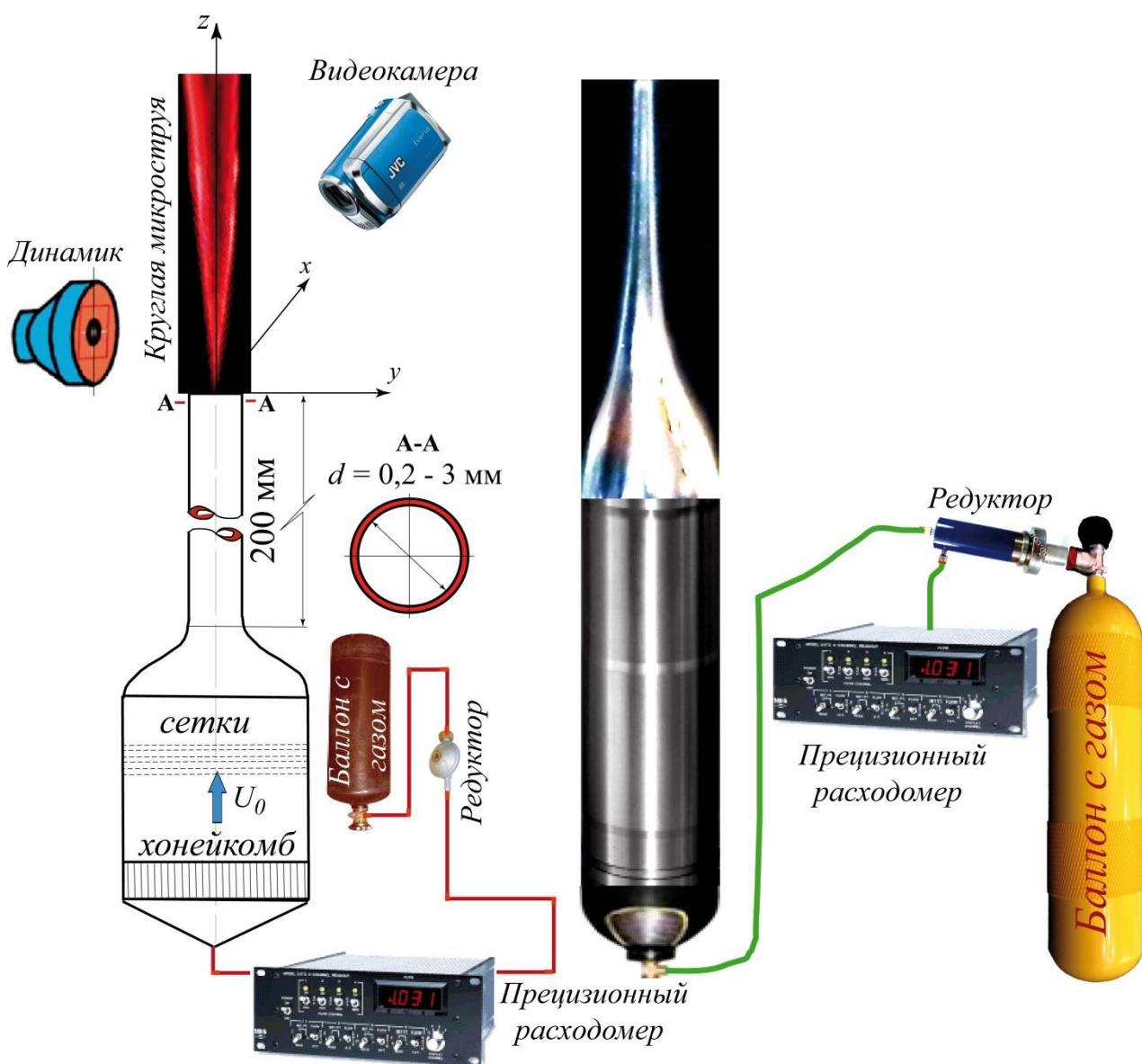


Рис. 2.4. Схема (слева) и фотография (справа) установки для реализации круглой микроструи

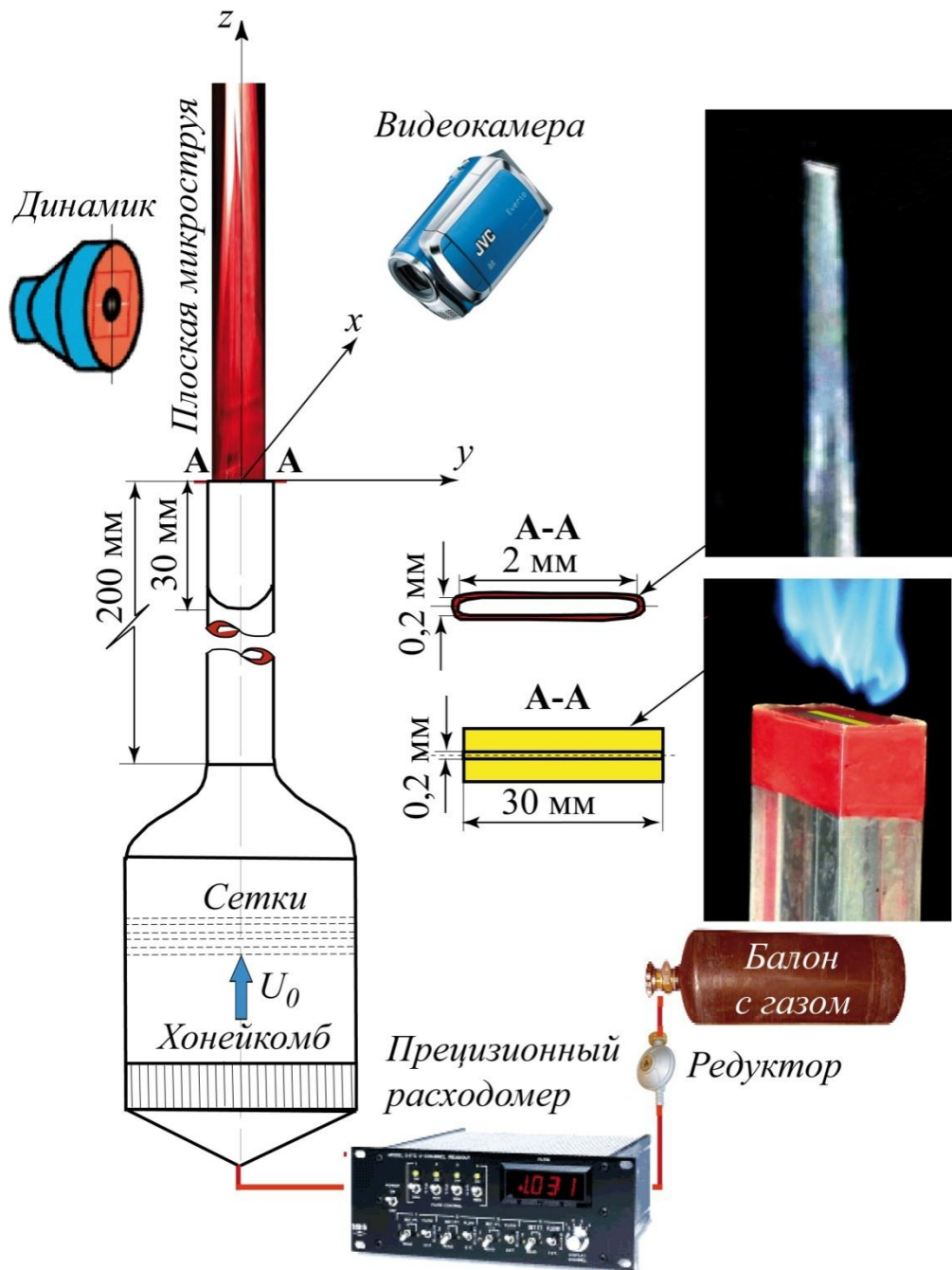


Рис. 2.5. Схема (слева) и фотография (справа) установки для реализации плоской микроструи

2.2 Контролируемый эксперимент

Методика контролируемого эксперимента состоит в использовании возмущений с известными и контролируемыми параметрами, которые каким – либо образом вводятся в поток и взаимодействуют с собственными возмущениями потока. Используя датчик термоанемометра, измеряющий

продольную компоненту скорости и ее пульсаций с помощью данной методики можно получать детальную фазовую информацию о возмущениях в пограничном слое. В экспериментах ниже возмущения в пограничный слой вводились искусственно посредством, как правило, громкоговорителя, соединенного с генератором сигналов с дискретной частотой (см. рис.2.6). Сбор данных синхронизовался с частотой исходного сигнала с генератора, что позволяло сохранять данные с сохранением фазовой информации исследуемых

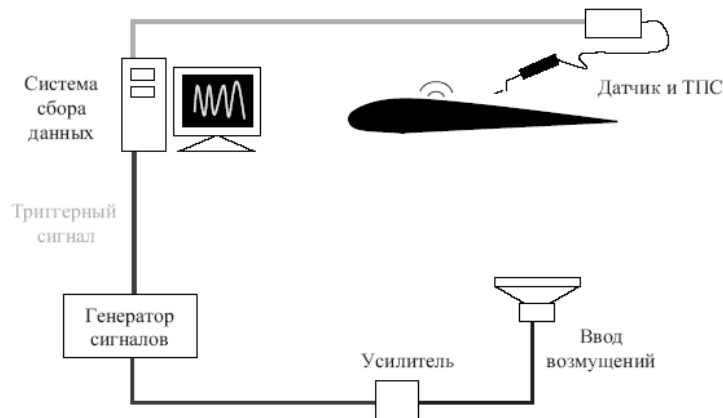


Рис. 2.6. Схема эксперимента.

возмущений. Данная методика позволяет улучшить соотношения сигнал/шум используя осреднение по ансамблю нескольких реализаций сигнала в одной пространственной точке. В отдельных случаях только таким образом удавалось выделить полезный сигнал из недетерминированных шумов.

2.3. Оборудование и методика проведения исследований на струйных установках

Для экспериментального исследования структуры струйных течений с различными начальными условиями, при внешнем акустическом воздействии использовались три различных метода. Количественные характеристики струйных течений фиксировались с использованием метода термоанемометрических измерений. Данный метод был интегрирован в автоматизированный трех-осевой измерительный комплекс рис.2.7 с возможностью синхронизации фазы воздействующих на течение искусственных возмущений (акустических) и момента сбора данных. Такая процедура сбора

данных позволяет многократно сохранять фазированные осциллограммы скорости и далее при необходимости осреднять данные, отсеивая составляющую случайного шума. После чего из 4-х мерного представления данных в виде $U(x,y,z,t)$ выбирается среднее значение скорости по всему объему данных и некоторое отклонение от среднего в положительную и отрицательную сторону. Затем по значениям этих отклонений строятся 2-х или 3-х мерные изоконтуры или изоповерхности соответственно. В результате такого разложения представляется визуализация процесса развития периодических возмущений в течениях и в струях в частности в двумерном, трехмерном виде. Такое представление позволяет исследовать поведение целостной периодической структуры, как по времени, так и по пространству. При этом сбор данных производится в автоматическом режиме по заранее введенным координатам с необходимым интервалом по трем осям. Каждая ось оснащена магнитным датчиком линейных перемещений Kubler limes LI50, в результате погрешность позиционирования датчика термоанемометра по всем трем осям составляет 5мкм. Время сбора данных может составлять до нескольких суток с учетом актуальности калибровки термоанемометра.

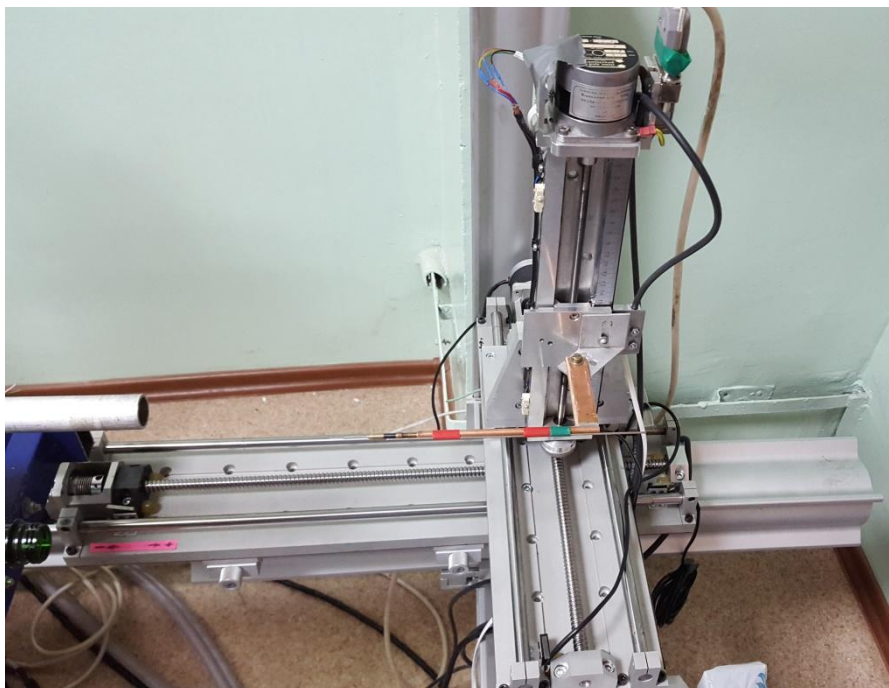


Рис. 2.7 Трехосевой координатник

При использовании внешнего акустического сигнала, в качестве способа воздействия на течение, использовался звуковой генератор ГЗ–33 (рис.2.8) Сигнал с ГЗ–33 подавался на динамик и параллельно на вход внешнего модуля АЦП (см. рис. 2.9)



Рис. 2.8 Генератор сигналов ГЗ–33



Рис. 2.9 Внешний модуль АЦП

К внешнему модулю может быть одновременно подключено до 16 входных сигналов. Частота дискретизации АЦП составляет 400кГц, т.е. при использовании одного входного сигнала максимальная частота оцифровываемого сигнала 200кГц. Использование ниточного датчика

термоанемометра с диаметром нити 5мкм, ограничивает частоту измеряемых возмущений до 10кГц. Таким образом, для проведения термоанемометрических измерений, в нашем случае, достаточно иметь АЦП с частотой дискретизации 20 кГц на один канал. В представленных экспериментах частота внешнего акустического воздействия выбиралась из диапазона восприимчивости возмущений струей. На рис. 2.9 представлен внешний модуль с двумя задействованными каналами входа. На один канал подается синусоидальный акустический сигнал для синхронизации по переднему фронту волны, на второй входной сигнал с термоанемометра, сбор данных осуществляется по переднему фронту волны, таким образом, все сохраняемые осциллограммы фазированы. Управление измерительным комплексом реализовано в среде LabVIEW. На рис.2.10 представлена принципиальная схема проведения измерений.

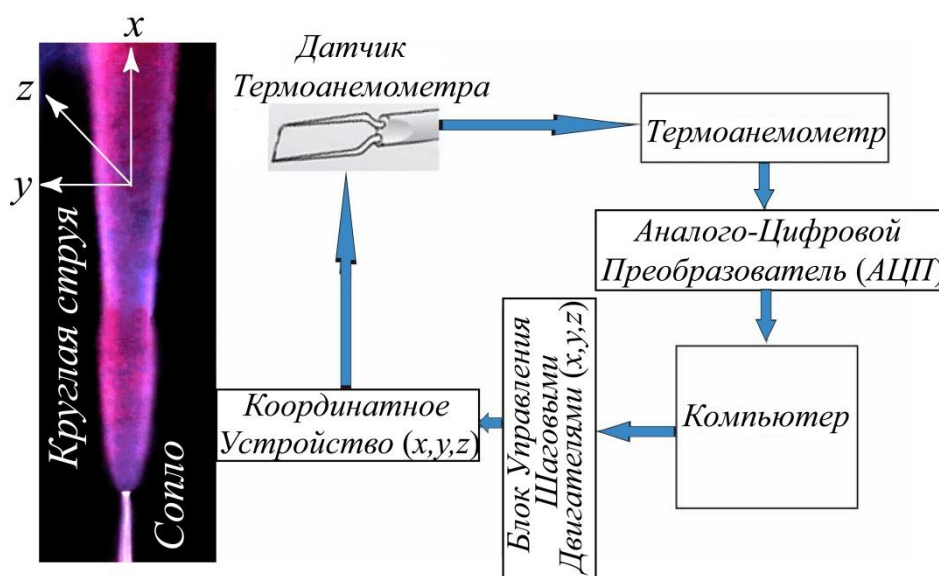


Рис. 2.10. Схема трехмерного сканирования поля макро– и микроструйного течения

Термоанемометр постоянной температуры Dantec MiniСТА (рис. 2.11) представляет собой многофункциональный высокоточный анемометр для выполнения измерений скорости в газе и жидкостях.



Рис. 2.11. Термоанемометр постоянной температуры Dantec MiniСТА

Датчик термоанемометра (рис. 2.12) имеет высокую чувствительность к скорости потока, а также наивысший частотный отклик.

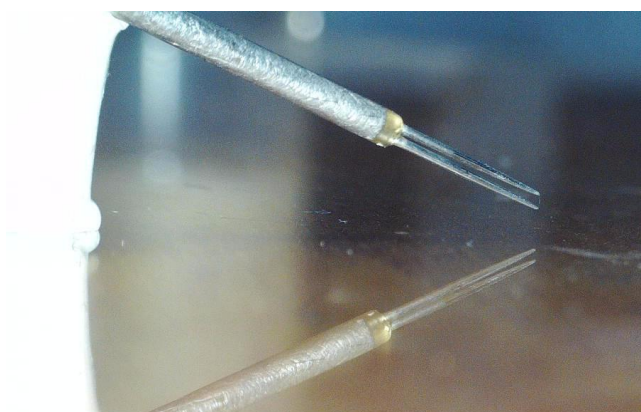


Рис. 2.12. Фото датчика термоанемометра

Он состоит из стального нержавеющей корпуса с выведенными сквозь него коническими державками, которые имеют диаметр на конце порядка 0,1 мм. Чувствительный элемент датчика – вольфрамовая проволочка диаметром несколько микрон, которая приваривается методом точечной сварки к заострённым концам датчика. Длина чувствительного участка варьировалась от 0.3 до 1мм.

Методика термоанемометрических измерений

Термоанемометрические измерения в струях проведены с помощью термоанемометра постоянного сопротивления Dantec miniСТА. В ходе

измерений регистрировалась продольная к оси струи компонента скорости – $U(t)$ с частотой дискретизации 10кГц. Затем по полученным данным вычислялись пульсации средней скорости – u' , как среднеквадратическое отклонение (использовалась функция *std* в Matlab) $u' = \sqrt{\frac{\sum(U_i - \bar{U})^2}{i}}$. Для измерений использовались два датчика с чувствительным элементом из нити Волластона длиной 1 мм (для струи с $d = 22$ мм) и 0.3мм (для струй $d = 0.5, 2, 4$ мм) диаметром 5мкм с коэффициентом перегрева 1,8. Калибровка датчика для всех экспериментальных исследований производилась в потенциальном течении круглой струи, для чего была изготовлена отдельная установка. Датчик термоанемометра тарировался в диапазоне скоростей от 1 м/с до максимальной предполагаемой в эксперименте скорости потока. При тарировке термоанемометра обычно применяется закон Кинга:

$$U = (A + BE^2)^{1/n}, \quad (2.1)$$

где E – это напряжение с анемометра, U – соответствующая скорость набегающего потока, A , B , и n – константы, которые выбираются из расчёта наилучшего приближения к тарировочным данным. В данных исследованиях для тарировки используется закон Кинга в модифицированном виде:

$$U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}, \quad (2.2)$$

где E и E_0 — выходные напряжения с анемометра при некоторой скорости потока U и при ее отсутствии соответственно, k_1 , k_2 и $1/n$ константы, определяемые эмпирически таким образом, чтобы погрешность аппроксимации была меньше 1 %. Первый член уравнения (2.2) соответствует известному выражению Кинга, второй – добавлен для учета свободной конвекции при малых скоростях потока и позволяет построить тарировочную кривую в области низких скоростей. После тарировки, датчик перемещался координатником к исследуемой струйной установке. Перемещение датчика термоанемометра, в процессе измерений, осуществлялось при помощи автоматического координатного устройства по трем координатным осям. Точность позиционирования датчика автоматически корректировалась по

электромагнитным линейкам и составляла ± 5 мкм. Сигнал с термоанемометра подавался на 12- разрядный аналого-цифровой преобразователь National Instruments NI-6023E, установленный на материнской плате компьютера через PCI разъем. Коммутация термоанемометра и АЦП осуществлялась через вспомогательный соединительный модуль BNC-2120. Данные экспериментов сохранялись на жестком диске компьютера и обрабатывались в программной среде MatLab. При проведении экспериментов с синхронизацией акустического сигнала и термоанемометрических измерений, сигнал от ГЗ-33 подавался параллельно на динамик и на ацп. На второй канал модуля BNC-2120 подавался сигнал с термоанемометра. Таким образом, на АЦП поступала информация с двух каналов, канал 1- сигнал с ГЗ-33 и канал 2- сигнал с термоанемометра. Управление процессами триггерования сигналов, перемещения координатного устройства и сохранения данных осуществлялось программным кодом LabView. Так, например, после проведения процедуры тарировки, в программу вносились указания по каждой из трех координатных осей - начала измерительной области, величине шага и количестве шагов, частоте дискретизации и т.д. После чего процесс измерения происходил в автоматическом режиме. Дальнейшая обработка данных осуществлялась в MatLab. Для каждого эксперимента, как правило, писалась индивидуальная программа обработки.

Оценка погрешностей измерений

Некоторые замечания следует сделать относительно погрешности измерений. Так, например, ошибка, связанная с позиционированием датчика в потоке, определяются точностью координатного устройства. Кроме этого ошибки возможны вследствие изменения температуры окружающей среды, загрязнения датчика, влияния близости стенки, возмущения потока датчиком и неточностей, связанных с регистрирующей аппаратурой.

Известно, что, изменение температуры окружающей среды в течение эксперимента может существенно влиять на измерения. Изменение температуры потока меняет условия теплообмена датчика. Например, при

повышении температуры воздуха, измеренные датчиком показания скорости занижены, при понижении наоборот. Для датчиков, которые использовались в данной работе (отношение длины нити датчика к диаметру соответствует 200, перегрев нити 1.8) флуктуации температуры в 5°С вызывают ошибку измерения скорости менее 1 %. В течении эксперимента, температура потока поддерживалась постоянной с точностью до 1°С. Кроме того в расчет скорости была включена температурная коррекция измерений в которой учитывалась разница между температурой при калибровке и текущей температурой в виде:

$$E = E / \left(1 - \frac{(T_{\text{калиб}} - T)}{Q/0.37}\right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где E – напряжение датчика, $T_{\text{калиб}}$ – температура при калибровке, T – температура при измерении, Q – значение перегрева.

Загрязнение нити датчика также влияет на условия теплообмена. Для уменьшения содержания твердых частиц и капельных примесей в потоке аэродинамическая установка оснащена специальными фильтрами. Как правило, тарировка датчика производилась несколько раз в течение одного эксперимента. При существенном расхождении (более 1 %) между двумя следующими друг за другом калибровками эксперимент повторялся.

Чтобы минимизировать возмущения потока, вызванные датчиком необходимо, чтобы угол установки державки датчика в потоке составлял 10–15°, для измерений в пограничном слое необходимо применять датчики специальной изогнутой формы ножек. Эти условия в наших экспериментах выполнялись, кроме того, калибровка датчика всегда производилась непосредственно перед экспериментом, в тех же условиях что и эксперимент. При таком подходе многие нюансы, такие как отвод тепла от нити датчика в ножки, возмущение потока державкой, ножками датчика и координатным устройством учитывались в процессе калибровки.

При длительном (более 12 часов) прогреве приборов дрейфа измерительно – регистрирующей аппаратуры удавалось избежать. Использование современной измерительной аппаратуры позволяет

поддерживать высокую точность измерений и низкий уровень паразитных шумов. Во избежание электромагнитных помех все сигнальные соединения были выполнены коаксиальным кабелем. Такой подходе позволил не учитывать вклад погрешности электрических приборов в общую погрешность измерений, вследствие ее малости.

В итоге, при соблюдении всех названных условий, величина погрешности измерений определялась точностью тарировки. Точность тарировки в свою очередь определялась точностью измерения скорости потока манометром, соединенным с трубкой Пито – Прандтля. Вблизи трубки находился тарируемый датчик, при этом точность подбора аппроксимирующей калибровочной кривой составляла не более 1 %). Как следствие ошибка в измерениях скорости электронным манометром составляла величину менее 1% во всем диапазоне скоростей (от 1 до 20 м/с), следовательно, погрешность измерений составляла 1 %.

2.4. Методика визуализации и акустического воздействия на течение

Для визуализации струйного течения использовался генератор дыма, лазерный нож, генератор сигналов, видеокамера. В качестве дыма использовалась смесь пропилен-гликоля (пропандиол, разбавленный 40 % воды). Размер частиц составлял примерно 2.5 – 3.0 μm . Раствор испарялся в генераторе дыма (ZR – 31) и подавался с необходимой концентрацией в рабочий тракт установки. Создаваемый дым подводился к струйной установке со стороны вентилятора. Визуализация структур струи производилась на начальном этапе газоразрядной лампой свет от которой пропусклся через щелевую диафрагму. Позднее в качестве источника света использовался полупроводниковый лазер, который разворачивался в световой нож оптической линзой. Регистрация процесса визуализации производилась с использованием цифровой видеокамеры Nikon D7500. Как правило, регистрировался общий вид струи, продольные и поперечные сечения. Одной из задач являлось исследование развития струи при акустическом воздействии. Для этих целей использовался звуковой генератор ГЗ-33. Синусоидальный сигнал необходимой частоты и амплитуды подавался с него на динамический громкоговоритель. Источник акустических колебаний, в зависимости от экспериментальной постановки, располагался в тракте установки или снаружи. Для синхронизации фазы, сигнал от генератора параллельно подавался на динамик и на лазер. Таким образом вспышки лазера согласовались с фазой колебания динамика, реализовался принцип стробоскопирования. Этот метод визуализации позволяет регистрировать высокочастотный процесс схода вихрей Кельвина-Гельмгольца, их взаимодействие с полосчатыми структурами без использования скоростной камеры. Более детально методика визуализации при акустическом воздействии на течение представлена в монографиях [47,48].

Методика PIV – измерений

Для регистрации мгновенной картины поля скорости струйного течения использовался PIV – метод (английский термин «Particle Image Velocimetry»). Принцип PIV – метода основан на следующем: в поток жидкости или газа добавляются трассеры – частицы малого размера. Размер, плотность и объемная концентрация частиц подбирается таким образом, чтобы эффекты, связанные с влиянием второй фазы на поток, были минимальными, так же, как и влияние сил плавучести, кроме того, оптическая прозрачность среды оставалась на приемлемом уровне. При исследовании течений жидкости используются, как правило, твердые частицы с плотностью, близкой к плотности среды, реже – мелкие газовые пузырьки. Для воздушных потоков часто используют водноглицериновую жидкость, которая испаряется в дым машине. Данный метод позволяет засеивать область исследования с различной концентрацией частиц размером $\sim 2 - 5$ мкм. В описываемых работах система PIV включала в себя два импульсных лазера сведенных на одну оптическую ось. Такой подход позволял использовать лазеры с низкой частотой генерируемых импульсов, и очень малыми промежутками (до десятков наносекунд) времени между следованием вспышек. Луч разворачивался линзой в лазерный нож с толщиной ~ 500 мкм. Регистрация трассерных картин, производилась цифровой паракадровой камерой с необходимыми макрообъективами. Для согласования работы камеры и лазерных вспышек использовался синхронизатор, также он позволял использовать внешний сигнал для синхронизации процесса съемки. Управление работой системы PIV осуществлялось с персонального компьютера с использованием программы ActualFlow поставляемой совместно с системой. Более детальное описание методики PIV – измерений представлено в главе 7 и методическом пособии [182].

Методика теневых исследований микроструйного горения

Процесс горения различных газообразных топлив в круглой и плоской микроструе наблюдался с помощью оптического теневого прибора Теплера

(шлирен – метод) и записывался на цифровую видеокамеру. Пример теневой картины диффузионного горения круглой микроструи пропан/бутана и принципиальная схема шлирен-метода показаны на рис. 2.12.

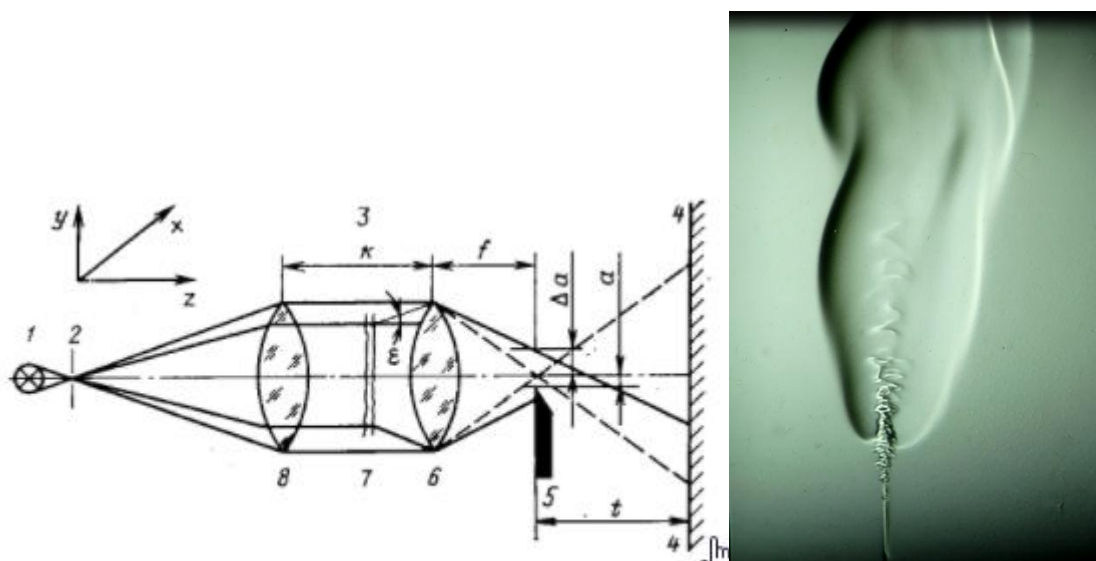


Рис. 2.12. Схема шлирен-метода (слева) и теневая картина диффузионного горения круглой микроструи пропан–бутана (справа).

Теневой метод предложенный Теплером и усовершенствованный использованием ножа Фуко, основан на зависимости коэффициента преломления газов от плотности. Как указано на схеме рис.2.12 свет от источника – 1, проходя через щель – 2, формирует квазипараллельный пучок света. Проходя через линзы – 8 и 6, при отсутствии неоднородностей в области – 3, свет равномерно осветит экран – 4. Присутствие неоднородностей плотности – 7 в области – 3, вызывает преломление квазипараллельных лучей. В результате часть отклоненных лучей задержится ножом Фуко, что сформирует локальные изменения освещенности на экране 4 и позволит наблюдать и регистрировать оптические неоднородности. Этот метод широко используется в воздушной или газовой среде, используется при исследовании сверхзвуковых течений, но также показал свою пригодность для исследований процессов диффузионного горения в частности. На рис.2.13. представлена схема теневого прибора ИАБ -451 и на рис. 2.14 его внешний вид. Прибор состоит из коллиматора и наблюдательной трубы. В пространство между ними

помещается объект исследований. Регистрация теневой картины осуществляется на цифровую камеру, устанавливаемую в фотоприставку – 21.

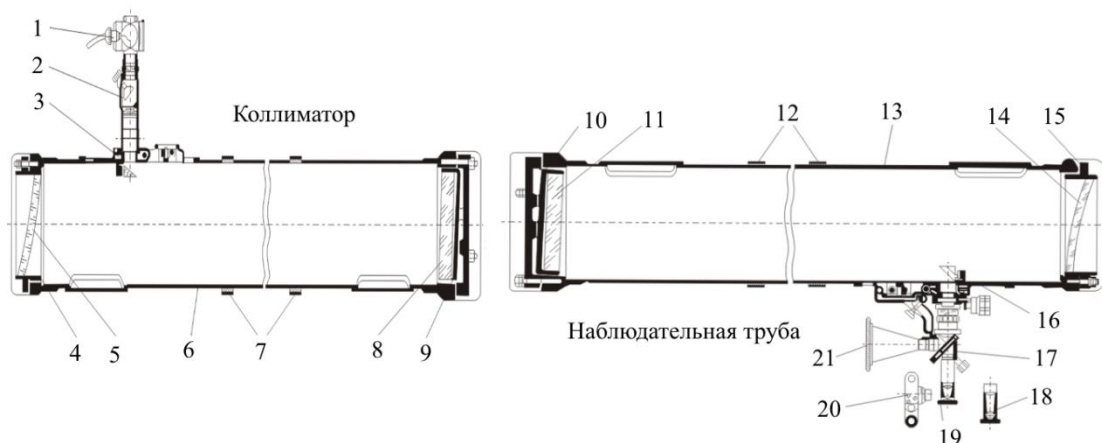


Рис 2.13. Слева - коллиматор: 1- осветитель; 2 - конденсор; 3 - каретка со щелью, 4 и 9 - оправы; 5 - мениск; 6 - труба; 7 - опорные кольца, 8 - зеркало. Справа - наблюдательная труба: 10, 15 - оправы; 11 - зеркало; 12 - опорные кольца; 13 - труба; 14 - мениск; 16 -каретка с ножом; 17 - откидной кронштейн; 18, 19 - окуляры, 20, 21 – фотоприставки



Рис.2.14. Внешний вид теневого прибора ИАБ-451

Результаты исследований процесса диффузионного горения круглых и плоских микроструй водорода с использованием шпирен – метода для получения теневых картин представлены в работах [49–51].

Глава 3. О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое

Введение

Ламинарно-турбулентный переход является одним из важнейших этапов трансформации течения. Широко известно, что сценарий ламинарно-турбулентного перехода зависит от степени турбулентности набегающего потока [53]. Если степень турбулентности набегающего потока менее 1%, реализуется так называемый сценарий ЛТП при пониженной степени турбулентности набегающего потока. В этом случае, в ламинарном пограничном слое, вниз по течению, развивается неустойчивость в виде двумерных волн Толлмина - Шлихтинга. Затем такие волны, как правило, линейно нарастают. Следующий этап их развития связан с развитием нелинейной стадии, которая в свою очередь приводит к турбулизации течения. Этап линейного роста волн Толлмина - Шлихтинга активно исследовался и хорошо описан как экспериментально, так и теоретически. Более сложная нелинейная стадия и тем более ее последние этапы исследованы достаточно слабо. В экспериментальном плане в последнее время есть определенные успехи и появляется описание физических механизмов, приводящих к турбулентности на нелинейной стадии развития. Так, например, установлено что двумерная волна ТШ на нелинейной стадии развития достигая определенной амплитуды (рис. 3.1) локально трансформируется в трехмерное образование, так называемую \mathcal{L} структуру [54–56].

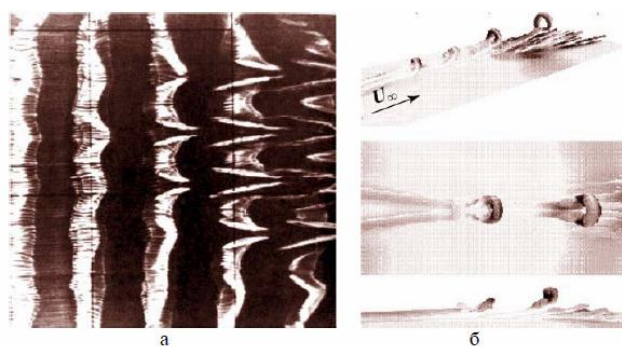


Рис. 3.1 Визуализация образования \mathcal{L} – структур из работы [55] (а) и численное моделирование данного эксперимента из работы [56] (б)

Следует отметить, что развитие таких структур характерно не только для классического сценария (при пониженной степени турбулентности) ламинарно – турбулентного перехода [54]. Если рассмотреть более сложные течения, например, течения модулированные продольными вихрями Гертлера (рис. 3.2) [57–59], вихрями поперечного течения возникающего на скользящих крыльях и т.д., то также можно обнаружить трехмерные Λ или Ω - структуры. Но в данных случаях они являются следствием вторичной высокочастотной неустойчивости.

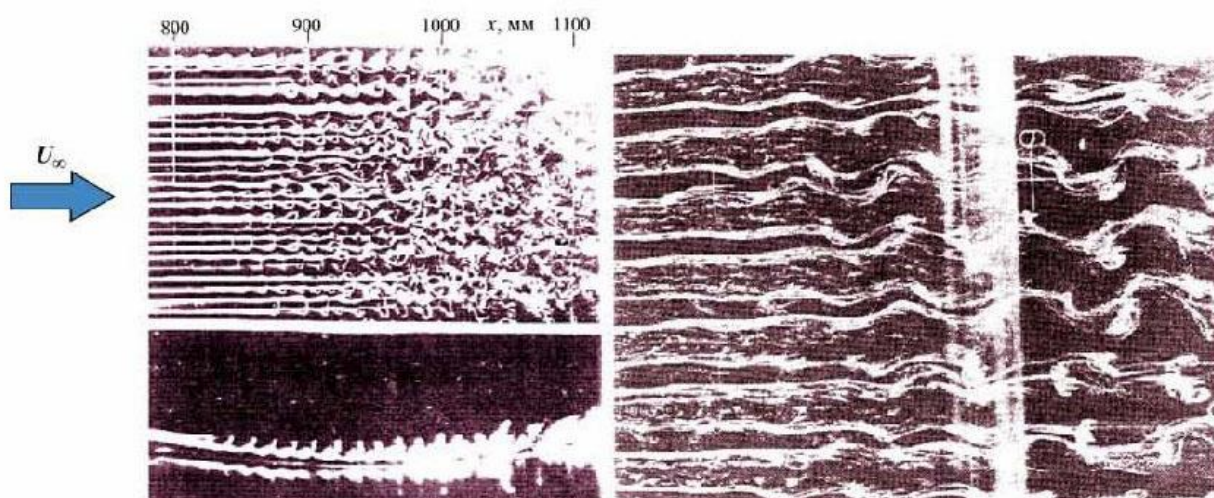


Рис. 3.2 Формирование подковообразных структур на вихрях Гертлера: слева – варикозная неустойчивость [57, 59]; справа – вторичная неустойчивость вихрей Гертлера синусоидального типа [57, 58]

Общей особенностью для таких структур, развивающихся при различных сценариях, является наличие двух противовращающихся вихрей («ног» структуры) и основания («головки» структуры), расположенной в верхних слоях пограничного слоя. Развитие и распад таких структур приводит, как правило, к турбулизации течения. При этом, формирование структуры, как упоминалось выше, может происходить под воздействием поперечного течения, как это происходит на скользящем крыле. В этом случае из пары противовращающихся вихрей («ног») структуры, исчезает один вихрь, второй наоборот усиливается. При угле скольжения 30° Λ – структура становится

асимметричной, при 45° из двух противовращающихся вихрей остается лишь один [60]. На прямом крыле сценарий развития будет соответствовать классическому с симметричной Λ – структурой.

Исследования механизма возникновения и развития когерентных структур представлены в экспериментальных работах [60–64] и численных [65–67]. В работах показано, что механизм воспроизводства турбулентности для различных пристенных переходных (гармонический и субгармонический типы классического перехода) а также в турбулентных течениях, одинаков и связан с возникновением, развитием и разрушением когерентных образований типа Λ – структур, Ω – структур и т. д. С другой стороны, первичная неустойчивость многих течений связана с их поперечной модуляцией стационарными (вихри Гертлера, вихри поперечного течения на скользящих крыльях и т. д.) и нестационарными продольными структурами (полосчатые структуры при повышенной степени турбулентности набегающего потока, Λ –, Ω – и шпилькообразные вихри и т. д.). Трансверсальная модуляция течений такими структурами создает условия (неустойчивые перегибные профили скорости по нормали к поверхности – $\partial U/\partial y$ и поперек потока – $\partial U/\partial z$) для возникновения и нарастания на них вторичных высокочастотных колебаний, эволюция которых вниз по потоку приводит к турбулизации пограничного слоя. В вязком подслое турбулентного пограничного слоя также обнаружены полосчатые структуры. Их роль в механизме регенерации турбулентных пульсаций через процесс эволюции полосчатых структур вниз по потоку и с тех пор экспериментально, аналитически и численно исследуется. Важный аспект, касающийся полосчатых структур, – это их роль в процессе турбулизации свободных струйных течений. Как показано в работах [31,32], полосчатые структуры возникают непосредственно на выходе из сопла круглой и плоской струи. При взаимодействии двумерных вихревых колец Кельвина – Гельмгольца с полосчатыми структурами происходит их трехмерное искажение с образованием характерных азимутальных выбросов типа Λ – образных

структур. Сценарий этого процесса очень напоминает трехмерное искажение классической двумерной волны ТШ на нелинейной стадии ее развития с образованием Λ – структур. Вторичное высокочастотное возмущение, генерированное в области зарождения полосчатых структур [31], приводит к разрушению азимутальных выбросов из вихревого кольца, тем самым способствуя интенсификации процесса смещения струи с окружающим газом и ее турбулизации. Развитие высокочастотного возмущения происходит на двух противовращающихся вихрях, составляющих элементах Λ – или Ω – образных азимутальных выбросов, неустойчивость которых к таким возмущениям показана в работе [63].

Таким образом, полосчатые структуры играют важную роль не только в пристенных переходных и турбулентных течениях, но и в свободных сдвиговых течениях, таких как круглые и плоские струи. Механизмы их возникновения, развития, взаимодействия с другими возмущениями и роли в процессах турбулизации и регенерации турбулентности детально изучаются многими исследователями.

Высокочастотную вторичную неустойчивость переходных и турбулентных пристенных течений при наличии в них полосчатых структур часто связывают с так называемой синусоидальной и варикозной неустойчивостью. Например, визуализация потока, модулированного вихрями Гертлера [57–59] (см. рис. 3.2), показала, что переход в таком течении определяется вторичными механизмами, которые генерируют волны неустойчивости независимо на каждой вихревой паре. Соседние вихревые пары могут усиливать различные типы вторичных движений: либо в виде периодического меандрирования вихрей в поперечном направлении, либо в форме подковообразных жгутов в области сильного поперечного сдвига (см. рис. 3.3). Такие возмущения называют синусоидальной или варикозной модой соответственно. Они соотносятся многими исследователями с нечетной и четной модами, известными из аналитического и численного анализа

вторичной неустойчивости вихрей Гертлера. В качестве причины неустойчивости выступает невязкий локальный механизм, обусловленный перегибами в мгновенных профилях скорости в нормальном (варикозная мода), и трансверсальном (синусоидальная мода) направлении.

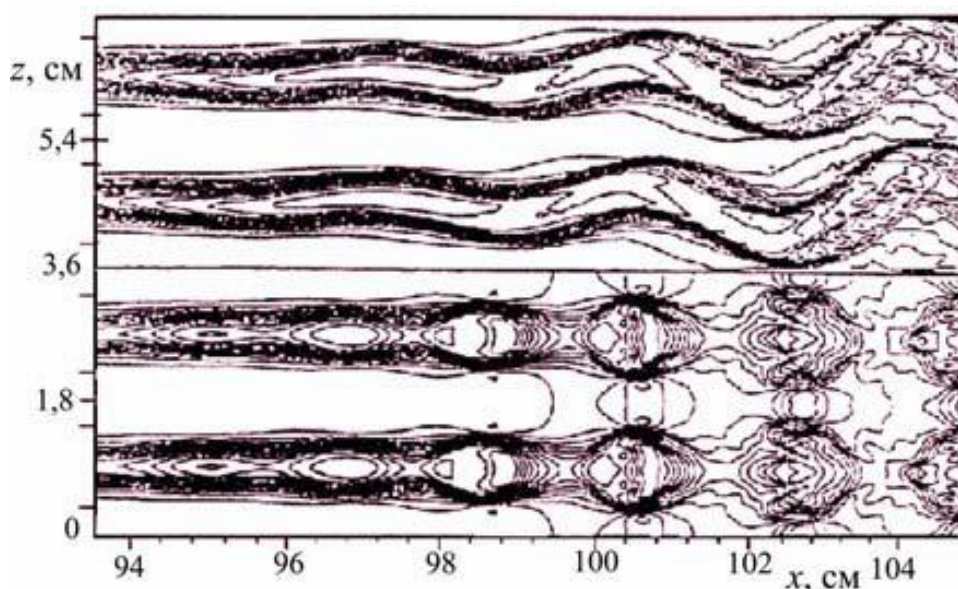


Рис. 3.3. Распределение мгновенных скоростей в плоскости xz , сверху – синусоидальная, внизу – варикозная моды (взято из работы [68])

Реализация моды неустойчивости, которая возбуждается первой и растет более быстро, зависит от конкретных начальных условий, в частности от расстояния между возмущениями. Например, авторы [68,69] численно установили, что для длинноволновых вихрей варикозная мода является доминирующей, тогда как у коротковолновых (наиболее часто встречающихся) преобладает синусоидальная мода. Это связано с тем, что вихри с малой длиной волны вызывают сильный поперечный сдвиг, а вихри с большой длиной волны вызывают слабый поперечный сдвиг. Прямое численное моделирование варикозной неустойчивости в турбулентном пограничном слое [70] показало, что развивающиеся подковообразные вихри, аналогичны вихрям, развивающимся в ламинарном пограничном слое. Также установлено, что механизм генерации подковообразных вихрей в турбулентных пограничных слоях связан с перегибной ($\partial U/\partial y$) неустойчивостью полосчатых структур. При

этом, подковообразные вихри могут быть причиной появления новых полосчатых структур в турбулентном подслое турбулентного пограничного слоя, что согласуется с результатами работы [71]. С другой стороны, связь синусоидальной неустойчивости с трансверсальным перегибным профилем скорости ($\partial U/\partial z$), подтверждена рядом исследований [72–74]. Предположительно, оба типа неустойчивости являются важными механизмами самоподдержания турбулентности в турбулентном пограничном слое: синусоидальная мода способствует регенерации пристенной турбулентности [74–76], а варикозная – генерации подковообразных вихрей, расположенных в верхних областях пограничного слоя [64,70,71,78]. В работе [78] в пограничном слое плоской пластины исследована неустойчивость трехмерного сдвигового слоя, связанного с пристенными полосчатыми структурами. На рис. 3.4 представлены две моды неустойчивости (варикозная и синусоидальная) сгенерированные отдельно на уединенной полосчатой структуре [79].

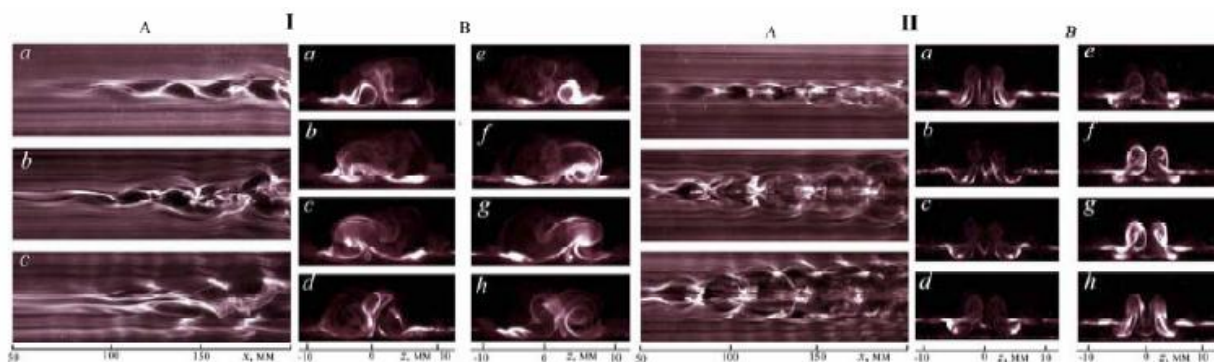


Рис. 3.4. Визуализация синусоидальной (I) и варикозной (II) моды неустойчивости полосчатой структуры в продольном (A) направлении при $y = 4, 3, 2$ мм (a, b, c соответственно) и поперечном (B) направлении при $1/8$ периода ($a - h$) (картины визуализации взяты из работы [79]).

Обе моды неустойчивости исследовались при контролируемых условиях на линейной и начальных стадиях нелинейного развития ламинарно–турбулентного перехода. При чем, когда трансверсальный размер полосчатой структуры был больше толщины сдвигового слоя, наблюдался рост варикозной неустойчивости. В случае, когда трансверсальный размер полосчатой

структуры был сравним с толщиной сдвигового слоя или меньше ее, она становилась более неустойчивой к синусоидальной моде. Как показали экспериментальные исследования [79] рост симметричной моды приводит к формированию шпилькообразных вихрей, представляющих собой пару противовращающихся продольных вихрей, замыкающихся головкой (Λ – вихрь). Антисимметричная мода развивается в цуг квазипродольных вихрей с завихренностью чередующегося знака. В работе [80] исследовано развитие группы полосчатых структур с синусоидальной неустойчивостью. Обнаружено, что развитие субгармонических мод не сильно зависит от трансверсального шага между полосчатыми структурами, в то время как рост фундаментальных мод сильно зависит от него и полностью подавляется при трансверсальном шаге меньшем в 2,5 раза чем ширина отдельной структуры.

Целью настоящих исследований является нелинейная стадия развития варикозной и синусоидальной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое Блазиуса. При этом, результаты исследований планируется сопоставить с вышеупомянутыми численными и экспериментальными работами.

3.1. Экспериментальная установка и процедура измерений

Эксперимент проведен в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе. В рабочей части трубы устанавливалась плоская пластина (рис. 3.5). Скорость потока $U_\infty \approx 8$ м/с, уровень турбулентности не превышал 0,1 % в диапазоне скоростей $U_0 = 5 - 15$ м/с и частот от 0,5 до 10000 Гц. Пластина имела эллиптический носик с соотношением осей 12:1. Полосчатая структура генерировалась с помощью цилиндрического элемента шероховатости высотой 1,1 мм и диаметром 5,8 мм, установленного по центру пластины на расстоянии 438 мм от носика. Система координат была ориентирована следующим образом: x - вниз по потоку, y - по нормали к поверхности пластины, z - в трансверсальном направлении, позиция элемента шероховатости $x = 438$ мм отмечена как x_0 .

В отсутствие элемента шероховатости на пластине реализовался ламинарный пограничный слой с профилем скорости близким к профилю Блазиуса. Высота элемента шероховатости $h = 1,1$ мм близка к толщине вытеснения ламинарного пограничного слоя $\delta_B^* = 1,5$ мм при $x = x_0$ и $U_0 = 7,8$ м/с. Число Рейнольдса $Re^* = \delta_B^* \times U_0 / \nu = 780$ при $x = x_0$. Развитие полосчатой структуры приводит к трансформации профилей скорости к перегибным. Точки данных аппроксимировались функцией гиперболического тангенса в нормальном к стенке направлении (y) и профилями следового типа в трансверсальном направлении (z), что будет показано ниже.

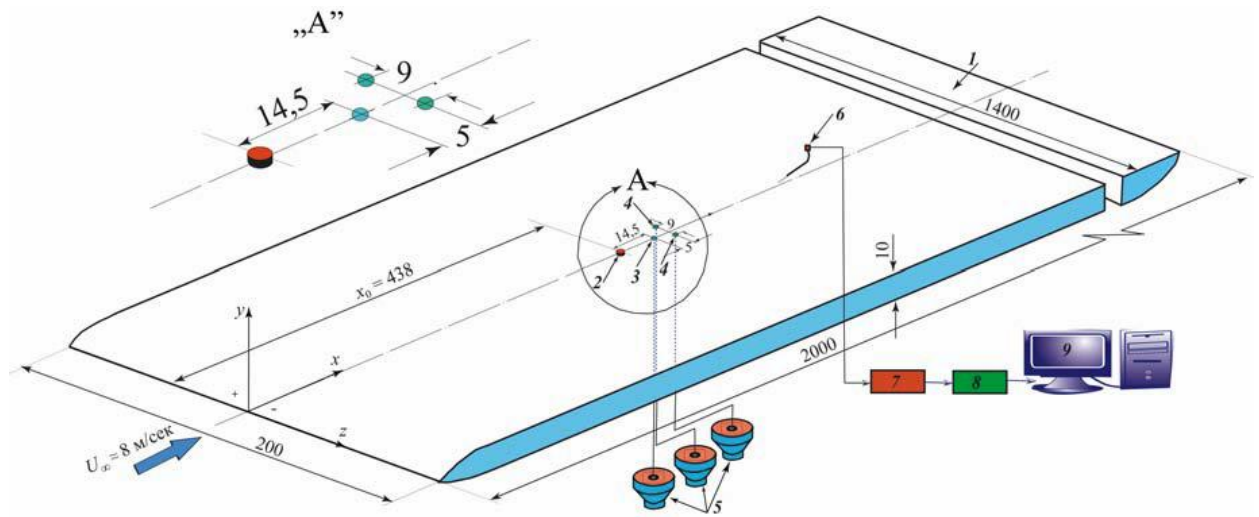


Рис. 3.5. Экспериментальная установка: 1 – плоская пластина; 2 – элемент шероховатости ($d = 5,8$ мм, $h = 1,1$ мм); 3 – отверстие ($d = 1$ мм) ввода возмущения (варикозной моды неустойчивости); 4 – два отверстия ($d = 1$ мм) ввода возмущения (синусоидальной моды неустойчивости); 5 – динамические громкоговорители для генерации возмущений; 6 – датчик термоанемометра; 7 – термоанемометр постоянного сопротивления (DISA); 8 – аналогоцифровой преобразователь (АЦП); 9 – персональный компьютер

При отсутствии искусственных возмущений пограничный слой с полосчатой структурой остается ламинарным в измеряемой области $x - x_0 = 30-150$ мм. Это обстоятельство позволяет управлять неустойчивостью

полосчатой структуры с помощью введения искусственных возмущений через три отверстия диаметром 3 мм. Отверстие ($z = 0$) при $x - x_0 = 14,5$ мм использовалось для возбуждения трансверсальных симметричных возмущений, а два других отверстия - для возбуждения антисимметричных возмущений $\Delta z = \pm 4,5$ мм при $x - x_0 = 19,5$ мм. Все три отверстия отдельно подсоединялись к трем динамикам силиконовыми трубками. Антисимметричные возмущения вводились синусоидальными сигналами подаваемыми в противофазе. Возбуждаемая частота вторичного высокочастотного возмущения составляла 150 Гц, что примерно соответствовало безразмерному частотному параметру $2\pi\phi\nu/U_0^2 \times 10^6 = 232$. Амплитуда вторичного возмущения доходила до 10 % от U_0 вблизи источника ($x - x_0 = 30$ мм), что позволяло исследовать нелинейную стадию процесса, представляющую основной интерес. Для измерений использовался термоанемометр. Производились измерения средней по времени продольной компоненты скорости U и пульсации скорости u' . В качестве сенсора использовался датчик с нитью из золоченого вольфрама длиной 1 мм и диаметром 5 мкм с коэффициентом перегрева 1,8. Калибровка осуществлялась в свободном потоке с использованием трубки Пито-Прандтля. Для расчета скорости использовался модифицированный закон Кинга: $U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}$, где E и E_0 — выходные напряжения термоанемометра при скорости потока и ее отсутствии; k_1 , k_2 и n — константы. Показатель экспоненты (n) обычно близок к 0,5, вторая константа (k_2) учитывает свободную конвекцию на стенке при малых скоростях потока. Максимальная ошибка при калибровке датчика не превышала 1 % от U_0 . Все измерения проведены в автоматическом режиме с использованием координатного устройства, перемещающего датчик в пространстве (xuz) по специально разработанной программе с использованием LabView. В процессе измерений в каждой точке производилась запись осредненных по ансамблю осциллограмм (до 50 реализаций) в память компьютера, после чего, датчик автоматически перемещался в следующую точку и т. д. Обработка полученной информации производилась с применением

програмного обеспечения MatLab. Результаты измерений представлены в виде контурных диаграмм изолиний средней скорости и пульсаций скорости в трансверсальных сечениях (плоскость yz), а также в виде пространственно-временных (в координатах x, y, z, t) картин развития возмущений.

3.2. Поле скорости за элементом шероховатости

На рис. 3.6 представлено распределение средней скорости U в плоскости yz , при $x - x_0 = 30$ мм. Для оценки влияния элемента шероховатости на среднее течение представлено распределение $U = f(y)$ при $z = 0$ мм и при $z = -7$ мм, где реализуется профиль Блазиуса вне зоны влияния элемента шероховатости. Профиль $U = f(y)$ при $z = 0$ мм расположен позади элемента шероховатости и имеет точку перегиба, наличие в профиле скорости точки перегиба свидетельствует о развитии неустойчивости (см. рис. 3.6(a)). На рис. 3.6(b) представлено распределение скорости в плоскости zx при $y = 1.0; 1.5; 2.0; 2.5$ и 3.0 мм. Вследствие торможения потока элементом шероховатости, ниже по течению $y = 3$ мм появляется дефект скорости. Трансверсальное распределение скорости в области развития продольной структуры аналогично распределению скорости в следе, поперечный масштаб полосчатой структуры отмечен как половина ширины l_s , используемой для следов. При $x - x_0 = 30$ мм половина l_s составляет 4 мм. Также следует отметить, что превышение скорости на торцах выступа, произведенное продольными вихрями (при обтекании элемента шероховатости возникает подковообразный вихрь), гораздо больше, чем при влиянии вторичного возмущения, работа [79]. Этот факт указывает, на то что воздействие стационарного подковообразного вихря с вторичным возмущением

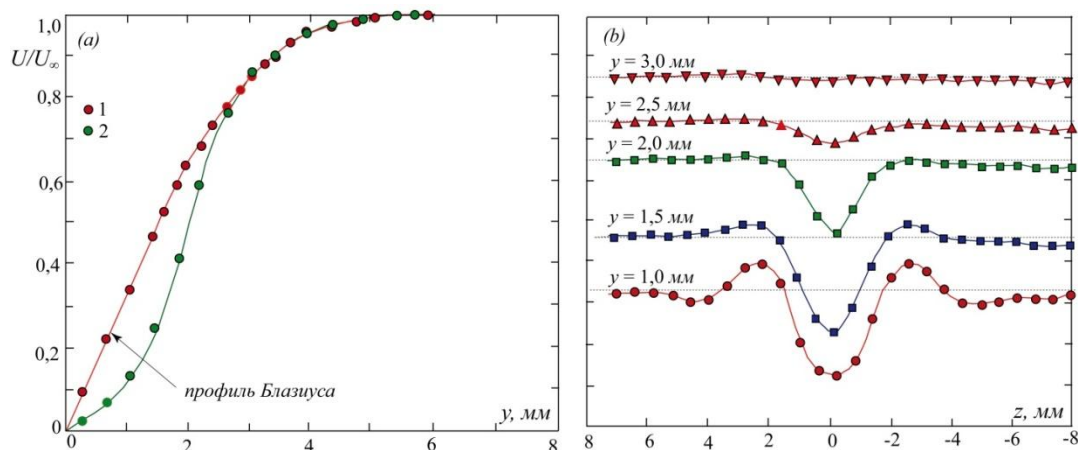


Рис. 3.6. Распределение средней скорости. (a) U_y - при $z = -7$ мм(1), U_y - при $z = 0$ (2); (b) U_{zy} – распределения средней скорости на различных расстояниях от стенки

на скоростное поле значительно сильнее нежели в работе [79]. Таким образом, из-за наличия искусственных возмущений данная полосчатая структура является несвободной от продольной завихренности. Наличие точек перегиба в профилях $U(z)$ также указывает на присутствие области неустойчивости, как и в профиле $U(y)$. На рис. 3.7. представлены изолинии дефекта и превышения средней скорости в плоскости yz позади элемента шероховатости при $x - x_0 = 30$ мм при генерации вторичных высокочастотных возмущений, формирующих синусоидальный (a) или варикозный (b) тип неустойчивости. На начальном этапе развития, возмущение обеих мод формируется как область дефекта скорости позади шероховатости и две области превышения скорости по бокам (см. рис. 3.7). Такое расположение является типичным при обтекании потоком элемента шероховатости, даже при генерации различных мод неустойчивости.

Высокий уровень вторичных возмущений скорости вблизи источников возмущений значительно влияет на развитие среднего течения, процесс имеет нелинейный характер. Максимальная амплитуда колебаний средней скорости достигает 17% U_0 при варикозном типе неустойчивости и 23% U_0 при синусоидальном типе. На рис. 3.7b можно наблюдать слабый сдвиг максимума в распределении дефекта скорости вверх от стенки. Предположительно, это связано с воздействием возмущения варикозного типа, которое оттесняет

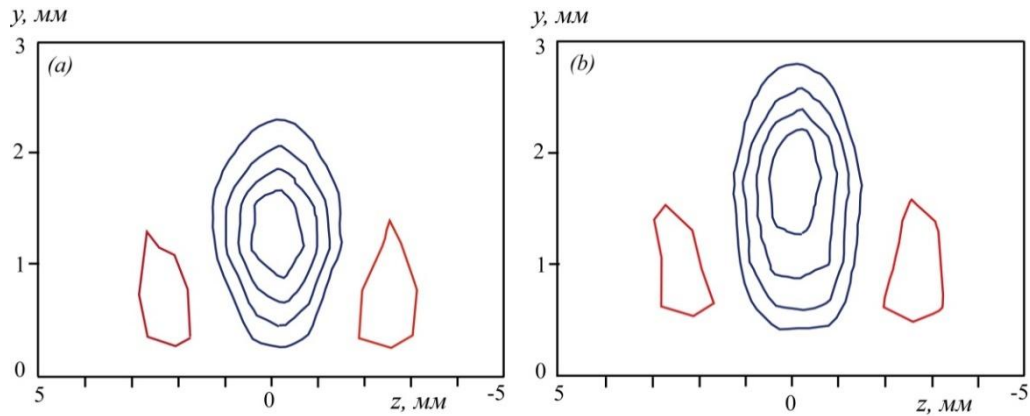


Рис. 3.7. Изолинии дефекта и превышения средней скорости в плоскости yz позади элемента шероховатости при $x - x_0 = 30$ мм. (a) синусоидальная неустойчивость (уровни амплитуды $-16,4\%$; $-12,6\%$; $-8,6\%$; $-4,7\%$; $+7\%$ от U_∞) и (b) варикозная неустойчивость (уровни амплитуды $-11,3\%$; $-8,4\%$; $-5,6\%$; $-2,8\%$; $+5,6\%$ от U_0)

полосчатую структуру в верхние слои. Структура вторичных высокочастотных возмущений синусоидального и варикозного типа представлена на рис. 3.8. Изолинии ранних пульсаций скорости (u'_{RMS}) вблизи элемента шероховатости в плоскости yz при $x - x_0 = 30$ мм показывают некоторые отличия в развитии двух типов мод.

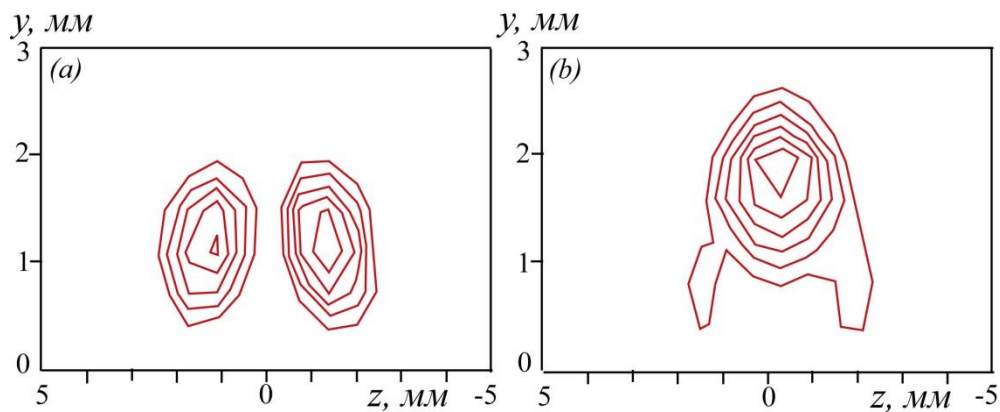


Рис. 3.8. Контурные диаграммы изолиний пульсаций скорости вторичного высокочастотного возмущения для синусоидального (a) и варикозного (b) типов неустойчивостей вблизи элемента шероховатости $x - x_0 = 30$ мм. Шаг

изолиний при u'/U_0 : 1,5 %; 2 %; 2,6 %; 3,1 %; 3,5 % (a); 2,9 %; 4,3 %; 5,9 %; 7,3 %; 8,7 %; 10,2 % (b).

Уровень амплитуд пульсаций вторичного возмущения даже вблизи элемента шероховатости достаточно высокий, особенно для варикозного типа неустойчивости - 10,2 % U_0 , для синусоидального - 3,5 % U_0 . Столь высокий уровень пульсаций создает условия для перехода к нелинейной стадии развития обеих мод. Учитывая общие свойства неустойчивости перегибных профилей скорости в плоскости уз, предполагалось, что полосчатая структура может нарастать двумя типами неустойчивой моды, то есть симметричной (варикозной) модой, развивающейся в симметричные шпилькообразные вихри с парой противовращающихся продольных вихрей, и антисимметричной (синусоидальной) модой, ведущей к меандрированию полосчатой структуры. Как уже отмечалось выше, для отдельного возбуждения двух мод неустойчивости, возмущения внедрялись в ламинарную полосчатую структуру через малые отверстия, связанные с громкоговорителем. На рис. 3.8a представлена антисимметричная мода при $f = 150$ Гц. Распределение двух максимумов пульсаций симметрично относительно $z = 0$, однако фаза возмущений отличается на 180° относительно оси симметрии. На рис. 3.8b представлена симметричная мода при той же частоте $f = 150$ Гц, данная частота соответствует наиболее растущей при естественных условиях. Максимум пульсаций скорости такой моды, расположен непосредственно позади шероховатости при $z = 0$, при этом фаза возмущения меняется в продольном направлении, а не в поперечном, как у синусоидальной моды. Таким образом, возбужденные волны можно идентифицировать как собственные моды трехмерного сдвигового слоя, связанного с полосчатой структурой. Учитывая явно нелинейный характер развития возбужденных волн, картины распределений на рис. 3.8 качественно коррелировали с аналогичными распределениями из работы [79]. Следует отметить, что фазовые скорости симметричной и антисимметричной моды близки к локальной скорости в

точках перегиба в профиле скорости в плоскости xu при $z = 0$ мм и по оси xz при $y = 2$ мм соответственно. При этом градиент скорости ($\partial U/\partial y$ или $\partial U/\partial z$) максимальный в областях с наличием точек перегиба в профиле скорости.

3.3. Возникновение когерентных структур при нелинейном развитии синусоидальной и варикозной моде неустойчивости

Неустойчивость трехмерного сдвигового слоя, в частности, линейная стадия связана с развитием полосчатой структуры [79]. Определенный интерес вызывает то, как неустойчивые моды эволюционируют в когерентные вихри, ведущие к пристенной турбулентности. Как отмечалось выше, амплитуда искусственных возмущений для развития нелинейной и близких к поздним стадиям перехода позади элемента шероховатости составляла 3,5 % U_0 для синусоидальной моды и 10 % U_0 для варикозной моды. При этом, интенсивность нарастания вторичных высокочастотных возмущений вниз по потоку от $x - x_0 = 30$ мм до $x - x_0 = 150$ мм, была достаточно слабой 3.5 - 11 % U_0 для синусоидальной моды и 10 - 12 % U_0 для варикозной моды неустойчивости. В тоже время влияние искусственных возмущений на характеристики среднего течения более значительное, 19 - 38 % U_0 для синусоидальной и 7 - 32 % U_0 для варикозной мод неустойчивости. Следует отметить, что воздействие синусоидальной неустойчивости на характеристики среднего течения очень велико даже при меньшей в 3 раза амплитуде вторичного возмущения. Этот факт подтверждает выводы некоторых исследователей о быстром росте синусоидальной неустойчивости и наступлении более раннего ламинарно-турбулентного перехода в случае ее развития. Сравним динамику развития синусоидальной и варикозной мод неустойчивости на нелинейной стадии, исследованную в данной работе и в работе [79]. На рис. 3.9 (I) и рис. 3.10 (I) представлены осредненные по ансамблю изолинии равной скорости в плоскости xz , взятые из работы [79], и трехмерные картины дефектов и превышений скорости с наложенным вторичным возмущением, представленные в пяти равных моментах времени

полупериода синусоидального возмущения из данных исследований (см. рис. 3.9 II) и в четырех равномерных моментах времени полупериода варикозного возмущения (см. рис. 3.10 II). Частота синусоидального и варикозного возмущения, исследованного в работе [79] 60 и 110 Гц соответственно, в данной работе $f = 150$ Гц. В указанной работе на начальном участке развития синусоидального возмущения наблюдается меандрирование полосчатой структуры на 180° за полупериод возмущения. (см. рис. 3.9). Ниже по потоку появляются отличия в развитии структур. На трехмерных картинах наблюдается рост новых полосчатых структур в трансверсальном направлении, образование когерентных лямбда-образных структур рис. 3.9 II. В динамике развития синусоидальной моды на рис. 3.9 (I) этап развития новых структур отсутствует. Для случая развития варикозной моды неустойчивости, ситуация аналогичная (см. рис. 3.10). Предположительно, отличия в развитии мод неустойчивости, полученные в двух работах могут быть связаны с несколькими моментами. Нелинейная стадия развития двух видов неустойчивости, полученных в работе [79] была исследована на начальной стадии процесса и что не маловажно термоанемометрические измерения производились в плоскости xz . При таком подходе трудно сопоставить разрозненные части единой структуры неустойчивости.

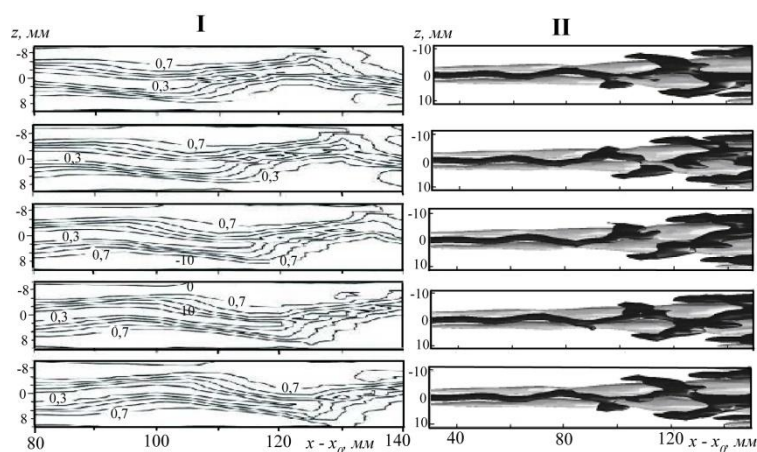


Рис. 3.9. Осредненные по ансамблю изолинии скорости при возбуждении синусоидальной моды в плоскости xz при $y = 3$ мм (I) - из работы [79] и (II) -

пространственные картины развития синусоидальной моды из данных исследований. Временные отрезки по периоду $t/T = 0; 1/8; 2/8; 3/8; 4/8$ для картин сверху вниз, соответственно.

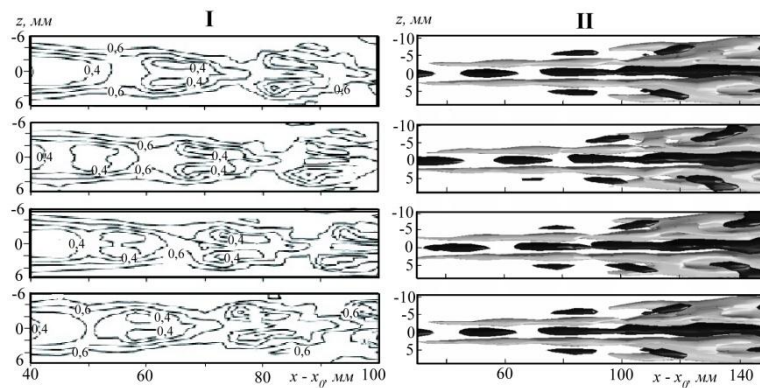


Рис. 3.10. (I) - Осредненные по ансамблю изолинии скорости при возбуждении варикозной моды в плоскости xz при $y = 3$ мм из работы [79] и (II) - пространственные картины развития варикозной моды из данных исследований. Временные отрезки по периоду $t/T = 0; 1/4; 2/4; 3/4$ для картин сверху вниз, соответственно.

Исследования с использованием термоанемометрической визуализации контролируемого возмущения позволяет детально рассмотреть структуру течения за шероховатостью на нелинейной стадии синусоидальной и варикозной неустойчивости. На рис. 3.11 представлены картины синусоидального разрушения полосчатой структуры.

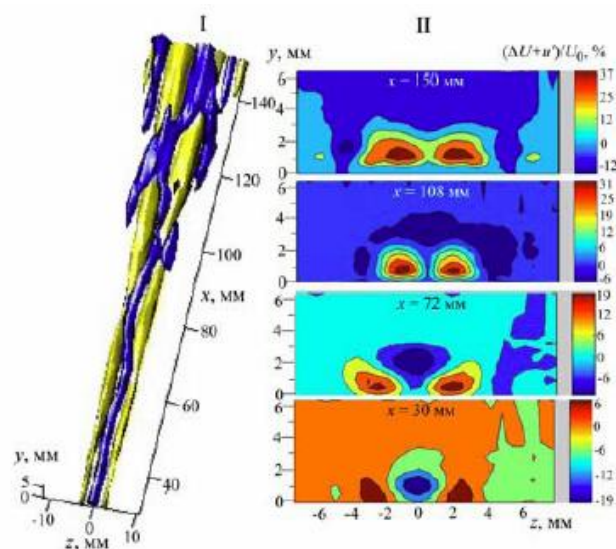


Рис. 3.11. Пространственная картина синусоидального разрушения полосчатой структуры и влияние на среднюю скорость. I - (минимальный уровень

пульсаций $\approx 6\% U_0$, полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефекты скорости); II - изолиний дефектов средней скорости в плоскости (yz) на различных расстояниях вниз по потоку (полутона красного цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефекты скорости)

Пространственная картина развития, в виде изоповерхности возмущения составленная из множества точек с одинаковым значением демонстрирует область дефекта и превышения скорости (рис. 3.11, I). Трансверсальное распространение возмущенной области течения в плоскости xz вниз по потоку представлено на рис. 3.11, II. При $x - x_0 = 150$ мм хорошо видно появление новых замкнутых областей изолиний, которые указывают на рост новых продольных структур. При рассмотрении пространственной картины развития возмущения (рис. 3.11, I) на начальном участке развития полосчатой структуры наблюдается колебательный процесс в трансверсальном направлении, указывающий на синусоидальную моду неустойчивости. Ниже по течению область возмущения растет в трансверсальном направлении, появляются когерентные структуры, напоминающие лямбда – вихри. Выделим из общего измеренного сигнала пульсационную составляющую и рассмотрим динамику развития, непосредственно, вторичного высокочастотного возмущения, генерированного на полосчатой структуре. Изолинии пульсаций скорости равного уровня в плоскости yz (рис. 3.12, II) демонстрируют трансверсальное дробление вниз по потоку изначально простой структуры на целый ряд замкнутых областей. При $x - x_0 = 150$ мм существует уже множество изолиний, до семи вблизи стенки пластины, которые, тем не менее, отображают целостные пространственные структуры в некотором сечении. Здесь хотелось бы подчеркнуть преимущества метода термоанемометрической визуализации, которые позволяют исследовать возмущение в трехмерном виде и по сечениям по различным параметрам. Как установлено в работе [79], синусоидально колеблющаяся полосчатая структура генерирует “поезда” продольных вихрей. В настоящем исследовании, наблюдается аналогичный процесс с

трансверсальным мультиплицированием таких вихрей. На рис. 3.12, (I) представлено пространственное развитие вторичных возмущений. Можно видеть, что на начальном этапе развития возмущения наблюдается пара квазипродольных вихрей противоположного знака, ниже по течению они трансформируются в лямбда - структуры, трансверсальный масштаб этих когерентных образований увеличивается. Следует отметить, что в работе [79] при исследовании нелинейной стадии синусоидальной неустойчивости наблюдается появление когерентных структур типа квазипродольных вихрей, но не лямбда - структур. Предположительно, такой вариант развития связан не с физикой процесса, а с техническими особенностями мелкомасштабных измерений возмущенной области, а также наличием только слабонелинейной области исследований.

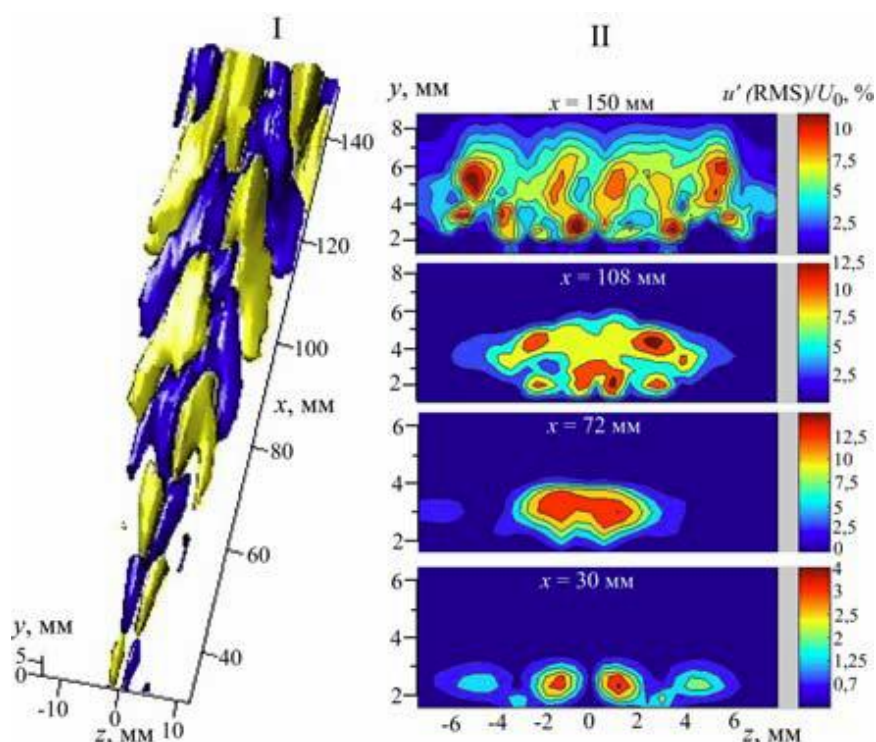


Рис. 3.12. Пространственная картина разрушения синусоидальной полосчатой структуры и влияние на среднюю скорость. (I) - минимальный уровень пульсаций $1,3 \% U_0$, полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефекты скорости; II - изолинии среднеквадратичных пульсаций скорости на различных расстояниях вниз по потоку в плоскости yz

Анализируя полученные данные, можно рассмотреть внутренние области когерентной структуры, изменив уровень амплитуды интересующего возмущения. Так, например, при уровне амплитуды возмущения $6,4 \% U_0$ (рис. 3.13. III) можно наблюдать, высокоуровневые структуры типа квазипродольных вихрей, располагающиеся в центральных областях. В тоже время при уровне амплитуды возмущения $0,4 \% U_0$ (см. рис. 3.13.I) наблюдаются характерные когерентные структуры типа лямбда – вихрей, расположенные во внешней области.

Таким образом, детальные термоанемометрические измерения нелинейной стадии развития синусоидальной неустойчивости показали, что вторичное высокочастотное разрушение полосчатой структуры связано с образованием лямбда – структур, разрушение которых ниже по потоку приводит к турбулизации течения.

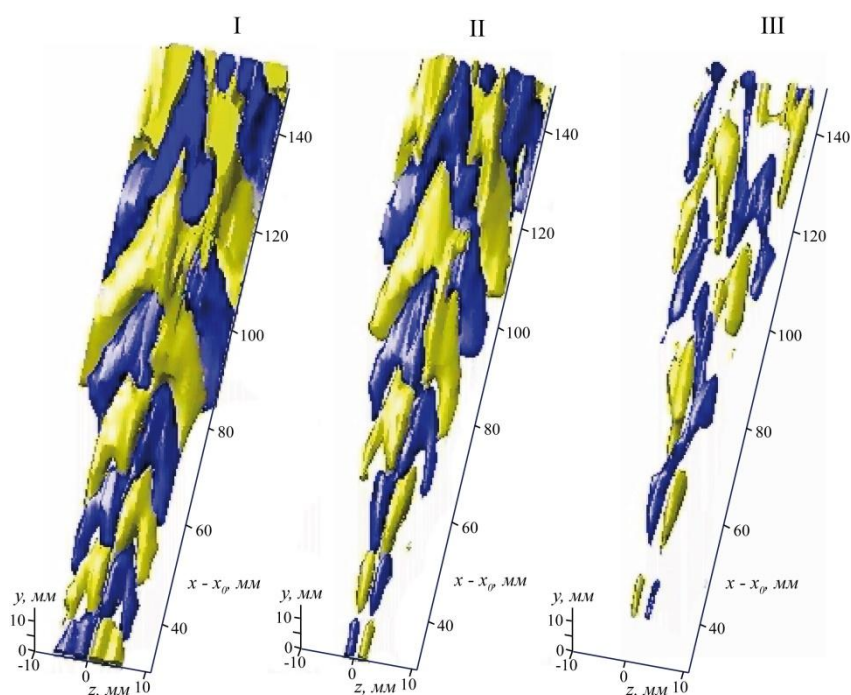


Рис. 3.13. Пространственная картина нелинейной стадии развития вторичного высокочастотного возмущения синусоидальной моды. Уровень изоповерхности - $0,4 \% U_\infty$ - (I); $1,3 \% U_\infty$ - (II), $6,4 \% U_\infty$ - (III). Полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефект скорости

На рис. 3.14 представлена картина варикозного разрушения полосчатой структуры. Изолинии дефекта и превышения скорости совместно с возмущением в плоскости yz (рис. 3.14.И) демонстрируют трансверсальное распространение возмущенной области вниз по потоку, что связано с развитием новых полосчатых структур. Этот факт подтверждается появлением новых областей возмущенности при $x - x_0 = 72, 108$ мм.

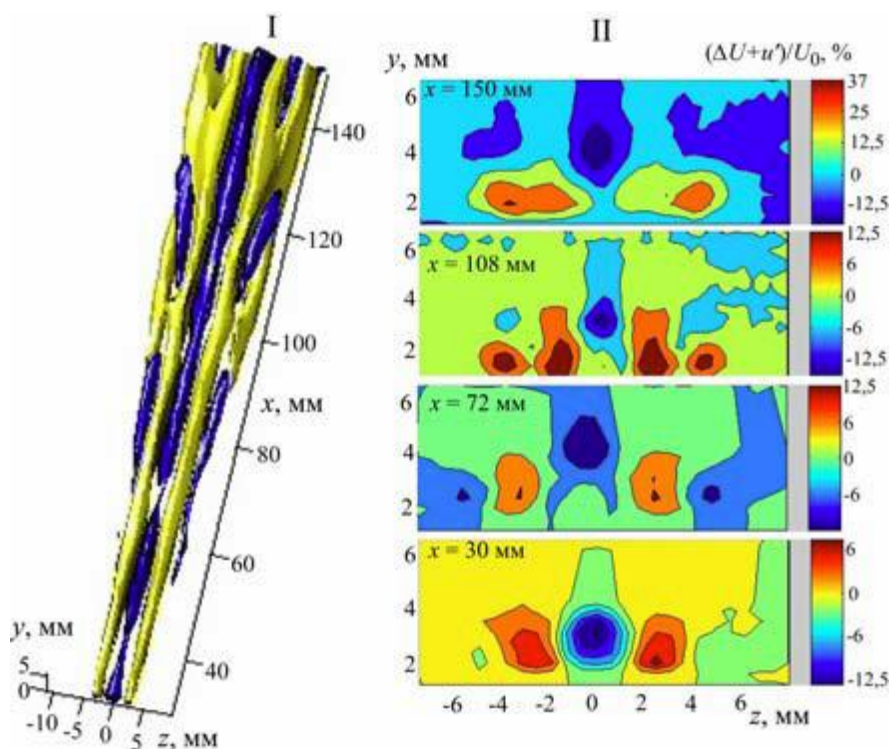


Рис. 3.14. Пространственная картина варикозного разрушения полосчатой структуры и влияние на среднюю скорость. I - минимальный уровень пульсаций $\approx 3,8 \% U_0$, полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефекты скорости; II - изолинии дефектов средней скорости в плоскости yz на различных расстояниях вниз по потоку (полутона красного цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефекты скорости)

Пространственная картина развития возмущения (рис. 3.14.И) показывает, что на начальном участке наблюдается продольная модуляция полосчатой структуры частотой вторичного возмущения ($f = 150$ Гц), что типично для развития варикозной неустойчивости. Ниже по потоку в структуре

возмущенной области выделяются когерентные образования, напоминающие лямбда – вихри. Следует отметить, что в отличие от случая синусоидальной моды неустойчивости, лямбда – структуры асимметричны. Вторым противорвращающийся вихрь находится на стадии формирования из-за слабого поперечного градиента скорости и, как следствие, пониженной завихренности. При рассмотрении развития непосредственно высокочастотного возмущения, можно наблюдать симметричные Λ – структуры.

Рассмотрим динамику развития только вторичного высокочастотного возмущения, генерированного на полосчатой структуре. Изолинии равного уровня пульсаций скорости в плоскости yz (рис. 3.15. II) демонстрируют трансверсальное распространение структуры вниз по потоку на несколько замкнутых областей, как и в случае синусоидальной моды неустойчивости.

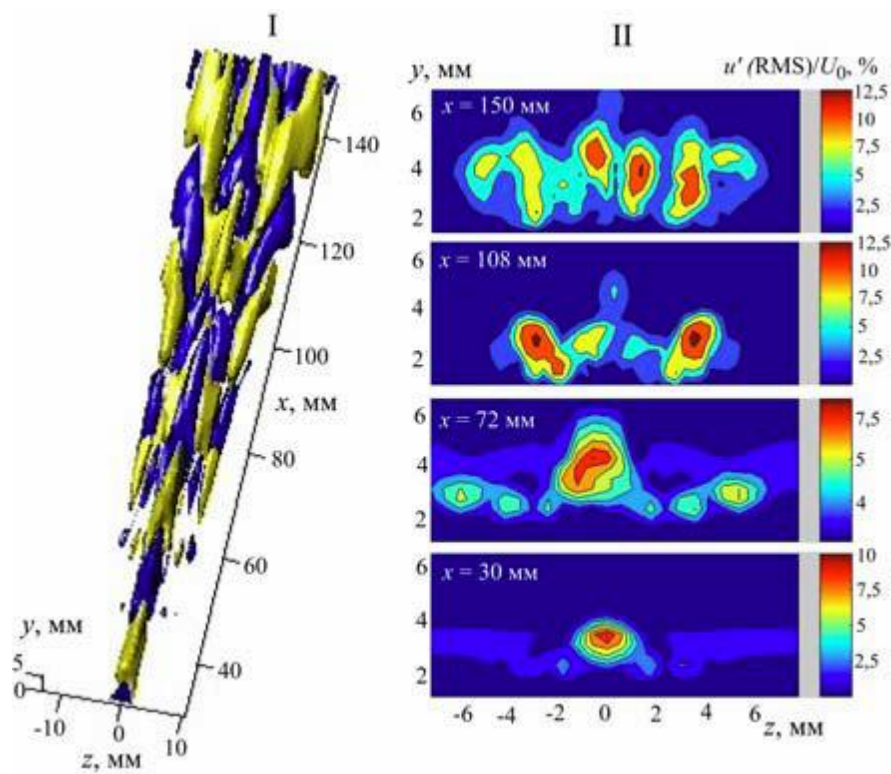


Рис. 3.15. Картины варикозного разрушения полосчатой структуры: I - минимальный уровень пульсаций 1,3 % U_0 , полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефект скорости; II - изолинии среднеквадратичных пульсаций скорости (RMS) в плоскости yz на различных

расстояниях вниз по потоку (полутона красного цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефект скорости)

В работе [79] показано, что продольная модуляция полосчатой структуры приводит к генерации шпилькообразных вихрей или пары противовращающихся квазипродольных вихрей в ближней трансверсальной области. В нашем случае, наблюдается аналогичный процесс, при трансверсальном мультиплицировании таких вихрей в результате чего реализуется подъем низкоскоростной жидкости в области развития шпилькообразных вихрей. Трансверсальное распространение структур происходит через эволюцию внешней части шпилькообразного вихря в новую пару противовращающихся вихрей. Данный процесс развития вторичных возмущений можно проследить на пространственной картине, представленной на рис. 3.15, I. На начальном этапе развития возмущения наблюдается «поезд» квазипродольных вихрей, которые далее вниз по потоку трансформируются в шпилькообразные вихри или лямбда – структуры. При $z = 0$ мм можно наблюдать вихревую структуру продольно переменного знака для каждого периода вторичного возмущения. При $z = \pm 5$ мм лямбда-структуры на периферии, находящиеся в границах возмущенной области, несимметричны и имеют не развитую внешнюю область. При этом по форме недоразвитые внешние структуры идентичны лямбда вихрям и сохраняется их когерентность относительно основного возмущения. Также хотелось бы отметить, что в работе [79] при исследовании нелинейной стадии варикозной неустойчивости наблюдались аналогичные недоразвитые когерентные структуры.

Для более наглядного пространственного представления вторичного высокочастотного возмущения рассмотрим его при различных значениях амплитуды возмущения. Результат представлен в виде трехмерных изоповерхностей равной амплитуды трех значений $2.6 \% U_0$, $1.4 \% U_\infty$ и $0.4 \% U_0$ (рис. 3.16). Таким образом, меняя амплитуду возмущения, можно исследовать его структуру внутри измеренного объема. Высокий уровень

среднеквадратичных пульсаций соответствует внутренним слоям. При уровне 2.6 % U_0 (см. рис. 3.16.И), наблюдается развитие одиночного вихря с продольной модуляцией. Ниже по потоку начинается процесс трансверсального мультиплицирования структур и появления лямбда – вихрей. Низкие уровни пульсаций соответствуют некоторым относительно периферическим областям структуры. При уровне 0.4 % U_0 (см. рис. 3.16.И) наблюдается появление Λ – вихрей на значительно более ранней стадии развития возмущения.

Таким образом, детальные термоанемометрические измерения нелинейной стадии развития варикозной моды неустойчивости показали, что вторичное высокочастотное разрушение полосчатой структуры, как и в случае синусоидального разрушения, связано с образованием Λ – структур. В заключение следует отметить, что сценарий классического ламинарно - турбулентного перехода на нелинейной стадии этого процесса связан с трехмерным искажением двумерной волны ТШ и образованием при этом

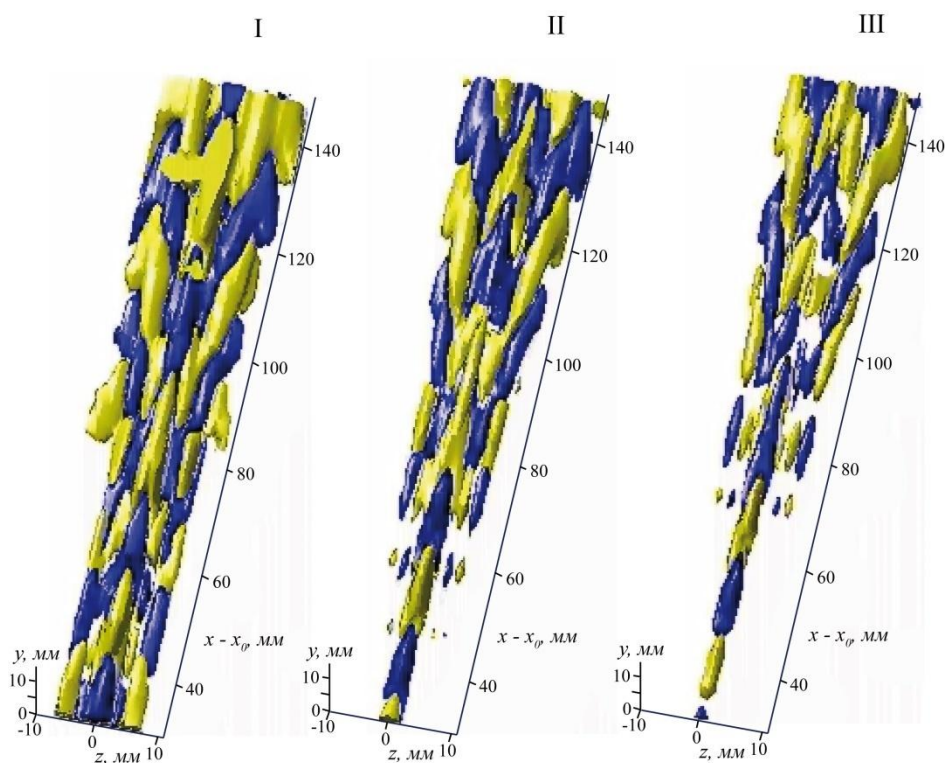


Рис. 3.16. Пространственные картины развития высокочастотного возмущения нелинейной стадии варикозной неустойчивости. Изоповерхности при равном

уровне амплитуды – 0.4 % – (I); 1.3 % – (II); 2.6 % U_0 – (III) (полутона желтого цвета – превышение скорости, полутона синего цвета – дефект скорости).

трехмерных когерентных структур типа Λ – вихрей. Данные исследования показали, что существуют и другие сценарии возникновения Λ – структур в пристенных сдвиговых течениях, в частности, в процессе вторичной высокочастотной неустойчивости полосчатых структур синусоидального и варикозного типов.

Эти результаты [81, 82], помогают понять механизм турбулизации течений, модулированных полосчатыми структурами, тонкости воспроизводства турбулентности в турбулентных течениях, учитывая, что развитие когерентных структур в вязком подслое играет определяющую роль.

Также немаловажной является задача по управлению развитием когерентных структур и известны различные методы управления. Как показано в ряде работ, риблеты, локализованный и распределенный отсос, поперечные колебания стенки и т. д. могут оказывать существенное влияние на параметры когерентных структур. Аналогичный подход может использоваться для управления синусоидальной и варикозной модами неустойчивости. Установлено, что использование продольных к потоку риблет в пограничном слое, оказывает стабилизирующее воздействие на нелинейные возмущения. В частности, снижается уровень вторичных высокочастотных возмущений, подавляется трансверсальное распространение структур и в целом затягивается турбулизация течения. В тоже время, поперечное к потоку расположение риблет оказывает дестабилизирующее воздействие на синусоидальную и варикозную моды возмущений, возрастает интенсивность вторичных возмущений, происходит ускоренный рост структур и более ранний переход к турбулентности (рис. 3.17).

Полученные результаты [83], свидетельствуют о возможности управления процессом развития синусоидальной и варикозной неустойчивости полосчатых структур в пограничном слое. Как будет показано ниже, при

исследовании свободных сдвиговых (струйных) течений, такие течения также подвержены синусоидальной и варикозной моде неустойчивости. Результаты данных исследований являются некоторым заделом при исследовании струйных течений.

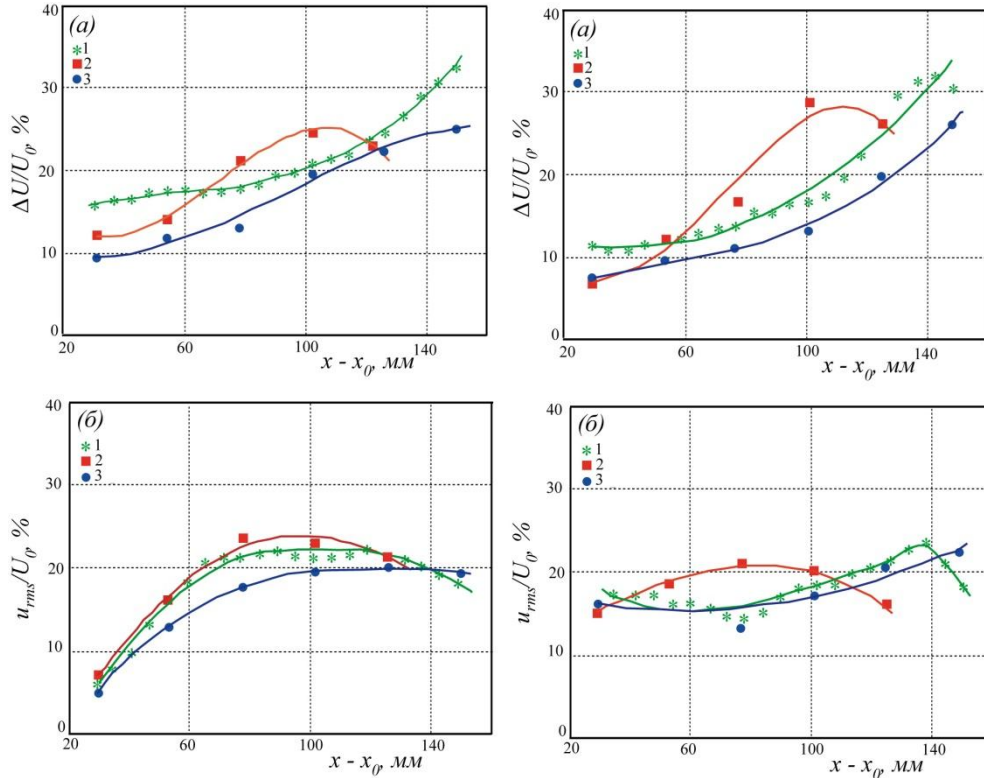


Рис. 3.17. Кривые нарастания интенсивности средней - (а) и пульсационной - (б) составляющей продольной компоненты скорости. Синусоидальная мода - (слева), варикозная мода - (справа). Для гладкой поверхности - (1), оребрённой поперек потока - (2), оребенной вдоль потока - (3) [83].

3.4. Выводы

Установлено, что в процессе ламинарно - турбулентного перехода в пограничном слое, могут реализовываться различные сценарии перехода. Помимо широкоизвестного сценария с образованием Λ -структур на нелинейной стадии при опрокидывании двумерной волны, существует, как показали данные исследования, нелинейные механизмы синусоидальной и варикозной мод неустойчивости продольных полосчатых структур. На основании детальных экспериментальных исследований обеих мод неустойчивости можно сделать следующие выводы:

1. Подтверждено, что при ламинарно - турбулентном переходе пограничного слоя, кроме образования Λ -структур на нелинейной стадии при опрокидывании двумерной волны, могут существовать нелинейные механизмы синусоидальной и варикозной мод неустойчивости продольных полосчатых структур.
2. Вторичная высокочастотная неустойчивость полосчатой структуры синусоидального и варикозного типов на нелинейной стадии приводит к появлению новых полосчатых структур вниз по потоку.
3. Механизм нелинейного разрушения полосчатой структуры через процесс развития на ней вторичного возмущения связан с образованием когерентных структур типа Λ -вихрей как для синусоидальной, так и варикозной мод неустойчивости.
4. Λ -вихри множатся в трансверсальном направлении при эволюции возмущений вниз по потоку.

Глава 4. Физические процессы, ответственные за развитие и разрушение дозвуковой круглой макроструи

Введение

Развитие техники и технологий неразрывно связано с необходимостью понимания протекающих физических процессов. Широкое использование струй различных конфигурации и размеров, требует более глубоких фундаментальных и прикладных знаний с целью, как оптимизации существующих процессов, так и для создания новых. В очередь развитие струйных течений неразрывно связано с переходом к турбулентности [84]. Так называемые стесненные струи широко используются для управления степенью смешения газов в камерах, различных объемах, сооружениях. Между тем, они являются частью струйных течений и развиваются по тем же характерным сценариям, что и струи в целом. Другой тип струйного течения рективные струи, используемые в авиадвигателях, также имеющие характерные физические особенности в том числе и общие для струй. Здесь актуальным является понижение уровня шума. Данная проблема может решаться с использованием знаний, полученных в экспериментальных исследованиях струйных течений. В практических задачах часто необходимо решить проблему интенсификации смешения струйного течения с окружающим течение газом. Скорость и степень смешения являются определяющими параметрами при оценке эффективности горения, как и некоторые другие параметры, например, тепломассоперенос [84].

В процессе развития струи при определенных условиях происходит генерация неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, представляющей из себя замкнутые осесимметричные тороидальные вихри, следующие друг за другом с некоторой частотой. Их развитие обусловлено наличием мощного поперечного градиента скорости, возникающего при истечении струи из сопла. В свою очередь, используемые сопла, как правило, не полированные и имеют поверхностную шероховатость, которая является генератором продольных

вихрей. Взаимодействие двух видов неустойчивости, Кельвина – Гельмгольца и продольных вихрей изменяет первоначальное течение и может существенно повлиять на процесс смешения [84]. В зависимости от задачи, продольные вихри в струйных течениях могут быть генерированы различными способами. Например, использование лепесткового сопла способствует генерации крупномасштабных продольных вихрей в струе и является перспективным инструментом интенсификации смешения газов в ней [85]. Сопла такого типа начинают применяться в турбовентиляторных двигателях и эжекторах. Так, например, в авиационных двигателях современных самолетов лепестковые сопла устанавливаются на горячем и холодном контурах и позволяют экономить топливо и снижать уровень шума реактивной струи [86,87]. В боевой авиации, лепестковые сопла используются для ускорения процессов смешения высокотемпературной реактивной струи, истекающей из двигателя, с холодным окружающим воздухом. Тем самым обеспечивается пониженная заметность самолета в инфракрасном диапазоне излучения [88,89]. Такие сопла применяются на вертолетах типа «Tiger», «Comanche» и самолете F-117. Использование лепестковых сопел становится актуальным и для интенсификации смешения воздуха и топлива в камерах сгорания, что способствует более эффективному горению и снижению образования загрязнителей [90]. Работу [91] можно отнести к одной из первых работ, посвященных исследованию процесса смешения при использовании лепесткового сопла. В работе установлено, что такое сопло генерирует продольные вихри с длиной порядка радиуса сопла. В работе [92] представлена детальная картина течения в струе, истекающей из лепесткового сопла. Показано, что взаимодействие вихрей Кельвина – Гельмгольца и продольных вихрей способствует повышению степени смешения. Механизм улучшения процесса смешения связан с взаимодействием продольных вихрей и осесимметричных тороидальных вихрей Кельвина – Гельмгольца. В процессе развития каждый продольный вихрь локально деформирует тороидальный вихрь. В результате взаимодействия ниже по течению тороидальный вихрь

трансформируется в вихрь с периодической азимутальной вспученостью. Такая деформация вихря интенсифицирует процессы смешения. Таким образом, искусственно генерированные лепестковым соплом крупномасштабные продольные вихри и тороидальные вихри Кельвина – Гельмгольца играют важную роль в процессе смешения струи с окружающим пространством.

В работе [93] генерация продольных структур создавалась за счет сложной трехмерной геометрии соплового аппарата. Исследования посвящены продольным структурам, порождаемым вторичной неустойчивостью самой струи и их роли в процессе смешения. Как известно [94], развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца на линейной стадии при определенном числе Рейнольдса приводит к росту амплитуды возмущений. Ниже по течению сдвиговый слой сворачивается в первичные осесимметричные вихревые кольца. Но при определенных условиях из-за вторичной неустойчивости струйного течения наблюдаются и продольные вихревые образования, также взаимодействующие с осесимметричными вихрями. Такие вихри исследованы в плоских слоях сдвига [25,26] и наблюдались в круглых водяных струях [27]. По мнению авторов [28,29], формирование боковых струй в горячей струе также является результатом развития продольных вихрей. Прямое численное моделирование трехмерных круглых струй [21,22] и слоев сдвига [23] также показало присутствие вторичных вихрей. Исследования [26] свидетельствуют о том, что возникновение продольных вихревых структур является реакцией сдвигового слоя на приходящие трехмерные возмущения. Впервые продольные вихревые структуры формируются в промежутке между двумя следующими друг за другом вихрями, а позже проникают в их ядра. На основании исследований, проведенных в [93], процесс стабилизации струйного горения можно представить следующим образом. Первичная неустойчивость струи (неустойчивость Кельвина – Гельмгольца) приводит к возникновению вихревых колец. За счет вторичной неустойчивости струи порождаются продольные вихри, которые способствуют распространению газа в

азимутальном (направленном от ядра струи во внешнюю область) направлении. При этом создавая характерную лепестковую форму поперечного сечения струи. На торцах этих лепестков возникают вращающиеся в противоположных направлениях вихревые пары, которые также ускоряют процесс смешения струи с окружающим воздухом. При этом образовавшееся стехиометрическое соотношение в области смешения топлива и окислителя (воздуха), способствует не только поддержанию процесса диффузионного горения, но и стабилизирует его.

Таким образом, очевидна важная роль продольных вихревых структур в процессе развития струйных течений. В свою очередь, вихревые структуры в струях сильно восприимчивы к шуму или акустическим возмущениям. Следовательно, акустические возмущения можно использовать для воздействия или даже управления развитием струйных течений [24], или, например, для снижения уровня турбулентности [95, 96]. Акустическое воздействие на диффузионное струйное горение может быть использовано для управления процессом горения, в результате, можно понизить образование сажи и выбросы окиси азота [97]. Экспериментальные исследования [93] показали, что внешнее акустическое воздействие на струю интенсифицирует процессы смешения и стабилизирует горение [93]. Детальные исследования по управлению струйными течениями с использованием акустического воздействия приведены в работе [98].

Ниже представлены результаты исследования механизмов естественного и искусственного порождения продольных вихревых структур (полосчатых структур), их развития вниз по потоку, взаимодействия с вихрями Кельвина – Гельмгольца, а также акустического воздействия на эти процессы в круглой макроструе (диаметр сопла более 20мм). Основанием для проведения данных исследований, в частности, послужили результаты работы [31], в которой показано, что естественные продольные вихри могут генерироваться непосредственно на выходе из сопла. Представляется важным исследовать

процесс возникновения, развития и взаимодействия продольных вихрей (полосчатых структур) с кольцевыми вихрями при контролируемых условиях.

4.1. Экспериментальная установка

Схема струйной установки представлена на рис. 4.1. На входной части установки расположен вентилятор, после которого следует стандартный набор дотурбулизирующих сеток - 2, хонеконб и конфузор выполненный по схеме сопла Витошинского 1. Скорость струи на выходе из сопла - 3 составляла в данном эксперименте $U_0 = 4$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu = 10600$) при диаметре выходного сопла $d = 40$ мм. Исследования проводились с использованием двух методик: лазерно - дымовой визуализации и термоанемометрических измерений течения в струе. Лазерно - дымовая визуализация осуществлялась с использованием дым-машины Martin Magnum 850. Дым подавался в струйную установку со стороны вентилятора засеивая все внутреннее пространство установки. На выходе из сопла струя подсвечивалась лазерным ножом - 7. На начальном этапе исследований подсветка струи осуществлялась с помощью галогеновой лампы, свет от нее пропусклся через узкую щель. Рассеяние излучения на частицах дыма регистрировалось на цифровую видеокамеру Nikon D7500 - 9. Регистрировались, как общие виды развивающейся струи, так и продольные и поперечные сечения. Исследование стадий развития струи при акустическом воздействии являлось одной из задач эксперимента. Акустическое воздействие на струю осуществлялось с помощью динамического громкоговорителя – 8, на который с генератора сигналов ГЗ-33 подавался синусоидальный сигнал определенной частоты и амплитуды. Частота схода кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца в струе синхронизовалась с моментами вспышек лазера, таким образом реализовывался стробоскопический эффект и процесс схода вихрей «останавливался». Такой подход позволял обойтись при регистрации картин без скоростной видеокамеры. Видеокамера фиксировала картину течения с акустическим воздействием и без него.

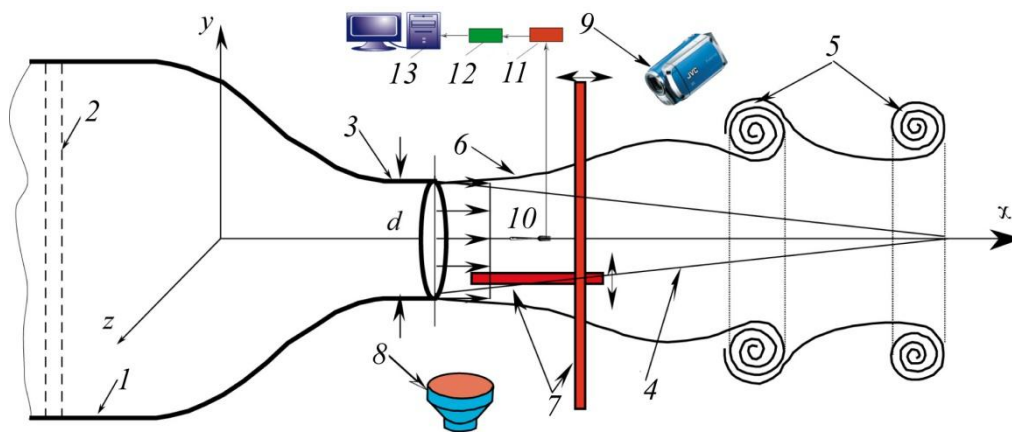


Рис. 4.1. Схема течения в осесимметричной круглой струе: 1 – форкамера; 2 – дестурбулизирующие сетки; 3 – сопло; 4 – потенциальное ядро струи; 5 – вихри Кельвина – Гельмгольца; 6 – полосчатые структуры; 7 – позиции лазерного ножа; 8 – динамический громкоговоритель; 9 – видеокамера; 10 – датчик термоанемометра; 11 – термоанемометр; 12 – АЦП; 13 – компьютер

Термоанемометрические измерения в струе проводились с помощью термоанемометра постоянного сопротивления фирмы DISA. Измерялась средняя по времени продольная компонента скорости U и пульсации скорости u' . Датчик 10 с проволочкой из золоченого вольфрама длиной 1 мм и диаметром 5 μm с коэффициентом перегрева 1,8 калибровался в свободном потоке с использованием модифицированного закона Кинга: $U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}$, где E и E_0 – выходные напряжения с термоанемометра при скорости потока и при ее отсутствии соответственно; k_1 , k_2 и n – константы. Показатель экспоненты n обычно близок к 0.5, вторая константа k_2 учитывает свободную конвекцию на стенке при малых скоростях потока. Максимальная ошибка при калибровке датчика не превышала 1 % от U_0 . Сигнал с датчика 10 поступал в термоанемометр 11, затем на аналого–цифровой преобразователь 12 и далее в компьютер 13, где данные измерений сохранялись в памяти компьютера. Обработка данных производилась с использованием программного комплекса Matlab. Перемещение датчика осуществлялось автоматизированным трех осевым координатным устройством с шагом 0.5 мм в плоскости yz . В

продольном к струе направления измерения производились в точках с координатами $x = 8, 12, 22$ и 32 мм. Графики и картины визуализации представлены в основном в поперечном сечении струи. Ось абсцисс нормирована на радиус канала как r/R , где R – радиус круглого канала, r – текущая координата. Ось ординат нормирована на максимальную скорость на оси струи U_0 .

4.3. Течение свободной круглой макроструи

Процесс развития и турбулизации круглой осесимметричной струи достаточно широко экспериментально исследован. На картине визуализации круглой осесимметричной струи [99] с помощью дымовой проволочки представлено развитие неустойчивости при $Re = 10000$. Показано, что во внешней области струи развиваются осесимметричные колебания (неустойчивость Кельвина – Гельмгольца), затем эта область струи сворачивается в вихревые кольца (вихри Кельвина – Гельмгольца), после распада колец струя турбулизуется. Переход ламинарной струи в турбулентное состояние обусловлен как первичной неустойчивостью (неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца), так и вторичной неустойчивостью вихревых колец. Нарастание таких волн вокруг кольцевого вихря часто называют неустойчивостью Уиднелла. В результате кольцевой вихрь искажается, становится гексагональным. При этом, процесс генерации продольных вихрей в струйном течении не совсем ясен. Предположительно, такие вихри могут появиться в результате вторичной неустойчивости самой струи, в тоже время их можно искусственно генерировать с помощью специально профилированного сопла. В работе [32] показано, что продольные полосчатые структуры могут генерироваться, непосредственно на выходе струи из сопла в результате опрокидывания пограничного слоя (от англ. lift – up effect). Также установлено, что на этих вихрях могут развиваться вторичные высокочастотные возмущения, способствующие быстрой турбулизации струи. Механизм такого взаимодействия пока слабо изучен. В то же время механизм

взаимодействия продольных вихрей, генерируемых вторичной неустойчивостью струи, с кольцевыми вихрями детально исследован в работе [93]. Авторы работы показали, что между соседними кольцевыми вихрями происходит выброс продольных, вращающихся в противоположных направлениях вихрей, что приводит к интенсификации смещения струи с окружающим пространством по всей периферии струи. Генерация продольных вихрей, по мнению авторов, вызвана вторичной неустойчивостью струи, сопровождаемой последовательностью кольцевых вихрей.

Экспериментальные исследования стадий развития круглой струи показали, что естественные продольные (полосчатые) структуры, локализованные в сдвиговом слое, зарождаются непосредственно на срезе сопла (рис. 4.3, 4.4). Причин возникновения полосчатых структур может быть несколько, назовем некоторые из них, например, эффект опрокидывания (lift-up effect), наличие сеток в форкамере, хонейкомб и т. д. В процессе развития полосчатые структуры и кольцевые вихри порождают повышенный уровень пульсаций в струе и приводят к турбулизации струи (см. рис. 4.3, 4.5).

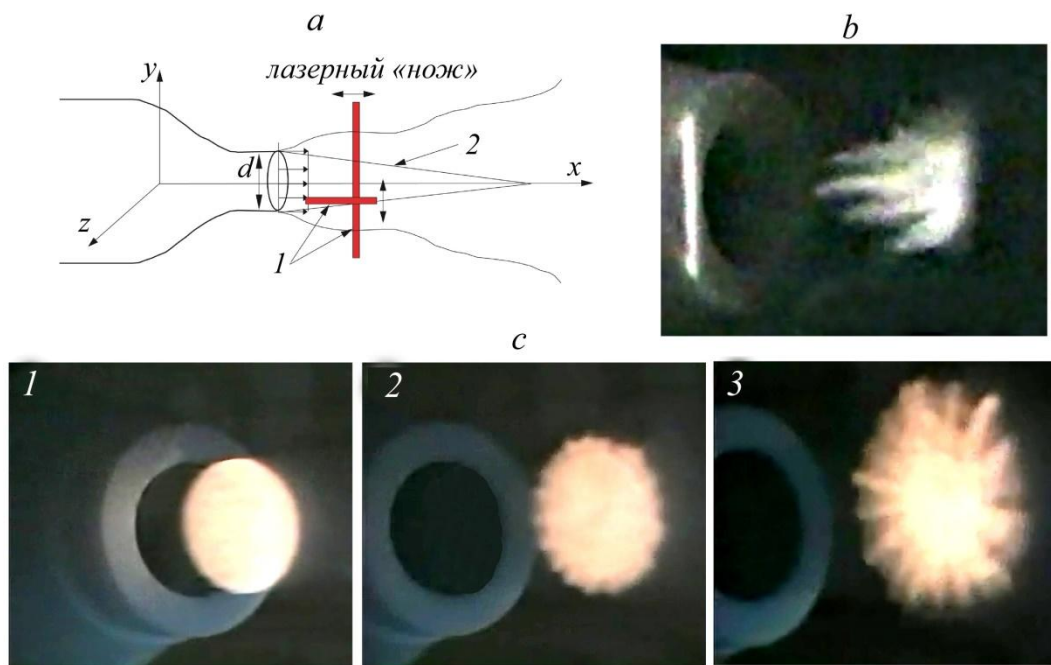


Рис. 4.3. Естественные полосчатые структуры в ближнем поле круглой струи ($U_0 = 4$ м/с, диаметр сопла $d = 40$ мм, $Re_d \approx 10600$): *a* – схема эксперимента (потенциальное ядро струи подсвечено узкими световыми лучами,

отмеченными цифрами 1 и 2); b и c – картины визуализации дымом полосчатых структур: b – продольное сечение струи ($x/d = 0,7$ and $z/d = 0,4$), c – поперечное сечение струи при $x/d = 0,4$ (1), 0,68 (2) и 0,86 (3)

Радиальное положение естественных полосчатых структур в струе постоянно изменяется, что осложняет возможность их исследования. Поэтому для проведения измерений, полосчатые структуры, наблюдаемые вблизи сопла при $Re \approx 10600$ (см. рис. 4.3, 4.4), было решено воспроизвести искусственно с помощью элементов шероховатости наклеенных на внутреннюю поверхность сопла. Поперечный размер шероховатостей выбирался таким образом, чтобы генерируемые структуры по масштабам совпадали с естественными (рис. 4.5).

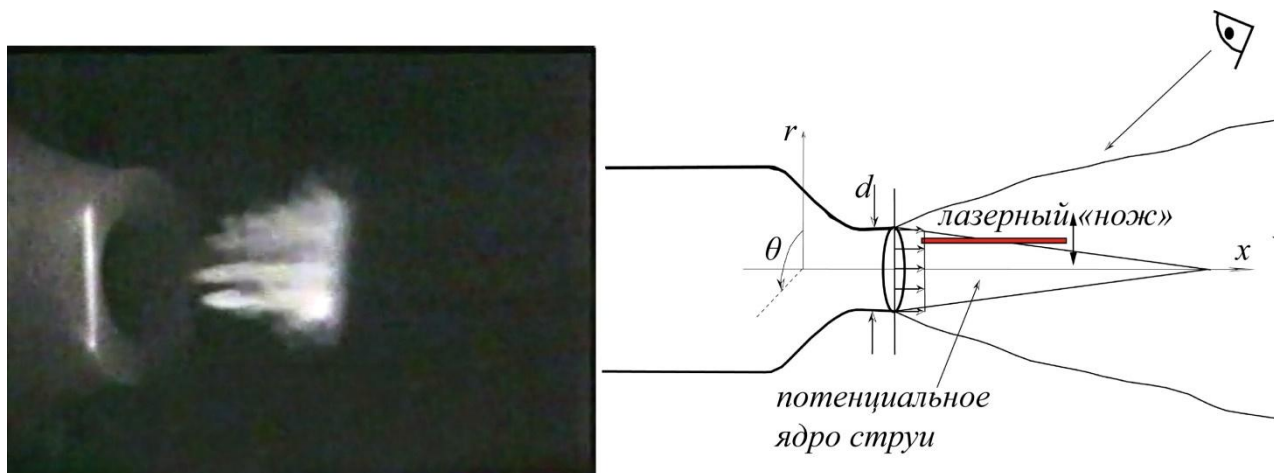


Рис. 4.4. Визуализация развития естественных полосчатых структур и схема эксперимента

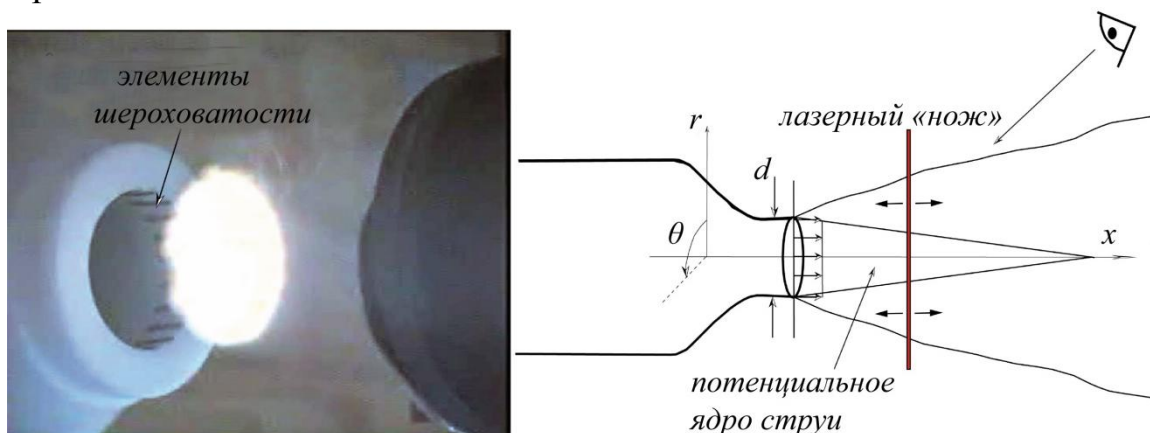


Рис. 4.5. Визуализация процесса взаимодействия искусственных полосчатых структур с кольцевыми вихрями и схема эксперимента

Как и предполагалось искусственно генерированные полосчатые структуры не подвержены воздействию радиальных колебаний, так как распространяются позади элементов шероховатости и имеют стационарное радиальное положение. Процесс их развития и взаимодействия в этом случае можно детально изучать (рис. 4.5).

На рис. 4.6 представлены картины визуализации дымом поперечного сечения круглой струи при генерации вторичного высокочастотного возмущения на одной из искусственных полосчатых структур и развития этого возмущения вниз по потоку.

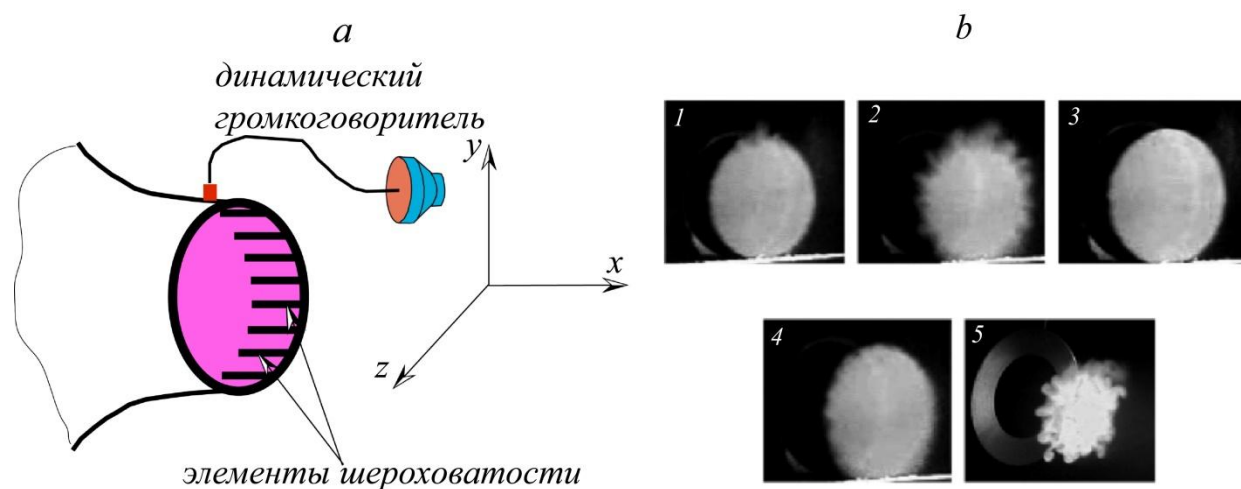


Рис. 4.6. Вторичная неустойчивость полосчатых структур при возбуждении высокочастотного возмущения вдувом/отсосом газа вблизи элемента шероховатости ($U_0 = 4$ м/с, $d = 40$ мм, $Re_d \approx 10600$): *a* – схема эксперимента; *b* – визуализация круглой струи дымом при различных расстояниях от среза сопла [$x/d = 0.2$ (картина 1, 3), 0.4 (картина 2, 4), 0.68 (картина 5)]; 1, 2, 5 – генерируется вторичное возмущение, картины 3, 4 – без генерации вторичного возмущения

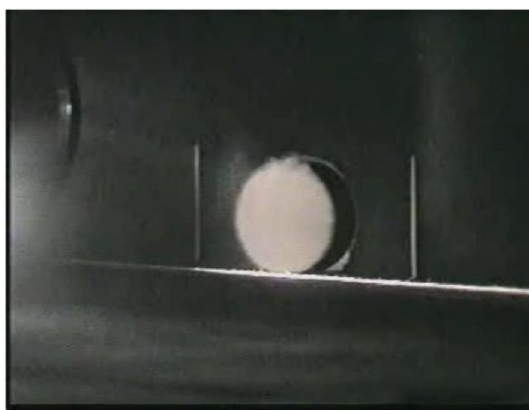


Рис. 4.7. Фото возбуждения круглой пристенной струи с помощью локализованного вдува/отсоса ($f = 480$ Гц)

Для введения в струю высокочастотного возмущения использовалось малое отверстие в поверхности сопла. Возмущение вводилось с помощью вдува/отсоса газа с определенной частотой. В процессе взаимодействия полосчатой структуры с высокочастотным возмущением увеличивалась амплитуда колебаний одного из «лучей» (рис. 4.6, 4.7). Ниже по потоку возмущение усиливается, и распространяется по всему сдвиговому слою, в этот процесс вовлекаются соседние полосчатые структуры. В результате, граница ламинарно – турбулентного перехода сдвигается ближе к соплу. Таким образом, показано, что неустойчивость круглой струи связана с зарождением продольных локализованных возмущений (полосчатых структур) на выходе из сопла. Неустойчивость полосчатых структур к высокочастотным вторичным возмущениям способствует ускорению процесса турбулизации струи. Это утверждение согласуется с результатами исследования неустойчивости течения, модулированного полосчатыми структурами, в пограничном слое. Таким образом, динамика развития полосчатых структур в сдвиговом слое круглой струи и в пограничном слое протекает по идентичному сценарию [100]. В частности, при контролируемых условиях показано, что на продольных структурах могут развиваться вторичные высокочастотные возмущения, что приводит к ускорению процесса турбулизации струи.

Учитывая вышеизложенное, можно утверждать, что существует возможность управления процессом турбулизации круглой струи с помощью возбуждения вторичной неустойчивости полосчатых структур.

Распределение средней U и пульсационной u' составляющей продольной компоненты скорости для различных расстояний – x показаны на рис. 4.2. На семействе профилей скорости ярко выражено ядро потока с практически постоянной скоростью, и область тангенциального разрыва с мощным поперечным градиентом скорости. Наличие градиентной области является основной причиной неустойчивости Кельвина – Гельмгольца - генерации осесимметричных кольцевых вихрей на выходе из сопла. Генерация осесимметричных вихрей широко распространенное явление и достаточно часто наблюдается при истечении выхлопных газов ДВС. Чаше всего генерация вихрей происходит при пониженных оборотах, когда создается ситуация, при которой, на выходе выхлопной трубы реализуется профиль скорости близкий к представленному на рис. 4.2. Наличие такого П-образного профиля скорости на срезе сопла, свидетельствует о развитии в дальнейшем в струе неустойчивости Кельвина – Гельмгольца в виде осесимметричного кольцевого вихря.

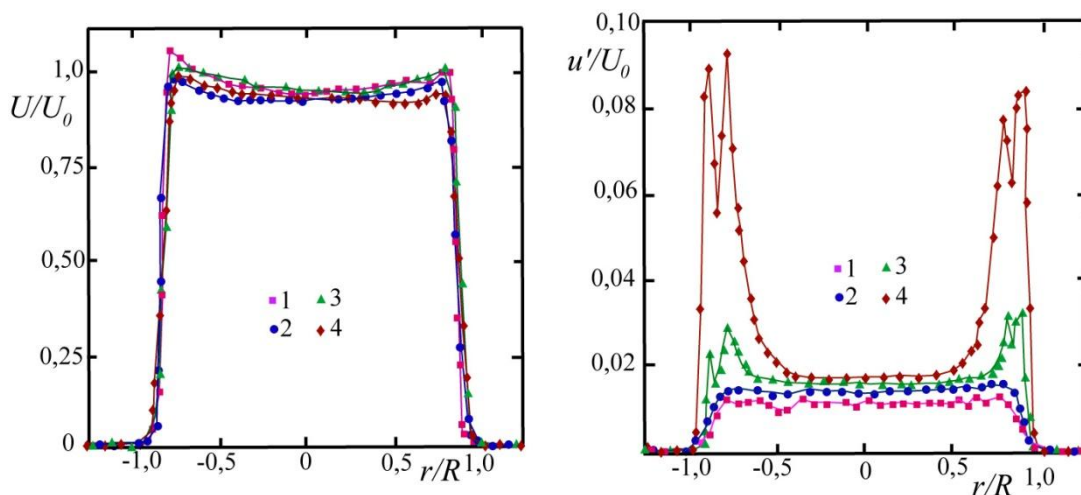


Рис. 4.2. Распределение средней (U) и пульсационной (u') составляющей продольной компоненты скорости на различных расстояниях от среза сопла (1 – 8 мм; 2 – 12 мм; 3 – 22 мм; 4 – 32 мм), $U_0 = 4$ м/с

4.4. Результаты визуализации

На рис. 4.8. представлены картины лазерно - дымовой визуализации развития круглой струи в условия воздействия внешнего акустического поля. При этом внутренняя часть сопла выполнена относительно гладкой, шероховатость стенки сопла соответствует естественной – инструментальной $\leq 0.002\text{мм}$. На общем виде (рис. 4.8*a*) в области ламинарного течения вблизи сопла, расположены два кольцевых вихря, после чего происходит расширение струи, затем струя турбулизуется. На рис. 4.8.*b,c* можно наблюдать зарождение и развитие азимутальных «лучей», равномерно распределенных в сдвиговой области круглой струи.

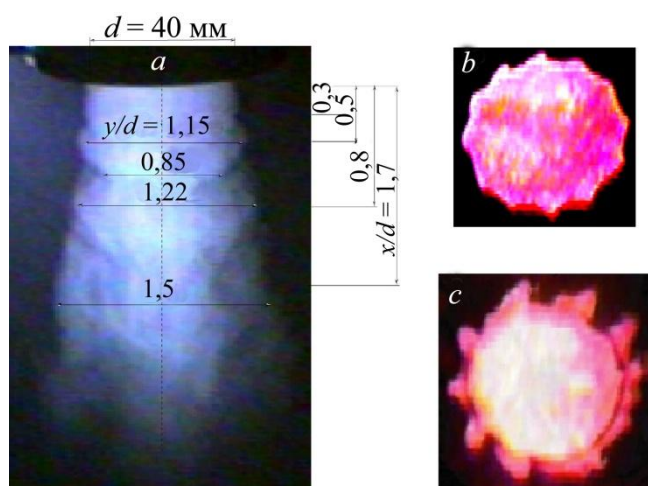


Рис. 4.8. Результаты дымовой визуализации круглой струи: *a* – общий вид; *b, c* – поперечные сечения струи (*b* – $x/d = 0,3$; *c* – $x/d = 0,5$)

Наличие «лучей» свидетельствует о существовании полосчатых структур, генерируемых на выходе струи из сопла [31]. Деформация сдвигового слоя на рис. 4.8.*b* по продольной координате соответствует $x = 13\text{ мм}$, что соответствует области до образования первого кольцевого вихря. Фото представленное на рис. 4.8.*c* по продольной координате соответствует $x = 20\text{ мм}$ и соответствует положению первого кольцевого вихря. В этом случае, возрастает амплитуда возмущения - «лучи» увеличиваются. Обусловлено это, взаимодействием кольцевого вихря с полосчатыми структурами. Кольцевой квази - двумерный вихрь подвергается трехмерному искажению на неоднородностях потока,

вызванных наличием продольных полосчатых структур. Механизм этого искажения аналогичен искажению двумерной волны Толлмина – Шлихтинга (ТШ) при нелинейной стадии развития, когда появляются характерные трехмерные образования типа лямбда - структур.

В эксперименте [54] лямбда – структуры возникают при искажении волны ТШ на локальных неоднородностях потока. В данном случае в качестве локальных неоднородностей потока выступают продольные полосчатые структуры. Квази - двумерное вихревое кольцо, проходя через область развития продольных структур, взаимодействует с ними и подвергается искажению. Вихревое кольцо разрывают азимутальные выбросы, напоминающие Λ – образные структуры. Акустическое воздействие на струю приводит к интенсификации процесса взаимодействия струи с полосчатыми структурами. На рис. 4.9.*a,b* показано поперечное сечение струи при $x/d = 0.5$ без акустического воздействия и с акустическим воздействием соответственно.

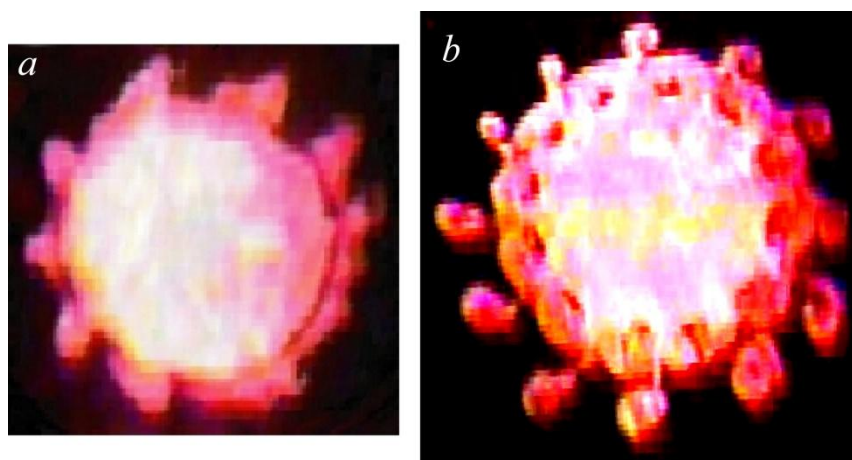


Рис. 4.9. Результаты лазерно - дымовой визуализации поперечного сечения струи при $x/d = 0.5$, (a) - без акустического воздействия, (b) с акустическим воздействием

В последнем случае размеры лучей увеличиваются, они принимают грибообразную форму поскольку взаимодействие кольцевого вихря с полосчатыми структурами усиливается. Грибообразная форма азимутальных выбросов при взаимодействии продольных вихрей с кольцевыми вихрями

отмечена также в работе [93]. Таким образом, лазерно – дымовая визуализация течения в круглой струе при естественных условиях подтверждает существование кольцевых вихрей и полосчатых структур, которые генерируются на выходе из сопла. Акустическое воздействие интенсифицирует процесс взаимодействия полосчатых структур с кольцевыми вихрями. Следует отметить, что радиальное положение полосчатых структур, при естественной генерации не является стационарным, что затрудняет наблюдение и измерение структуры течения. Поэтому полосчатые структуры воспроизводились с помощью наклеенных на внутреннюю поверхность сопла (вблизи выхода) 12 элементов шероховатости высотой 0.2 мм и шириной 5 мм. Размеры шероховатостей выбирались исходя из масштаба естественных продольных структур.

На картине дымовой визуализации общего вида струи (рис. 4.10, 4.11) можно наблюдать нелинейный характер развития струи. При синхронизации схода кольцевых вихрей с основной частотой и кратными частотами явно просматривается последовательность вихрей, кратных основной частоте (два кольцевых вихря на рис. 4.10*a*), и первой кратной гармонике (четыре кольцевых вихря на рис. 4.10*b*). При синхронизации процесса развития струи с частотой второй гармоники можно было наблюдать и восемь кольцевых вихрей (здесь не показано). Следует также отметить, что на всем протяжении вниз по потоку наблюдается постепенное расширение струи, что явно связано с азимутальными «лучами», способствующими процессу вовлечения в струю окружающего ее газа.

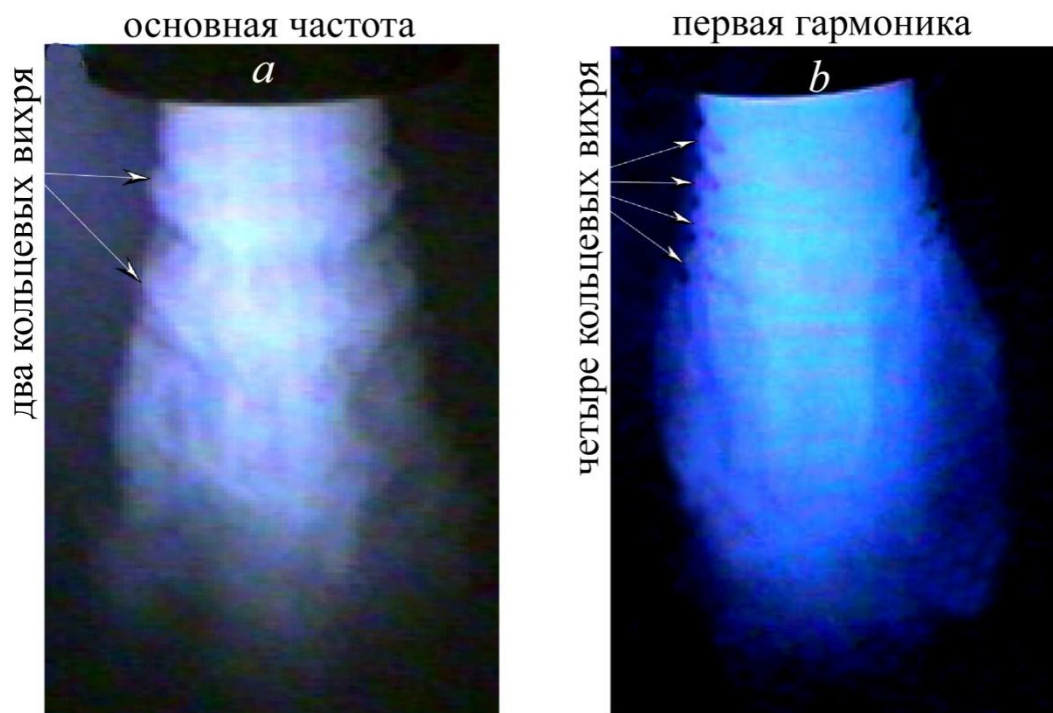


Рис. 4.10. Дымовая визуализация струи при синхронизации процесса ее развития с основной частотой (*a*) и частотой, кратной первой гармонике (*b*)

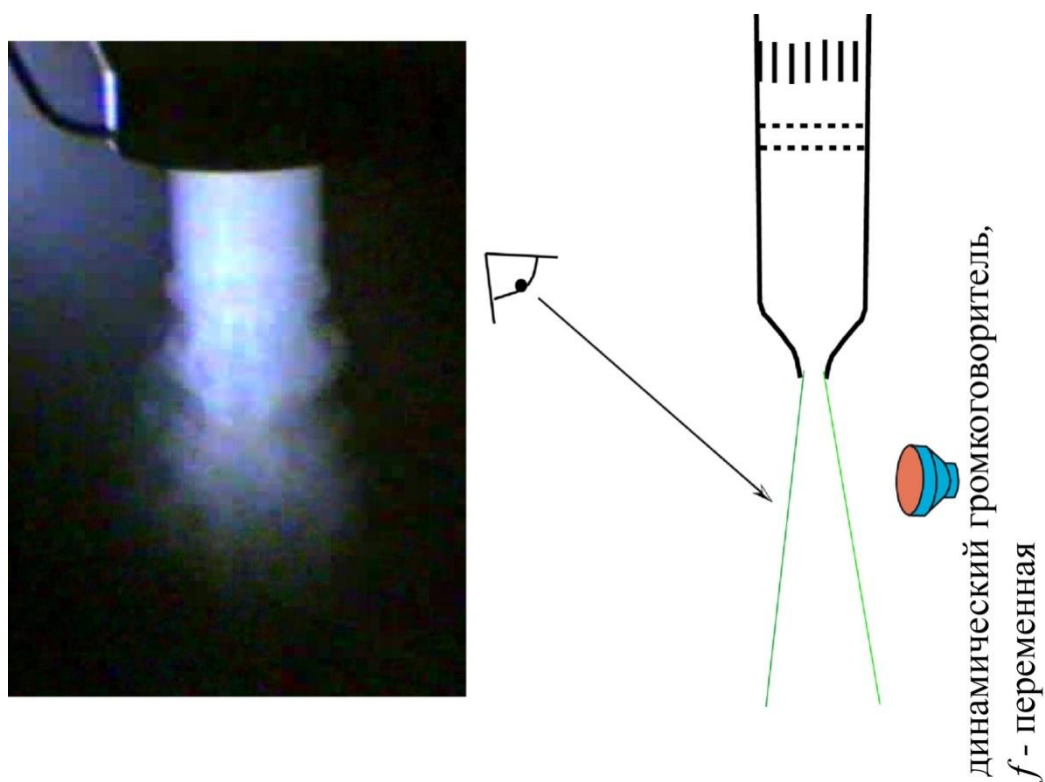


Рис. 4.11. Фото развития круглой струи при синхронизации схода кольцевых вихрей частотой акустического воздействия различной частоты и схема эксперимента.

Рассмотрим структуру струйного течения при введении контролируемых возмущений в поперечном и продольном сечениях, для чего на внутреннюю часть сопла устанавливались искусственные шероховатости, описанные ранее. На рис. 4.12 представлен общий вид струи при стробоскопической визуализации и поперечные сечения для соответствующих областей струи. Снимок представленный на рис. 4.13 при $x/d = 1.7$ можно отнести к последней стадии развития возмущений с сохранением когерентности структур. Ниже по течению струя турбулизуется и происходит разрушение когерентных структур. Анализируя поперечные сечения струи (см. рис. 4.12.b) можно отметить, что внешняя граница сдвигового слоя имеет синусоидальный вид по всей окружности. При $x/d = 0.3$ (см. рис. 4.12.c) синусоидальный контур искажается азимутальными «лучами», вследствие взаимодействия первого кольцевого вихря и продольных структур, генерированных на выходе из сопла. Ниже по потоку при $x/d = 0.5$ (см. рис. 4.12.d), происходит сильная деформация кольцевого вихря, амплитуда азимутальных выбросов («лучей») увеличивается, на концах выбросов появляются грибообразные структуры. Подобные структуры наблюдались в [93], по сути, это как пара вихрей, вращающихся в противоположных направлениях. Сечение при $x/d = 0.65$ (см. рис. 4.12 e) соответствует области между первым и вторым кольцевым вихрем. В этом случае наблюдаются только продольные вихри с растущей амплитудой. При $x/d = 0.8$ (см. рис. 4.12 f) появляется второй кольцевой вихрь. Снова наблюдается взаимодействие пары неустойчивостей: продольные структуры и кольцевой вихрь. Затем при $x/d = 1.2$ (см. рис. 4.12.g), после прохождения кольцевого вихря опять наблюдаются только продольные структуры. После прохождения двух периодов возмущения происходит интенсивное смешение струи с окружающим газом. В потоке преобладают азимутальные «лучи», струя активно турбулизуется и при $x/d = 1.7$ (см. рис. 4.12.h) становится полностью турбулентной.

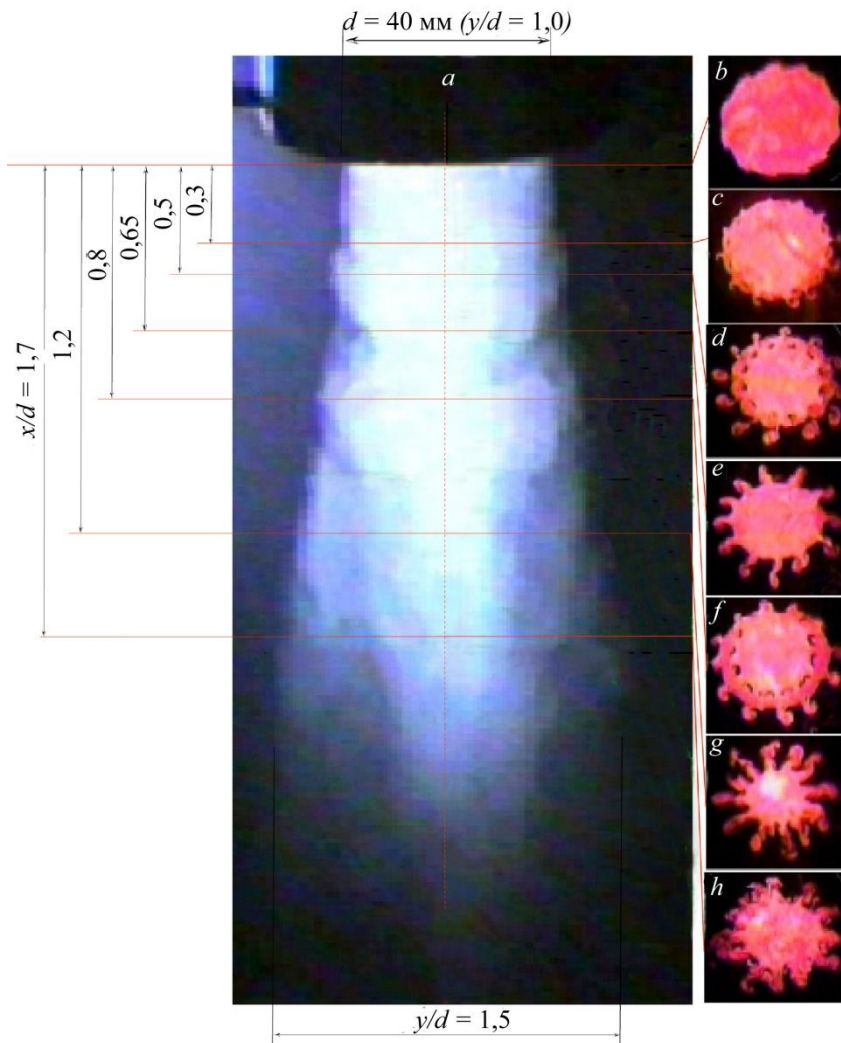


Рис. 4.12. Результаты дымовой визуализации круглой струи (a) и ее поперечного сечения на различных расстояниях от среза сопла (b–h)

В результате, наблюдаемый нами процесс представляет собой взаимодействие кольцевого вихря и полосчатой структуры. Если говорить о переходе в пограничном слое, то аналогией будет двумерная волна Толмина – Шлихтинга и неоднородности поверхности. В процессе развития на нелинейной стадии волна деформируется и возникнут так называемые лямбда – или омега – образные структуры. Структуры, напоминающие лямбда – или омега – образные вихри, наблюдаются и в данном случае, но вместо двумерной волны мы имеем квази - двумерное вихревое кольцо, а в качестве элементов шероховатости – продольные структуры.

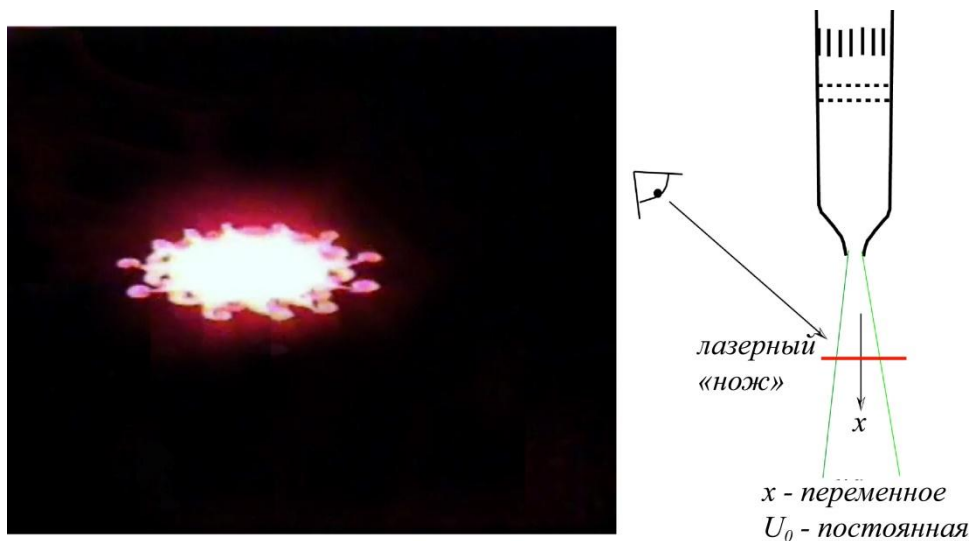


Рис. 4.13. Фото развития круглой струи при $x/d = 1.7$ и схема эксперимента

Искажение квази - двумерного кольца на локальных неоднородностях течения (полосчатых структурах) приводит к выбросам газа в азимутальном направлении, возникновению Λ – образных структур по всему кольцевому вихрю. В свою очередь, Λ – структура представляет собой изогнутый вихрь, замыкающийся головкой. Наблюдаемые на визуализационных картинах грибообразные выбросы в азимутальном направлении представляют собой, головки Λ – структур. Но, в отличие от пограничного слоя, в котором Λ – образные структуры развиваются от стенки, где скорость течения близка к нулю, в сторону верхней границы пограничного слоя, на которой скорость становится равной скорости набегающего потока. В данном случае, выброс в азимутальном направлении из вихревого кольца двух вращающихся в противоположных направлениях вихрей («ног» Λ – образных структур), происходит из области с высокой скоростью в область с близкой к нулю скоростью газа. Развитие этого процесса происходит в высоко-градиентном сдвиговом слое. В результате, головка Λ – структуры оказывается в области нулевой скорости, а «ноги» – при некоторой скорости истечения струи, что приводит к вытягиванию структуры вниз по потоку. Об этом можно судить по характерной, коромыслообразной форме кольцевого вихря на рис. 4.12.a. Поскольку на визуализации поперечного сечения струи (см. рис. 4.12.b–h) при

различных координатах вниз по потоку наблюдается прохождение первого (см. рис. 4.12.d) и второго (см. рис. 4.12.f) кольцевых вихрей, то, следовательно, трехмерному искажению при взаимодействии с полосчатыми структурами подвержена в основном внешняя часть кольцевого вихря, приводя к образованию «лучей» (A – образных структур).

Результаты лазерно - дымовой визуализации круглой струи в области азимутальных A – образных структур показаны в продольном к струе направлении (т. е. в направлении x) на рис. 4.14, 4.15. Представленное фото выполнено в области головок A – образных структур (сечение при R_1) и в области кольцевого вихря (сечение при R_2). На сечении в области «головок» наблюдаются три дымовых следа. Длина следов превышает расстояние между двумя следующими друг за другом кольцевыми вихрями (см. рис. 4.14.c).

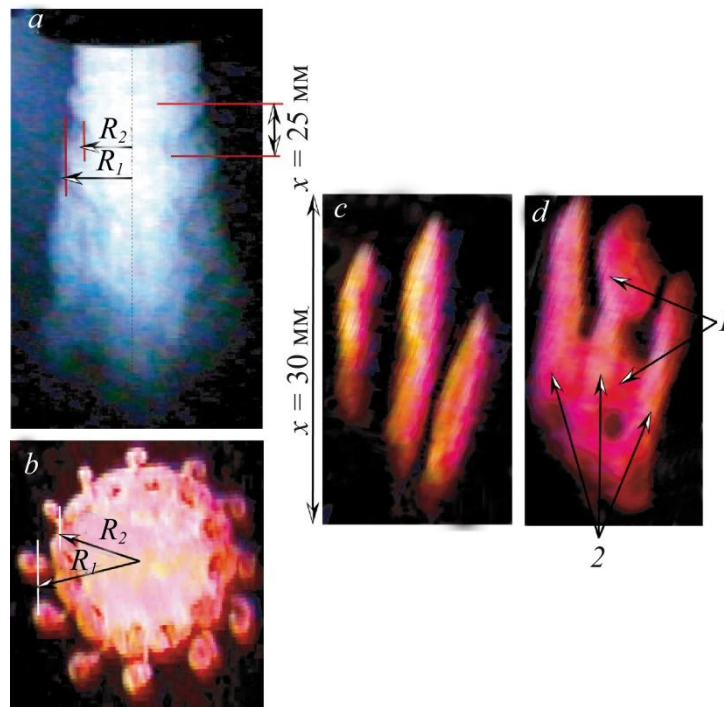


Рис. 4.14. Результаты лазерно - дымовой визуализации круглой струи: a – общий вид струи; b – поперечное сечение струи; c , d – продольные сечения струи при R_1 и R_2 ; 1 – кольцевые вихри; 2 – продольные структуры

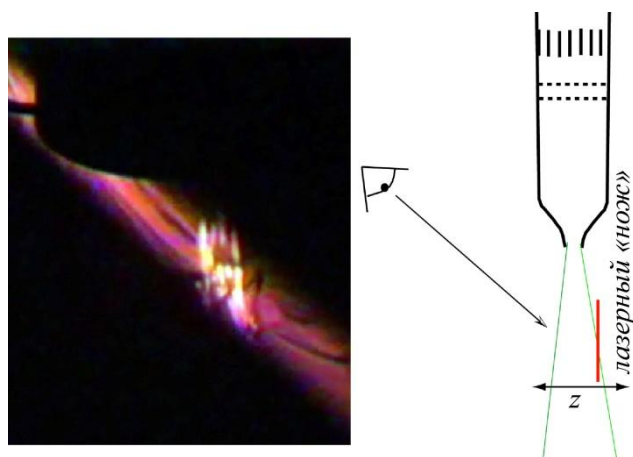


Рис. 4.15. Лазерно – дымовая визуализация струи в области развития азимутальных A -образных структур и схема эксперимента

На рис. 4.14.*d* представлено фото выполненное в продольном сечении струи и в области кольцевых вихрей. Вертикальные дымовые следы, визуализируют наличие продольных структур - азимутальных выбросов. Они развиваются, пронизывая кольцевые вихри и весь сдвиговый слой. Данный факт указывает на то, что продольные полосчатые структуры, вероятно, присутствуют на всем протяжении струи, вплоть до турбулизации.

На рис. 4.16, 4.17 представлены картины лазерно - дымовой визуализации поперечного сечения струи при различных скоростях истечения струи. Описанный выше процесс турбулизации струи по мере ее развития вниз по течению можно наблюдать и при увеличении скорости потока, находясь в некотором фиксированном поперечном сечении.

На рис. 4.16 представлен полный цикл развития струи. На снимках *a, b, c* – начальная стадия деформации сдвигового слоя продольными структурами; *d, e, f* – взаимодействие полосчатых структур с кольцевым вихрем, *g, h* – стадия турбулентного разрушения струи.

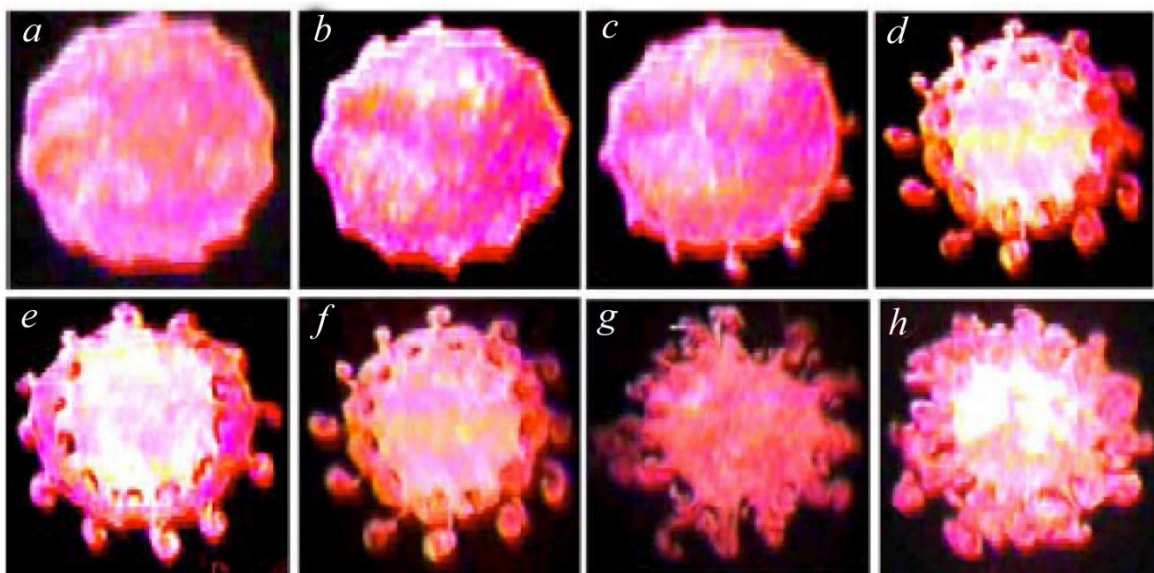


Рис. 4.16. Результаты лазерно - дымовой визуализации поперечного сечения круглой струи при различных скоростях истечения макроструи: *a* - 6; *b* - 7; *c* - 8; *d* - 9; *e* - 10; *f* - 11; *g* - 12; *h* - 13 м/с ($x/d = 0.3$)

Для определения области ламинарно – турбулентного перехода в струе можно воспользоваться несколькими характерными признаками: 1) по результатам термоанемометрических измерений, пульсации продольной компоненты скорости при $x = 32$ мм (см. рис. 4.2) резко возрастают

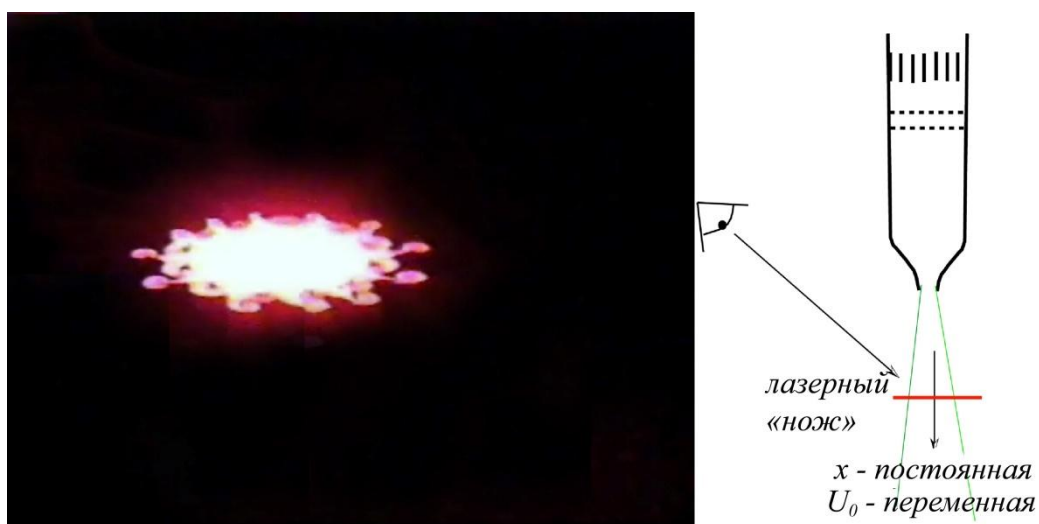


Рис. 4.17. Фото развития круглой макроструи в зависимости от скорости потока и схема эксперимента.

(до четырех раз, в сравнении с уровнем пульсаций в ламинарной области при $x \leq 22$ мм), что указывает на переход течения в струе в турбулентное состояние; 2) на картинах визуализации с сечения $x/d = 1.7$ (см. рис. 4.12.h и рис. 4.16.g) структура течения из упорядоченной когерентной переходит в хаотичную, характерную для турбулентного течения, в тоже время вверх по потоку (см. рис. 4.12.b–g) и при меньшей скорости истечения (см. рис. 4.16.a–f) структура потока упорядоченная с наличием когерентных образований, что характерно для ламинарных и переходных течений.

Как было установлено ранее, струйные течения являются восприимчивыми к акустическому воздействию, при этом меняется структура течения и темпы развития струи. Акустическое воздействие на круглую струю с амплитудой порядка 90 дБ и частотой 140 Гц (рис. 4.18) приводит к взаимодействию полосчатых структур с кольцевыми вихрями уже вблизи сопла, процесс развития струи значительно интенсифицируется. Наблюдается рост амплитуды азимутальных выбросов (A – образных структур), активизируется смещение струи с окружающим газом.

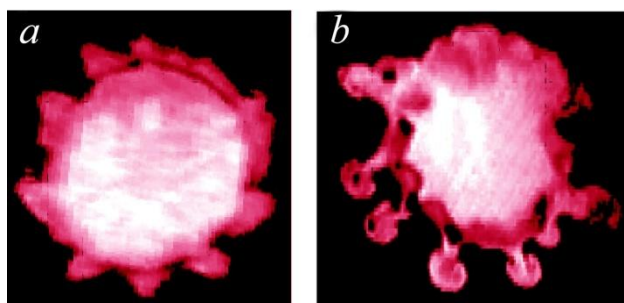


Рис. 4.18. Результаты лазерно - дымовой визуализации поперечного сечения струи при $x/d = 0.5$, (a) - без акустического воздействия, (b) - с акустическим воздействием. $f = 140$ Гц, $A = 90$ дБ.

Установлено, что используя акустическое воздействие можно изменять масштаб кольцевых вихрей генерируемых в струе. Например, при внешнем акустическом воздействии с частотой 110 Гц и 250 Гц, масштаб естественных кольцевых структур уменьшился, причем в последнем случае более чем в два

раза. При этом, естественно, изменяется и периодичность их следования (рис. 4.19).

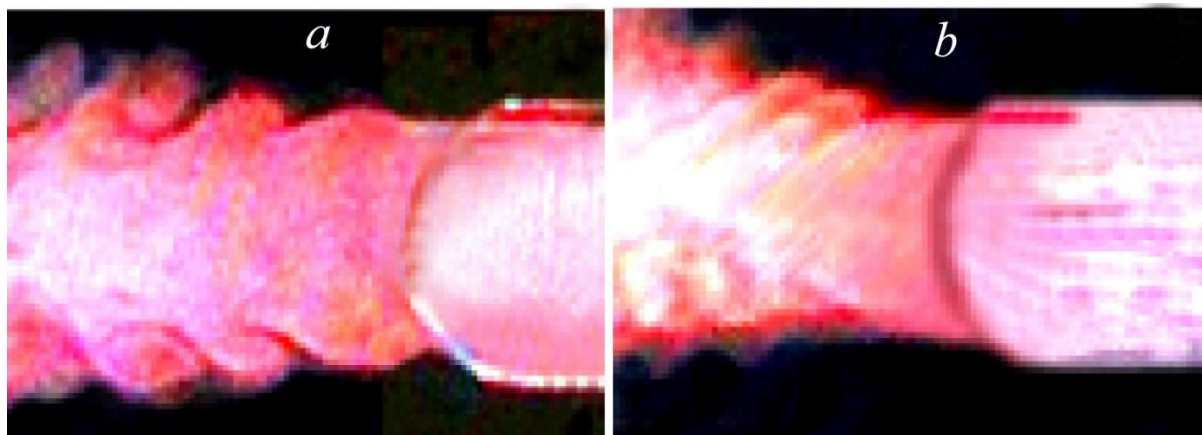


Рис. 4.19. Картина лазерно – дымовой визуализации круглой струи при акустическом воздействии на нее с частотой (а) - $f = 110$ Гц, (b) - $f = 250$ Гц, $U_0 = 5$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu = 6667$)

В работе [98], показано, что акустическое воздействие оказывает заметное влияние на процесс развития кольцевых вихрей, в частности увеличивается размер тороидальных вихрей. В тоже время, влияние акустического воздействия на продольные структуры, генерируемые на выходе из сопла, а также на процесс их взаимодействия с кольцевыми вихрями исследовано недостаточно. Для большей ясности необходимо провести количественные исследования параметрических характеристик акустического воздействия.

Таким образом, результаты визуализации круглой струи показывают, что процесс ее турбулизации связан с деформацией кольцевого вихря на неоднородностях течения, в следствие развития полосчатых структур (продольных вихрей). Дальнейшее развитие и разрушение происходит по сценарию характерному для двумерной волны Толмина - Шлихтинга в ламинарном пограничном слое. На рис. 4.20 схематично представлен процесс деформации двумерной волны и осесимметричного вихревого кольца. Причиной возникновения полосчатых структур в струе могут являться дестурбулизирующие сетки в форкамере установки, генерация вихрей Гёртлера

на вогнутой поверхности конфузора, генерация полосчатых структур в пограничном слое сопла за счет эффекта опрокидывания. Эти предположения требуют отдельных детальных исследований. Одно из таких исследований проведено в [101]. Продольные вихри обнаружены в пограничном слое крыла при большом угле атаки. Вихри порождались сеткой, установленной в набегающем потоке.

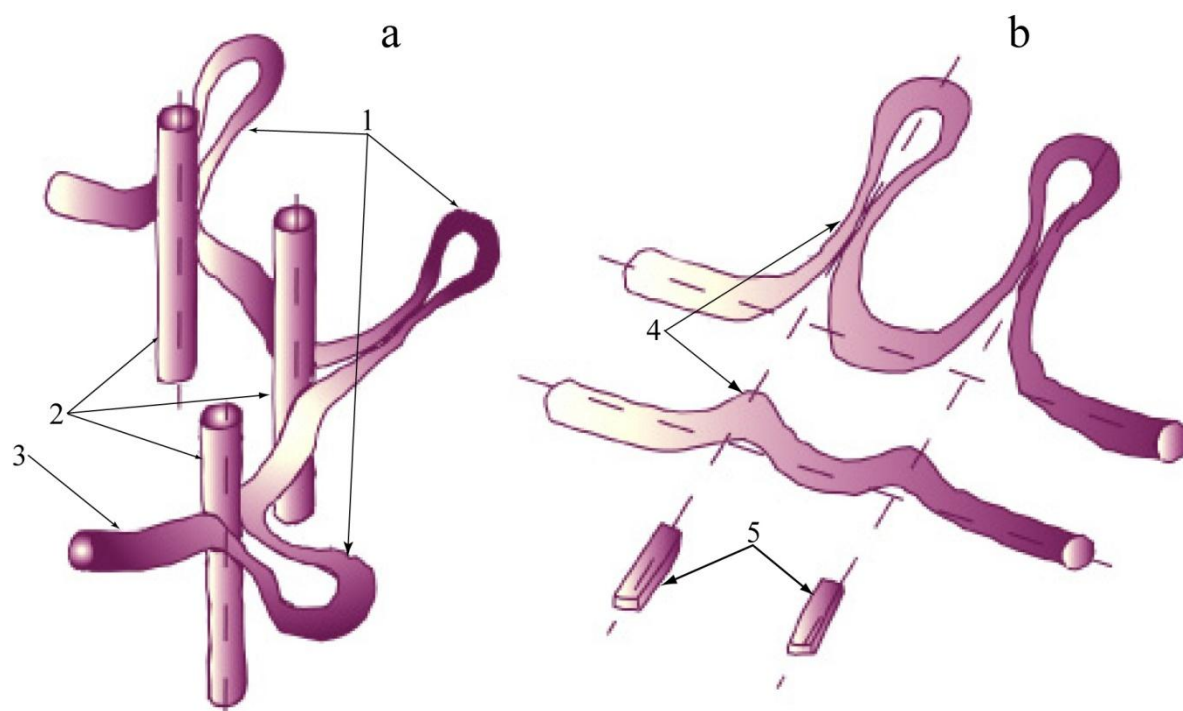


Рис. 4.20. Сценарий трехмерной эволюции двумерных возмущений (а) - при взаимодействии кольцевого вихря с полосчатыми структурами, (б) - при деформации волны Толмина - Шлихтинга: 1 - A или Ω - образные вихри; 2 - полосчатые структуры; 3 - кольцевой вихрь; 4 - трехмерное искажение двумерной волны; 5 - элементы шероховатости

Все представленные выше результаты исследований опубликованы в работах [32, 102].

4.5. Выводы

Детальная дымовая визуализация потока с использованием синхронизированного лазерного ножа показала, что продольные полосчатые структуры в круглой ламинарной струе могут генерироваться на выходе из сопла. Установлено, что в основе механизма взаимодействия кольцевых вихрей с полосчатыми структурами лежит классический сценарий трехмерного искажения двумерной волны (кольцевого вихря) на неоднородностях потока (полосчатых структурах), развивающихся в сдвиговом слое струи. Данный процесс приводит к возникновению азимутальных выбросов - «лучей», представляющих собой образования типа A – образных структур, равномерно распределенных по всему кольцевому вихрю. В области «головки» A – образных вихрей идет интенсивный процесс смешения струи с окружающим ее газом, что приводит к расширению струи, потере устойчивости и турбулентному разрушению. Показано, что внешнее акустическое воздействие приводит к изменению периодичности следования кольцевых вихрей, их масштабов и интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом.

Глава 5. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру и характеристики развития макроструй

В главе представлены результаты экспериментальных исследований по влиянию начальных условий на срезе сопла на структуру и характеристики развития круглой и плоской макроструй. Показаны особенности развития ламинарной и турбулентной струи, генерированных при одном и том же числе Рейнольдса. Обсуждаются картины дымовой визуализации струй при изменении начальных условий их формирования (распределений средней и пульсационной составляющих скорости на срезе сопла) с помощью удлинения канала до выхода из сопла. Показана возможность увеличивать протяженность ламинарного течения в струе и затягивать процесс турбулизации за счет изменения формы профиля скорости к параболическому виду. Выявлены особенности развития и взаимодействия вихревых структур струи при акустическом воздействии. Показано, что для создания турбулентной струи непосредственно на выходе из сопла необходим насадок большого удлинения, обеспечивающий пространственное нарастание толщины турбулентного пограничного слоя до состояния полностью турбулентного профиля скорости.

Введение

Исследованию струйных течений посвящено большое количество теоретических [21–24] и экспериментальных работ [25–29]. Важность таких исследований очевидна как с точки зрения понимания физической природы развития струй, так и их практического использования в различных технических приложениях. Например, струи создают реактивную тягу ракет и самолетов и управляют полетом этих аппаратов, используются для работы турбин, применяются для смешения газов и жидкостей и т. д.

Для организации струйного течения служит так называемый сопловой аппарат, представляющий собой в случае реактивного сопла специально спроектированный насадок, устанавливаемый для преобразования

потенциальной энергии протекающего рабочего тела (жидкость, пар или газ) в кинетическую энергию. После прохождения реактивного сопла повышается скорость движения рабочего тела. Впервые такое сопло было применено К. Лавалем в 1889 г. для повышения скорости истечения пара перед рабочим колесом паровой турбины. Теория реактивного сопла разработана С. А. Чаплыгиным в 1902 г. Струя по характеру истечения может быть ламинарной и турбулентной, дозвуковой и сверхзвуковой. Суживающееся реактивное сопло используют для создания дозвуковых скоростей истечения, а сопла с расширяющейся выходной частью (сопло Лавала) – для получения сверхзвуковых скоростей. Если скорость истечения не превосходит скорости, с которой в вытекающих газах распространяются звуковые волны, то сопло представляет собой простой цилиндрический или суживающий отрезок трубы. В настоящее время для формирования, например, круглой дозвуковой макроструи часто используют осесимметричное сопло Витошинского [103]. Для разбиения крупных вихревых структур, создаваемых лопатками вентилятора, нагнетающего поток воздуха, на более мелкие вихри и для подавления поперечных к потоку течений перед входом непосредственно в сопловый аппарат в форкамере струйной установки монтируется хонейкомб и набор детурбулизирующих сеток. При этом, на срезе сопла формируется струя с ламинарным характером течения в определенном диапазоне чисел Рейнольдса. Неустойчивость такой струи обычно связывают с неустойчивостью вихревых колец, так называемых вихрей Кельвина – Гельмгольца. Начальные условия на срезе сопла, т. е. распределения средней и пульсационной составляющих скорости потока, создают условия для формирования структуры струи, ее неустойчивости и дальнейшей турбулизации вниз по потоку. Первичная неустойчивость ламинарной круглой струи, связанная с возникновением двумерных кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца, изучалась многими исследователями. Среди последних работ следует отметить обзор [30], в котором анализируются результаты исследований собственных колебаний вихревого кольца, развитие турбулентности и генерации звука в

идеальной несжимаемой жидкости. В работе [24] впервые показано, что сдвиговый слой осесимметричной струи содержит упорядоченные вихревые структуры. Измерения, выполненные в работе [104], показали, что вихревые структуры взаимодействуют и объединяются. Позднее была предложена модель «вихревой дорожки», описывающая эволюцию азимутальных вихревых колец [105]. При измерении круглой струи вблизи сопла авторы работы [27] показали, что вначале возникает первичная неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, ведущая к последовательному сворачиванию слоев сдвига в вихревые структуры, представляющие собой череду вихревых колец. Вторичные неустойчивости формируют продольные вихревые структуры, взаимодействующие с первичными вихревыми кольцами. Продольные структуры формируются в областях между соседними вихревыми кольцами и оказывают существенное влияние на процессы смешения и динамику течения. В работах [31,32] показано, что продольные структуры играют важную роль в механизме турбулизации струй через процесс их взаимодействия с кольцевыми вихрями, приводя к трехмерному искажению последних и появлению азимутальных выбросов в виде L – образных вихрей, вторичное разрушение которых приводит к турбулизации струи.

Исследования турбулентных макроструй показали существование когерентных структур. В работе [106] выполнены детальные измерения осесимметричных вихревых колец и выявлен механизм азимутального вихревого взаимодействия. Экспериментальные и численные исследования показали, что между вихревыми кольцами присутствуют продольные структуры, при этом важную роль в переходе к трехмерной турбулентности играют продольные структуры [107]. В работе [108] показано, что большую роль в процессе развития когерентных структур в турбулентной струе играет вулканоподобный «взрыв», обусловленный прохождением азимутальной когерентной структуры, или кольца вблизи потенциального ядра струи. Кольцевые вихри инжектируют высокоскоростную жидкость. Внедрение этой жидкости между соседними кольцами создает высокие напряжения сдвига,

играющие важную роль в эволюции продольных вихревых пар, вращающихся в противоположных направлениях. Таким образом, механизм развития и турбулентного разрушения круглой ламинарной струи, сформированной в классическом дозвуковом сопле (в сопле с определенными гидродинамическими начальными условиями на срезе сопла), достаточно детально исследован. Возникает естественный вопрос: а если изменить начальные условия формирования струи, например, создав параболический профиль средней скорости на срезе сопла, в отличие от перегибного профиля в случае классического сопла, что произойдет с механизмом развития ламинарной и турбулентной струи? Какие виды неустойчивостей будут играть роль в механизме турбулизации струи и какой будет структура ламинарной и турбулентной струи?

Как показано выше, исследованию осесимметричных (круглых) макроструйных течений посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ. Что касается исследований течения в плоских струях, то таких работ значительно меньше, особенно экспериментальных. Ламинарная двумерная струя, истекающая из узкой щели, была, вероятно, впервые исследована в работе [111], где показана зависимость неустойчивости струи от числа Рейнольдса. В работе [112] впервые установлена зависимость характеристик течения в плоской ламинарной струе от акустического воздействия, которое приводило к возникновению вихревой дорожки, подобной той, что наблюдается в следе за цилиндром. Законченное экспериментальное исследование по переходу в плоской струе представлено в работе [113]. Здесь рассматривались две моды неустойчивости струи: синусоидальная и варикозная. Как варикозная (симметричная), так и синусоидальная (антисимметричная) моды неустойчивостей наблюдались в начальной области слоев сдвига. Возникновение каждой моды сильно зависело от начальных профилей скорости. Варикозная мода неустойчивости связана с недоразвитой «плоскостью» начальных профилей скорости, в то время как более развитые параболические профили приводили к доминированию синусоидальной моды

пульсаций. Когда длина канала достаточно большая по сравнению с шириной щели, профиль скорости на щели параболический. С другой стороны, когда длина канала небольшая, пограничный слой на стенке недостаточно толстый, чтобы перекрыть все сечение; в этом случае профиль скорости на срезе сопла имеет плоскую часть в центральной области. В работе [114] показано, что профиль скорости на выходе из сопла зависит от безразмерного параметра $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$. Турбулизация струи инициируется пульсациями скорости синусоидальной моды, уровень пульсаций постепенно нарастал вниз по потоку. На первый взгляд особенности перехода при отрывном течении и струях идентичны. Однако существуют и определенные различия. В струе могут существовать две моды пульсаций. Они различны как по частоте, так и по фазе. Пульсации высокой частоты симметричны относительно центральной линии, в то время как пульсации низкой частоты антисимметричны. В отрыве же существует лишь одна мода пульсаций. Интенсивность двух мод пульсаций сильно зависит от профиля средней скорости. Когда параметр $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$ большой, т. е. профиль средней скорости близок к параболической форме, преобладают антисимметричные пульсации. С другой стороны, когда параметр $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$ мал, не наблюдается антисимметричных пульсаций. Частота пульсаций зависит от толщины слоя сдвига, а не от ширины сопла. Когда щель сопла узкая, профиль скорости параболический, и толщина слоя сдвига не зависит от скорости в струе; в то время как для широкой щели сопла толщина слоя сдвига обратно пропорциональна корню квадратному от скорости струи, как и для случая отрыва пограничного слоя. Этим можно объяснить различие в соотношении частоты пульсаций и скорости потока для различных размеров сопел. Как отмечено в работе [113], пульсации скорости, возбужденные в струе звуком на высоких частотах, симметричны, а на низких частотах антисимметричны. В работе [115] исследованы синусоидальные возмущения в ближнем поле плоской струи с помощью термоанемометра. Амплитуда пульсаций составляла 1,4 % U_0 при значении чисел Струхаля (Sh) от 0,15 до 0,6 и чисел Рейнольдса

(Re_h) от 8×10^3 до $3,1 \times 10^4$. Влияние акустики на средние и пульсационные параметры скорости оказалось намного слабее, чем у круглой струи. Генерированная симметричная мода оставалась симметричной на всем протяжении струи. Скорость нарастания возмущений намного выше, а длина волны в слое сдвига много меньше, чем на оси струи. Максимум амплитуды основной волны достигается при числе Струхаля 0,18 на оси струи и 0,45 – в слое сдвига. Амплитуда возмущений и волновое число росли монотонно с ростом числа Струхаля, как в слое сдвига, так и на оси струи, но наблюдалась тенденция их выхода на постоянную величину при больших числах Струхаля. Существование самоподдерживающихся сильных синусоидальных колебаний в плоской струе наблюдали и авторы работ [116, 117]. Они подтвердили особенности развития абсолютно неустойчивых мод. Частота и амплитуда этих колебаний масштабируются шириной сопла, а не толщиной сдвигового слоя, что доказывает, что они являются результатом колебательного поведения струи в целом. Частота этих колебаний хорошо согласуется с их наблюдениями и расчетами. Частота колебаний струи зависит как от области за соплом, так и области вблизи профиля с наибольшим абсолютным коэффициентом нарастания, где сдвиговой слой струи имеет толщину завихренности, составляющую примерно 14 % от ширины щели.

Механизм формирования азимутальных «выбросов» в осесимметричной струе не совсем понятен. Если гипотеза, что азимутальные «выбросы» являются прямым результатом сильной и организованной неустойчивости вихревых колец, верна [29], то можно объяснить отличие для двумерного случая. В осесимметричном случае число волн на вихревом кольце обычно соответствует пяти и связано это с граничными условиями. Это число волн зависит от отношения ядра вихря к диаметру вихревого кольца и должно оставаться постоянным для малых изменений параметров струи и характеристик внешнего шума [118]. Таким образом, азимутальная структура вихревых колец в осесимметричной струе строго локализована и устойчива, ведет к явным

нелинейным эффектам, а именно к азимутальным «выбросам». Однако следует отметить, что одна из причин появления азимутальных «выбросов» в осесимметричной струе может быть связана с процессом взаимодействия кольцевых вихрей с полосчатыми структурами, как это было показано в экспериментальных работах [31, 32].

В двумерной струе, с другой стороны, нет периодических граничных условий вдоль струи и непрерывности (в бесконечно протяженной струе) трехмерных возмущений с различными длинами волн (вдоль струи), что является возможной причиной их нарастания [119]. Авторы работы [117] предполагают, что неорганизованность трехмерных возмущений и, возможно, несовершенство симметрии струи, показанной ими в эксперименте, предотвращают формирование азимутальным «выбросов» в двумерной струе. Тем не менее, вопрос о возможности формирования азимутальным «выбросов» в двумерной струе остается открытым. Существует также целый ряд других вопросов о механизме развития ламинарной и турбулентной плоской струй. Например, очень мало наглядной информации (картин визуализации течения), касающейся процесса развития ламинарной плоской струи для различных ситуаций ее неустойчивости, турбуликации и полностью турбулентного состояния течения в струе. Практически отсутствует информация о наличии, развитии и роли полосчатых структур в механизме турбуликации плоских струй.

Таким образом, цель данных исследований состояла в попытке дать определенные ответы на эти вопросы. Для этого были созданы струйные установки, позволяющая изменять начальные условия формирования круглой и плоской макроструи за счет изменения профиля скорости на срезе сопла от П-образного до параболического. Структура и характеристики развития течения были получены с помощью дымовой визуализации и термоанемометрических измерений.

5.1. Круглая макроструя

5.1.1. Экспериментальная установка

Эксперименты по исследованию развития круглой макроструи при различных начальных условиях, проводились на струйной установке, с возможностью установки круглых каналов различной длины. Схема струйной установки (см. рис. 5.1), как и в экспериментах описанных выше, включает сопло Витошинского - 1, хонейкомб – 2, набор детурбулизирующих сеток - 3 в форкамере – 4, поток нагнетался вентилятором - 6. Скорость на выходе из сопла измерялась жидкостным наклонным микроманометром - 7 и составляла в данном эксперименте $U_0 = 5$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu = 6667$). Для изменения начальных условий (распределения средней и пульсационной составляющих скорости) на срезе сопла предусмотрено крепление удлиняющего канала, позволяющего изменять начальные условия на срезе сопла рис. 5.2.

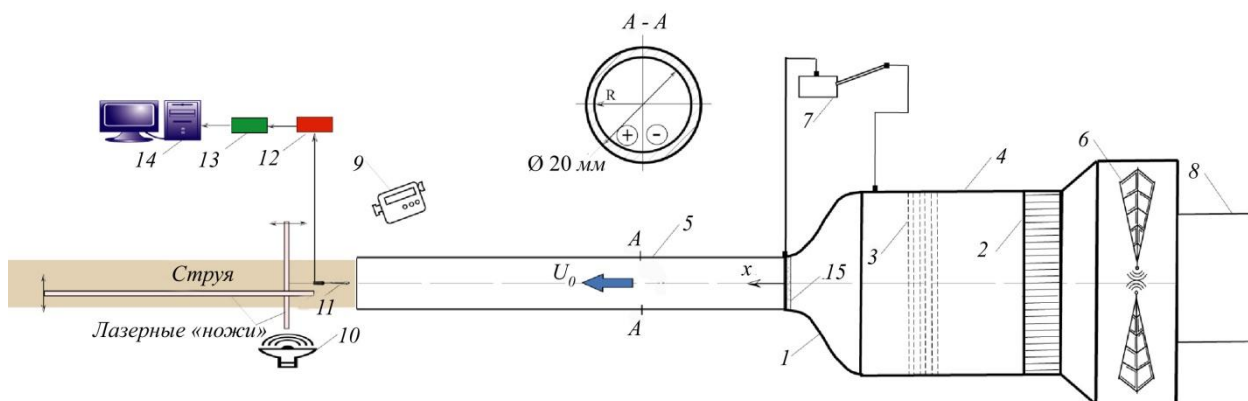


Рис. 5.1. Струйная установка: 1 – сопло Витошинского; 2 – хонейкомб; 3 – набор детурбулизирующих сеток; 4 – форкамера; 5 – набор удлинительных трубок (430, 870, 1300 и 4000 мм); 6 – вентилятор; 7 – жидкостный наклонный микроманометр; 8 – генератор дыма; 9 – видеокамера; 10 – динамический громкоговоритель; 11 – датчик термоанемометра; 12 – термоанемометр; 13 – АЦП; 14 – компьютер; 15 – турбулизатор

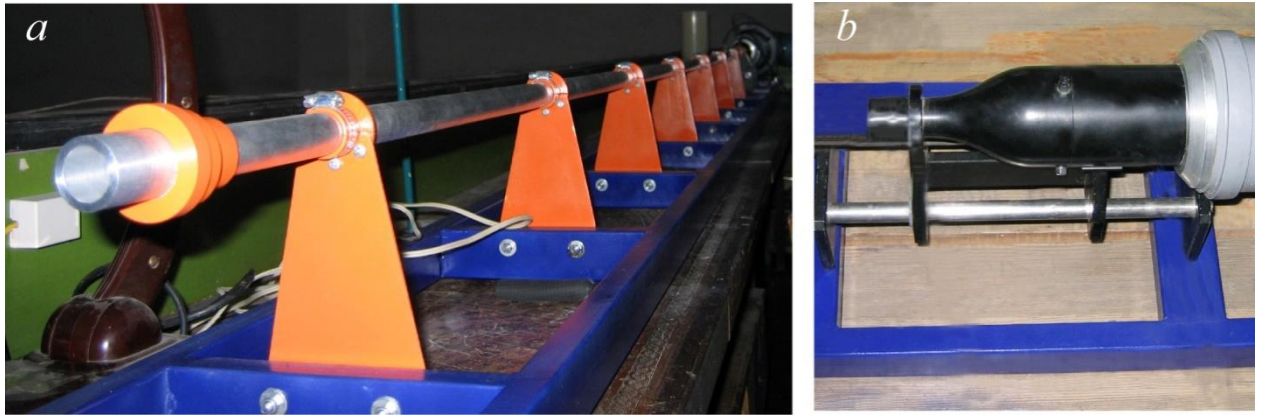


Рис. 5.2. Общий вид струйной установки с каналом длиной 4000 мм (а) и участок с классическим (коротким) соплом (б)

Для этого к выходу сопла - 1 стыковались трубки - 5 различной длины (430, 870, 1300 и 4000 мм) с внутренним диаметром, равным диаметру выходного отверстия начального сопла ($d = 20$ мм). Данная конфигурация установки позволяла менять течение таким образом, чтобы на выходе из круглого канала профиль скорости менялся от П – образного до параболического, формирующегося в канале длиной 4000 мм при установлении течения Пуазейля.

Для проведения исследований использовалось два метода: лазерно – дымовая визуализация и термоанемометрические измерения. Метод лазерно – дымовой визуализации выполняется с помощью дым – машины - 8, которая подает дым непосредственно на вентилятор установки (см. рис. 5.1). Задымленная струя подсвечивается полупроводниковым лазерным ножом в продольных и поперечных сечениях. Рассеяное излучение регистрировалось на цифровую камеру. Для стабилизации частоты схода кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца использовался акустический сигнал, он же использовался для синхронизации вспышек лазера и фазы неустойчивости. Такой подход позволяет записывать видео в режиме стробоскопирования без использования скоростной камеры. Данная методика детально описана в работе [32].

Измерения производились автоматизированным термоанемометрическим комплексом, позволяющим перемещать датчик термоанемометра по трем координатным осям с погрешностью 1мкм. Сбор данных осуществлялся в автоматическом режиме по заранее заданным значениям, общее количество точек для визуализации структур струи порядка 30-40тыс. При этом в каждой точке пространства измеряется массив значений скорости длиной 50-60 периодов возмущения. В следующей точке пространства также измеряется массив значений скорости, при этом измерения, выполненные в разных точках пространства, фазированы по частоте между собой. Таким образом, метод позволяет сохранить фазовую информацию о возмущении и при обработке построить 3D изоконтур возмущения и наблюдать, как меняется возмущение в течение периода. В качестве реперного сигнала для начала сбора данных используется периодический акустический сигнал, который воздействует на струю с частотой соответствующей частоте собственных колебаний струи при естественном истечении. Для определения собственной частоты струи проводятся предварительные термоанемометрические измерения и по частотному спектру сигнала, полученному через прямое преобразование Фурье, вычисляется собственная частота возмущения. Затем на этой частоте производится воздействие на струю. Такой подход позволяет определять частоты восприимчивости струи и именно на этих частотах воздействовать на струю. Собственные частоты, как правило, зависят от диаметра сопла, скорости истечения струи и профиля скорости.

В качестве термоанемометра использовался miniСТА (Dantec). Для измерений использовался одноточечный датчик с чувствительным элементом из вольфрамовой нити диаметром 3мкм и длиной 500мкм. Измерялась средняя по времени продольная компонента скорости U и пульсации скорости u' . Датчик II с провололочкой из золоченого вольфрама длиной 1 мм и диаметром 5 мкм с коэффициентом перегрева 1,8 калибровался в свободном потоке с использованием модифицированного закона Кинга: $U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}$, где E и E_0 – выходные напряжения термоанемометра при скорости потока

и ее отсутствии соответственно; k_1 , k_2 и n – константы. Показатель экспоненты n обычно близок к 0,5, вторая константа k_2 учитывает свободную конвекцию на стенке при малых скоростях потока. Тарировка датчика производилась на мобильной струйной установке, для чего датчик перемещался координатным устройством в область тарировочной струи и после тарировки возвращался в область измерений. Погрешность определения мгновенных значений скорости не превышала 1% от U_0 . Сигнал с датчика - 11 поступал на термоанемометр - 12, затем подавался на аналого–цифровой преобразователь АЦП - 13 и далее в компьютер - 14, где данные измерений сохранялись. Обработка производилась в программном комплексе Matlab. Исследовалось развитие как ламинарной, так и турбулентной струи, причем турбулентная струя генерировалась с помощью турбулизатора 15, представляющего собой 5 мм ширины наждачную бумагу (средняя величина зерна шероховатости составляла 300 мкм). Турбулизатор наклеивался на внутреннюю поверхность начального сопла. Использование турбулизатора позволило реализовать турбулентное течение в струе при той же скорости потока, что и ламинарное.

На графиках представлены данные полученные в поперечном сечении струи. Ось абсцисс нормирована на радиус канала как r/R , где R – радиус круглого канала, а r – текущая координата. Ось ординат нормирована на среднерасходную скорость в струе ($U_{ср.}$) для распределений средней скорости U поперек струи и на скорость струи на оси канала (U_0) для среднеквадратичных пульсаций скорости (u') в процентах от (U_0). Текущая координата измерений от среза сопла вниз по потоку – x . L/d – удлинение канала как отношение длины канала L к внутреннему диаметру d .

5.1.2. Результаты исследования свободной ламинарной струи при различных начальных условиях

Исследования развития и механизма турбулизации классической ламинарной круглой макроструи проведены ранее в работах [31, 32]. Данные исследования на новой струйной установке подтвердили результаты

предыдущих исследований. Однако настоящая установка позволила нам провести исследования развития ламинарной круглой струи в зависимости от изменения начальных условий ее формирования с помощью удлинения выходного участка сопла начиная от классического (короткого) сопла вплоть до ее истечения из длинного канала, где формируется каноническое течение с параболическим профилем скорости Хагена – Пуазейля. Более детально все этапы исследования представлены ниже.

Классическая круглая струя

В данной серии экспериментов струя формировалась коротким круглым соплом – насадком диаметром 22мм, что обеспечивало на выходе из сопла П-образный (см. рис. 5.3 а) профиль скорости. Сдвиговая область струи формируется в очень узких пространственных границах, от скорости ядра струи до нулевой скорости в затопленном пространстве. Тем самым формируется мощный фактор неустойчивости сдвигового слоя. На рис. 5.3 б представлены кривые среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости для нескольких сечений вниз по струе. Торможение потока по внешней границе струи приводит к неустойчивости сдвигового слоя и возникновению периодического возмущения. Амплитуда колебаний нарастает ступенчато с $0.85\% u'/U_{max}$ при $x = 1\text{мм}$ от кромки сопла, до 14.76% при $x = 11\text{мм}$. Как показано на рис. 5.4. на расстоянии $0.2d$ от сопла происходит значительное нарастание амплитуды пульсаций, сосредоточенных в сдвиговом слое. Спектральный состав пульсаций представлен на рис. 5.5. Пульсации, амплитуда которых составляет более 0.05% от U_{max} занимают низкочастотную область спектра в промежутке $0 - 80\text{Гц}$. Максимальное значение амплитуды пульсаций соответствует частоте $F = 66\text{Гц}$. Данная частота использовалась в дальнейшем, для генерации акустических возмущений. Динамика развития среднего течения при воздействии акустическим возмущением на указанной частоте представлена на рис. 5.6. для нескольких поперечных сечений вниз по струе.

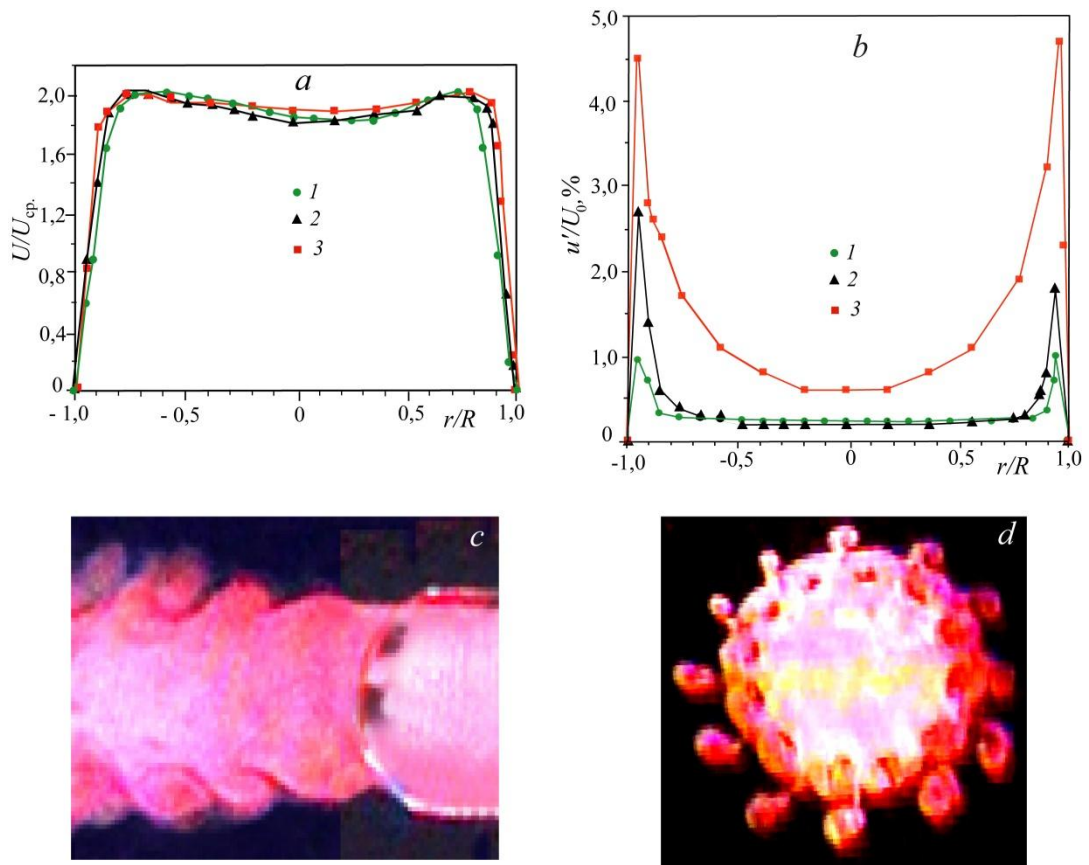


Рис. 5.3. Распределение средней скорости (a) и пульсаций скорости (b) в поперечном сечении классической круглой макроструи на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3 – при $x = 2, 10, 20$ мм соответственно); картины дымовой визуализация струи вдоль (c) и поперек потока (d), скорость потока на оси струи $U_0 = 5$ м/с)

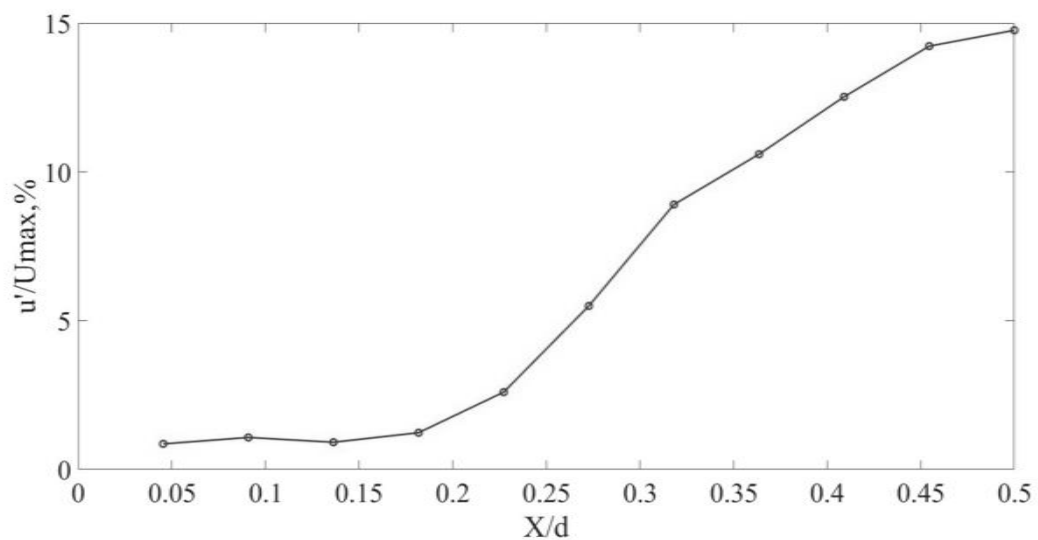


Рис.5.4 Рост возмущения при естественных условиях развития

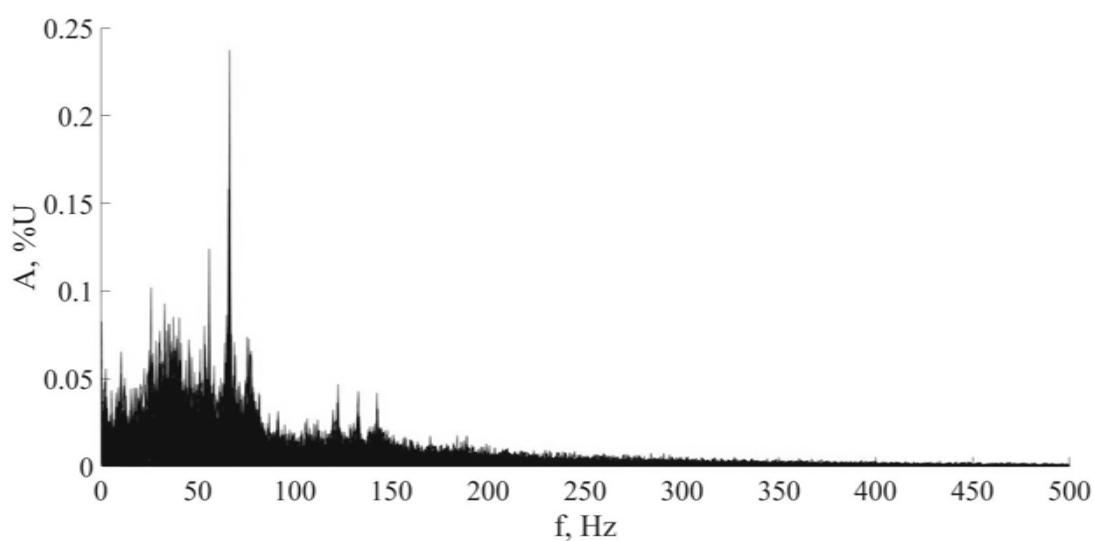


Рис. 5.5. Естественный частотный спектр

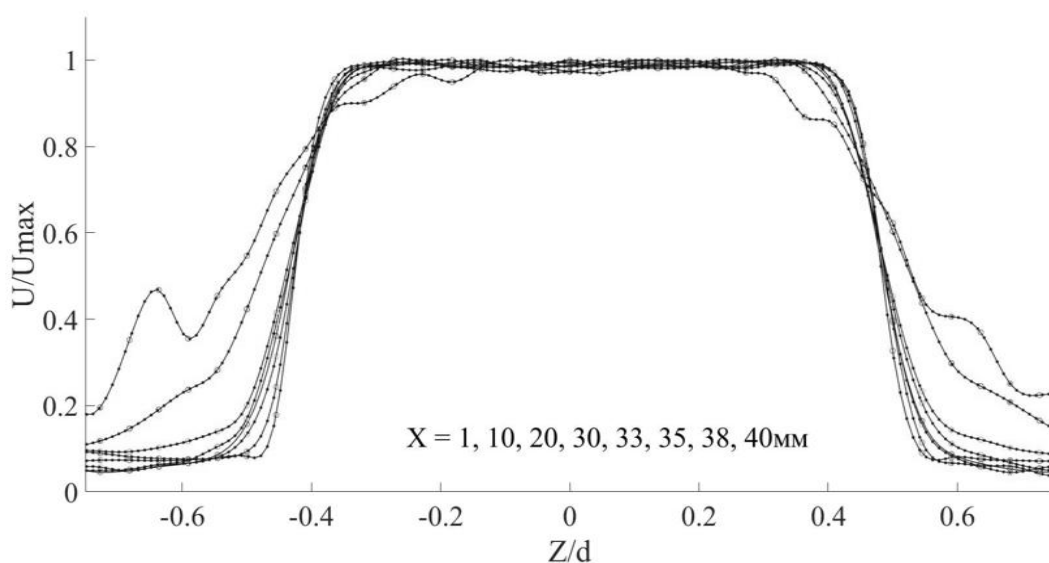


Рис. 5.6. Распределения скорости в поперечном сечении классической круглой макроструи на различных расстояниях вниз по потоку от среза сопла, при внешнем акустическом воздействии (при $x = 1, 10, 20, 30, 33, 35, 38, 40$ мм, $F = 66$ Гц, $d=22$ мм)

В целом, каких-либо значительных изменений среднего течения не обнаружено. Лишь для профилей скорости при $x = 38, 40$ мм происходит значительное увеличение толщины сдвиговой области. На рис. 5.7 приведены пульсации для соответствующих профилей скорости. Максимумы пульсаций

сосредоточены в сдвиговом слое, положения максимумов совпадают с точкой перегиба в профилях скорости.

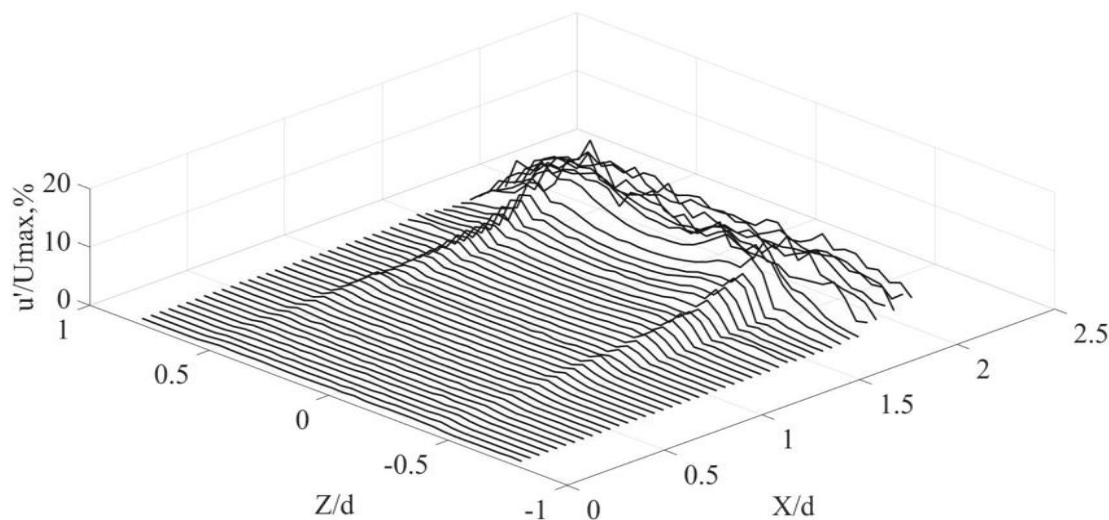


Рис. 5.7. Распределение среднеквадратичных пульсации продольной компоненты скорости, при внешнем акустическом воздействии. (в плоскости xz $F = 66$ Гц, $d=22$ мм)

Следует отметить не симметричное распределение амплитуды пульсаций при одном значении x . Так, например, для $x = 38$ мм максимальные значения амплитуды составляют 6.5% и 4%. Разница между значениями связана с положением источника акустических колебаний, поскольку воздействие осуществлялось точечным источником с одного направления, более высокие значения амплитуды наблюдаются в сегменте близком к динамику. Распределение среднеквадратичных пульсаций вниз по течению (см. рис. 5.8.) показывает плавное нарастание амплитуды пульсаций вплоть до уровня 14% на расстоянии ~ 2 калибров, после чего происходит разрушение когерентных структур.

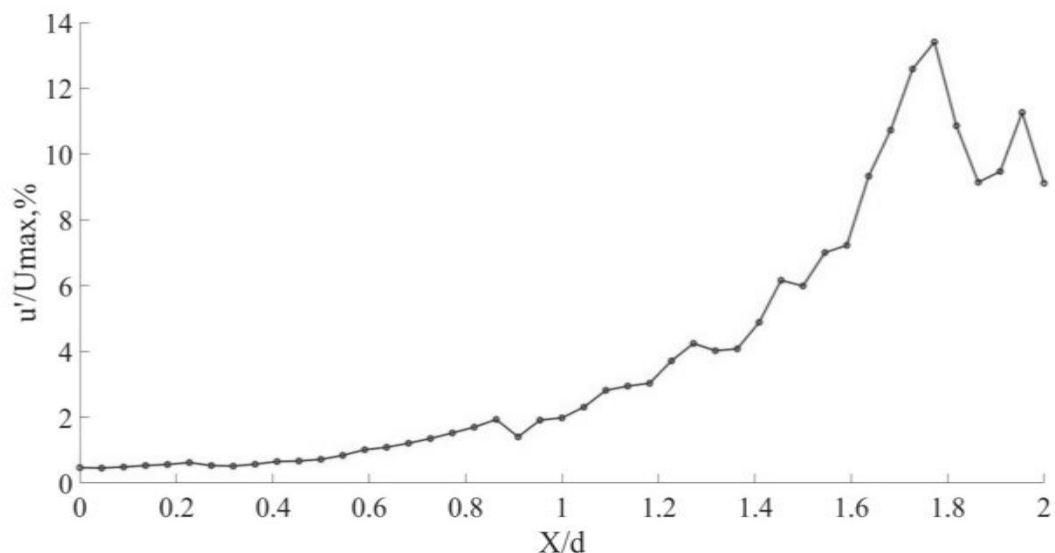


Рис. 5.8. Рост возмущения при внешнем акустическом воздействии ($F = 66\text{Гц}$, $d=22\text{мм}$)

Как упоминалось выше, воздействие на струю внешним акустическим сигналом позволяет стабилизировать частоту схода вихревых осесимметричных колец и дополнительно акустический сигнал является триггерным при сборе термоанемометрических данных. В результате такой подход позволяет измерять контролируемое возмущение, идентичное по физическим параметрам, естественному и подробно его исследовать. На рис. 5.9. представлены 3D изоповерхность дефекта и превышения скорости при некоторой амплитуде. В процессе акустического воздействия, происходит стабилизация частоты генерируемого возмущения. Амплитуда этого колебания, ниже по течению, нарастает и приводит к образованию периодической волны, которая в дальнейшем сворачивается в осесимметричное вихревое кольцо. Термоанемометрическая визуализация позволяет исследовать такие периодические возмущения и выделять когерентные структуры. Так на рис. 5.9. можно видеть когерентное образование в виде кольца. Представленное возмущение в виде 3D изоповерхности отклонений от средней скорости, соответствует уровню 5% от U_{max} . При необходимости, изменяя амплитуду возмущения, можно исследовать, как меняется структура струи, углубляясь во внешнюю или внутреннюю область. Для сравнения, на рис. рис. 5.10.

представлено тоже возмущение при амплитуде 1% от U_0 . Уменьшение амплитуды будет объединять некую поверхность, включающую в себя

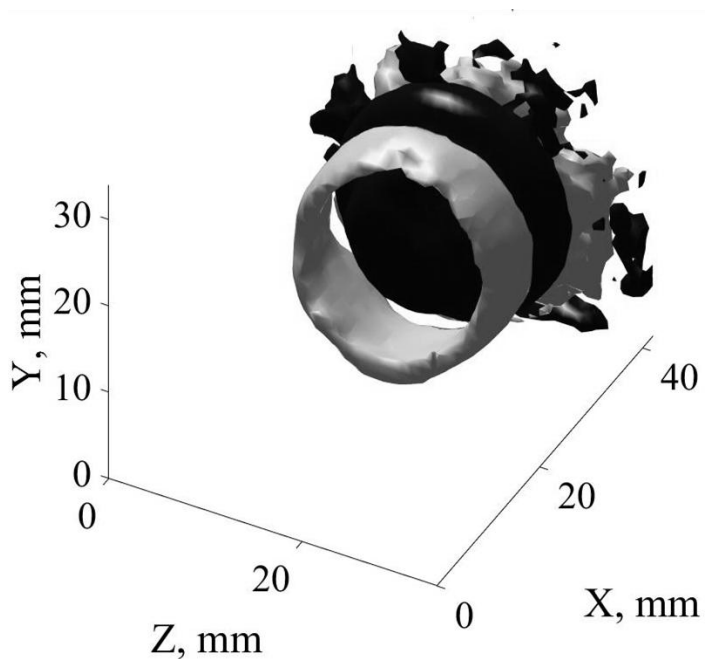


Рис. 5.9. Пространственная картина развития неустойчивости Кельвина - Гельмгольца. Уровень изоповерхности 5% U_0

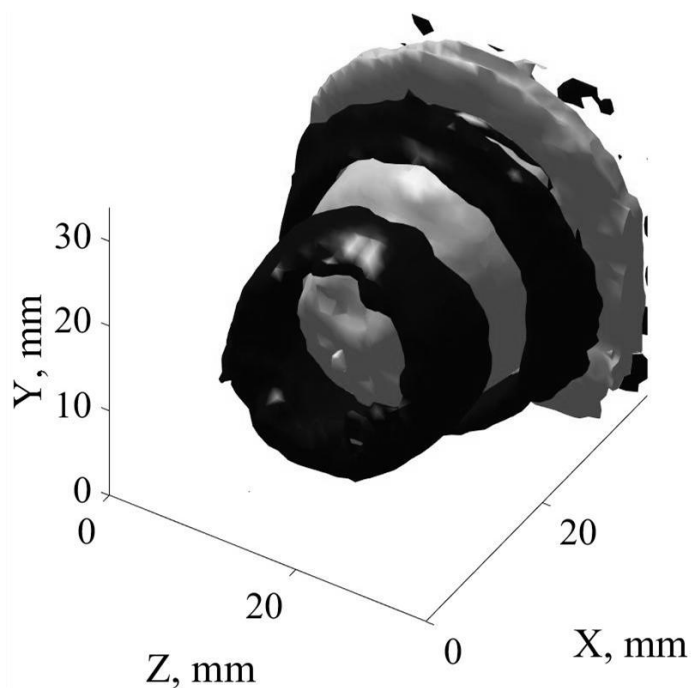


Рис. 5.10. Пространственная картина развития неустойчивости Кельвина - Гельмгольца. Уровень изоповерхности 1% U_0

предыдущий слой, с более высокой амплитудой. Таким образом, можно послойно исследовать, как трансформируется структура возмущения.

Исследования, выполненные ранее с использованием лазерно-дымовой визуализации показали, что разрушение тороидального вихря, как для естественного случая, так и для случая с внешним акустическим воздействием происходит через развитие локальных продольных возмущений. Зарождение таких возмущений происходит на внутренней стенке сопла и связано со степенью его шероховатости. Разрушение осесимметричного вихря продольной структурой в процессе развития круглой струи, в чем то, аналогично развитию волн Толмина-Шлихтинга на плоской пластине. В двумерном случае, волна, в процессе развития взаимодействует с неоднородностями на поверхности пластины, что приводит к локальному росту амплитуды возмущения и нарастанию гребня волны. В следующий момент гребень подхватывается более скоростным потоком, расположенным в верхних слоях пограничного слоя. Образуется, так называемая, лямбда структура. Для случая круглой струи, происходит тот же процесс, но развитие происходит в осесимметричной постановке. В данных экспериментах, осесимметричное кольцо генерировалось периодическим акустическим сигналом с частотой 140Гц, чтобы стабилизировать частоту схода колец, а неоднородность на стенке сопла моделировалась элементами шероховатости, наклеиваемыми на стенку сопла в периодическом порядке. Представлены картины лазерно-дымовой визуализации такой круглой струи в стробоскопическом режиме на частоте акустического сигнала. Как показано, в сечениях ниже по течению, происходит поэтапное развитие кольцевого вихря, его взаимодействие с продольными структурами и разрушение. В целом исследования подтвердили как известные теоретические и экспериментальные данные о развитии классической круглой струи, так и новые данные, полученные нами ранее в экспериментах [31, 32].

Круглая струя на выходе из канала длиной 430 мм ($L/d = 21,5$)

Рассмотрим, что произойдет со струей, если удлинить канал ее формирования, добавив к классическому соплу трубку длиной 430 мм одного внутреннего диаметра с диаметром выходного отверстия классического сопла (рис. 5.11.). Заметим, что, при удлинении соплового аппарата, изменяются начальные условия формирования круглой струи.

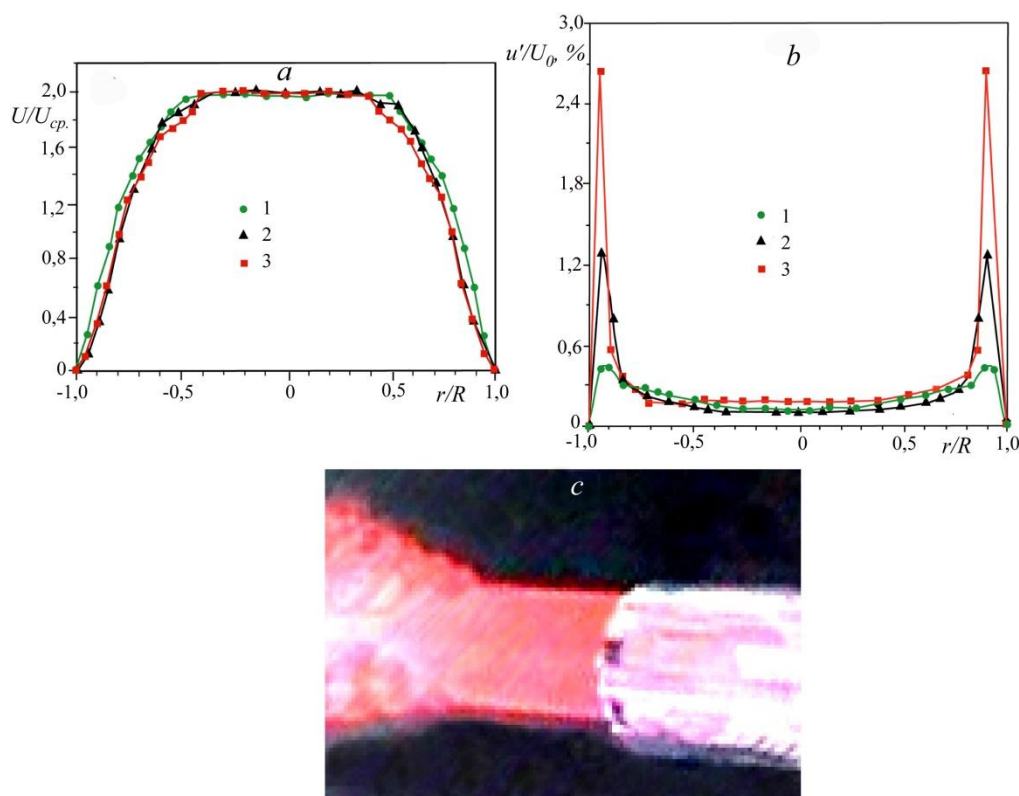


Рис. 5.11. Распределения скорости (*a*) и пульсаций скорости (*b*) в поперечном сечении круглой струи, сформированной при истечении из удлиненного канала длиной 430 мм, на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3 – при $x = 2, 10, 20$ мм соответственно); *c* – картина дымовой визуализации струи вдоль потока *c*, скорость потока на оси струи $U_0 = 5$ м/с.

Если в предыдущем случае мы имели профиль распределения скорости в поперечном сечении струи П-образного вида, то в данной ситуации (см. рис. 5.11.*a*) можно наблюдать его искажение в сторону приближения к параболической форме, хотя в ядре струи еще сохраняется характерная полочка. Распределение пульсаций скорости (u') в поперечном сечении струи

для различных расстояний вниз по потоку показано на рис. 5.11.b. Видно, что максимальный уровень пульсаций скорости наблюдается в области сдвигового слоя струи и составляет порядка 0,7 % U_0 вблизи сопла и растет до 2,5 % U_0 вниз по потоку. В области ядра струи величина пульсаций скорости значительно ниже и составляет примерно 0,3–0,4 % U_0 во всем диапазоне измерений вниз по потоку. В целом, по сравнению с предыдущим случаем, уровень пульсаций скорости заметно снизился. Качественно изменилась и сама струя, что можно наблюдать на картине визуализации общего вида струи (см. рис. 5.11c). Показано, что появилась область ламинарной струи без каких-либо структур протяженностью порядка двух калибров ($l/d = 2$). Далее вниз по потоку можно наблюдать появление, вероятно, кольцевых вихрей и, наконец, полной турбулизации струи. Таким образом, изменение начальных условий формирования струи приводит к изменению режима течения струи. В ближнем поле увеличивается протяженность ламинарной области течения, а начало переходной области смещается ниже по потоку.

Круглая струя на выходе из канала длиной 870 мм ($L/d = 43,5$)

Рассмотрим, что произойдет со струей, если еще больше удлинить канал ее формирования, добавив к классическому соплу трубку длиной 870 мм одного внутреннего диаметра с диаметром выходного отверстия классического сопла (рис. 5.12). Если в предыдущем случае мы имели профиль распределения скорости в поперечном сечении струи с характерным участком ее параболического искажения, то в данной ситуации (см. рис. 5.12.c) можно наблюдать еще большее его искажение в сторону приближения к параболической форме, хотя в ядре струи все еще сохраняется характерная полочка. Распределение пульсаций скорости (u') в поперечном сечении струи для различных расстояний вниз по потоку показано на рис. 5.12.c. Показано, что максимальный уровень пульсаций скорости наблюдается в области сдвигового слоя струи и составляет порядка 0,2 % U_0 вблизи сопла и возрастает до 1,5 % U_0 вниз по потоку. В области ядра струи величина пульсаций скорости

значительно ниже и составляет примерно 0,4 % U_0 во всем диапазоне измерений вниз по потоку. В целом, по сравнению с предыдущими случаями, уровень пульсаций скорости заметно снижается при удлинении канала истечения, хотя внутри каждой отдельной ситуации наблюдается рост уровня пульсаций вниз по потоку. Качественно еще более изменилась и сама струя, что можно наблюдать на картине визуализации общего вида струи (см. рис. 5.12с).

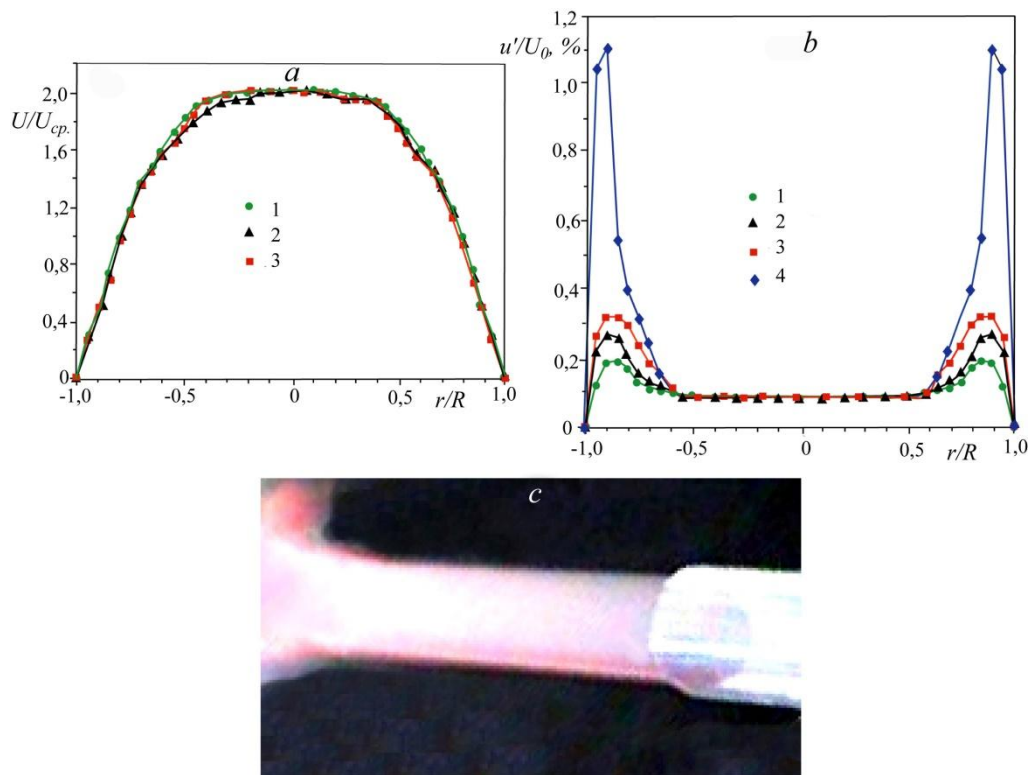


Рис. 5.12. Распределение средней скорости (а) и пульсаций скорости (b) в поперечном сечении круглой струи, сформированной при истечении из удлиненного канала длиной 870 мм, на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при $x = 2, 10, 20$ и 60 мм соответственно); картина дымовой визуализации струи вдоль потока (с), скорость потока на оси струи $U_0 = 5$ м/с

Установлено, что протяженность области гладкой ламинарной струи без каких-либо структур увеличилась до четырех калибров ($l/d = 4$). Далее вниз по потоку можно наблюдать процесс турбулизации струи. Таким образом, еще большее изменение начальных условий формирования струи привело к еще

большому, чем в предыдущем случае, изменению и самого характера течения струи. Ламинарная область течения стала еще более протяженной, а переходная область переместилась далее вниз по потоку.

Круглая струя на выходе из канала длиной 4000 мм ($L/d = 200$)

Рассмотрим, что произойдет со струей, если удлинить канал ее формирования, добавив к классическому короткому соплу трубку длиной 4000 мм одного внутреннего диаметра с диаметром выходного отверстия классического сопла (рис. 5.13). Если в предыдущих исследованиях струй мы имели профиль распределения скорости в поперечном сечении струи с постепенным его приближением к параболическому профилю, то в данной ситуации (см. рис. 5.13.*a*) можно наблюдать развитый параболический профиль скорости, или течение Пуазейля, характерное для длинных каналов.

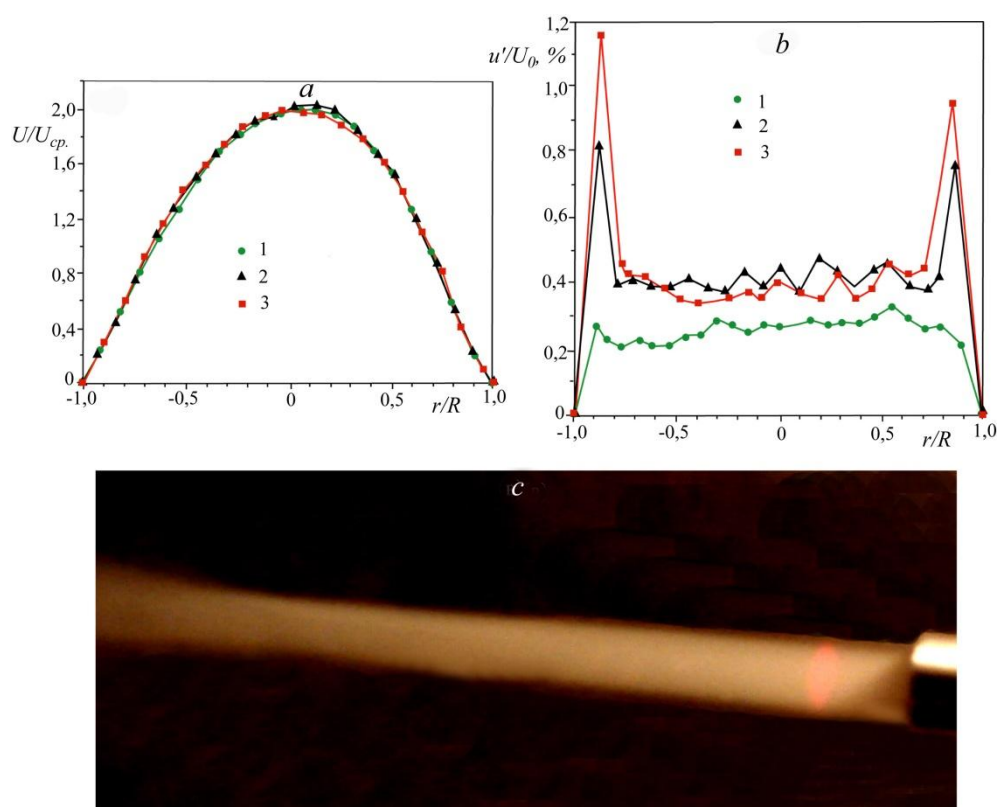


Рис. 5.13. Распределения скорости (*a*) и пульсаций скорости (*b*) в поперечном сечении круглой макроструи, сформированной при истечении из удлиненного канала длиной 4000 мм, на различных расстояниях вниз по потоку от среза

канала (1, 2, 3 – при $x = 2, 10, 20$ мм соответственно); картина дымовой визуализации струи вдоль потока (c), скорость потока на оси струи $U_0 = 5$ м/с

Распределение пульсаций скорости (u') в поперечном сечении струи для различных расстояний вниз по потоку показано на рис. 5.13.b. Показано, что максимальный уровень пульсаций скорости наблюдается в области сдвигового слоя струи и составляет порядка 0,25 % U_0 вблизи сопла и возрастает до 1,2 % U_0 вниз по потоку.

В области ядра струи величина пульсаций скорости значительно ниже и составляет примерно 0,4 % U_0 во всем диапазоне измерений вниз по потоку. В целом, по сравнению с предыдущим случаем, уровень пульсаций скорости примерно остался на том же уровне, хотя тенденция его возрастания вниз по потоку в области слоя сдвига остается прежней. Качественное изменение структуры струи можно наблюдать на картине ее дымовой визуализации (см. рис. 5.13.c). Показано, что протяженность области ламинарной струи без каких-либо структур увеличилась до десяти калибров ($l/d = 10$). В пределы разрешения фотографии даже не вошел процесс дальнейшей турбулизации струи вниз по потоку.

Таким образом, изменение начальных условий формирования струи, связанное с ее истечением из канала с характерным каноническим профилем скорости Хагена – Пуазейля привело к кардинальному изменению и самого характера течения струи. Ламинарная область течения стала превалирующей, а переходная область переместилась далеко вниз по потоку.

Акустическое воздействие на круглую струю

В работе [32] показано, что гармоническое акустическое воздействие на круглую струю с определенной амплитудой и частотой приводило к интенсификации процесса развития полосчатых структур и их взаимодействию с кольцевыми вихрями вблизи классического сопла. Далее вниз по потоку процесс турбулизации струи с акустикой ускорялся по пространству, что указывало на активизацию акустикой механизма смешения. В настоящих

исследованиях установлено, что акустическим воздействием на струю можно изменять масштаб кольцевых вихрей. Например, при удлинении канала до 430 мм ($L/d = 21,5$) вихревые структуры струи возникают значительно ниже по потоку и при акустическом воздействии на нее с частотой 110 и 250 Гц (рис. 5.14.) масштаб кольцевых структур уменьшился более чем в два раза в последнем случае.

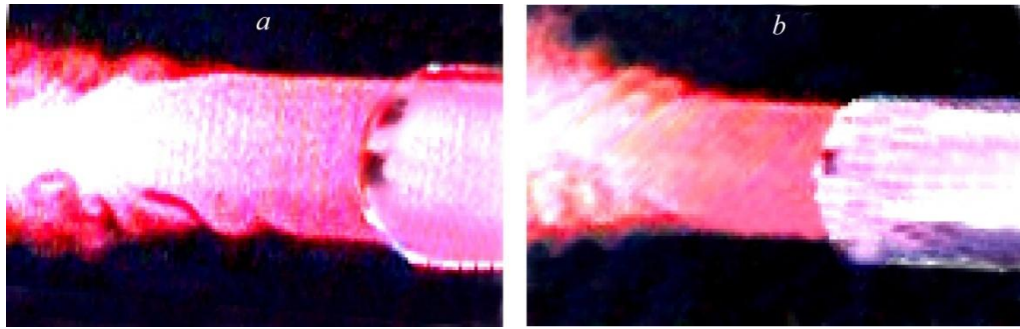


Рис. 5.14. Визуализационные картины круглой струи, сформированной в канале с удлинением $L/d = 21,5$ при акустическом воздействии на нее с частотой $f = 110$ Гц (a) и $f = 250$ Гц (b), $U_0 = 5$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu = 6667$)

В ситуации классической ламинарной круглой макроструи кольцевые вихри генерируются непосредственно на выходе из сопла, и воздействие акустики на их масштабы качественно совпадает с приведенным здесь случаем. При удлинении канала до 4000 мм ($L/d = 200$) результата воздействия акустического поля на ламинарную круглую струю не обнаружено, причем частота и амплитуда сигнала изменялись в широком диапазоне (частота от единиц Гц до десятков кГц, а интенсивность звукового воздействия достигала 100 дБ).

При естественных условиях развития протяженной ламинарной области струи наблюдалось появление вихревых структур, причина возникновения которых требует определенного осмысления. Примеры наблюдений таких структур при дымовой визуализации струи и мгновенной фотосъемки ее поперечных сечений в различных позициях вниз по потоку представлены на рис 5.15. Проведем анализ и сравнение наблюдаемого явления с уже

известными типами неустойчивости осесимметричных струй. Известно, что на начальном участке развития круглой струи, где существует тонкий сдвиговый слой с большим градиентом скорости, доминирует неустойчивость Кельвина – Гельмгольца (осесимметричная мода неустойчивости), но далее вниз по потоку, с ростом толщины слоя сдвига, начинают доминировать азимутальные (спиралевидные) моды неустойчивости разных порядков [109].

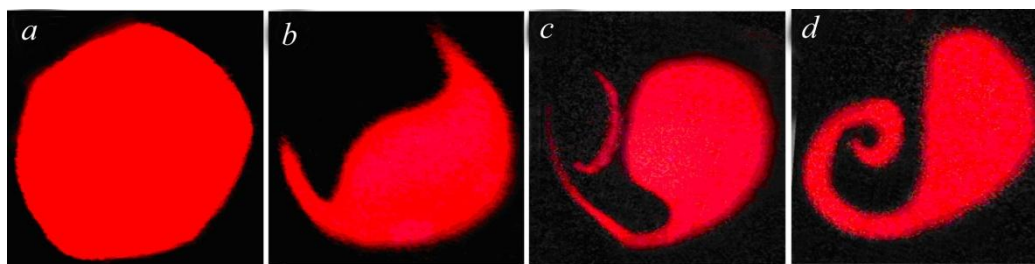


Рис. 5.15. Визуализационные картины поперечного сечения ламинарной круглой струи, сформированной в канале с удлинением $L/d = 200$ на различных расстояниях вниз по потоку ($a-d$ при $x = 210, 220, 230, 240$ мм соответственно), $U_0 = 5$ м/с

Характерными структурами неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, наблюдаемыми при визуализации течений, являются кольцевые двумерные вихри, а структурами азимутальной неустойчивости – трехмерные спиралевидные вихри различной конфигурации. Если иметь в виду, что в данной ситуации поперечное сечение струи представляет собой сплошной слой сдвига (профиль скорости течения Хагена – Пуазейля), можно предположить, что наблюдаемые на рис. 5.15. структуры являются спиралевидными вихрями азимутальной моды неустойчивости. Однако это качественное наблюдение требует более детального изучения для подтверждения данного предположения. Следует заметить, что акустическое воздействие оказывало заметное влияние на данную область неустойчивости струи, т. е. наблюдалось изменение структуры вихрей и характеристики их развития.

5.1.3. Обсуждение результатов исследования

Результаты экспериментальных исследований по влиянию начальных условий на структуру и характеристики развития ламинарной и турбулентной струи показали, что это кардинально влияет как на саму структуру струйного течения, так и на характеристики его устойчивости и восприимчивости. Начальные условия (распределения средней и пульсационной составляющих скорости) формирования струи на срезе сопла изменялись с помощью удлинения выходного канала короткого (классического) сопла. При этом с увеличением длины выходного канала профиль скорости на его выходе постепенно приближался к параболическому, пока не становился полностью параболическим (для случая ламинарной струи), характерным для течения в круглом канале с каноническим профилем скорости Хагена – Пуазейля при длине канала 4000 мм в данном эксперименте. Исследования ламинарной струи показали, что в случае короткого (классического) сопла область ламинарного течения практически отсутствует, переходный режим наблюдается сразу со среза сопла. Он связан с развитием неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, полосчатыми структурами, взаимодействием последних с кольцевыми вихрями и, наконец, турбулизацией струи (см. рис. 5.3*d*). При удлинении канала появляется область ламинарного течения в струе, а область перехода сдвигается вниз по потоку (см. рис. 5.11*c* – 5.13*c*). Профили скорости на срезе сопла в этом случае меняют свою форму от П-образного до параболического, как это видно из графиков на рис. 5.16. Если сравнивать распределения пульсаций скорости на срезе классического (короткого) и удлиненного сопла, то можно отметить следующие особенности. Во всех ситуациях максимальные величины пульсаций скорости наблюдаются в слое сдвига, а минимальные – в ядре струи. Следует отметить общее снижение интенсивности пульсаций скорости (от 4,5 % U_0 до 1 % U_0 в слое сдвига и от 1 % U_0 до 0,1 % U_0 – в ядре струи) при удлинении канала. Однако можно наблюдать и нарастание интенсивности пульсаций скорости вниз по потоку от среза сопла в слое сдвига в каждой

отдельной постановке (см. рис. 5.3b, 5.12b) Эти данные отражают наблюдаемые картины дымовой визуализации ламинарной струи, т. е. увеличение протяженности области ламинарного течения в струе с ростом удлинения канала.

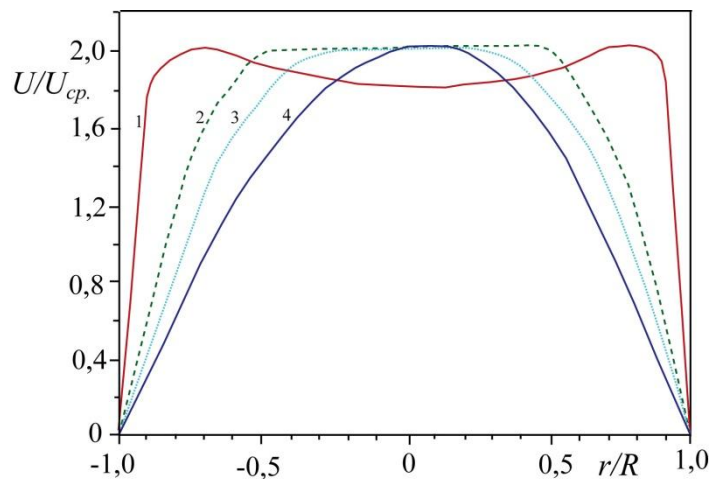


Рис. 5.16. Осредненные профили скорости круглой ламинарной *классической* макроструи (1) и при различном удлинении соплового канала (2, 3, 4 — $L/d = 43,5; 65; 200$ соответственно)

Другой важной особенностью развития ламинарной круглой струи является ее восприимчивость к акустическому воздействию. Обнаружено уменьшение масштаба кольцевых вихрей, возникающих в области перехода при удлинении канала $L/d = 21,5$ ($L = 430$ мм) примерно в два раза при изменении акустического воздействия с частоты $f = 250$ Гц на $f = 110$ Гц (см. рис. 5.14.). Однако с ростом величины удлинения канала $L/d = 200$ ($L = 4000$ мм) и соответственно увеличением протяженности области ламинарного течения в струе, акустика не оказывала влияния на генерацию каких-либо вихревых структур в ней, независимо от частоты и интенсивности акустического воздействия. Вместе с тем в данной ситуации наблюдалось появление спиралевидных структур в области перехода, (см. рис. 5.15.), что, возможно, связано с азимутальной модой неустойчивости струйного течения. Влияния акустического поля на данные вихревые структуры не обнаружено. Результаты настоящих исследований опубликованы в работе [110].

5.1.4. Выводы

По результатам настоящих экспериментальных исследований влияния начальных условий на срезе сопла на структуру круглой макроструи можно сделать следующие выводы.

1. Изменение начальных условий формирования круглой струи, а именно профилей средней скорости на срезе сопла, оказывает кардинальное влияние на структуру и характеристики развития.
2. Увеличение длины канала классического короткого сопла приводит к изменению начальных условий формирования круглой ламинарной струи и появлению области ламинарного течения в струе, протяженность которой растет с ростом удлинения канала, достигая величины $l/d = 10$ при $L = 4000$ мм.
3. При акустическом воздействии ламинарная круглая струя модулируется осесимметричными кольцевыми вихрями. При этом, частота схода вихрей зависит от частоты акустического воздействия.
4. Акустическое воздействие на ламинарную круглую струю, при удлинении канала $L/d \geq 200$, не оказывает влияния, вне зависимости от ее частоты и интенсивности.

5.2. Вихревые когерентные структуры в свободной круглой макроструе

В данном разделе описаны экспериментальные исследования вихревых когерентных структур, развивающихся в ламинарной и турбулентной осесимметричных круглых струях при одном числе Рейнольдса. Предварительно были проведены исследования течения в турбулентной круглой струе.

5.2.1. Турбулентная круглая струя

Струйное течение генерировалось установкой представленной на рис. 5.1. Для турбулизации струи использовался элемент шероховатости, в виде крупнозернистой наждачной бумаги - 15 (см. рис. 5.1, Глава 5). Скорость потока ($U_0 = 5$ м/с, $Re = U_0 \times d / \nu = 6667$) сохранялась такой же, как и при

исследовании ламинарной струи. Следует отметить тот факт, что турбулизация классической круглой струи, вне зависимости от установки турбулизатора, происходила по хорошо известному сценарию: генерации кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца и полосчатых структур на выходе из сопла, взаимодействию данных структур, сопровождаемому появлением азимутальных вихревых образований. Дальнейшее их развитие приводило к турбулизации струи. Параметры течения на срезе сопла, без каких-либо насадков указывали на отсутствие развитого автомодельного турбулентного течения. Профиль скорости соответствовал характерному для случая генерации ламинарной круглой струи, т.е. П-образному с полочкой в области потенциального ядра струи. Лишь при установке удлинительного насадка $L/d > 40$ к соплу, нарастающий на стенке канала турбулентный пограничный слой занимал все поперечное сечение канала и профиль скорости на выходе из канала становился развитым турбулентным, как показано на рис. 5.17. Также на рис. 5.17.a представлено распределение средней скорости в поперечном сечении круглой турбулентной струи на срезе сопла при различном его удлинении ($L/d = 43,5; 65$ и 200 при $L = 870, 1300$ и 4000 мм соответственно). Показано, что профили скорости при $L/d = 65, 200$ ($L = 1300, 4000$ мм) соответствуют развитому турбулентному виду, а при $L/d = 43,5$ ($L = 870$ мм) можно наблюдать характерную полочку в области ядра потока, свидетельствующую о том, что процесс турбулизации не окончен и течение не автомодельно. Для сравнения на графике представлен ламинарный профиль скорости на срезе сопла при удлинении канала $L/d = 200$ ($L = 4000$ мм). Результаты сравнения ламинарного и турбулентного профилей скорости, измеренных в круглой струе на срезе сопла при удлинении канала $L/d = 200$ ($L = 4000$ мм) в данном эксперименте с аналогичными измерениями в круглом канале Хагена – Пуазейля из работы [43] показаны на рис. 5.17.b. Показано хорошее качественное совпадение результатов измерений. На рис. 5.17.c представлены распределения пульсаций скорости в поперечном сечении

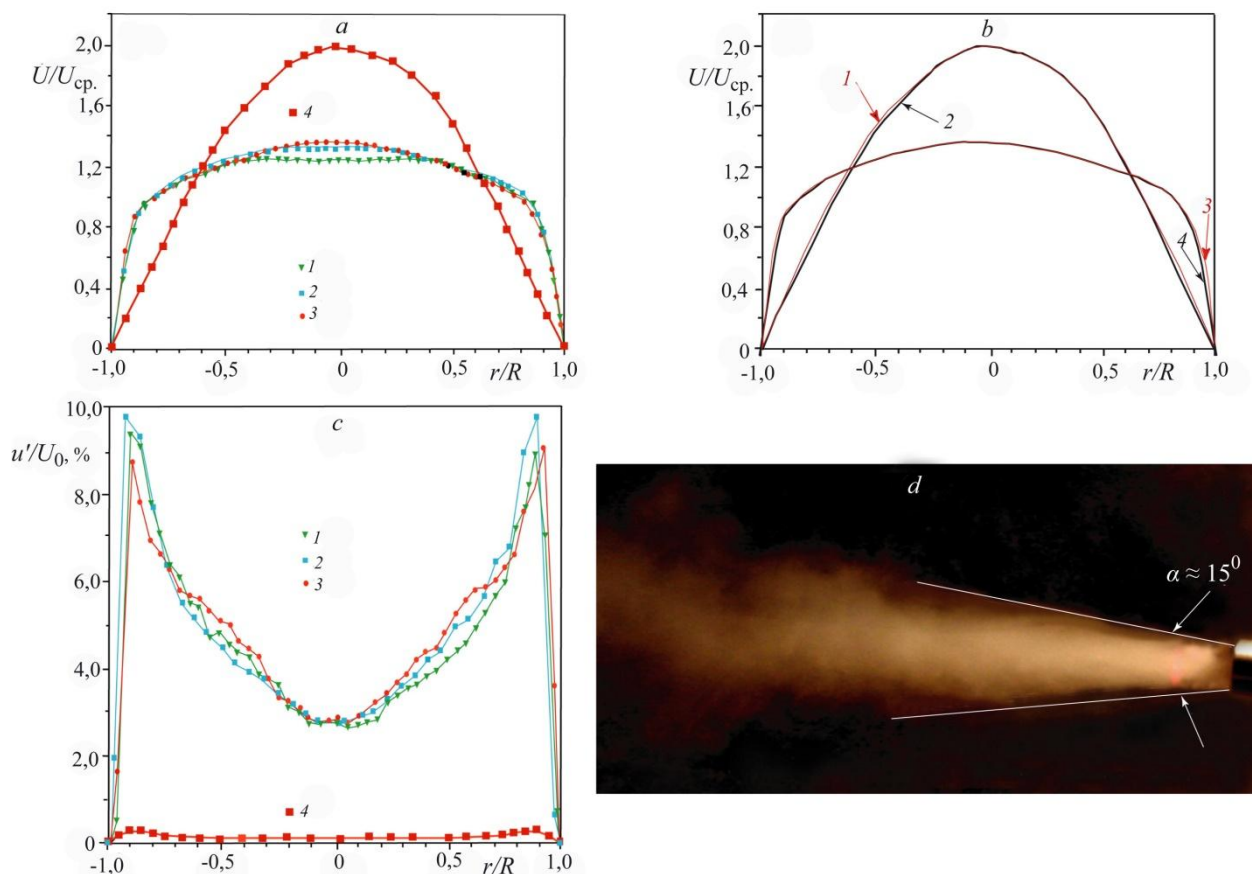


Рис. 5.17. Распределение средней скорости в поперечных сечениях круглой турбулентной (1, 2, 3 – $L/d = 43,5; 65; 200$ соответственно) и ламинарной (4 – $L/d = 200$) струях при $x = 2$ мм (a); сравнение данных распределений скорости в струе (2, 4) и течении Пуазейля (1, 3 – взято из работы [43]) (b); распределения пульсаций скорости в поперечном сечении круглой турбулентной (1, 2, 3 – $L/d = 43,5; 65; 200$ соответственно) и ламинарной (4 – $L/d = 200$) струях при $x = 2$ мм (c), визуализация турбулентной струи (d), скорость потока на срезе сопла на оси струи $U_0 = 5$ м/с

круглой турбулентной струи на срезе сопла, для тех же значений удлинения канала, что и в предыдущем случае ($L/d = 43, 5; 65$ и 200 при $L = 870, 1300$ и 4000 мм соответственно). Уровень пульсаций для всех трех значений удлинения канала примерно одинаков. В области слоя сдвига он достигает максимального значения порядка $9\text{--}10\%$ U_0 , а в области ядра струи снижается до 3% U_0 . Для сравнения показано распределение пульсаций скорости, измеренное на срезе сопла при удлинении канала $L/d = 200$ ($L = 4000$ мм).

Характер распределения в обоих случаях сохраняется (с максимальными значениями пульсаций в областях сдвигового слоя и их падением в области ядра струи). Однако величина интенсивности пульсаций в турбулентной струе резко возрастает, по сравнению с ламинарной струей (примерно в пятнадцать раз в слое сдвига и в десять раз в ядре струи). Следует заметить, что, хотя распределение скорости в поперечном сечении струи при удлинении канала $L/d = 43,5$ ($L = 870$ мм) демонстрирует предтурбулентный характер течения (см. рис. 5.17.a), на распределение пульсаций скорости это практически, никак не сказывается (см. рис. 5.17.c). Тем не менее, полностью установившемся турбулентным течением в струе следует считать случай, когда струя сформирована при истечении из канала с удлинением $L/d = 65$ ($L = 1300$ мм) и более, в частности, при $L/d = 200$ ($L = 4000$ мм) для данных условий эксперимента. Общая картина визуализации турбулентной струи представлена на рис. 5.17.d. Как видно, вниз по потоку струя расширяется с углом примерно 15 градусов. В то же время ламинарная струя, сформированная при истечении из аналогичного канала, практически не расширяется вниз по потоку, кроме того наблюдается участок ее локального сужения в предпереходной области (см. рис. 5.6.c, Глава 5).

Таким образом, турбулентная круглая струя непосредственно на срезе сопла может быть реализована при соответствии начальных условий течения турбулентным, чего не удастся достигнуть в случае классического сопла без насадка. Турбулентное течение в этом случае не успевает развиться на всю толщину струи. Эксперименты показали, что при удлинении канала сопла $L/d = 65$ ($L = 1300$ мм) и выше реализуется развитый турбулентный профиль скорости на срезе сопла.

Основываясь на полученных данных были проведены эксперименты по исследованию динамики развития когерентных вихревых структур в круглой ламинарной и турбулентной струях с учетом начальных условий формирования струйного течения.

генератор дыма; 9 – видеокамера; 10 – динамический громкоговоритель; 11 – датчик термоанемометра; 12 – термоанемометр; 13 – АЦП; 14 – компьютер; 15 – вентилятор

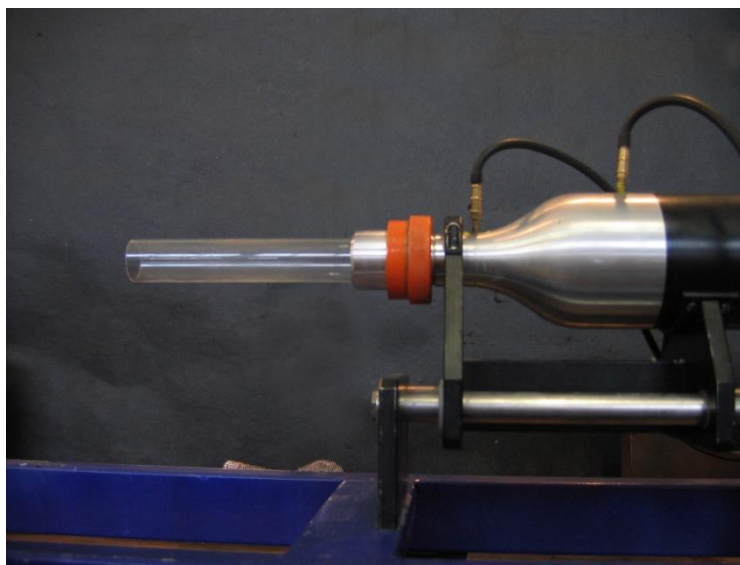


Рис. 5.19. Общий вид струйной установки с каналом длиной 150 мм

Течение воздуха в канале струйной установки создавалось с помощью вентилятора 6, скорость на выходе из сопла 1 измерялась жидкостным наклонным микроанемометром 7 и составляла в данном эксперименте $U_0 \approx 4$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu = 5333$). Проводилось два вида исследований: дымовая визуализация и термоанемометрические измерения течения в струе. Дымовая визуализация осуществлена с помощью подачи в струйную установку со стороны вентилятора дыма, генерируемого дымогенератором 8 промышленного производства (см. рис. 5.18.). Развитие визуализированной дымом струи и ее структура снимались на видеокамеру 9 как в общем виде, так и в ее продольном и поперечном сечениях с помощью подсветки сечений узким лазерным ножом в различных координатах вдоль и поперек струи. Данная методика детально описана в работе [32], где она использована при исследовании процесса развития классической ламинарной круглой струи и механизма ее турбулизации. В этой работе исследовалось воздействие акустических колебаний, генерируемых динамическим громкоговорителем 10, на структуру струи. По фазе акустических колебаний также синхронизовался момент

вспышки инфракрасного лазера, подсвечивающего задымленную струю, для создания стробоскопического эффекта. В результате, динамику взаимодействия кольцевых вихрей с полосчатыми структурами можно регистрировать обычной не скоростной камерой.

Термоанемометрические измерения в струе проведены с помощью термоанемометра постоянного сопротивления фирмы DISA. Термоанемометр измерял среднюю по времени продольную компоненту скорости U и пульсации скорости u' . Датчик 11 с проволочкой из золоченого вольфрама длиной 1 мм и диаметром 5 мкм с коэффициентом перегрева 1,8 калибровался в свободном потоке с использованием модифицированного закона Кинга: $U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}$, где E и E_0 – выходные напряжения термоанемометра при скорости потока и ее отсутствии, соответственно; k_1 , k_2 и n – константы. Показатель экспоненты n обычно близок к 0,5, вторая константа k_2 учитывает свободную конвекцию на стенке при малых скоростях потока. Максимальная ошибка при калибровке датчика не превышала 1 % от U_0 . Сигнал с датчика 11 поступал в термоанемометр 12, затем подавался на аналого–цифровой преобразователь АЦП 13, и далее в компьютер 14, где данные измерений накапливались в памяти компьютера, затем подвергались программной обработке и ее результаты представлялись в виде графиков. Перемещение датчика осуществлялось поперек струи с шагом 0,5 мм и вдоль нее в точках с координатами $x = 1, 2, 5, 20$ мм. Исследовалось развитие как ламинарной, так и турбулентной струи. Графики построены в поперечном сечении струи. Ось абсцисс нормирована на радиус канала как r/R , где R – радиус круглого канала, а r – текущая координата. Ось ординат нормирована на максимальную скорость на оси струи (U_0) для распределений средней скорости U_i поперек струи и для среднеквадратичных пульсаций скорости (u') в процентах от (U_0). Текущая координата измерений от среза сопла вниз по потоку – x .

5.2.3. Результаты визуализации течения и термоанемометрических измерений

Ламинарная и турбулентная струи при одной скорости потока

На рис. 5.20., 5.21. показаны установки для реализации ламинарной струи и струи с турбулентным сдвиговым слоем. Здесь хотелось бы отметить, что речь идет именно о турбулизации сдвигового слоя, а не всей струи и под «турбулентной» струей понимается турбулентный сдвиговый слой. Отличие при реализации двух этих струй состоит в присутствии турбулизатора на выходе из классического сопла для реализации турбулентной струи. Картины визуализации течения ламинарной струи представлены на рис. 5.22. Общий вид струи показан на рис. 5.22.a, на нем можно наблюдать процесс развития (взаимодействие тороидальных вихрей и полосчатых структур) и турбулизацию течения далее вниз по потоку. На рис. 5.22.b (продольное сечение струи в сдвиговой области) показаны полосчатые структуры, генерируемые элементами шероховатости, расположенными на внутренней стенке сопла. Именно взаимодействие полосчатых структур с кольцевыми вихрями приводит к турбулизации ламинарной круглой струи [32].

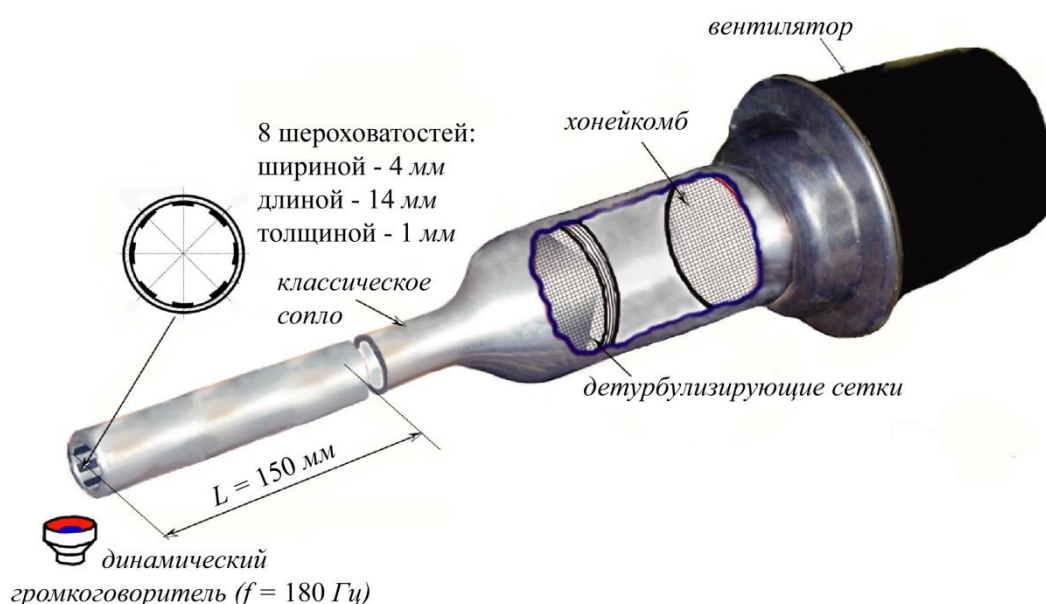


Рис. 5.20. Установка для реализации ламинарной круглой струи

На рис. 5.22.с показаны картины визуализации течения ламинарной струи в поперечных сечениях на различных расстояниях от среза сопла. Отчетливо видны кольцевые вихри и следы полосчатых структур в сдвиговой области круглой струи (см. рис. 5.22.с при $x = 15$ и 22 мм).

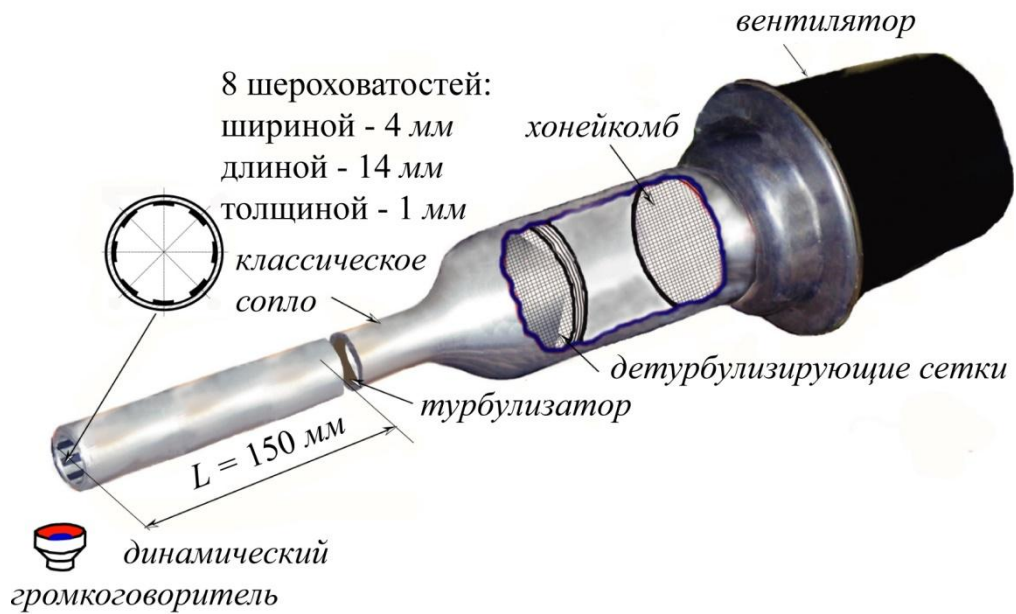


Рис. 5.21. Установка для реализации турбулентной круглой струи

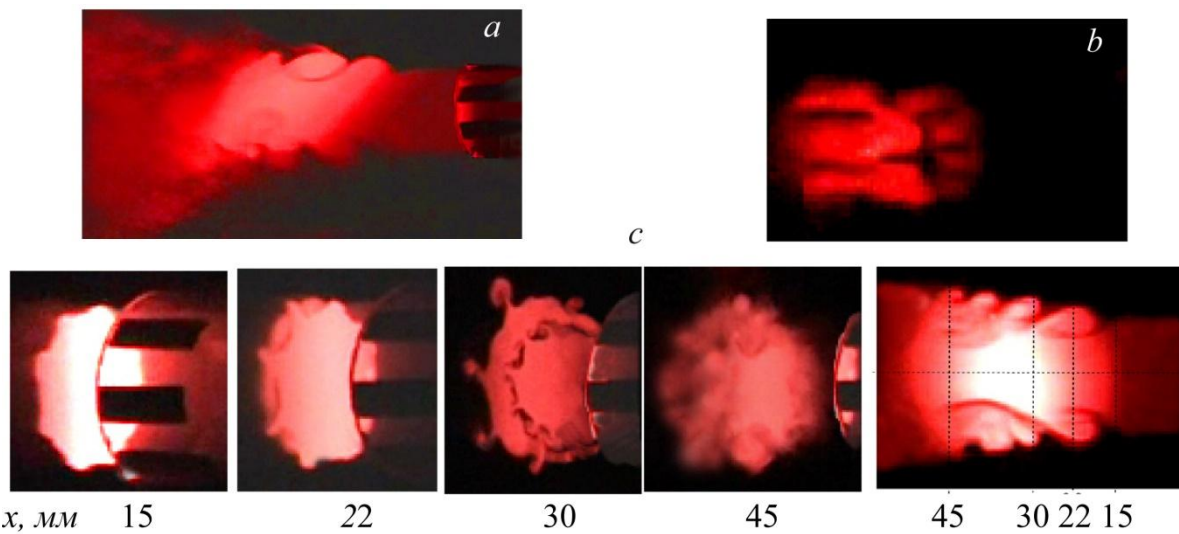


Рис. 5.22. Картины дымовой визуализации ламинарной круглой струи: *a* – общий вид струи; *b* – полосчатые структуры в струе; *c* – поперечные сечения струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза сопла, скорость потока на оси струи $U_0 = 4$ м/с

Далее вниз по потоку можно наблюдать процесс взаимодействия этих возмущений, сопровождаемый образованием азимутальных выбросов (см. рис.

5.22.с при $x = 30$ мм), развитие которых приводит к интенсификации механизма смешения струи с окружающим газом и быстрой ее турбулизации (см. рис. 5.22.с при $x = 45$ мм).

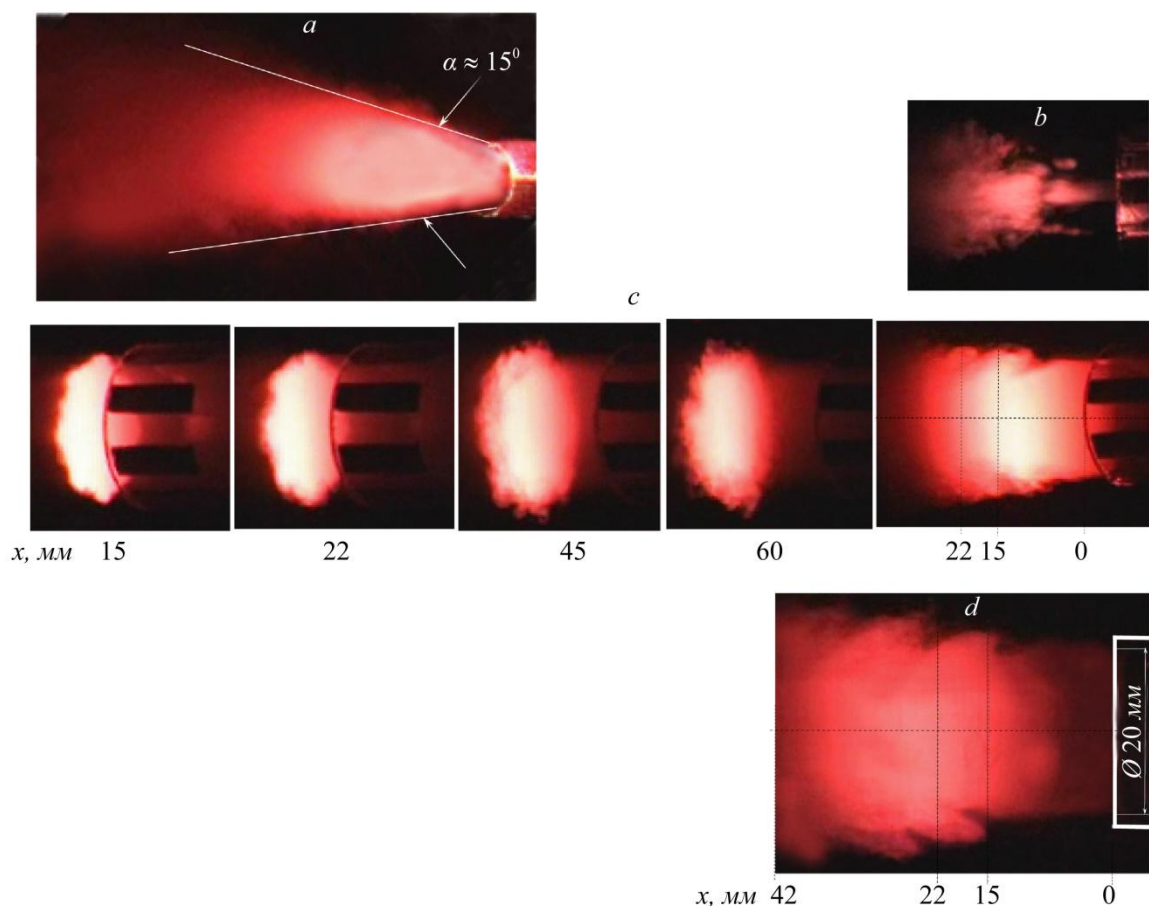


Рис. 5.23. Картины дымовой визуализации турбулентной круглой струи: *a* – общий вид струи; *b* – полосчатые структуры в струе; *c* – поперечные сечения струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза сопла; *d* – продольное сечение струи вблизи среза сопла, скорость потока на оси струи $U_0 = 4$ м/с

Картины визуализации течения турбулентной струи представлены на рис. 5.23. Общий вид струи показан на рис. 5.23.а. Показано, что турбулентное состояние течения реализуется практически со среза сопла и угол, под которым турбулентная струя распространяется вниз по потоку, составляет примерно 15 градусов, что совпадает с результатами наших предыдущих исследований (см. рис. 5.17.). Как и в случае ламинарной струи, на рис. 5.23.б (продольное сечение струи в области ее периферии) можно наблюдать полосчатые

структуры, генерируемые элементами шероховатостей, расположенными на выходе соплового аппарата.

Картины визуализации дымом поперечных сечений турбулентной круглой струи на различных расстояниях от среза сопла вниз по потоку представлены на рис. 5.23.с. Хотя картина течения зашумлена, можно наблюдать как тороидальные вихри, так и полосчатые структуры в сдвиговой области струи при $x = 15, 22$ мм. При $x = 45, 60$ мм и далее ниже по потоку картина течения отражает турбулентное состояние течения. Для подтверждения наличия тороидальных вихрей в круглой струе с турбулентным сдвиговым слоем представлено продольное сечение струи вблизи среза сопла в крупном масштабе рис. 5.23.d. На фото показаны три зашумленных тороидальных вихря Кельвина – Гельмгольца в ближнем поле струи. Таким образом, визуализация течения ламинарной и турбулентной круглой струи показывает, что механизм развития данных течений в обоих случаях может быть связан с образованием когерентных вихревых структур (тороидальных вихрей и полосчатых структур) и их взаимодействием. Однако, чтобы выявить данную закономерность именно для турбулентной струи, которая обычно реализуется при достаточно больших скоростях потока и в которой из турбулентного шума достаточно проблематично выделить какие-либо естественные когерентные структуры, в данном эксперименте был предпринят ряд мер. Во-первых, эксперименты проведены в контролируемых условиях с искусственным возбуждением, как полосчатых структур (шероховатости), так и кольцевых вихрей (акустическое возмущение) с синхронизацией фазы возмущений в процессе термоанемометрических измерений. Во-вторых, была выбрана минимальная скорость потока (4 м/с) с целью увеличения пространственно-временного разрешения процесса. Турбулизация течения осуществлялась с использованием шероховатости на внутренней поверхности сопла и стыковкой насадка для удлинения классического сопла на 150 мм, обеспечивающего нарастание турбулентного пограничного слоя в канале. Как уже отмечено выше, были проведены термоанемометрические измерения распределения средней скорости

и пульсаций скорости в поперечных сечениях ламинарной и турбулентной струй для различных расстояний от среза сопла. На рис. 5.24. показано сравнение профилей средней скорости для ламинарной и турбулентной струй, измеренных на расстоянии 1, 2, 5, 20 мм от среза сопла.

Установлено, что профили средней скорости струи с турбулентным сдвиговым слоем для всех представленных сечений имеют отклонения от «ударных» профилей скорости ламинарной струи. Основное отличие наблюдается в сдвиговой области, где профили средней скорости ламинарной струи более наполнены, формируя мощный тангенсальный градиент скорости. Следует также учитывать, что турбулентность сдвигового слоя не является развитой, поскольку, осевая часть струи еще не турбулизовалась.

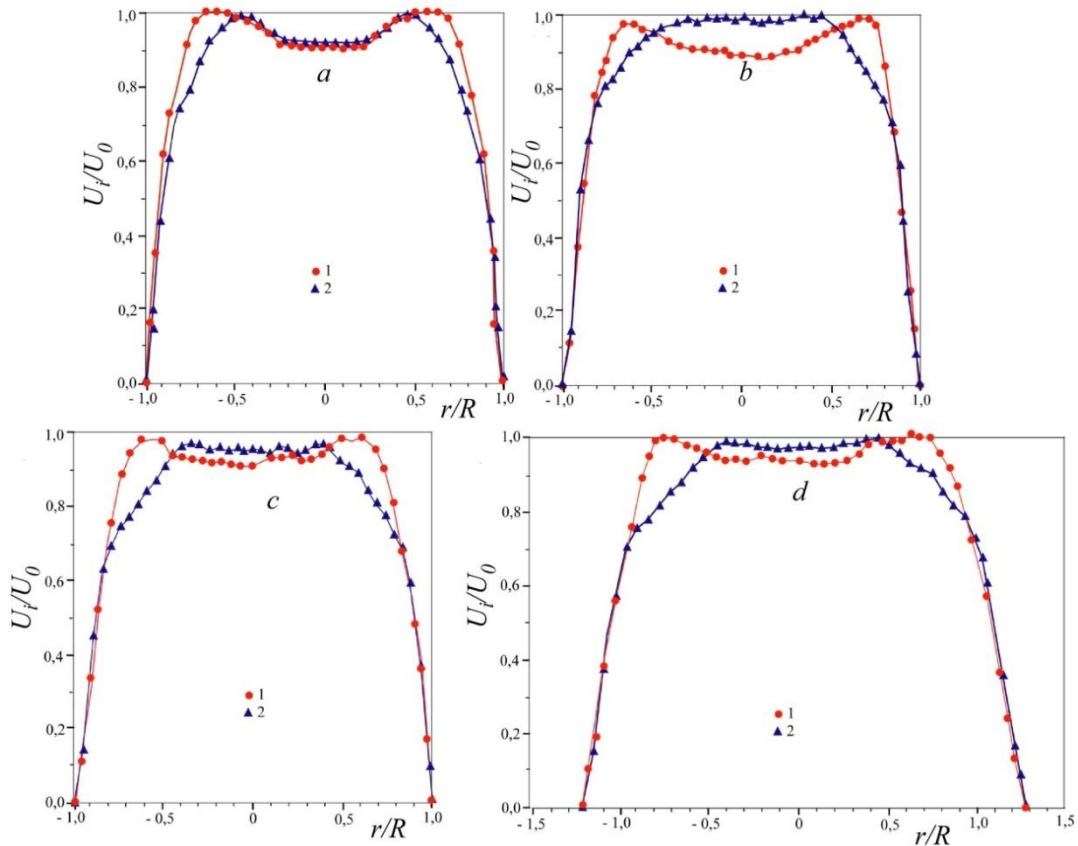


Рис. 5.24. Распределение скорости в поперечном сечении круглой ламинарной - 1 и турбулентной - 2 струй для различных расстояний от среза сопла (a–d – при $x = 1, 2, 5, 20$ мм соответственно), скорость потока на оси струи у среза сопла $U_0 = 4$ м/с

О характере турбулентного состояния течения в струе можно судить по распределениям пульсаций скорости в поперечных сечениях ламинарной струи и струи с турбулентным сдвиговым слоем на различных расстояниях от среза сопла вниз по потоку (рис. 5.25.). Здесь представлены сравнения профилей среднеквадратичных пульсаций скорости для ламинарной и турбулентной струи, измеренные на расстоянии 1, 2, 5, 20 мм от среза сопла. На рис. 5.25 показано, что уровень пульсаций скорости, измеренный в широкой полосе частот, для ламинарной струи составляет $\sim 0,5 \% U_0$ для всех поперечных положений за исключением двух выделяющихся пиков пульсаций скорости с амплитудой порядка $2 \% U_0$ в сдвиговом слое струи при $x = 20$ мм. Значительный рост уровня амплитуды пульсаций скорости наблюдается в сдвиговом слое, до $\sim 18 \% U_0$ при $x=20$ мм см.рис. 5.25e. Высокий уровень среднеквадратичных пульсаций и множественные пики свидетельствуют о турбулизации круглой струи. Уровень интенсивности возмущений в слое сдвига практически вышел на уровень интенсивности пульсаций скорости, наблюдаемый в турбулентной струе (см. рис. 5.25, a–d). В целом, следует

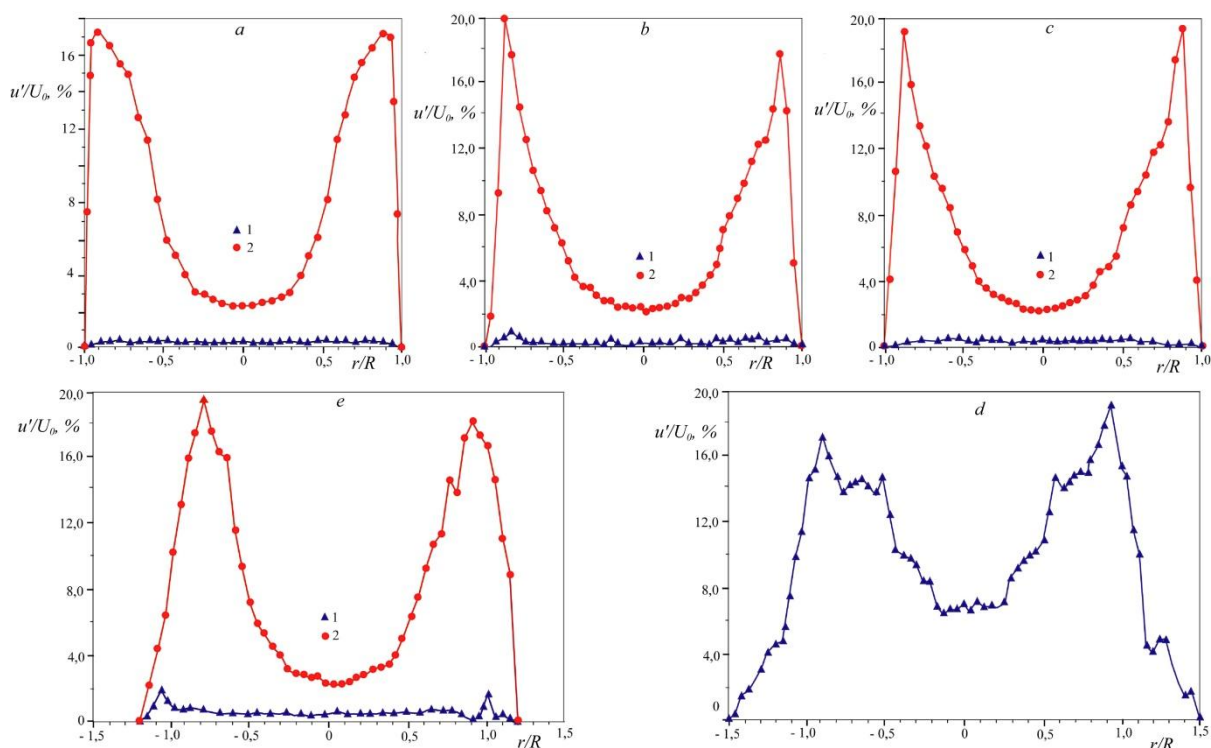


Рис. 5.25. Распределения пульсаций скорости в поперечном сечении круглой ламинарной 1 и турбулентной 2 струй на различных расстояниях вниз по

потоку от среза канала ($a - d$ – при $x = 1, 2, 5, 20$ мм соответственно), распределение пульсаций скорости в поперечном сечении круглой ламинарной струи ($e - x = 60$ мм), скорость потока на оси струи $U_0 = 4$ м/с

отметить что, несмотря на незначительные изменения в профилях средней скорости для двух типов струй, уровень интенсивности пульсаций скорости для круглой струи с турбулентным сдвиговым слоем почти в 40 раз превышает аналогичную характеристику течения для ламинарной струи. В тоже время в ядре такой турбулентной струи уровень пульсаций скорости снижается до 3 % U_0 , что превышает уровень пульсаций скорости в ядре ламинарной струи в 6 раз. Таким образом, можно утверждать, что в данном эксперименте реализованы ламинарная и турбулентная, имея ввиду сдвиговый слой, свободные круглые струи при равных скоростях истечения. Причем турбулентная струя реализована непосредственно на выходе из сопла, на что указывают распределения пульсаций скорости в поперечном сечении струи в различных позициях вниз по потоку от среза сопла и характеристики развития турбулентной струи, описанные выше в разд. 5.2.1.

5.2.4. Восприимчивость ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям

Проведены экспериментальные исследования по восприимчивости ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям. С этой целью струи подвергались воздействию акустических возмущений малой интенсивности, генерируемых динамическим громкоговорителем на частоте $f = 180$ Гц. Динамик располагался вблизи среза сопла, диффузор динамика был направлен на струю. Акустические колебания на срезе сопла преобразовывались в собственные гидродинамические возмущения и модулировали течение когерентными структурами (тороидальные вихри), с частотой схода вихрей равной частоте источника возмущений, т.е. с частотой $f = 180$ Гц. Начало процесса измерения синхронизовалось с фазой акустического возмущения. В результате сохраняемые осредненные (до 50

реализаций) по ансамблю осциллограммы скорости были синфазны. Затем выполнялось прямое преобразование Фурье, из общего спектра сохранялась только область с частотой воздействия 180Гц и выполнялось обратное Фурье преобразование. В итоге на рис. 5.26. представлено распределение среднеквадратичных пульсаций скорости в сдвиговом слое для выделенной частоты 180Гц.

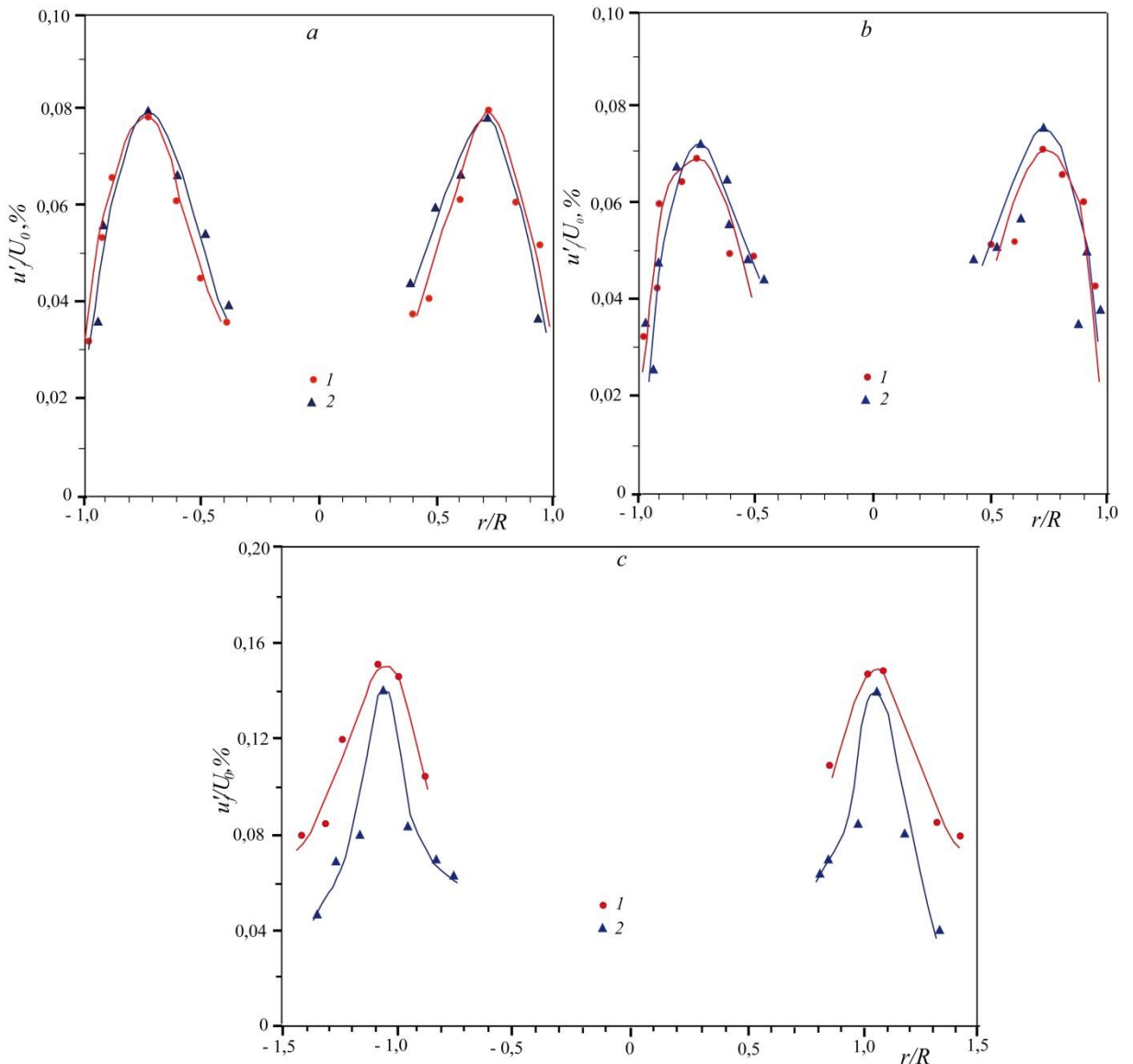


Рис. 5.26. Распределение пульсаций скорости на выделенной частоте 180 Гц в поперечном сечении круглой турбулентной - 1 и ламинарной - 2 струй на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (a – c – при $x = 2, 5, 20$ мм соответственно), линия-аппроксимация, $U_0 = 4$ м/с

Следует отметить, что результаты измерений, представленные на рис. 5.26., относятся лишь к измерениям в областях максимального уровня пульсаций скорости, т.е. в слое сдвига, где наблюдается максимальная интенсивность когерентных структур (кольцевых вихрей). Из графиков видно, что интенсивность пульсаций скорости на выделенной частоте, возмущения развивающегося в ламинарной и турбулентной струях, практически одинаково и составляет примерно $0,07 \% U_0$ при $x = 2$ и 5 мм и несколько выше $0,15 \% U_0$ при $x = 20$ мм. Уровень интенсивности возмущений достаточно низок, что указывает на линейную стадию их развития. В целом результаты измерений показывают, что восприимчивость ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям малой интенсивности идентична, процесс развития возмущений носит линейный характер, и это еще раз подтверждает, что механизм развития данных типов течения идентичен в общих чертах. Таким образом, когерентные вихревые структуры, наблюдаемые в ламинарной круглой струе, могут существовать и развиваться также в турбулентной круглой струе и при этом иметь характер линейного развития. Результаты данных исследований опубликованы в работе [166].

5.3. Течение свободной плоской макроструи

5.3.1. Экспериментальная установка

Схема и фотография струйной установки для генерации плоской макроструи показаны на рис. 5.27, 5.28 соответственно. Установка включает в себя форкамеру 1, на выходе которой расположен конфузор 2, выполненный по схеме плоского сопла Витошинского. Размер сечения форкамеры составлял $0,4 \times 0,4$ м, а размер сечения сопла на выходе из коллектора составлял $0,0145$ м в ширину и $0,4$ м в длину, что обеспечивало степень поджатия потока на выходе из сопла, равной примерно 27. Форкамера включала в себя: набор детурбулизирующих сеток 3, хонейкомб 4, перфорированную 5 и разделительную 6 пластины для равномерного распределения потока в форкамере (см. рис. 5.27). Поток создавался с помощью одноступенчатого

центробежного вентилятора 7, во внутреннюю полость которого, мог подаваться дым от дымового генератора 8 для визуализации течения.

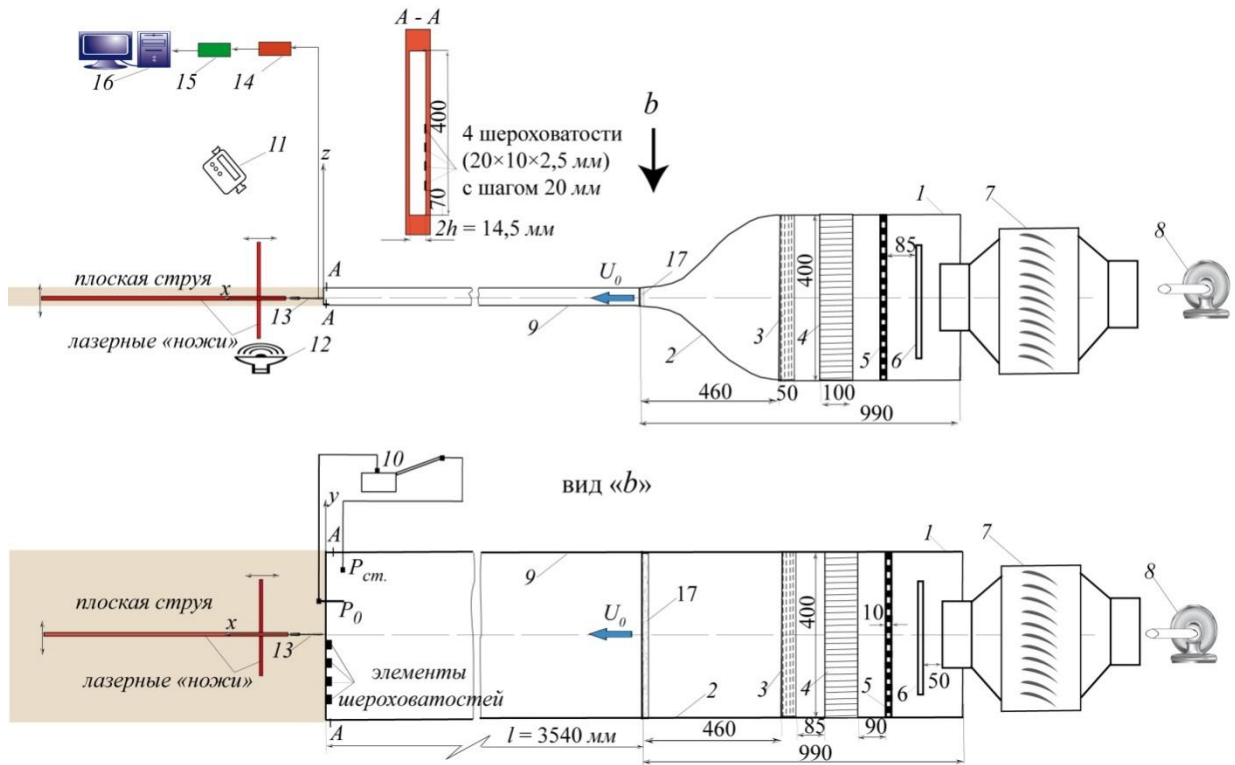


Рис. 5.27. Струйная установка для генерации плоской макроструи: 1 – форкамера; 2 – сопло Витошинского; 3 – набор детурбулизирующих сеток; 4 – хонейкомб; 5 – перфорированная пластина; 6 – разделительная пластина; 7 – вентилятор; 8 – генератор дыма; 9 – удлинительный канал; 10 – наклонный жидкостной микроманометр; 11 – видеокамера; 12 – динамический громкоговоритель; 13 – датчик термоанемометра; 14 – термоанемометр; 15 – АЦП; 16 – компьютер; 17 – турбулизатор



Рис. 5.28. Общий вид струйной установки с каналом длиной 3540 мм (a) и участок с классическим (коротким) соплом, форкамерой и вентилятором (b)

К выходу классического сопла - 2 стыковался канал - 9 с сечением, равным сечению основного сопла. Такая конфигурация установки позволяла изменять начальные условия для развития струи. При достаточно большой длине канала, в данном исследовании 3,5 м, профиль скорости на выходе из канала соответствовал параболическому. В этом случае реализовывалось плоское течение Пуазейля. Поток воздуха в канал струйной установки нагнетался с помощью вентилятора 7, скорость на выходе из канала 9 измерялась по перепаду статического и динамического давления, жидкостным наклонным микроманометром 10 и составляла в данном эксперименте $U_0 = 3,7$ м/с ($Re = U_0 \times d / \nu \approx 3577$). Проводилось два вида исследований: дымовая визуализация и термоанемометрические измерения течения в струе. Дымовая визуализация осуществлена с помощью подачи в струйную установку со стороны вентилятора дыма, генерируемого дым-машиной 8 и лазерного ножа (см. рис. 5.27.). Этапы развития струи вниз по течению регистрировались на видеокамеру 11 в общем виде, в продольном и поперечном сечениях. Данная методика детально описана в методической Главе 2 и в работе [32].

Термоанемометрические измерения в струе проведены с помощью термоанемометра постоянного сопротивления фирмы DISA. Более подробно описание методики термоанемометрических измерений описано в Главе 2. Перемещение датчика по поперечным координатам осуществлялось с шагом 0,5 мм, измерения производились в четырех сечениях на расстоянии $x = 2, 5, 9, 15$ мм от сопла. Исследовалось развитие как ламинарной, так и турбулентной струи, причем турбулизация струи осуществлялась с помощью элемента шероховатости 17 (см. рис. 5.27.), представляющего собой наждачную бумагу шириной 5 мм (средняя величина зерна шероховатости составляла 300 мкм). Элемент наклеивался на внутреннюю поверхность вблизи среза основного сопла. С использованием шероховатости турбулентное течение в струе было реализовано при одной и той же скорости потока ($U_0 = 3,7$ м/с) что и ламинарное.

5.3.2. Течение ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости на выходе сопла

Как было показано ранее, начальные условия для формирования струи, в частности, распределение средней скорости на срезе сопла имеют определяющее значение. В случае, когда длина канала достаточно велика, в сравнении с шириной щели сопла, распределение средней скорости на срезе сопла будет стремиться к параболической форме. С другой стороны, если соотношение длины канала к ширине щели невелико, пограничный слой не успевает нарасти до плоскости симметрии струи и сечение сопла не перекрывается пограничным слоем полностью. В результате, распределение средней скорости имеет характерную полочку в центральной области, свидетельствующую о наличии потенциального течения. Такой профиль скорости иногда называют «ударным» или П - образным из-за мощного градиента скорости в узкой области сдвигового слоя, формирующегося по обе стороны плоской струи. В работе [114] показано, что распределение скорости на выходе двумерного течения из канала зависит от безразмерного параметра $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$, где ν – кинематическая вязкость, l – длина канала, h – полуширина выходного сопла и U_0 – скорость течения в центре сопла. Когда параметр $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$ велик, как в данном исследовании ($\nu/h^2 U_0 = 0,27$), то профиль средней скорости близок к параболической форме. На рис. 5.29. представлено распределение средней скорости вблизи среза сопла. Плоская струя формирующаяся в таком канале имеет, как показано, параболический профиль средней скорости. Для таких начальных условий наблюдается хорошее согласование экспериментальных данных с расчетными, например, выполненными в работе [114]. Таким образом, следует заключить, что неустойчивость ламинарной плоской струи связана с возникновением и развитием двух мод неустойчивости: симметричной и асимметричной [113]. В научной литературе эти моды также часто ассоциируют с понятиями варикозной и синусоидальной неустойчивости соответственно [120]. В случае

П-образного профиля скорости, по мере развития струи вниз по потоку, реализуется конкуренция этих двух мод неустойчивости.

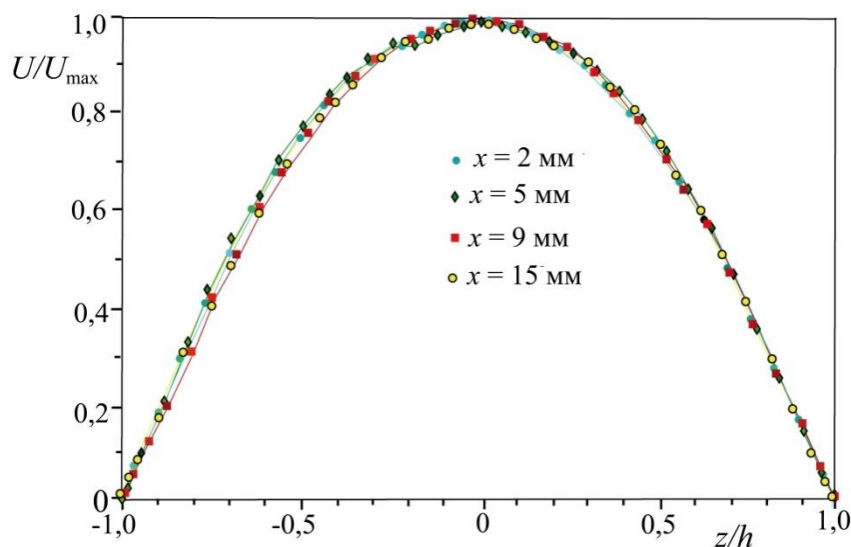


Рис. 5.29. Распределения средней скорости в поперечном сечении ламинарной плоской струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при $x = 2, 5, 9, 15$ мм соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с

В ближнем поле развития плоской струи более неустойчива симметричная мода возмущения, но по мере сужения ядра струи или удлинения канала профиль средней скорости меняется и стремится к параболической форме. В этом случае более неустойчивой становится несимметричная мода. Изменение начальных условий от П-образного профиля скорости на срезе сопла до параболического приводит к смене наиболее неустойчивой моды при развитии струйного течения. В данных экспериментальных исследованиях на срезе сопла формировался параболический профиль средней скорости, и в связи с этим следует ожидать развития только несимметричной синусоидальной моды неустойчивости.

Рассмотрим картины дымовой визуализации течения плоской ламинарной струи в плоскости xz , представленные на рис. 5.30. Картина 1 демонстрирует развитие плоской струи при естественных условиях. Показано, что струя подвержена поперечному колебанию синусоидального типа в

плоскости xz . Существование самоподдерживающихся мощных синусоидальных колебаний в плоской струе впервые было отмечено в работе [116], в которой показано, что они имеют особенности абсолютно неустойчивых мод.

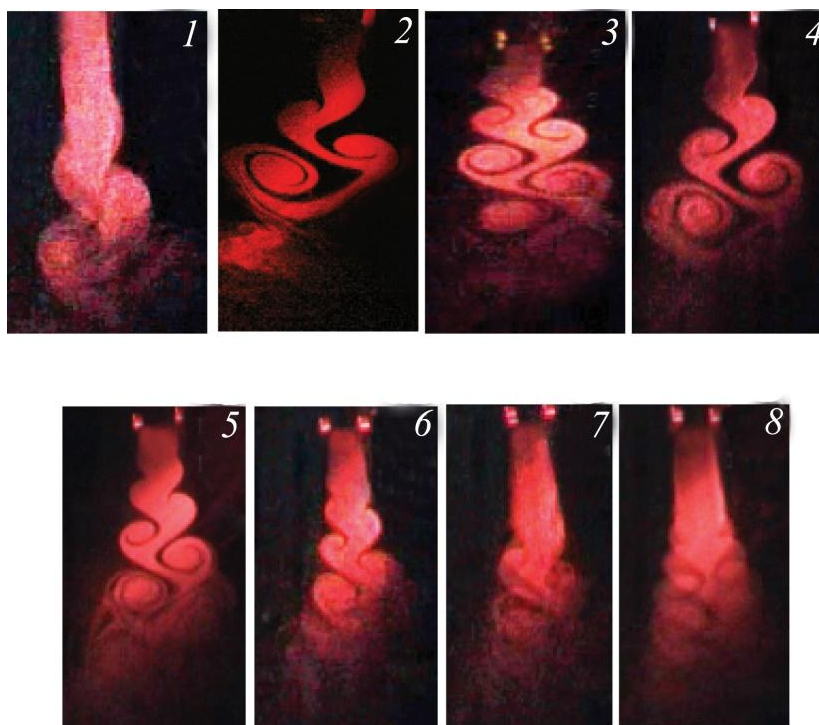


Рис. 5.30. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе в плоскости xz без акустического воздействия 1 и при акустическом воздействии (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 – при $f = 30, 30, 40, 50, 60, 70, 90$ Гц, соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с

При этом естественные частота и амплитуда таких колебаний масштабируются шириной сопла, а не толщиной сдвигового слоя. Частота собственных колебаний, полученная в экспериментальных исследованиях, оказалась в хорошем согласовании с расчетными работами [115] и наблюдениями [116]. Частота синусоидального колебания плоской струи в данном эксперименте составляла примерно 30 Гц, что соответствует числу Струхаля $Sh = f \times 2h / U_0 = 0,12$ при $U_0 = 3,7$ м/с; $2h = 14,5$ мм. Авторы работы [121] установили, что частота схода вихрей в однородных двумерных струях является функцией расстояния вниз по потоку. От сопла до места диссипации потенциального

ядра, высокочастотные «моды сдвигового слоя» понижаются до некоторой «предпочтительной» моды, так называемой асимметричной или синусоидальной, которая в свою очередь слабо зависит от начальных условий. Соответствующие числа Струхаля для такой низкоскоростной плоской струи относительно малы, это может объясняться ростом толщины сдвигового слоя до полного отсутствия потенциального ядра, которое изменяет свойства глобальной устойчивости (см. зависимость абсолютной частоты от толщины слоя сдвига из работы [117]). Это подтверждается результатами о том, что наблюдаемые сильные колебания струи связаны с абсолютной неустойчивостью, т. е. обратной связью волн завихренности. В нашем случае, когда плоская струя развивается с начальными условиями в виде параболического профиля средней скорости, можно наблюдать именно синусоидальное колебание струи, вызванное абсолютной неустойчивостью плоской струи. При акустическом воздействии на струю с одинаковой интенсивностью звука, но на различных частотах от 30 до 90 Гц (см. рис. 5.30. 2 – 8) можно наблюдать некоторые отличия в развитии. Количественные оценки акустического влияния на процесс развития ламинарной плоской струи показаны в Таблице 1. Показано, что с ростом частоты акустического воздействия на плоскую ламинарную струю длина волны возмущений естественно падает, скорость распространения возмущения лежит в диапазоне 1,5 – 1,75 м/с, а отношение скорости распространения возмущения к максимальной скорости струи близко к характеристике распространения волн неустойчивости в пограничных слоях (0,4 – 0,47). Что касается числа Струхаля, то оно естественно растет с ростом частоты возбуждения от 0,12 при $f = 30$ Гц до 0,35 при $f = 90$ Гц. Как отмечали авторы работы [115], в области низких чисел Струхаля плоская струя похожа на нерассеивающий волновод. В нашем случае, данному утверждению соответствует, диапазон чисел Струхаля от 0,12 до 0,19. При низких частотах акустического воздействия и в естественном случае, подобно волноводу, ламинарная плоская струя имеет устойчивую когерентную вихревую структуру. Можно выделить следующие особенности

течения в ламинарной плоской струе при анализе картин ее дымовой визуализации (см. рис. 5.30.): при акустическом воздействии низких частот возникновение несимметричных вихревых структур происходит на основной гармонике, наблюдается четкая картина асимметричных вихревых структур; угол рассеивания струи вниз по потоку – $\alpha \approx 18^0$ (без акустики), $\alpha \approx 30^0$ (с акустикой), акустическое воздействие способствует увеличению трансверсального рассеяния струи и ускорению процесса турбулизации; с ростом частоты возбуждения от 60 до 90 Гц, увеличивается частота схода вихрей и протяженность зоны развития когерентных вихревых структур струи при этом картина существенно не меняется.

№ п/п	Частота (Гц)	Длина волны (Λ), мм	$C_\phi = A * f$ (м/с)	Число Струхаля ($Sh = f \times 2h / U_0$)	C_ϕ / U_0
1	30 (без акустики)	50	–	$U_0 = 3,7$ м/с; $2h = 14,5$ мм 0,12	
2	30	50	1,5	0,12	0,40
3	40	40	1,6	0,16	0,43
4	50	35	1,75	0,19	0,47
5	60	29	1,7	0,23	0,46
6	70	25	1,75	0,27	0,47
7	90	18	1,62	0,35	0,44

Таблица 1. Характеристики ламинарной плоской макроструи, генерированной из канала с параболическим профилем средней скорости, без акустического воздействия и при акустическом воздействии на нее

С другой стороны, авторы работы [115] утверждают о том, что интенсивность пульсаций в сдвиговом слое значительно превосходит этот показатель в плоскости симметрии струи при низких частотах воздействия, такое распределение характерно для синусоидальных возмущений. При увеличении частоты воздействия в разы происходит перестроение

распределения пульсаций, значительно возрастает вклад центральной области струи, в этом случае появляются предпосылки для возникновения симметричных колебаний. Следует отметить, что данный эксперимент проведен при внешнем расположении источника акустических колебаний, авторы работы [115] исследовали плоскую струю с внутренним расположением источника периодических колебаний. После чего, нами были проведены экспериментальные исследования, когда динамический громкоговоритель располагался в форкамере и звуковая волна распространялась по направлению потока, что должно было способствовать генерации симметричной моды неустойчивости струи. Действительно, было установлено, что в этом случае реализуется симметричная картина вихревого течения в струе. Но такой порядок расположения вихревых жгутов наблюдался лишь в ближнем поле струи (вблизи сопла). Ниже по потоку вихревая структура струи перестраивалась в несимметричное расположение, т.е. синусоидальная мода неустойчивости продолжала преобладать (рис. 5.31.).

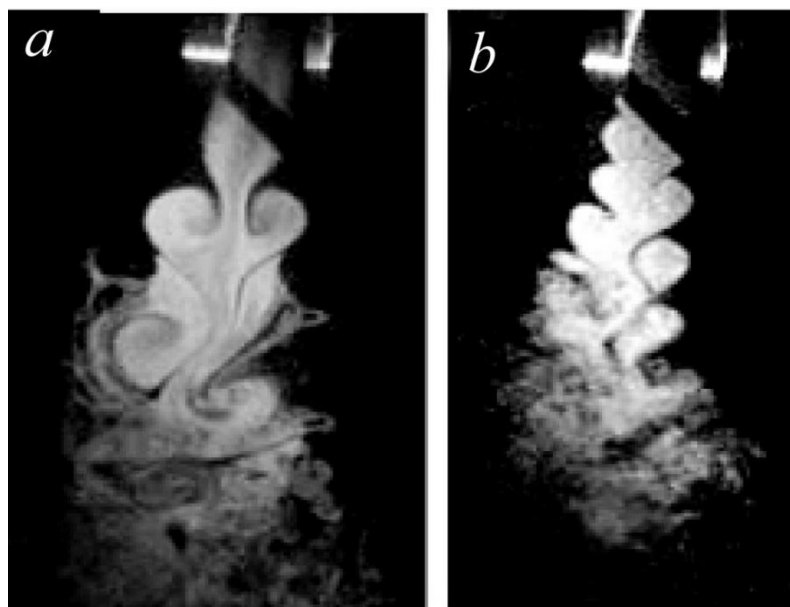


Рис. 5.31. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе в плоскости xz с акустическим воздействием ($f = 30$ Гц), генерирующим симметричную моду неустойчивости течения (a – момент времени, отражающий появление варикозной моды неустойчивости струи; b – струя с синусоидальной модой неустойчивости), $U_0 = 3,7$ м/с

Полосчатые структуры и их роль в процессе разрушения плоской струи

При рассмотрении механизма разрушения струйных течений следует обратить внимание на роль полосчатых структур в данном процессе. Например, результаты экспериментальных исследований, представленных в работе [32], показали, что именно взаимодействие полосчатых структур с кольцевыми вихрями приводит к искажению последних в звездообразную форму, лучи которой представляют собой образования типа Λ – вихрей. В конечном итоге именно динамика развития данных вихрей приводит к интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и ее турбулизации. С другой стороны, экспериментальные исследования роли полосчатых структур в механизме развития плоской струи, истекающей из классического сопла с П-образным профилем средней скорости на срезе сопла, показали, что процесс взаимодействия полосчатых структур со струей также приводит к возникновению Λ – образных вихрей (рис. 5.32.).

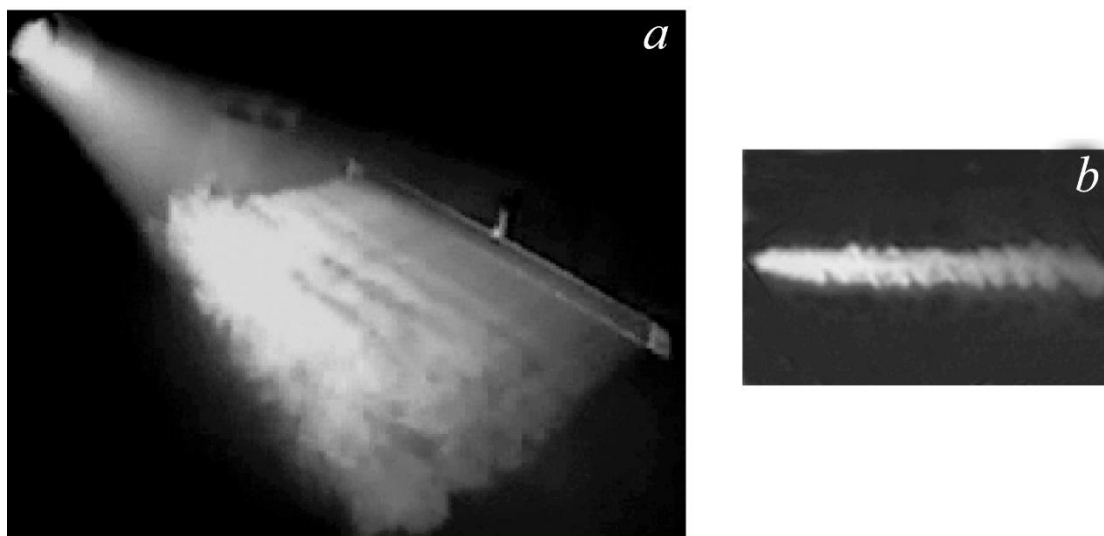


Рис. 5.32. Визуализация течения ламинарной плоской струи с «ударным» профилем средней скорости на срезе сопла (*a* – общий вид струи; *b* – поперечное сечение струи, образование Λ - вихрей при взаимодействии струи с естественными полосчатыми структурами) [31]

На рис. 5.32.*a* показана картина дымовой визуализации общего вида плоской ламинарной струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла, а на рис. 5.32.*b* – результат взаимодействия струи с естественными полосчатыми структурами. Видно, что Λ – образные вихри возникают в обоих слоях сдвига из-за генерации естественных полосчатых структур по всему контуру сопла [31]. Однако в данной ситуации по причине незамкнутости двух тонких слоев сдвига, развивающихся независимо друг от друга, образование и развитие Λ – образных вихрей может происходить на каждой стороне струи независимо друг от друга. Например, в случае искусственной генерации полосчатых структур с помощью элементов шероховатости, расположенных на одной стороне сопла, взаимодействие сдвигового слоя с ними привело к возникновению Λ – образных вихрей именно на данном слое сдвига [122]. Причем отсутствие аналогичной ситуации в противоположном сдвиговом слое связано не только с отсутствием в нем источников порождения искусственных полосчатых структур, но и очень низкой интенсивностью естественных структур в сравнении с интенсивностью искусственно генерированных. На рис. 5.33.*a* показана картина дымовой визуализации искусственных полосчатых структур, генерированных элементами шероховатости, установленными на одной стороне сопла.

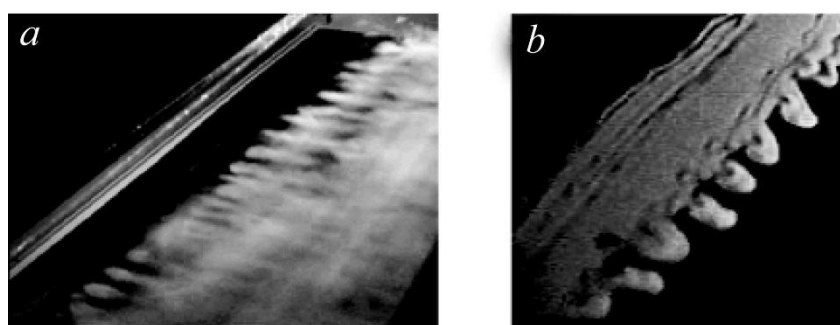


Рис. 5.33. Визуализация течения ламинарной плоской струи с «ударным» профилем средней скорости на срезе сопла (*a* – вид струи с искусственными полосчатыми структурами; *b* – поперечное сечение струи, взаимодействие Λ – вихрей с искусственными полосчатыми структурами).

Отчетливо видны полосчатые структуры, порожденные элементами шероховатости. На рис. 5.33.b показана картина поперечного сечения данной струи, где можно наблюдать возникновение Λ – образных вихрей в результате взаимодействия искусственных полосчатых структур со своим слоем сдвига. На противоположном слое сдвига аналогичных образований не наблюдается.

Таким образом, ламинарная плоская струя на выходе из короткого сопла с П-образным характером распределения средней скорости на срезе сопла имеет два развивающихся независимо друг от друга сдвиговых слоя, располагающихся на двух противоположных сторонах струи. Независимость их развития друг от друга создает возможность пассивного управления процессом смещения и турбулизации струи с помощью изменения конфигурации одной из стенок выходного среза сопла (например, с помощью элементов шероховатости).

Несколько иная картина развития и взаимодействия полосчатых структур в ламинарной плоской струе, истекающей из сопла с параболическим профилем скорости на его срезе. Во-первых, в этом случае струя подвержена неустойчивости синусоидального вида, что выражается в асимметричной последовательности вихрей по типу дорожки Кармана (рис. 5.34.).

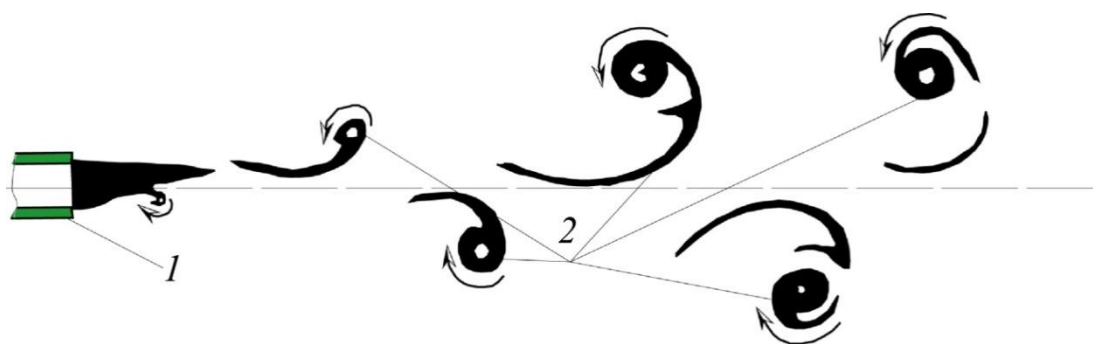


Рис. 5.34. Схема вихревой дорожки, возникающей в процессе развития синусоидальной неустойчивости ламинарной плоской струи, генерированной на выходе из сопла с параболическим профилем скорости (1 – сопло; 2 – вихревая дорожка), $U_0 = 3,7$ м/с

Во-вторых, сдвиговый слой в струе распространяется по всему ее поперечному сечению, в отличие от струи с «ударным» профилем скорости, где существуют два тонких независимых друг от друга сдвиговых слоя, занимающих узкие области пространства на периферии струи. Каждый последующий вихрь в асимметричной вихревой дорожке вращается в противоположном направлении с предыдущим. Рассмотрим теперь динамику развития и взаимодействия естественных полосчатых структур в ламинарной плоской струе, генерированной при ее истечении из сопла с параболическим профилем средней скорости на срезе сопла. Вообще естественные полосчатые структуры, как было показано в работах [31, 32], могут возникать непосредственно на выходе круглой и плоской макроструй из сопла. Причина их возникновения связана со многими обстоятельствами, в том числе и с наличием хонейкомбов и сеток в форкамере струйной установки, генерирующих такие структуры. Картины визуализации дымом процесса взаимодействия естественных полосчатых структур с вихревыми структурами, возникающими в ламинарной плоской струе при акустическом воздействии на нее с частотой 30 Гц, представлены на рис. 5.35.

Последовательность картин с 1 по 4 представляет процесс развития A – образных вихрей, возникающих при взаимодействии естественных полосчатых структур с левыми (см. рис. 5.35.a) и правыми (см. рис. 5.35.b) цилиндрическими вихрями асимметричной вихревой дорожки плоской струи. Визуализация фиксирует поперечные сечения струи в позициях каждого вихря начиная с первого и далее вниз по потоку. Видно, что динамика развития A – образных вихрей приводит к турбулентному развалу вихревой дорожки струи (см. картину 4; для более ясного понимания картины течения в струе в данной ситуации внизу рис. 5.35. показаны пространственные схемы процесса). Теперь рассмотрим картины дымовой визуализации взаимодействия плоской струи с полосчатыми структурами, генерируемыми одиночным элементом

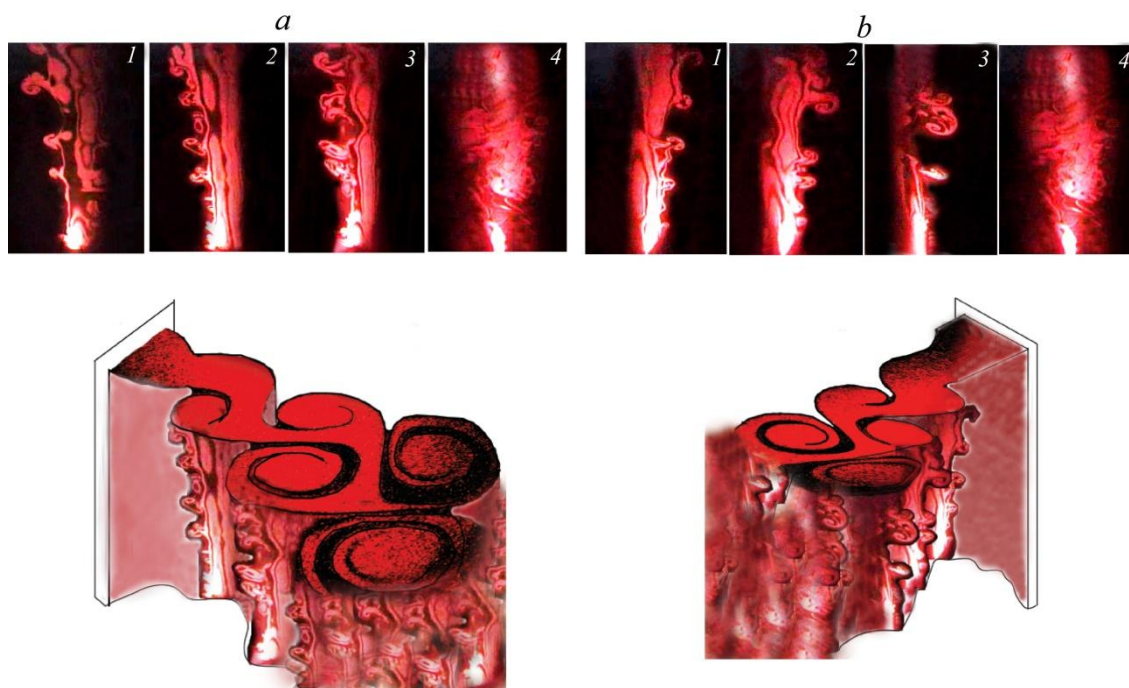


Рис. 5.35. Визуализация процесса взаимодействия естественных полосчатых структур с вихрями ламинарной плоской струи с параболическим профилем средней скорости на срезе сопла: *a* – поперечное сечение вихрей слева (1–4 – для вихрей с 1 по 4 соответственно), внизу показана пространственная схема процесса; *b* – поперечное сечение вихрей справа (1–4 – для вихрей с 1 по 4 соответственно), внизу показана пространственная схема процесса, $U_0 = 3,7$ м/с

шероховатости (рис. 5.36). На каждом торце элемента шероховатости генерируются две полосчатые структуры. В процессе взаимодействия каждой из них с цилиндрическим вихрем вихревой дорожки возникают два Λ – образных вихря (см. картины 1 и 2 на рис. 2.36.а). Вследствие противовращения вихрей по одну и другую сторону от оси вихревой дорожки траектория движения полосчатых структур подвергается сложному искажению, как показано на рис. 5.36.б. Данный процесс вызывает возможность генерации Λ – образных вихрей на цилиндрических вихрях, расположенных на противоположной стороне вихревой дорожки, где элемент шероховатости отсутствует (см. картины 3 и 4 на рис. 5.36а и схему на рис. 5.36.б)

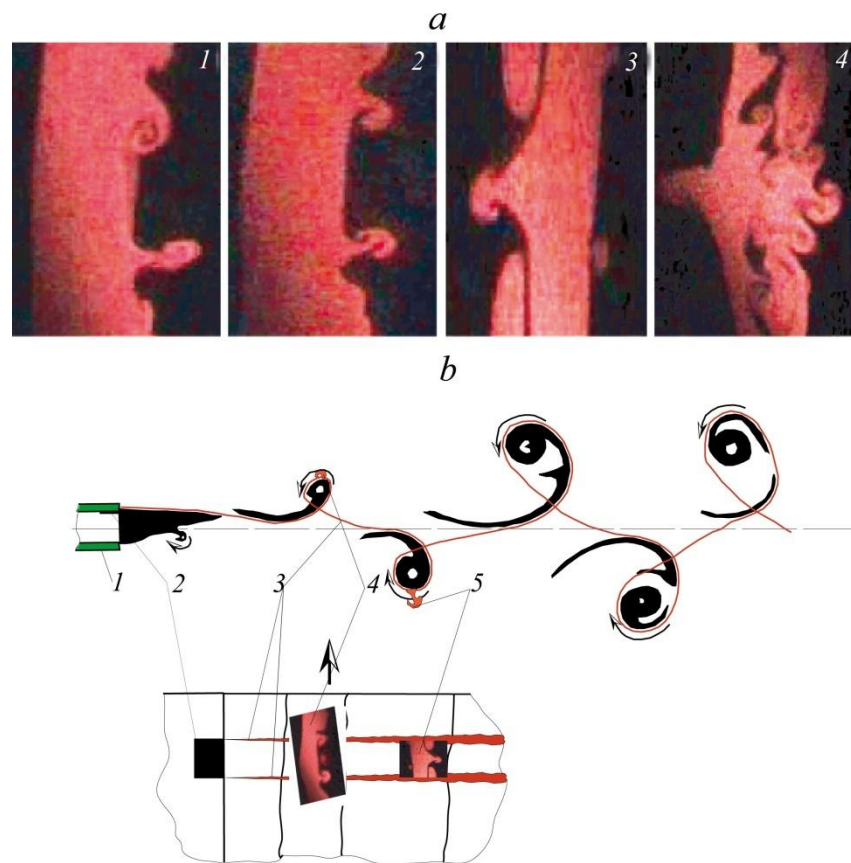


Рис. 5.36. Визуализация процесса взаимодействия искусственных полосчатых структур с поперечными вихрями ламинарной плоской струи с параболическим профилем средней скорости на срезе сопла: *a* – поперечное сечение вихрей (1–2 – два последовательных вихря с правой стороны, 3 – 4 – два последовательных вихря с левой стороны); *b* – схема вихревой дорожки (1 – сопло; 2 – элемент шероховатости; 3 – полосчатые структуры; 4 – Λ – образные вихри на стороне расположения элемента шероховатости; 5 – Λ – образный вихрь на противоположной стороне от элемента шероховатости, $U_0 = 3,7$ м/с

Аналогичную картину можно наблюдать и при взаимодействии полосчатых структур, генерированных четырьмя элементами шероховатости (рис. 5.37.), с вихрями ламинарной плоской макроструи (рис. 5.38). Следует отметить, как показано на рис. 5.38.b процесс образования Λ – образных вихрей захватывает как правые, так и левые вихри вихревой дорожки несмотря на то, что генераторы полосчатых структур расположены лишь на одной стороне выхода сопла. Такое развитие возмущения отличается от наблюдаемого процесса

взаимодействия искусственных полосчатых структур с классической плоской струей, когда Λ – или Ω – образные вихри развиваются лишь в сдвиговом слое, где генерированы полосчатые структуры, не вовлекая в этот процесс другой сдвиговый слой (см. рис. 5.38.b).

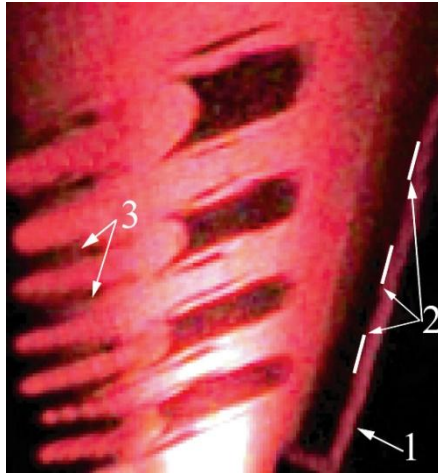


Рис. 5.37. Картина дымовой визуализации искусственных полосчатых структур, генерированных элементами шероховатостей, расположенных на выходе сопла: 1 – выходное отверстие плоского сопла; 2 – элементы шероховатостей; 3 – пара полосчатых структур, генерированных элементом шероховатости, $U_0 = 3,7$ м/с.

Картина 1 на рис. 5.38.a отражает появление небольших выбросов из цилиндрического вихря, расположенного первым со стороны сопла, где расположены элементы шероховатости. Их возникновение связано с процессом взаимодействия полосчатых структур и вихревой дорожки. Далее вниз по потоку можно наблюдать динамику эволюции вначале небольших выбросов до их трансформации в Λ – образные вихри, которые интенсифицируют процесс смешения струи с окружающим газом и приводят к турбулизации течения (см. картины 2 – 6 на рис. 5.38.a)

Таким образом, экспериментальные исследования ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости на выходе из сопла показали, что струя подвержена синусоидальному колебательному движению.

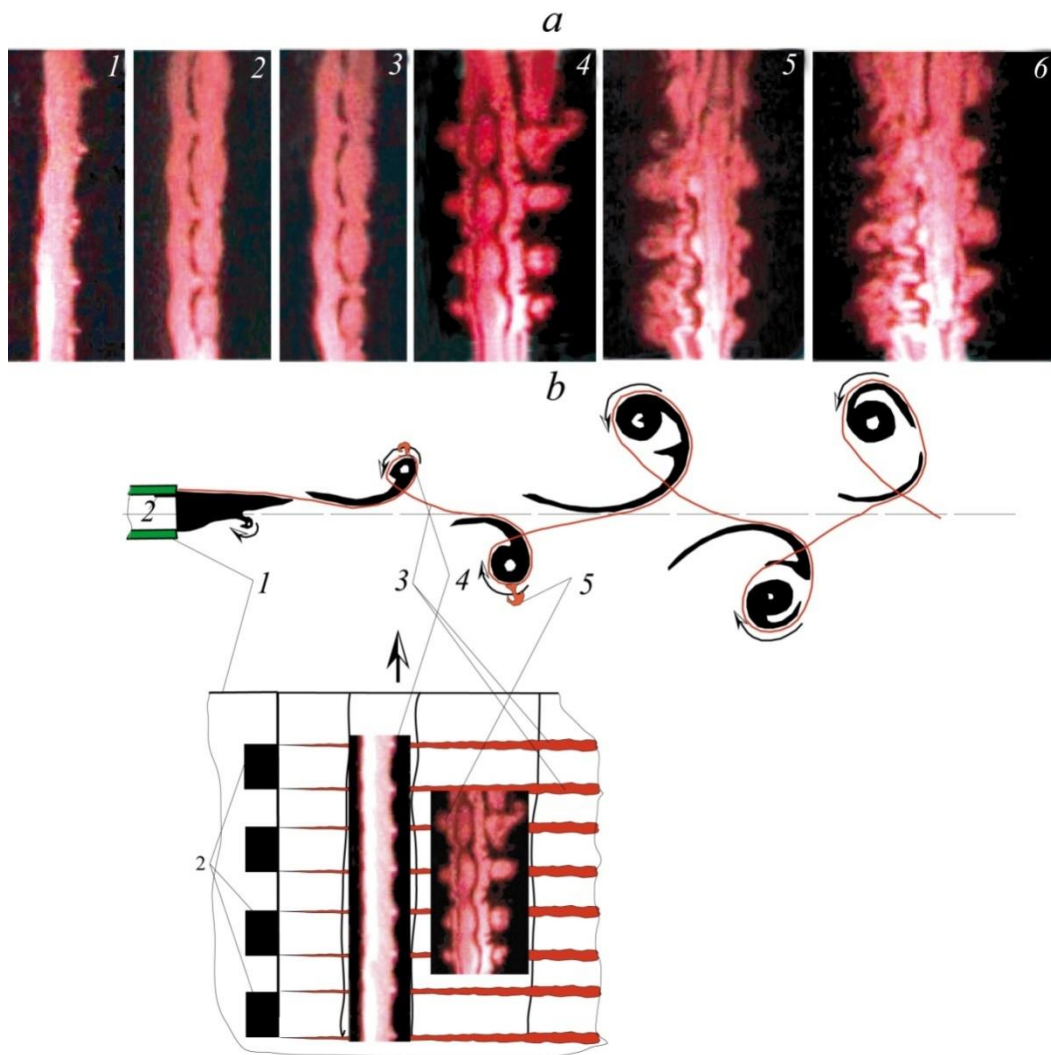


Рис. 5.38. Визуализация процесса взаимодействия четырех искусственных полосчатых структур с поперечными вихрями ламинарной плоской струи с параболическим профилем средней скорости на срезе: *a* – поперечное сечение вихревой дорожки (1–6 – последовательность вихрей в дорожке; *b* – схема вихревой дорожки (1 – сопло; 2 – элементы шероховатости; 3 – полосчатые структуры; 4 – Λ – образные вихри со стороны расположения элемента шероховатости; 5 – Λ – образные вихри, на цилиндрическом вихре, $U_0 = 3,7$ м/с

Внешнее акустическое воздействие приводит к образованию мощных вихревых жгутов с чередующимся знаком завихренности и распространяющихся параллельно большей стороне сопла. Развитие таких вихрей захватывает всю толщу плоской струи. Область восприимчивости такой струи к акустическим колебаниям зависит от размеров сопла и лежит в пределах десятков герц. При

этом рост частоты акустического воздействия приводит к уменьшению периода колебательного движения струи с сохранением характера вихревой дорожки. В отличие от плоской струи с «ударным» профилем скорости и развивающимися независимо друг от друга двумя слоями сдвига, в процесс взаимодействия продольных полосчатых структур с поперечными цилиндрическими вихрями вовлечены как правые, так и левые вихри дорожки. Такое взаимодействие объясняется отсутствием потенциального течения в струе (ядра), ввиду параболического профиля средней скорости на срезе сопла.

5.3.3. Течение турбулентной плоской струи

Рассмотрим теперь динамику развития турбулентной плоской макроструи. Ламинарная плоская макроструя была искусственно трансформирована в турбулентное состояние при сохранении скорости потока $U_0 = 3,7$ м/с ($Re = U_0 \times 2h / \nu = 3577$) с помощью турбулизатора 17, установленного на выходе классического сопла (см. рис. 5.17.). При этом распределение средней скорости в поперечном сечении плоской струи на выходе из удлиненного сопла ($l = 3540$ мм) приобрело характерные черты турбулентного профиля скорости (рис. 5.39.).

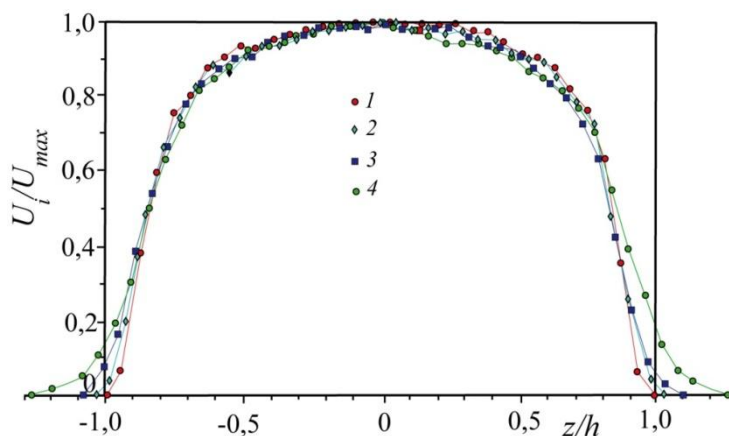


Рис. 5.39. Распределения средней скорости в поперечном сечении турбулентной плоской струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при $x = 2, 5, 9, 15$ мм соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с ($Re = U_0 \times 2h / \nu = 3577$)

Длины канала оказалось достаточно для того, чтобы два турбулизованных пограничных слоя на противоположных стенках выхода классического сопла в процессе нарастания их толщины вниз по потоку сомкнулись и создали турбулентное состояние течения по всему сечению струи, начиная со среза сопла удлиненного канала. Из графика видно, что турбулентная плоская струя, в отличие от ламинарной плоской струи, начинает расплываться в трансверсальном направлении со среза сопла. Угол трансверсального расплывания струи составляет примерно 40° (рис. 5.40., картина 1), что более чем в два раза превышает соответствующий параметр для ламинарной плоской струи. С другой стороны, можно заметить отсутствие синусоидального колебания турбулентной плоской струи в целом без акустического воздействия на нее и появление данного колебания при акустическом воздействии (см. рис. 5.40., картины 2–5).

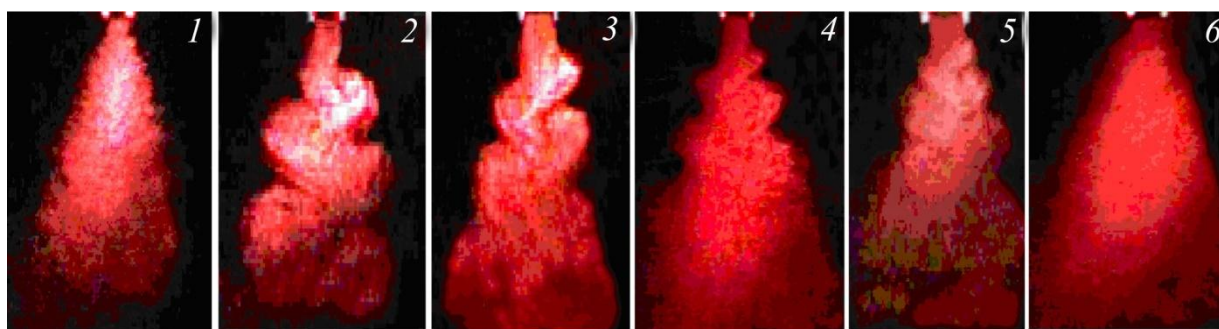


Рис. 5.40. Картины дымовой визуализации течения в турбулентной плоской струе без акустического воздействия 1 и при акустическом воздействии (2, 3, 4, 5, 6 – при $f = 30, 40, 50, 60, 100$ Гц соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с

При акустическом воздействии на струю с одинаковой интенсивностью звука, но на различных частотах от 30 до 100 Гц (см. рис. 5.40., картины 2–6) можно наблюдать определенные особенности такого воздействия. Некоторые количественные оценки акустического влияния на процесс развития турбулентной плоской струи показаны в Таблице 2.

Из Таблицы 2 видно, что с ростом частоты акустического воздействия на плоскую турбулентную макрострую длина волны синусоидального колебания

струи естественно падает, скорость распространения возмущения лежит в диапазоне 1,5 – 1,7 м/с, а отношение скорости распространения возмущения к максимальной скорости струи близко к характеристике распространения волн неустойчивости в пограничных слоях (0,4 – 0,47). Что касается числа Струхаля, то оно естественно растет с ростом частоты возбуждения от 0,12 при $f = 30$ Гц до 0,23 при $f = 60$ Гц.

№ п/п	Частота (Гц)	Длина волны (λ), мм	$C_\phi = \lambda \times \phi$, (м/с)	Число Струхаля ($Sh_h = f \times 2h / U_0$) $U_0 = 3,7$ м/с, $2h = 14,5$ мм	C_ϕ / U_0
1	0				
2	30	50	1,5	0,12	0,40
3	40	40	1,6	0,16	0,43
4	50	35	1,75	0,19	0,47
5	60	29	1,7	0,23	0,46

Таблица 2. Характеристики турбулентной плоской струи без акустического воздействия и при внешнем акустическом воздействии

В целом, эти данные коррелируют с данными, полученными при исследовании влияния акустики на ламинарную плоскую струю, за исключением наблюдаемых фактов отсутствия синусоидального колебания струи в отсутствие акустики и при акустическом воздействии с частотой более 60 Гц (см. рис. 5.40.б). Возможно, первый факт связан с тем, что струя турбулентная и эффект ее синусоидального колебания усреднен по пространству турбулентностью, а второй факт вызван слишком большой частотой акустики и соответственно малой длине волны возмущения, что приводит к невозможности наблюдать колебательный процесс, соизмеримый с турбулентными пульсациями, на картинах визуализации течения. Синусоидальные колебания турбулентной плоской струи при акустическом

воздействии указывают на то, что механизм синусоидальной неустойчивости плоской струи сохраняется и при турбулентном состоянии течения. По - видимому, когерентные вихревые структуры, наблюдаемые в виде асимметричной вихревой дорожки у ламинарной плоской струи, существуют и в турбулентной плоской струе в присутствии акустики. Организованное асимметричное расположение структур, появляющихся поочередно на противоположных сторонах от оси струи, в турбулентной плоской струе наблюдали и авторы работы [123]. Формирование антисимметричной картины течения в турбулентной плоской струе указывает на то, что идет развитие крупномасштабной структурной модели течения, более сложной, чем было показано в работе [124].

5.4. Обсуждение результатов эксперимента

На рис. 5.31. представлены осредненные профили средней скорости плоской ламинарной и турбулентной струй, истекающих из сопла плоского канала, на выходе которого сформировано классическое течение с профилем скорости Хагена – Пуазейля. Показано, что профиль скорости на срезе сопла имеет параболическую форму при истечении ламинарной струи и типичный турбулентный профиль скорости при истечении турбулентной струи. Аналогичные профили скорости были получены нами при исследовании круглой ламинарной и турбулентной струй, истекающих из сопла круглого канала, на выходе которого сформировано классическое течение с профилем скорости Хагена – Пуазейля [110]. Однако характеристики развития круглой и плоской струй кардинально отличались. Если ламинарная круглая струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла развивается прямолинейно и ламинарно на расстояния до двадцати калибров, то ламинарная плоская струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла уже вблизи сопла модулирована синусоидальным колебанием. Это синусоидальное колебание струи связано с неустойчивостью течения к поперечной моде, что типично для неустойчивости плоской струи с параболическим профилем скорости. Круглая

же струя в аналогичных условиях не подвержена такому колебательному процессу, о чем было сказано выше. Наблюдаемая же неустойчивость круглой ламинарной струи в области перехода к турбулентности, т. е. значительно ниже по потоку, по крайней мере качественно непохожа на асимметричную, и требует более детального изучения. С другой стороны, как отмечено в [110], акустика не оказывает заметного влияния на область ламинарного течения круглой струи, в то время как влияние акустики на плоскую ламинарную струю оказалось существенным (возможность управления характеристиками вихрей и параметрами самой вихревой дорожки с помощью акустики).

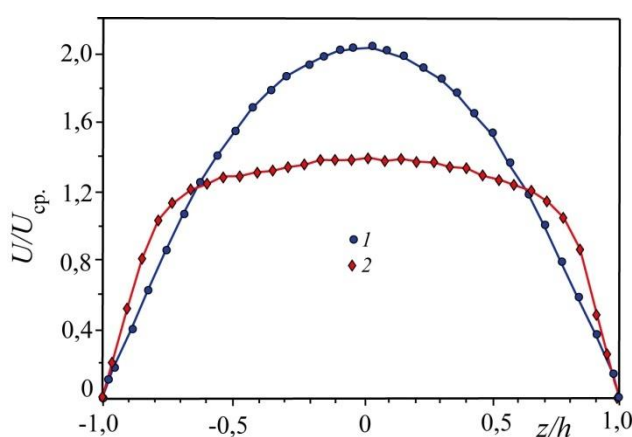


Рис. 5.41. Осредненные профили средней скорости в поперечном сечении плоской ламинарной 1 и турбулентной 2 струй на срезе сопла, $U_0 = 3,7$ м/с

Турбулентная плоская струя, как и ламинарная, подвержена синусоидальной моде неустойчивости, но только наблюдаемой явно в случае акустического воздействия на струю. По сравнению с круглой турбулентной струей, плоская турбулентная струя качественно идентична, за исключением влияния акустики на характеристики последней. Уровень пульсаций скорости в турбулентной плоской струе достигает максимума в области слоя сдвига (18–20 % U_0) и снижается до 7 % U_0 в ядре струи (рис. 5.42.). Уровень пульсаций скорости в турбулентной плоской струе, по сравнению с аналогичным показателем для круглой турбулентной струи [20], примерно в два раза выше как в области слоя сдвига, так и в ядре струи, что, вероятно, связано с колебательным процессом плоской струи в целом. Угол трансверсального

расплывания турбулентной плоской струи (40°) почти в три раза выше, чем у турбулентной круглой струи (15°), что также связано с колебательным процессом у первой. Что касается уровня пульсаций скорости для ламинарной круглой и плоской струй, то он достаточно низок в обоих случаях и не превышает $0,5\% U_0$ (см. рис. 5.42.).

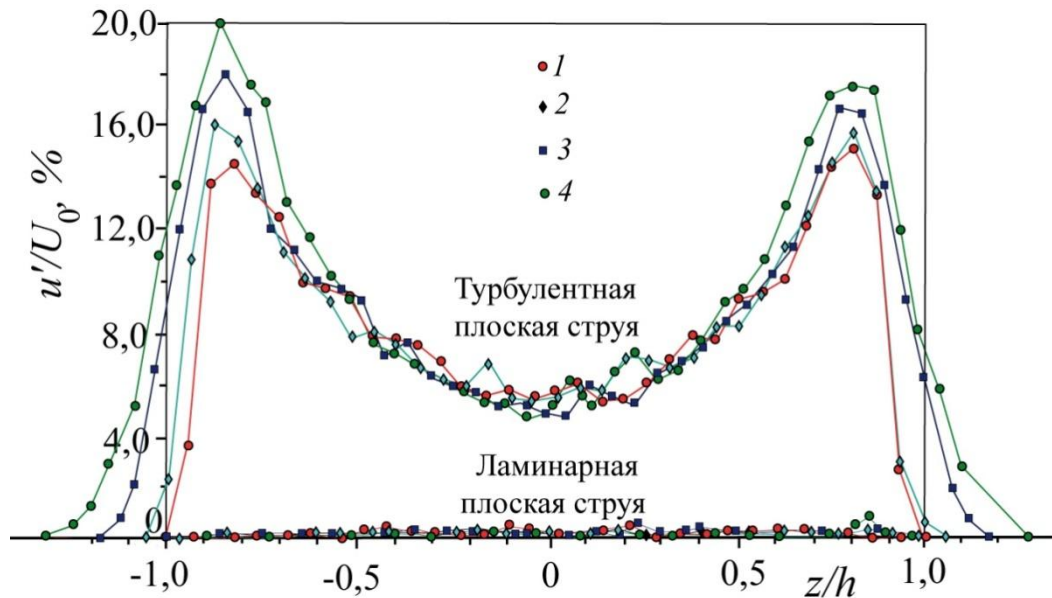


Рис. 5.42. Распределение пульсаций скорости в поперечном сечении плоской ламинарной и турбулентной струй на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при $x = 2, 5, 9, 15$ мм, соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с

Интересно сравнить механизм взаимодействия полосчатых структур с вихревыми структурами плоской и круглой ламинарной струй. Механизмы взаимодействия полосчатых структур с кольцевыми вихрями классической круглой струи и развивающимися независимо друг от друга слоями сдвига классической плоской струи детально изучены. В первом случае этот процесс приводит к возникновению азимутальных выбросов из струи в виде Λ – образных вихрей по всему периметру струи, динамика развития которых приводит к интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и ее дальнейшей турбулизации. Во втором случае, как отмечено выше, независимость развития друг от друга двух слоев сдвига приводит к независимости их взаимодействия с полосчатыми структурами, что можно

использовать для управления этим процессом, искусственно манипулируя генерацией Λ – образных вихрей на той или иной стороне струи. Несколько иную ситуацию можно наблюдать в случае истечения из сопла ламинарной струи с параболическим профилем скорости. Для случая круглой струи никаких кольцевых вихрей не обнаружено и на протяжении двадцати калибров в струе сохраняется ламинарное течение. В связи с этим, вероятно, влияние полосчатых структур на эту область течения будет незначительным, либо его вообще не будет. Тем не менее, это утверждение требует дополнительных исследований. В случае же плоской ламинарной струи, как видно из результатов настоящих исследований, полосчатые структуры взаимодействуют с цилиндрическими вихрями вихревой дорожки, и этот процесс приводит к возникновению Λ – образных вихрей как на правых, так и на левых вихрях вихревой дорожки. Механизм турбулизации струи происходит именно за счет эволюции этих вихрей, интенсифицирующих процессы смешения струи с окружающим газом и ее полной турбулизации. Данный результат исследований противоречит предположению авторов работы [117] о том, что неорганизованность трехмерных возмущений и, возможно, несовершенство симметрии двумерной струи предотвращают формирование в ней азимутальных выбросов, или боковых струй (от англ. *side jets*)». В действительности они возникают при взаимодействии полосчатых структур с вихрями плоской ламинарной струи. На рис. 5.43. представлено сравнение скоростей распространения ($C_\phi = C_\phi / U_0$) искусственно генерированных синусоидальных пульсаций в зависимости от частоты их возбуждения ($\alpha C_\phi = 2 \pi f b / U_0$, где f – частота возбуждения, b – расстояние от оси струи до точки, $U_i / U_0 = 0,5$). Результаты экспериментальных исследований в работе [113] отмечены кружками, а настоящих исследований – треугольниками. Видно, что согласование теоретических и экспериментальных данных удовлетворительное для обоих экспериментов. Экспериментальные точки расположены близко к теоретическим результатам для плоской струи с параболическим профилем скорости (JET II). Автором работы [113] в плоской

струе были обнаружены две моды пульсаций. Они различны как по частоте, так и по фазе.

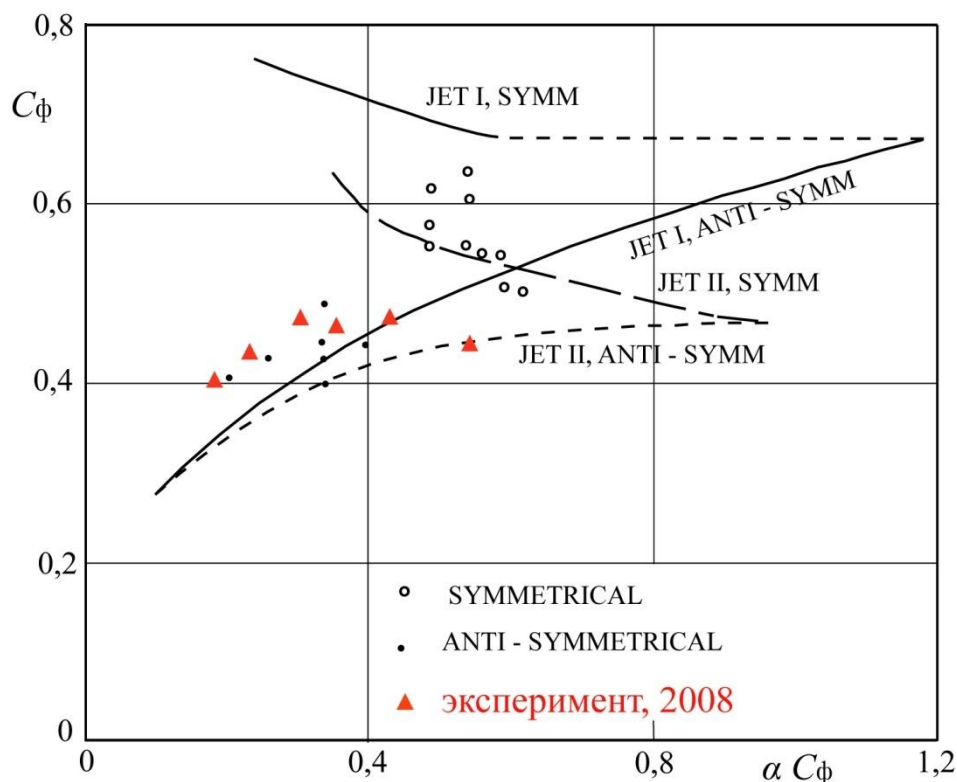


Рис. 5.43. Сравнение скорости распространения искусственно возбуждаемых синусоидальных пульсаций скорости в плоской струе [113]. Результаты настоящих экспериментальных исследований представлены на графике в виде треугольных символов, $U_0 = 3,7$ м/с ($Re = U_0 \times 2h / \nu = 3577$). (линии – теория, символы – эксперимент)

Пульсации высокой частоты симметричны относительно центральной линии, в то время как пульсации низкой частоты антисимметричны. Интенсивность двух мод пульсаций сильно зависит от профиля средней скорости. Когда параметр $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$ велик, т. е. профиль скорости близок к параболическому, преобладают антисимметричные пульсации. С другой стороны, когда параметр $\nu\lambda/\eta^2 Y_0$ мал, не наблюдается антисимметричных пульсаций. Пульсации, возбужденные звуком на высоких частотах, симметричны, а на низких – антисимметричны. В случае параболического профиля скорости, как и в наших экспериментах, переход струи был

инициирован синусоидальными пульсациями скорости, которые сначала были слабыми, а затем усиливались вниз по потоку, приводя к турбулизации струи. Низкая частота акустического воздействия на струю приводила к интенсификации именно антисимметричных мод пульсаций, что и подтверждается результатами настоящих исследований. Таким образом, можно наблюдать хорошее согласование данных настоящих исследований с данными из работы [113]. Результаты настоящих исследований опубликованы в работе [125].

5.5. Выводы

По результатам настоящих экспериментальных исследований влияния начальных условий на срезе сопла на структуру плоской струи можно сделать следующие выводы:

1. Установлено, что ламинарная и турбулентная струя на выходе из плоского канала Хагена – Пуазейля подвержена продольному синусоидальному колебанию.
2. Показано, что в плоской струе искусственно генерированная симметричная мода подавляется синусоидальной модой неустойчивости.
3. Получено, что ламинарная плоская струя восприимчива к акустическому воздействию в диапазоне низких частот с модуляцией течения синусоидальным колебанием соответствующей частоты.
4. Установлено, что взаимодействие полосчатых структур с вихревыми структурами ламинарной плоской струи приводит к генерации азимутальных Λ – образных вихрей, способствующих интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и ускорению турбулизации струи.
5. Показано, что в струе с параболическим профилем скорости, продольные вихри генерированные на одной стороне сопла уже в ближнем поле распространяются в обоих слоях сдвига и взаимодействуют с вихрями синусоидального возмущения. В то время как, при «ударном» профиле

скорости, аналогичные продольные вихри не взаимодействуют до 15 калибров ниже по течению.

Глава 6. Вихревые когерентные структуры в круглой струе в поперечном потоке

В главе представлены результаты экспериментальных исследований механизма возникновения и развития вихревых структур в круглой струе, истекающей в поперечный сдвиговый поток. Показаны особенности возникновения и развития данных структур в указанных условиях. Обсуждаются картины дымовой визуализации ламинарной и турбулентной струй и результаты термоанемометрических измерений (распределений средней и пульсационной составляющих скорости) в поперечных сечениях на различных расстояниях вниз по потоку от среза сопла. Установлено, что характеристики восприимчивости ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям близки. Показано, что круглая струя с параболическим профилем скорости в поперечном сдвиговом потоке трансформируется, сворачиваясь в два стационарных противовращающихся вихря. Установлено, что наиболее неустойчивые моды с высокими частотами представляют собой волновые пакеты на паре противовращающихся вихрей, а моды на низких частотах развиваются в следе струи ближе к стенке. Обнаружен рост проникновения струи в сдвиговый поперечный поток и подсос жидкости из поперечного потока в ближнем поле струи. Показано, что границы раздела струя/поперечный поток могут подвергаться процессу «вытягивания и утоньшения», вызванному поперечным течением.

Введение

Характерная конфигурация течения струи в поперечном потоке присуща большинству промышленных приложений, начиная от управления отрывом пограничного слоя до рассеивания загрязнителя из дымовых труб, от пленочного охлаждения лопаток турбин до впрыска топлива в камеры сгорания и топки [126]. Структура течения, свойства смешения и общая динамика струй в поперечном потоке являются предметом многочисленных экспериментальных и численных исследований. Выделяют четыре основные когерентные

структуры, характеризующие струю в поперечном потоке: 1) пара противовращающихся вихрей, которые возникают в ближнем поле струи и, следуя вдоль траектории струи, доминируют в области течения далеко вниз по потоку; 2) вихри слоя сдвига, которые расположены в начале струи и имеют форму кольцеобразных или петлеобразных нитей; 3) подковообразные вихри, формирующиеся в пограничном слое плоской пластины вблизи стенки и распространяющиеся вниз по потоку; 4) «следовые вихри, или вертикальные вихри», которые вертикально ориентированы и распространяются в следе струи [127–129]. Точное описание характерных особенностей таких струй является предпосылкой для понимания в полной мере динамики струй в поперечном потоке и первым шагом в попытке воздействовать на них с целью управления параметрами развития.

Последние достижения в численных методах задействуют анализ глобальной устойчивости течений, дающие возможность полностью оценить двух- и трехмерные течения, как их устойчивость, так и реакцию поведения к трехмерным возмущениям, а именно использование комбинации новых эффективных методов для численных стационарных решений. Предыдущие исследования устойчивости струи в поперечном потоке [130,131] основывались на различных невязких течениях, адаптированных на модель вихревой пелены [132]. Авторами работ [130,131] было установлено, что коэффициенты нарастания увеличиваются при уменьшении соотношения $R \equiv V_{\text{струи}} / U_{\infty}$. Также экспериментально обнаружено, что при низкой скорости струи на выходе ($R < 3,5$) внешнее возбуждение имеет малое влияние на структуру течения, в отличие от больших величин R , при которых наблюдается значительный эффект внешнего возбуждения [133]. Это явление указывает на переход от глобально неустойчивого течения, которому присущи самоподдерживающиеся глобальные колебания, к конвективно–неустойчивому течению, которое проявляет себя как усилитель шума [134].

Как уже было сказано, явление струи в поперечном потоке широко исследуется уже много лет [132, 135–145], и особое внимание уделяется

развитию структуры крупномасштабного течения, траектории струй, свойствам смешения и другим связанным явлениям. Интерес к этому явлению вызван, в частности, его разносторонней применимостью в управлении течениями в аэродинамике, оптимизации горения, интенсификации струйного смешения и т.д. Сложнейшая трехмерная природа течения и недостаточно полное понимание структуры течения вызывают необходимость его дальнейшего изучения. Отклонение струи в поперечном потоке является причиной сильной трансформации как самой струи, так и полей завихренности пограничного слоя поперечного течения, приводящих к формированию нескольких основных вихревых систем, о которых было сказано выше. На рис. 6.1 показана схема основной вихревой системы. Часть из указанных вихревых структур вовлекает в течение поперечной струи жидкость из внешнего течения.

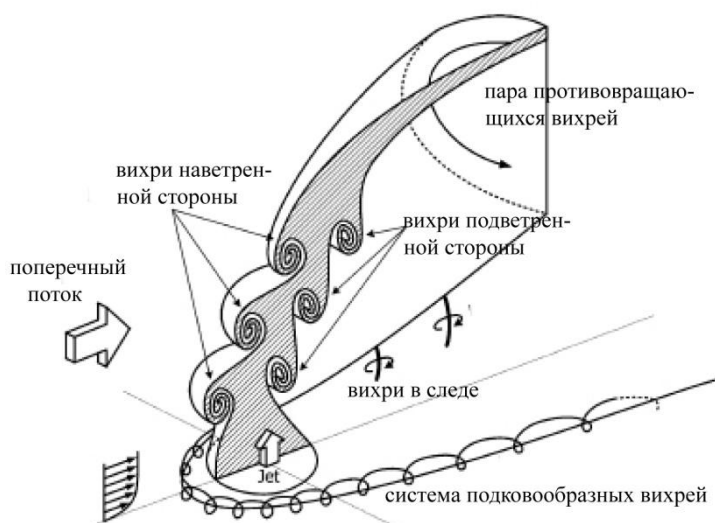


Рис. 6.1. Схема крупномасштабных вихревых структур, производимых круглой струей, вводимой по нормали к поперечному потоку. Затемненная область показывает поперечное сечение отклоненной струи вдоль ее оси в направлении поперечного потока

Например, подсос в ближнем поле в окрестности сопла струи вызван вихрями, формирующимися вдоль поверхностей раздела струя / поперечное течение на наветренной и подветренной стороне струи [132], в то время как подсос в дальнем поле определяется системой противвращающихся вихрей

развивающихся ниже по потоку [147]. В результате последних исследований обнаружено, что изменение геометрии струи может значительно влиять на возникающие в результате вихревые структуры, подсос и проникновение струи в поперечный поток [146,148,149]. С другой стороны, авторы работ [132,150] отмечают, что механизм подсоса может затрагивать процесс проникновения струи в поперечный поток. При более мощном подсосе в ближнем поле может реализовываться большее поперечное отклонение струи, и наоборот. Следовательно, какие-либо изменения в генерации вихрей с наветренной и подветренной сторон струи, вероятно, могут иметь заметное влияние на поле течения. В настоящее время большинство экспериментальных и численных исследований по струям в поперечном потоке ограничено струями с П-образным профилем скорости на выходе струи. Это, в частности, связано с тем, что большинство инженерных решений выполнены для высокоскоростных течений, требующих использования коротких входных расстояний для струй. Кроме того, постановка таких начальных условий может значительно упростить теоретический и расчетный анализ. Авторы исследований [151] обнаружили, что различные профили скорости, а именно «ударный» и параболический, могут также влиять на развитие структур ближнего поля течения. Расчеты с помощью прямого численного моделирования по влиянию профилей скорости на траектории круглой струи в поперечном потоке показали значительное отклонение между траекториями струи с «ударным» и параболическим профилем [152]. Это натолкнуло исследователей на мысль предложить альтернативное масштабирование траекторий струи, учитывая соотношение инерции струи в поперечном течении. Авторы работ [153,154] провели исследования по условиям истечения неоднородной струи, однако они не исследовали конкретно «ударную» и параболическую струи в поперечном потоке. Глобальная неустойчивость струи с параболическим профилем скорости в поперечном потоке исследована численно в работе [126], где выделены глобальные неустойчивые моды низких и высоких частот. Качественные и количественные данные по развитию круглой струи как с

«ударным», так и параболическим профилем скорости в поперечном потоке представлены в работе [155]. Контролируемое подавление неустойчивостей, или «реламинаризации» течения при определенных характеристиках развития гидродинамической системы, круглой струи в поперечном потоке исследовано в работе [156]. Турбулентная круглая струя в турбулентном пограничном слое изучалась в работе [157]. В целом, последние исследования, направленные на установление полного понимания того, как влияет профиль скорости при формировании струи на ее развитие в условиях присутствия поперечного потока, остаются пока не полностью понятными и требуют дальнейшего изучения. С другой стороны, возникает интерес к механизму возникновения и развития вихревых когерентных структур в свободных струйных течениях, что обусловлено их гидродинамической неустойчивостью. Известно, что при начальном ламинарном пограничном слое на срезе сопла в слое смешения формируется двумерная пространственная неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, связанная с образованием двумерных кольцевых вихрей с характеристиками развития, которые хорошо описываются линейной теорией пространственной неустойчивости [98]. При начальном турбулентном пограничном слое на срезе сопла можно ожидать появления того же типа неустойчивости, что и при начальном ламинарном пограничном слое (см. рис. 6.2).

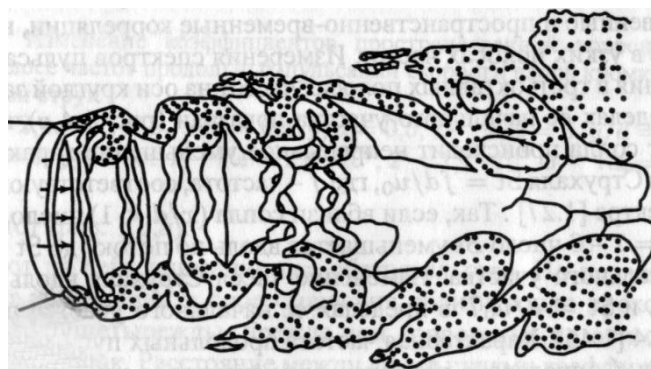


Рис. 6.2. Схема развития когерентных структур в начальном участке круглой турбулентной струи [98].

Основные механизмы развития и взаимодействия когерентных структур в струе, как при ламинарном, так и при турбулентном пограничном слое, на срезе сопла имеют, по-видимому, много общих черт и могут быть описаны в рамках невязкой теории Эйлера. Это так называемый первый тип неустойчивости осесимметричных струй, приведенный в работе [98] и связанный с генерацией когерентных структур типа вихрей Кельвина – Гельмгольца.

В данной главе обобщаются результаты последних исследований по развитию круглой дозвуковой струи в поперечном потоке и сопоставляются с результатами наших исследований. Работа практически продолжает наши недавние исследования, посвященные механизму развития ламинарной и турбулентной круглой струям как с «ударным» (*классическим*), так и параболическим профилем скорости [110], а также моделированию неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку [158]. Прежде чем приступить к изучению механизма развития круглой струи в поперечном потоке, отметим, что было решено исследовать особенности возникновения и эволюции круглой струи с «ударным» (классическим) и параболическим профилями скорости, сформированными непосредственно на срезе сопла при отсутствии поперечного потока.

Рассмотрен также механизм возникновения и развития вихревых когерентных структур в свободных струйных течениях, включающий изучение возможности существования одних и тех же когерентных структур в ламинарной и турбулентной осесимметричной круглой макроструе при одном и том же числе Рейнольдса.

6.1. Круглая макроструя в поперечном потоке

6.1.1. Круглая струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла

Результаты экспериментальных исследований механизма развития и турбулизации круглой струи при дозвуковых скоростях с параболическим профилем скорости представлены в работе [110]. На рис. 6.3 изображены фотография струйной установки с длиной канала четыре метра для генерации круглой струи с параболическим профилем скорости и картины визуализации струи дымом в продольном направлении и поперечных сечениях.

На картине визуализации струи дымом наблюдается значительная протяженность (около 200 мм) ламинарного течения. Далее вниз по потоку начинается область перехода струи в турбулентное состояние, где наблюдаются выбросы газа с периферии струи в окружающее ее пространство в виде спиралевидных структур (см. рис. 6.3.И, сечения *a–d*).

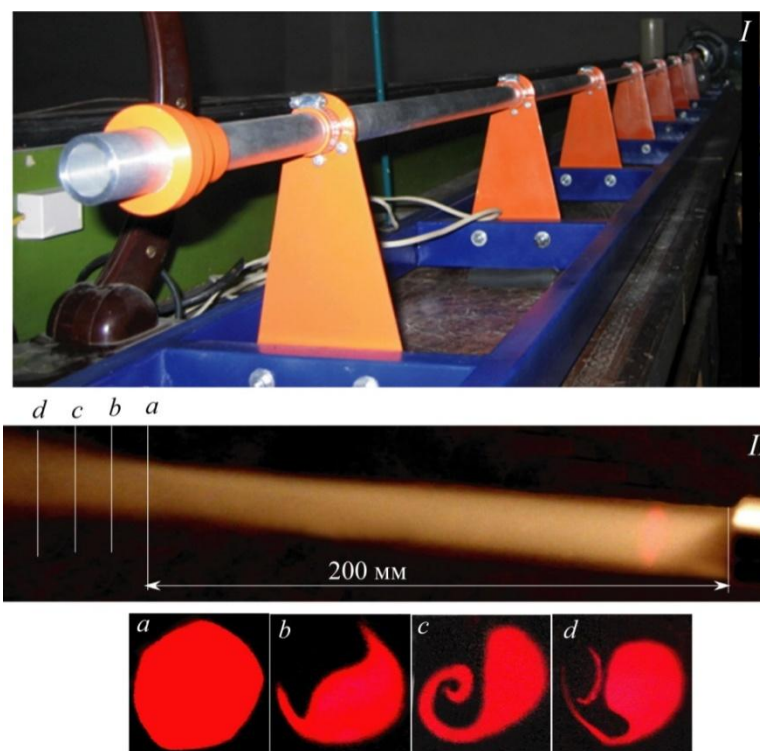


Рис. 6.3 Канал струйной установки длиной 4 м для генерации струи с параболическим профилем скорости на выходе из сопла(I) и картины

визуализации дымом струи в продольном направлении (*II*) и поперечных сечениях (*a–d*)

Данный вид неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости, связанный с возникновением подобных структур, был исследован в эксперименте, который будет рассмотрен ниже. Другой важной особенностью развития ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости является ее невосприимчивость к акустическому воздействию. Обнаружено, что акустика не оказывает влияния на генерацию каких-либо вихревых структур в области ламинарного течения в струе, независимо от частоты и интенсивности акустического воздействия. Напротив, гармоническое акустическое воздействие на круглую струю с ударным профилем скорости с определенной амплитудой и частотой приводит к интенсификации процесса развития полосчатых структур и их взаимодействию с кольцевыми вихрями. Далее вниз по потоку процесс турбулизации струи при акустическом воздействии на нее ускорялся по пространству, что указывало на активизацию механизма смещения акустикой. Было установлено, что акустика различной частоты и интенсивности приводит к изменению масштаба кольцевых вихрей и периода их следования [110].

На рис. 6.4 представлены распределения средней U и пульсационной u' составляющих скорости поперек ламинарной круглой струи на различных расстояниях от среза сопла. Видно, что профиль средней скорости в поперечном сечении струи имеет параболическую форму и, в отличие от струи с «ударным» профилем скорости, представляет собой сплошной сдвиговый слой. Максимальный уровень пульсаций скорости наблюдается в области сдвигового слоя струи и составляет порядка 0,25 % U_0 вблизи сопла и возрастает до 1,2 % U_0 вниз по потоку. В области ядра струи величина пульсаций скорости значительно ниже и составляет примерно 0,4 % U_0 во всем диапазоне измерений вниз по потоку. В целом, по сравнению с предыдущим случаем, уровень пульсаций скорости заметно снизился в области периферии

струи (от 4,5 % U_0 до 1,2 % U_0 при $x = 20$ мм), хотя тенденция к его возрастанию вниз по потоку в данной области остается прежней.

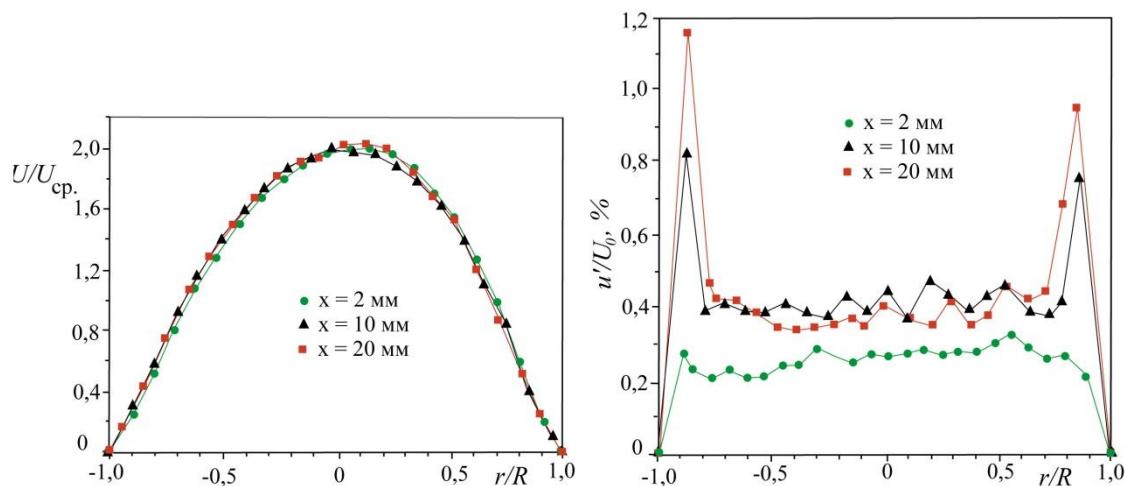


Рис. 6.4. Распределения скорости (слева) и пульсаций скорости (справа) в поперечном сечении круглой струи, сформированной при истечении из канала длиной 4000 мм, на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала, скорость потока на оси струи $U_0 = 5$ м/с

6.1.2. Моделирование неустойчивости круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку

Представленные на рис. 6.3. картины визуализации поперечного сечения струи напоминают структуры, которые наблюдаются для случая круглой струи при наличии внешнего поперечного потока [159]. Как отмечено в работе [159], даже при «ударном» профиле скорости на срезе сопла в их эксперименте искажение кольцевых вихрей под воздействием поперечного течения не имеет отношения к возникновению наблюдаемых ими вихревых структур. Исходя из этого, можно сделать вывод, что деформация струи и появление своеобразных крупномасштабных вихревых структур, по-видимому, связано с неустойчивостью струи к поперечному течению, приводящему к искажению параболоида вращения, каковым является эпюра скоростей круглой струи с начальным параболическим профилем скорости. Для моделирования данного явления был проведен эксперимент, где истекающая из сопла круглая струя была с одной стороны искусственно деформирована для воспроизведения

структур, возникающих в естественных условиях, с помощью накладки и подвержена слабому поперечному потоку с помощью вентилятора [158]. При этом профиль средней скорости в поперечном сечении струи на срезе сопла (рис. 6.5., кривая 2) деформировался только в той части, где находилась накладка.

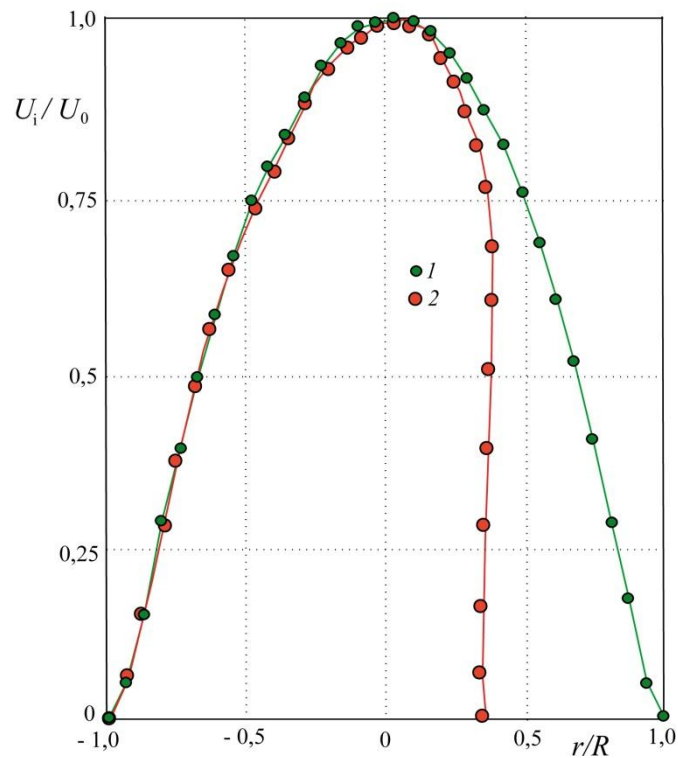


Рис. 6.5. Распределение средней скорости на выходе круглой струи из сопла без накладки (1) и с накладкой (2), скорость потока на оси струи $U_0 = 4$ м/с

Скорость струи на оси составляла $U_0 = 4$ м/с, а число Рейнольдса ($Re = U_0 \times d / \nu = 5333$). Скорость поперечного струе потока – $U_\infty = 0,5$ м/с. Соотношение скоростей было $U_0/U_\infty = 8$, где U_0 и U_∞ – скорости струи и поперечного течения соответственно, d – диаметр сопла и ν – коэффициент кинематической вязкости воздуха. Типичные картины дымовой визуализации поперечного сечения струи, моделирующей неустойчивость ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку, представлены на рис. 6.6.

Показано, что ламинарная струя подвергается деформации в виде «полумесяца» (см. рис. 6.6, слева) за счет выноса газа с периферии струи в две

тангенциальные струи, имеющие тенденцию к сворачиванию в два противовращающихся вихря (см. рис. 6.6., в центре и справа). Данные картины качественно похожи на визуализационные картины поперечного сечения круглой струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла, подверженной воздействию поперечного потока с $U_0/U_\infty = 4,6$ (рис. 6.7.). На рис. 6.7. отчетливо видно, что поперечный к струе поток вызывает тангенциальные

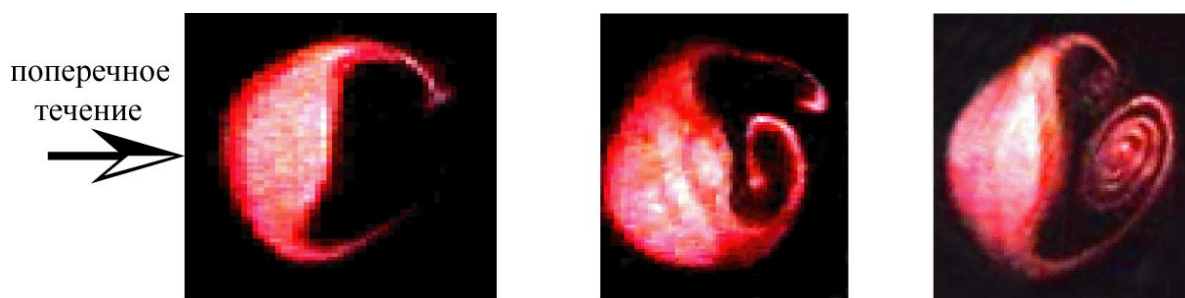


Рис. 6.6. Картины визуализации дымом поперечного сечения струи (картины слева направо с ростом расстояния от среза сопла $x/d = 2, 4, 6$)

выбросы от струи в области ее периферии, причем эти выбросы имеют характерную стреловидную форму, симметричны относительно вектора скорости поперечного потока и имеют тенденцию к сворачиванию в два симметричных противовращающихся вихря. Данный процесс совершенно не связан с наличием в струе с «ударным» профилем осесимметричных вихревых колец, эволюция которых не имеет отношения к наблюдаемым процессам. Предположительно механизм подобного искажения и деформации струи под воздействием поперечного потока состоит в смещении низкоскоростного сдвигового слоя, который обладает малым запасом кинетической энергии сопоставимой с энергией поперечного воздействия и в то же время сдвиговый слой является областью неустойчивости. На рис. 6.6, 6.7. показано развитие идентичных процессов по формированию продольной вихревой пары. Несимметрия пары вихрей на рис. 6.6. связана с некоторой неравномерностью поперечного потока. На рис. 6.8. представлена схема сворачивания в два противовращающихся вихря круглой струи с ударным профилем скорости на срезе сопла под действием внешнего поперечного потока.

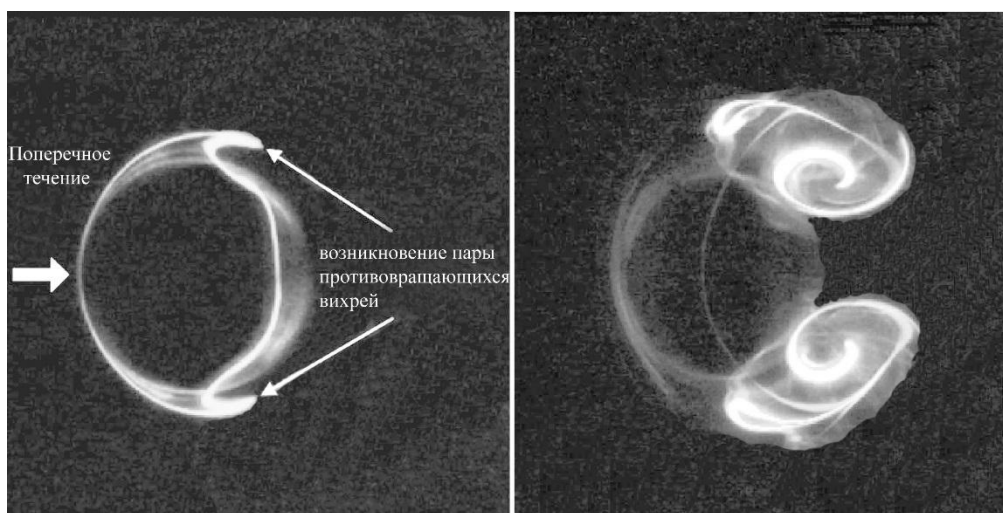


Рис. 6.7. Визуализация процесса деформации круглой струи под действием поперечного потока [159]

Показано, что при соотношении скоростей струи и поперечного потока $U_{струи}/U_{\infty}=4,6$ ядро струи смещается под действием поперечного потока и траектория струи становится криволинейной. В нашем случае влияние поперечного потока слабо и изменения положения ядра струи незначительно, поскольку отношение скорости струи к скорости поперечного потока $U_{струи}/U_{\infty} = 8$, велико. Принципиально схема рис. 6.8. однозначно отображает процесс воздействия поперечного потока на круглую струю. В сечении “А – А” можно наблюдать возникновение двух характерных тангенциальных выбросов струи в виде продольных вихрей, зарождающихся в области сдвигового слоя. Далее вниз по потоку, в сечении “Б – Б”, происходит утоньшение потенциального ядра струи с увеличением размеров двух противовращающихся вихрей. Аналогичную ситуацию можно наблюдать и в нашем эксперименте при моделировании деформации круглой струи под действием слабого поперечного потока (см. рис. 6.6.).

В ходе эксперимента установлено, что воздействие внешнего акустического поля широкого диапазона частоты и интенсивности приводит к развитию процесса вторичного высокочастотного колебания струи в областях развития продольных вихрей. Картины визуализации демонстрируют

восприимчивость продольных вихрей, развивающихся в сдвиговом течении к акустическому воздействию (рис. 6.9).

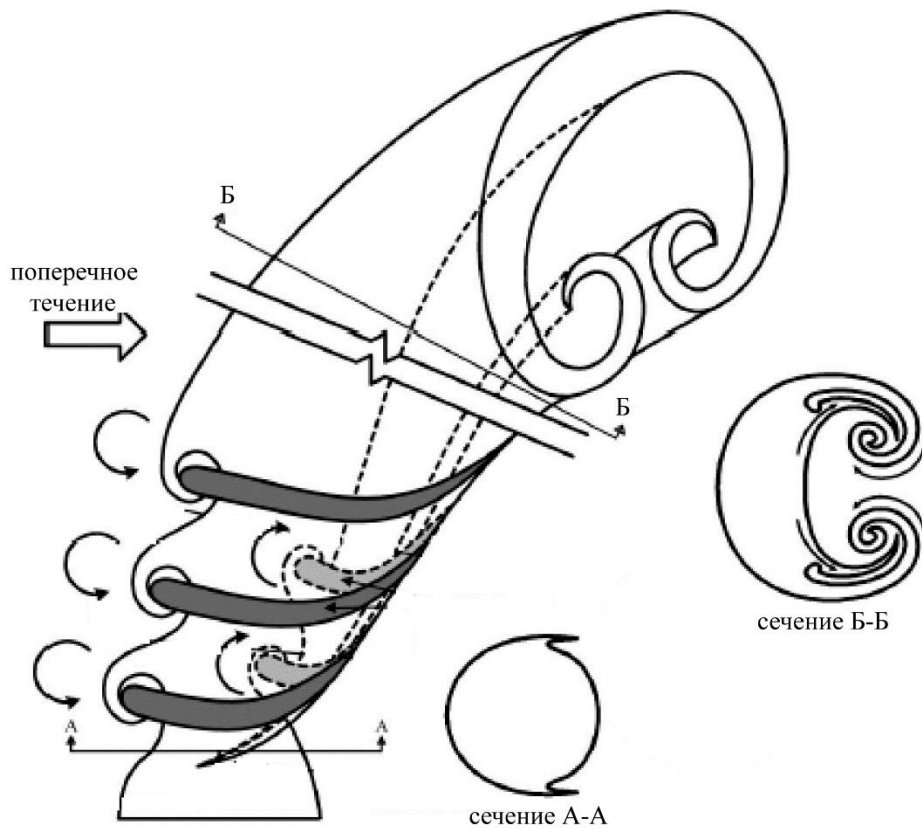


Рис. 6.8. Схема сворачивания в два противовращающихся вихря классической круглой струи под действием внешнего поперечного потока [159]

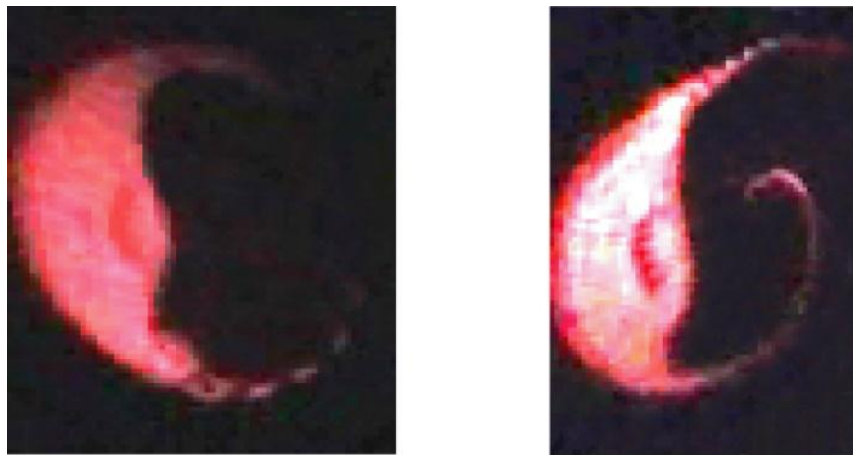


Рис. 6.9. Визуализация струи, развивающейся при поперечном течении и акустическом воздействии

Таким образом, результаты настоящих экспериментальных исследований по моделированию неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку показали, что в результате воздействия ядро струи деформируется незначительно смещаясь, в сдвиговой области струи образуются два продольных противовращающихся вихря подверженные высокочастотной вторичной неустойчивости.

6.1.3. Круглая струя развивающаяся в поперечном сдвиговом потоке (пограничном слое)

Рассмотрим особенности развития круглой дозвуковой струи в поперечном, но уже сдвиговом потоке, а именно в пограничном слое на плоской пластине. Как уже отмечалось во введении, существует большой интерес исследователей к изучению струйных течений с точки зрения их использования в различных технических приложениях. Например, в последнее время пристальное внимание обращено на возможность использования струй как элементов (актюаторов) системы управления течением в пограничном слое. Однако для успешного решения такой проблемы, в частности, необходимо полное понимание процесса взаимодействия струи и поперечного потока сдвигового слоя. Выявление механизмов, которые вносят определяющее значение в развитие струи, дает возможность предложить наиболее эффективные способы воздействия на пристенные сдвиговые течения. В работе [160] показана возможность управления отрывом/присоединением турбулентного пограничного слоя с помощью вихрей, генерируемых актюатором, представляющим собой струю, вдуваемую в пограничный слой. В работе [161] детально исследованы струйные актюаторы для управления течением в сдвиговом потоке в зависимости от частоты, интенсивности вдува, незначительных изменениях геометрии и позиций зон оптимального влияния.

В целом, моделирование неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому внешнему поперечному потоку

показало, что данный вид неустойчивости имеет особенности, которые невозможно объяснить хорошо известными типами неустойчивостей струйных течений, такими как неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, варикозная и синусоидальная моды неустойчивости и т. д. Как показали численные расчеты (рис. 6.10.), струя при наложении поперечного потока (в данном случае круглая струя в пограничном слое) характеризовалась парой противовращающихся вихрей в дальней области течения, петлеобразными вихрями вдоль сдвигового слоя, подковообразными вихрями, которые формируются в слое сдвига пограничного слоя вблизи выхода струи и вихрями в следе струи. Линейный анализ устойчивости показал, что струя в поперечном течении может характеризоваться самоподдерживающимися глобальными осцилляциями [126]. Полное трехмерное решение задачи устойчивости и глобальные собственные моды были рассчитаны прямым численным моделированием.

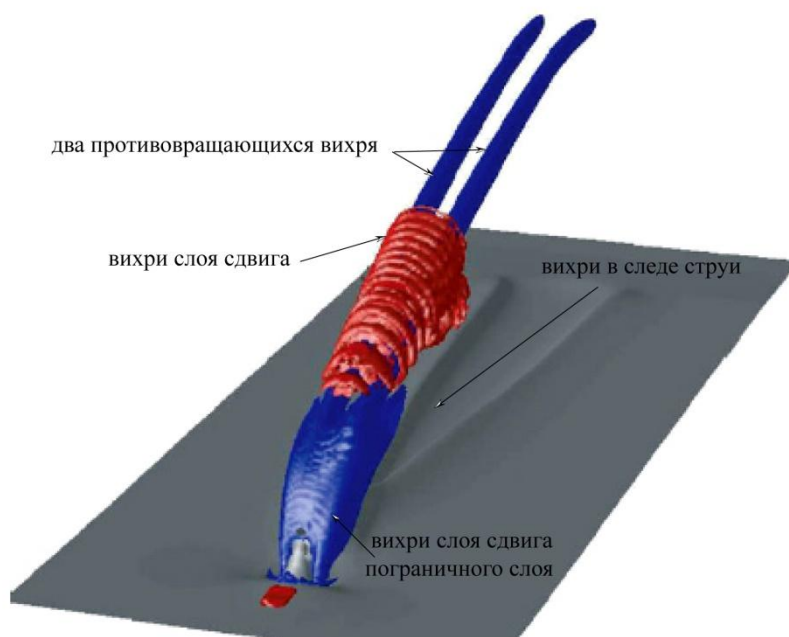


Рис. 6.10. Результаты прямого численного моделирования возмущений, возникающих при вдуве круглой струи в пограничный слой плоской пластины [126]

Было установлено, что структура течения при исключении затухающей частоты состоит в основном из пары противовращающихся вихрей в дальней

области течения и подковообразных вихрей вблизи стенки. Высокочастотные неустойчивые глобальные моды связаны с неустойчивостью пары противовращающихся вихрей, а низкочастотные моды связаны с вихрями, близкими к стенке. В нашем случае (см. разд. 6.1.), вероятно, можно говорить только о неустойчивости струи к поперечному потоку из-за высокочастотной неустойчивости пары противовращающихся вихрей, так как поперечный поток не является сдвиговым в начальном сечении струи, как было показано в работах [126, 155], где струя вдувалась в пограничный слой. Таким образом, одним из возможных механизмов неустойчивости круглой ламинарной струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла к поперечному потоку может быть механизм высокочастотной неустойчивости пары противовращающихся вихрей [126]. К тому же в исследованиях выявлена вторичная высокочастотная неустойчивость, по крайней мере, тангенциальных выбросов, из которых и формируется пара противовращающихся вихрей.

Были проведены экспериментальные исследования развития круглой струи с параболическим профилем скорости в сдвиговом поперечном потоке, а именно в пограничном слое плоской пластины. Задачи эксперимента состояли в продолжении изучения особенностей развития струи в поперечном потоке и, в частности, в сдвиговом потоке, а также в сравнении полученных результатов исследования с результатами, полученными авторами работ [126, 155]. Схема эксперимента представлена на рис. 6.11. В пограничный слой плоской пластины 1 через отверстие 2 диаметром 5 мм, расположенное на расстоянии 250 мм от носика пластины, вводилась круглая струя 3 с параболическим профилем скорости на срезе сопла. Параболическая форма профиля скорости на входе струи в пограничный слой достигалась с помощью прохождения воздуха через длинный канал ($l/d = 200$, где l – длина канала, а d – диаметр сопла). Наряду с воздушным потоком, создающим струйное течение, для визуализации струи в него вводился дым с помощью дымового генератора 4. Отношение скорости истечения струи на оси сопла ($U_{\text{струи}} = 3$ м/с) к скорости набегающего потока ($U_0 \approx 1$ м/с) на плоскую пластину $K = U_{\text{струи}} / U_0 \approx 3$, как и в

работах [126,155]. Струя подвергалась акустическому воздействию с помощью динамического громкоговорителя 5, на который подавался электрический синусоидальный сигнал различной частоты и амплитуды. Визуализированное дымом течение в струе подсвечивалось лазерным ножом 6, моменты включения которого были синхронизованы частотой акустического воздействия на струю. Лазерный нож был получен разверткой луча рубинового лазера линзой в плоский пучок 7. Информация как об общей структуре визуализированной дымом струи, так и особенностях ее развития в поперечных сечениях записывалась на цифровую видеокамеру 8.

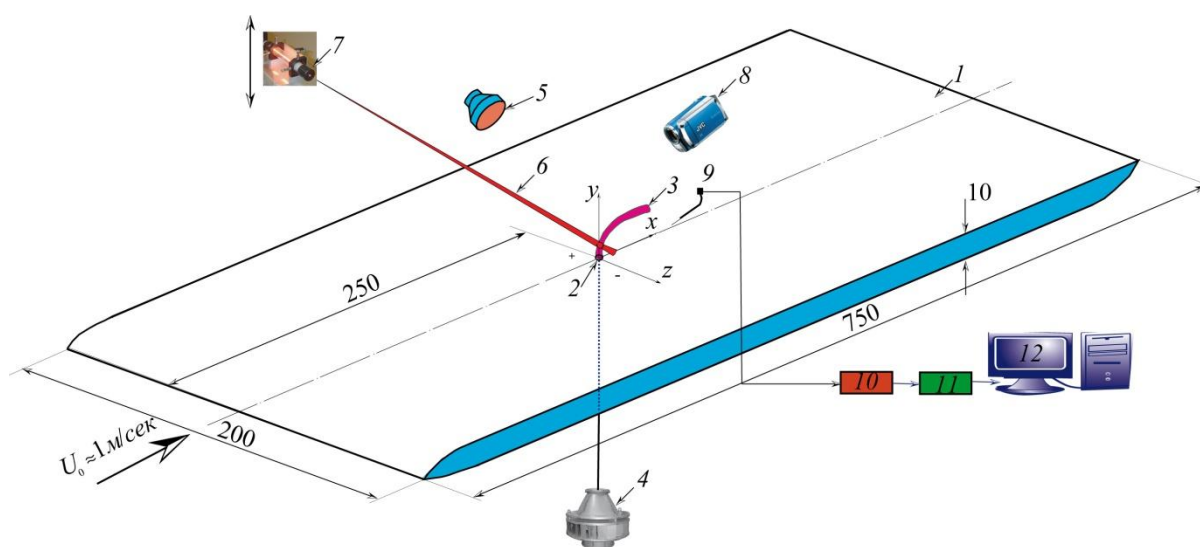


Рис. 6.11. Схема эксперимента: 1 – плоская пластина; 2 – отверстие диаметром 5 мм для ввода струи в пограничный слой; 3 – круглая струя в пограничном слое; 4 – генератор дыма; 5 – динамический громкоговоритель; 6 – лазерный нож; 7 – рубиновый лазер; 8 – цифровая видеокамера; 9 – датчик термоанемометра; 10 – термоанемометр; 11 – АЦП; 12 – компьютер

Проведены термоанемометрические измерения распределений продольной компоненты скорости U и ее пульсаций u' в пограничном слое и струе в области ее ввода в пограничный слой с помощью датчика 9, термоанемометра постоянного сопротивления 10, АЦП 11 и персонального компьютера 12. Обработка экспериментальных данных дымовой визуализации течения и термоанемометрических измерений проводилась с помощью

специальных программ на компьютере. На рис. 6.12. показан профиль средней $U_i/U_0 = f(y/\delta)$ составляющей продольной компоненты скорости поперек пограничного слоя, измеренного в точке ввода струи ($x = 250$ мм).

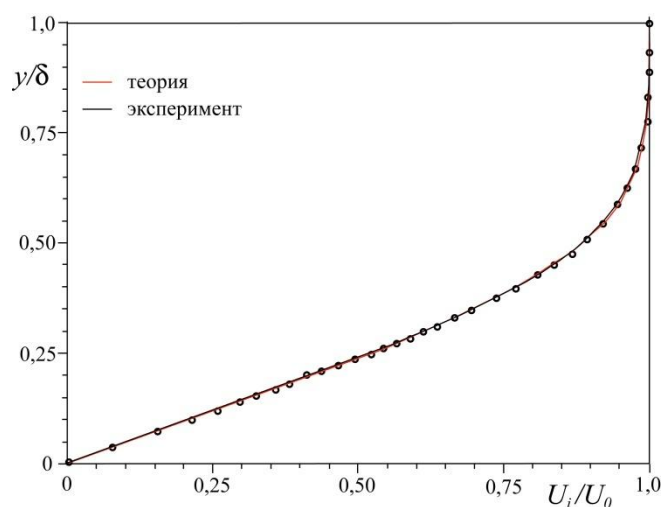


Рис. 6.12. Распределение средней (U_i) составляющей продольной компоненты скорости поперек пограничного слоя в точке ввода струи ($x = 250$ мм), $U_0 \approx 1$ м/с, $Re = U_0 \times x/\nu = 16666$ (y – текущая координата, δ – толщина пограничного слоя)

Показано, что профиль $U_i/U_0 = f(y/\delta)$ соответствует ламинарному течению в пограничном слое и близок к распределению Блазиуса. Уровень интенсивности пульсаций u'/U_0 в свободном потоке составлял 0,17 % U_0 . На рис. 6.13а показан профиль скорости $U/U_{\max} = f(r/R)$ поперек струи, измеренный на срезе выходного сопла. Видно, что профиль имеет параболическую форму распределения, близкую к профилю скорости, формируемой при течении в канале Пуазейля. Также же для сравнения показаны профили скорости круглой струи с параболическим профилем (см. рис. 6.13.б,с), вводимой в пограничный слой из работ [126, 155]. Показано хорошее качественное совпадение профиля скорости (см. рис. 6.13а) с профилями скорости, измеренными в работе [155] для четырех значений $K = U_{\text{струи}} / U_0$, и расхождение с профилем скорости из расчетной работы [126] где, как отмечают сами авторы работы, «профиль струи, повторяющий ламинарный параболический профиль скорости для течения Пуазейля в трубе равен: $v(r) = R(1 - r^2) \exp(-(r/0,7)^4)$,

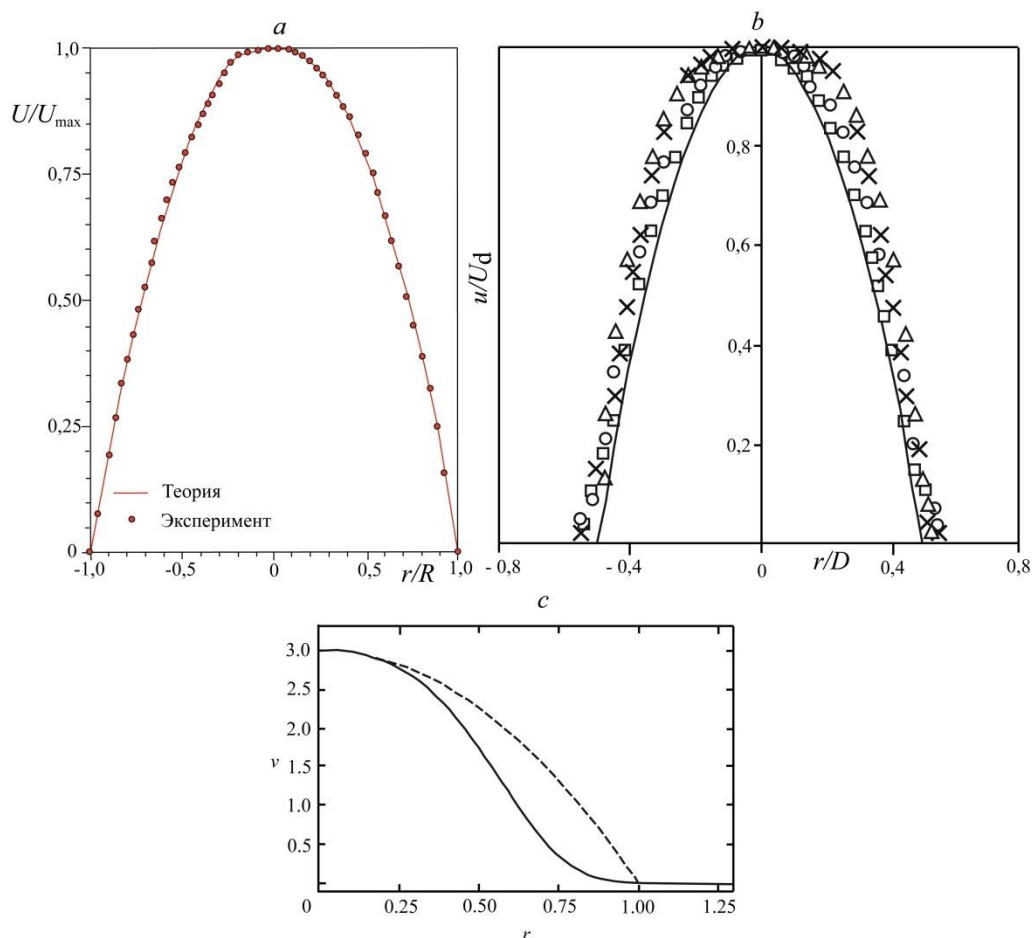


Рис. 6.13. Профили скорости струи: *a* – настоящий эксперимент; *b* – график, взятый из работы [30]; *c* – график, взятый из работы [1]; нормальная к стенке компонента скорости v показана сплошной линией, а стандартный параболический профиль скорости Пуазейля – пунктирной линией

однако профиль, описанный функцией Гаусса, имеет непрерывное отклонение для всех r без значительного изменения параболической формы профиля лишь вблизи оси струи». Сравним картины визуализации круглой струи с параболическим профилем скорости, вдуваемой в пограничный слой плоской пластины, полученные в данном эксперименте и в работе [155]. На рис. 6.14. показано, что качественно обе картины визуализации течения схожи. Однако следует заметить, что технически визуализация выполненная в работе [155] более контрастна и улавливает тонкую структуру течения. Тем не менее, основные структурные характеристики развития струи в сдвиговом слое на рис.

б.14, (слева) можно также отчетливо наблюдать. Начальная стадия развития струи представляет собой ламинарное течение без каких-либо вихревых структур, что согласуется с результатами исследований характеристик развития ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости [110]. Струя постепенно утоньшается, по мере внедрения в поперечный поток, граница раздела струя/поперечный поток остается устойчивой до примерно $x/d=4$.

Как отмечено в работе [155], струя с параболическим начальным профилем скорости проявляет сильную устойчивость к возбуждению крупномасштабных вихрей с подветренной стороны, в отличие от аналогичной струи с ударным профилем. Далее вниз по потоку можно наблюдать появление крупномасштабных вихревых структур в обоих случаях визуализации течения на рис. 6.14. Как отмечалось выше, струя, развивающаяся из параболического профиля скорости на срезе сопла, при наличии поперечного течения,



Рис. 6.14. Визуализация дымом струи в пограничном слое при $K = U_{\text{струи}} / U_0 \approx 3$ в настоящем эксперименте (слева) и визуализация струи в пограничном слое в водяном канале при $K = U_{\text{струи}} / U_0 \approx 3,5$ из работы [155] (справа)

постепенно сворачивается в два противовращающихся вихря. Именно на этих стационарных вихрях по причине их неустойчивости и возникают вторичные высокочастотные возмущения, представляющие собой кольцевые или полукольцевые вихри [126].

Рассмотрим картины визуализации струи в поперечном сечении, полученных сканированием лазерным ножом, расположенным параллельно

плоской пластине. На рис. 6.15., сверху, приведена картина визуализации поперечного сечения струи распространяющейся в поперечном потоке из работы [155]. На снимках запечатлен процесс сворачивания струи в два противовращающихся вихря. Аналогичный результат наблюдался и в настоящем эксперименте. На картине визуализации выполненной вблизи среза сопла (см. рис. 6.15. 1) можно наблюдать контур струи и пелену дыма сносимого поперечным потоком вблизи стенки, где согласно [126] формируются пристенные вихревые структуры. Далее выше по струе можно видеть постепенное формирование двух противовращающихся вихрей (см. рис. 6.15., 2–4), и на картине 5 уже четко видна структура окончательно сформированных двух противовращающихся вихрей.

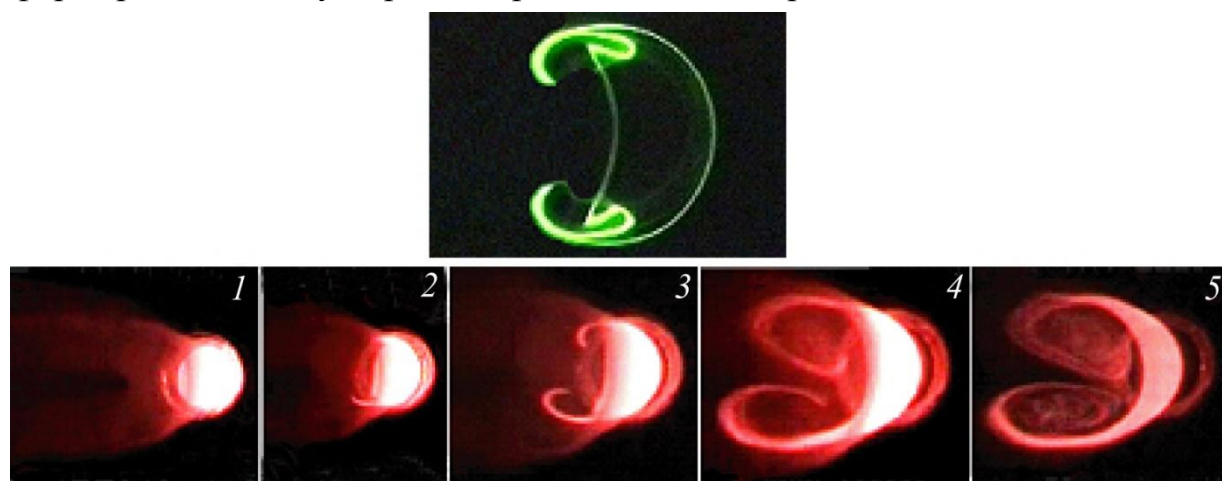


Рис. 6.15. Картины поперечных сечений визуализированной дымом струи в пограничном слое: вверху – картина из работы [155]; внизу – картины на различных расстояниях от среза сопла вверх по нормали к поверхности плоской пластины (1–5) в настоящем эксперименте

На рис. 6.16. представлены картины дымовой визуализации поперечных сечений струи в пограничном слое в области, где прослеживается наличие высокочастотных колебаний, развивающихся на вихревых структурах. Видна периодичность следования вихрей, задаваемая периодическим внешним акустическим колебанием с частотой 30 Гц, причем, как показано, можно наблюдать Ω – образные вихревые структуры отдельно на каждом из двух

стационарных противовращающихся вихрей. Это наблюдение находится в определенном противоречии с результатами численных расчетов [126], где высокочастотные вихревые структуры опоясывают оба стационарных вихря (рис. 6.17.).

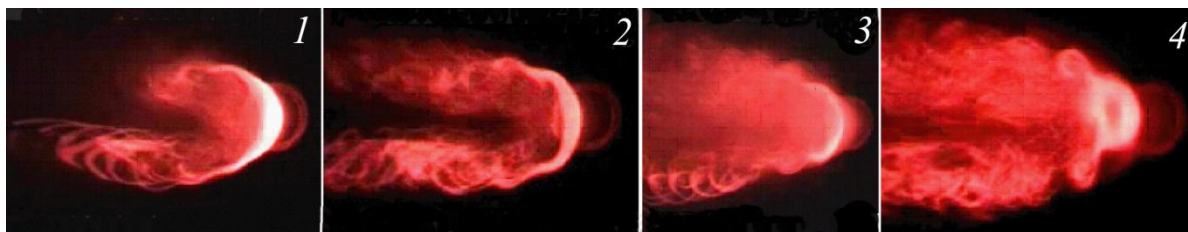


Рис. 6.16. Картины поперечных сечений визуализированной дымом струи в пограничном слое на различных расстояниях от среза сопла вверх по нормали к поверхности плоской пластины в области развития высокочастотных вторичных возмущений (1–3) и в области турбулентной струи (4), частота акустического воздействия $f = 30$ Гц

Расчеты [1], выполненные с использованием прямого численного моделирования глобальной неустойчивости струи в поперечном течении при $K = U_{\text{струи}} / U_0 = 3$, выявили некоторые особенности. Были выделены наиболее неустойчивые глобальные моды с высокими частотами, представляющие собой волновые пакеты на паре противовращающихся вихрей. Эти моды связаны с петлеобразными вихревыми структурами в слое сдвига струи. Глобальные моды на низких частотах имеют значительную амплитуду в следе струи ближе к стенке и могут быть связаны с менее резко выраженными вихревыми структурами, появляющимися вниз по потоку струи в пограничном слое.

В настоящем эксперименте с помощью визуализации течения наблюдается формирование двух противовращающихся стационарных вихрей, которые неустойчивы относительно вторичных высокочастотных возмущений, что приводит к возникновению на них волновых пакетов в форме петлеобразных вихревых структур. Это наблюдение согласуется с первым выводом из работы [126]. Однако нам не удалось наблюдать низкочастотные

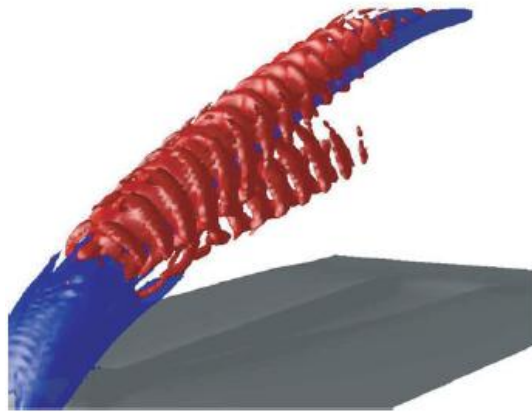


Рис. 6.17. Наиболее нарастающая глобальная мода неустойчивости круглой параболической струи в пограничном слое [126]

вихревые структуры в следе струи ближе к стенке, по – видимому, из–за незначительной интенсивности завихренности, как отмечено в работе [126]. В тоже время, необходимо отметить наличие пелены дыма в следе струи в пристенной области. Возможно, распространение пелены вниз по потоку связано с наличием в этой области течения неких низкочастотных вихревых структур, что требует более детальных исследований.

Детальные измерения мгновенных полей завихренности круглой струи с «ударным» и параболическим профилем скорости на срезе выходного сопла в поперечном потоке проведены в работе [155] и результаты измерений при $K = U_{\text{струи}} / U_0 \approx 3,5$ показаны на рис. 6.18. Согласно результатам визуализации течения [155], струя с «ударным» профилем генерирует вихри в окрестности сопла струи и вдоль границы раздела струя/поперечный поток (см. рис. 6.18., *слева*), в то время как струя с параболическим профилем скорости на выходе из сопла порождает мелкомасштабные вихри значительно выше (см. рис. 6.18., *справа*). Наличие волнистости в границе раздела струя/поперечный поток для струи с параболическим профилем скорости указывает на неустойчивость слоя сдвига вследствие взаимодействия струи и поперечного течения. Перераспределение завихренности сдвигового слоя является причиной взаимодействия параболического профиля скорости с толстым слоем сдвига, который демпфирует возмущения и неустойчивости.

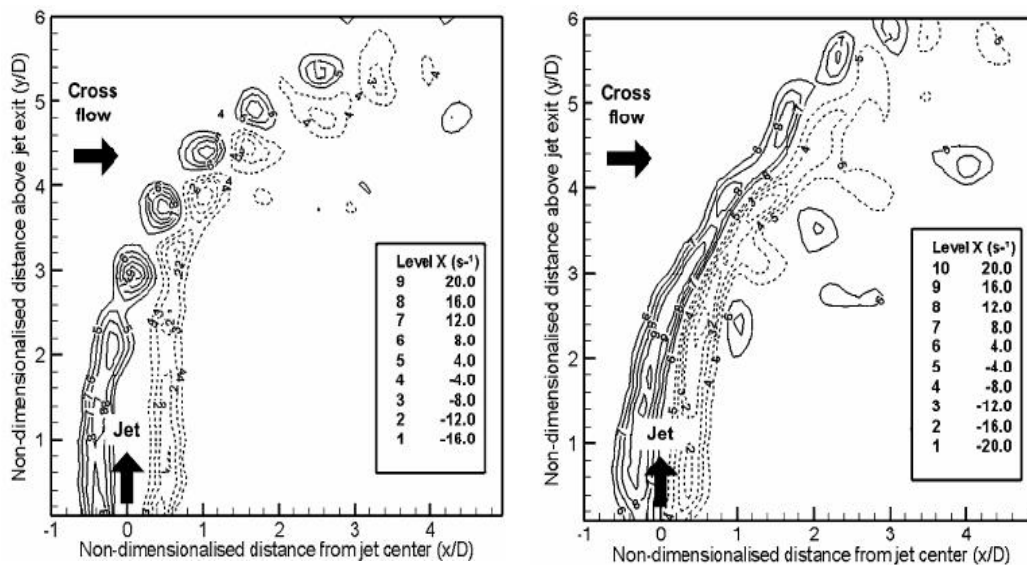


Рис. 6.18. Мгновенные поля завихренности в плоскости симметрии струи с ударным (слева) и параболическим (справа) профилем скорости при $K \approx 3,5$ [155]

Последние, в свою очередь, должны приводить к формированию крупномасштабных вихрей вдоль областей границы раздела струя/поперечный поток. Напротив, значительно более тонкие слои сдвига, связанные с «ударным» профилем, имеют наиболее благоприятные условия для формирования крупномасштабных вихрей. Более того, картины завихренности на рис. 6.18. показывают, что границы раздела струя/поперечный поток в случае струи с параболическим профилем скорости могут подвергаться процессу «вытягивания и утоньшения». Это явление связано с поперечным течением, такой вывод делается на основе высоких уровней завихренности на границе раздела, по сравнению со струей с «ударным» профилем скорости (см. рис. 6.14.). В случае «ударного» профиля вытягивание вихревой пелены ограничено ранним формированием вихрей по обе стороны струи (см. рис. 6.18., слева). С другой стороны, задержка в формировании вихрей в струе с параболическим профилем скорости обеспечивает достаточное пространство для развития процесса растяжения вихревой пелены. Из результатов измерений завихренности авторы работы [155] делают вывод, что в ближнем поле струи с

«ударным» профилем скорости имеет место значительный подсос внешнего течения в струю, в отличие от струи с параболическим профилем скорости, из-за более раннего формирования вихрей на наветренной и подветренной сторонах струи. Периодичность формирования данных вихрей создает такую ситуацию, при которой поперечный поток может практически беспрепятственно проникать во внутренние области струи с «ударным» профилем скорости, в отличие от случая с параболическим профилем скорости. Механизм подсоса газа из поперечного потока в ядро струи представлен на рис. 6.19. осредненными по времени линиями тока для струи с «ударным» и параболическим профилем скорости.

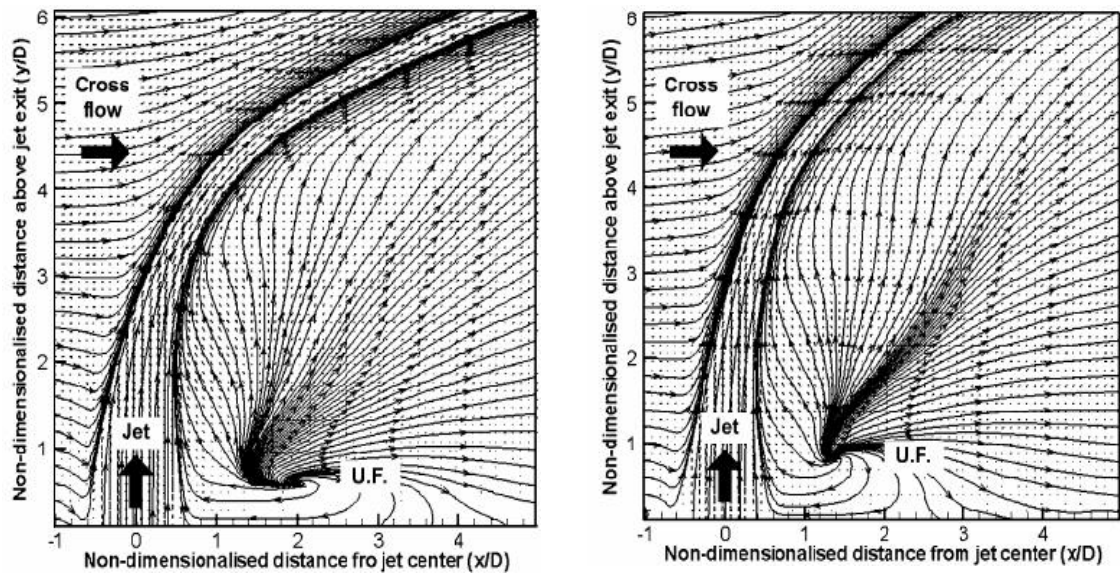


Рис. 6.19. Осредненные по времени линии тока в плоскости симметрии струи с ударным и параболическим профилем скорости при $K \approx 3,5$ [155]

Фокус неустойчивости (UF) формируется на подветренной стороне, как для струи с «ударным» профилем скорости (слева), так и для струи с параболическим профилем скорости (справа). Несмотря на различия в профилях скорости и развитии крупномасштабных вихревых структур, картины линий тока в обоих случаях отражают схожие топологические структуры с заметными особенностями расположения «фокуса неустойчивости» (UF) в подветренных областях. Ранее существование «фокуса неустойчивости»

отмечалось в работах [128, 150], но при отличных от нас условиях, которые авторы идентифицировали как «узел неустойчивости», и в работе [162] для эллиптической струи в слое сдвига. Эти критические точки связаны с поперечным течением, которое разворачивается к подветренной области струи. Из рис. 6.19. видно, что обратное течение наблюдается как в случае со струей с «ударным» профилем скорости, так и параболическим в поперечном потоке. Появляется небольшое изменение в точке «фокуса неустойчивости» (между $x/D = 1$ и 2) для любого из двух профилей скорости, хотя он всегда имеет тенденцию формироваться ниже по потоку (примерно $0,5 D$) в случае со струей с «ударным» профилем скорости в поперечном потоке. Это указывает на то, что задержка формирования наветренных и подветренных вихрей в струе с параболическим профилем скорости может давать возможность поперечному потоку возвращаться раньше или быстрее на подветренную сторону. Наконец, вертикальное расстояние между «фокусом неустойчивости» и дном канала составляет величину, находящуюся в диапазоне $y/D = 0,4$ и $1,0$ в обоих случаях. Эти результаты показали, что для данного K положение «фокуса неустойчивости» не сильно зависит от профиля скорости струи. Однако в целом наблюдался рост проникновения струи и снижение подсоса жидкости из поперечного потока в ближнем поле именно у струи с параболическим профилем скорости на выходе из сопла.

Результаты исследований, полученные в данном эксперименте, не дают полной картины развития течения в ближней пристенной области пограничного слоя при истечении круглой струи с параболическим профилем скорости. Тем не менее, важность понимания механизма взаимодействия струи и поперечного сдвигового потока в данной области течения очевидна, как видно из исследований [155]. В связи с этим возникает необходимость количественных измерений, которые запланированы в будущем. На данном этапе проведены первые предварительные численные расчеты процесса взаимодействия круглой струи с параболическим профилем скорости с поперечным сдвиговым потоком с использованием пакета программ «Fluent». На первом этапе в качестве

начальных условий для расчетов были взяты профили скорости струи и поперечного потока, а также соотношение скоростей $K = U_{\text{струи}} / U_{\infty} = 3$. Естественно, этого недостаточно для выявления всех особенностей взаимодействия течений, тем не менее, отдельные структурные характеристики течения можно было наблюдать (рис. 6.20.).

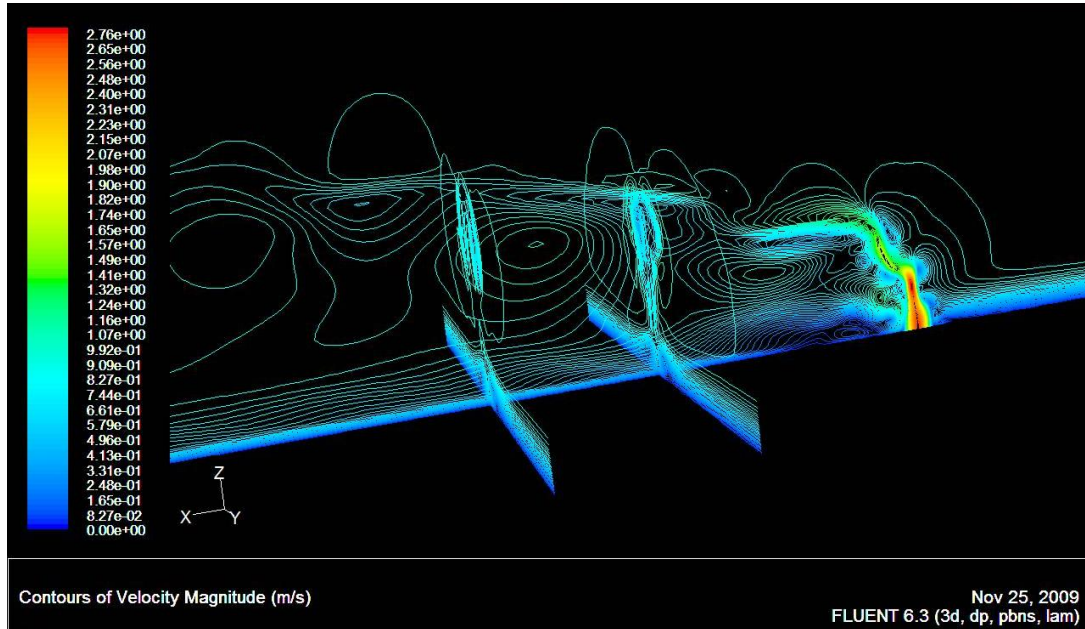


Рис. 6.20. Изоконтурные скорости круглой струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла истекающей в пограничный слой плоской пластины, вычисленные с помощью пакета программ Fluent, $K = U_{\text{струи}} / U_0 = 3$

В целом расчеты удовлетворительно отражают течение в ближнем поле струи, где прослеживается диссипирующее вверх ядро ламинарного участка параболической струи и присутствует вихреобразование с подветренной стороны в пристенной области, а также происходит развитие двух противовращающихся вихрей, наблюдаемых в области поперечных сечений течения в плоскости yz . В тоже время наличие изолиний, демонстрирующих развитие крупномасштабных вихрей вниз по потоку, вызывает сомнение. Данный факт можно отнести к погрешности расчетного эксперимента, поскольку в расчете учитывались не все начальные условия физического эксперимента и верификации методов счета не было целью. Тем не менее,

использование пакета программ «Fluent» для расчета таких течений может быть реализовано в более глубокой постановке, поскольку картина рассчитанного нами течения достаточно близка к экспериментальной.

Анализ экспериментальных данных о взаимодействии круглой струи с параболическим профилем скорости на выходе из сопла с пограничным слоем, и сравнение полученных данных с известными экспериментальными и численными работами по данной тематике показали, что существуют некоторые расхождения в представлении картины течения в пристенной области и области так называемого фокуса неустойчивости. В тоже время отмечается актуальность данного направления исследований и необходимость более подробных исследований для уточнения картины течения и верификации расчетных моделей. Другой важный аспект работы состоит в том, что для понимания сложного механизма взаимодействия струи с поперечным потоком сначала было необходимо детально разобраться с особенностями развития круглой струи с «ударным» и параболическим профилем скорости на срезе сопла. Именно различия в характеристиках, проявляющихся при развитии этих двух видов струй, играют ключевую роль в механизме взаимодействия струи с поперечным потоком. Поэтому в данной работе, прежде всего, представлены результаты исследований характеристик развития отдельно, круглой струи с «ударным» и параболическим профилем скорости. Если механизм устойчивости и турбулизации круглой струи с «ударным» профилем скорости достаточно понятен, то механизм устойчивости и турбулизации круглой струи с параболическим профилем скорости оказался более сложным. Экспериментальное моделирование механизма неустойчивости круглой струи с параболическим профилем скорости показало, что вихревые структуры, наблюдаемые на стадии турбулентного разрушения ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости, связаны с ее неустойчивостью к слабому поперечному потоку. Именно это приводит к возникновению специфических вихревых структур, связанных с процессом сворачивания струи в два продольных противовращающихся стационарных вихря. При изучении

развития струи с параболическим профилем скорости в поперечном сдвиговом потоке (пограничный слой) наблюдался тот же процесс сворачивания струи в два противовращающихся стационарных вихря. Результаты настоящих исследований опубликованы в работе [164].

6.2. Выводы

По результатам экспериментальных исследований механизма возникновения и развития ламинарной и турбулентной круглой струй можно сделать следующие выводы.

1. Показано, что неустойчивость круглой струи с параболическим профилем в поперечном потоке приводит к деформации струи в виде тангенциальных выбросов газа с периферии струи в окружающее пространство, сворачиванию выбросов в пару противовращающихся вихрей и, вследствие этого, уменьшению размера ядра струи.
2. Установлено, что Ω -образная вихревая структура восприимчива к внешним акустическим колебаниям. В результате такого воздействия развивается высокочастотное вторичное колебание.

Глава 7. Дозвуковая круглая и плоская микроструи во внешнем акустическом поле

Введение

По сравнению с микроструями, к исследованию свободных макроструй привлечено большее внимание из-за их широкого использования в различных областях науки и техники. Однако в последнее время интерес к изучению микроструй значительно возрос [36,37], что связано, в частности, с развитием МЭМС – технологий. Появилась возможность потенциального использования микроструй в различных процессах, например таких, как микроохлаждение, струйное горение, производство нанопорошков и т.д. Особое внимание уделяется исследованию воздействия акустического поля на микрострую [37–40], что важно как для понимания физики процесса, так и возможности практического использования явления, например, в авиационной, космической, химической промышленности и т.д.

В этой главе обсуждаются результаты экспериментальных исследований механизма развития плоских и круглых макро– и микроструйных течений при малых числах Рейнольдса в поперечном акустическом поле. Термоанемометрические измерения и дымовая визуализация течений с использованием стробоскопической лазерной [167] подсветки струи на частотах акустического воздействия на нее позволили получить новые данные о механизме развития струй. Таким образом, цель описанных ниже экспериментальных исследований состоит в изучении механизма развития плоской и круглой микроструи под воздействием акустического поля и сравнении полученных результатов с результатами последних исследований по данной тематике.

7.1. Течение круглой микроструи во внешнем акустическом поле

Круглая макроструя с «ударным» профилем скорости на срезе сопла (рис. 7.1) подвержена неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, связанной с образованием кольцевых вихрей, эволюция которых вниз по потоку приводит к

ее турбулизации [110,168]. Дымовая визуализация струи показала, что тороидальные вихри Кельвина – Гельмгольца взаимодействуют с полосчатыми структурами, которые могут генерироваться непосредственно на выходе струи из сопла, приводя при этом к возникновению трехмерных азимутальных структур типа Λ – образных вихрей. Эволюция азимутальных вихрей вниз по потоку ведет к интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и в конечном счете к ее турбулизации [32].

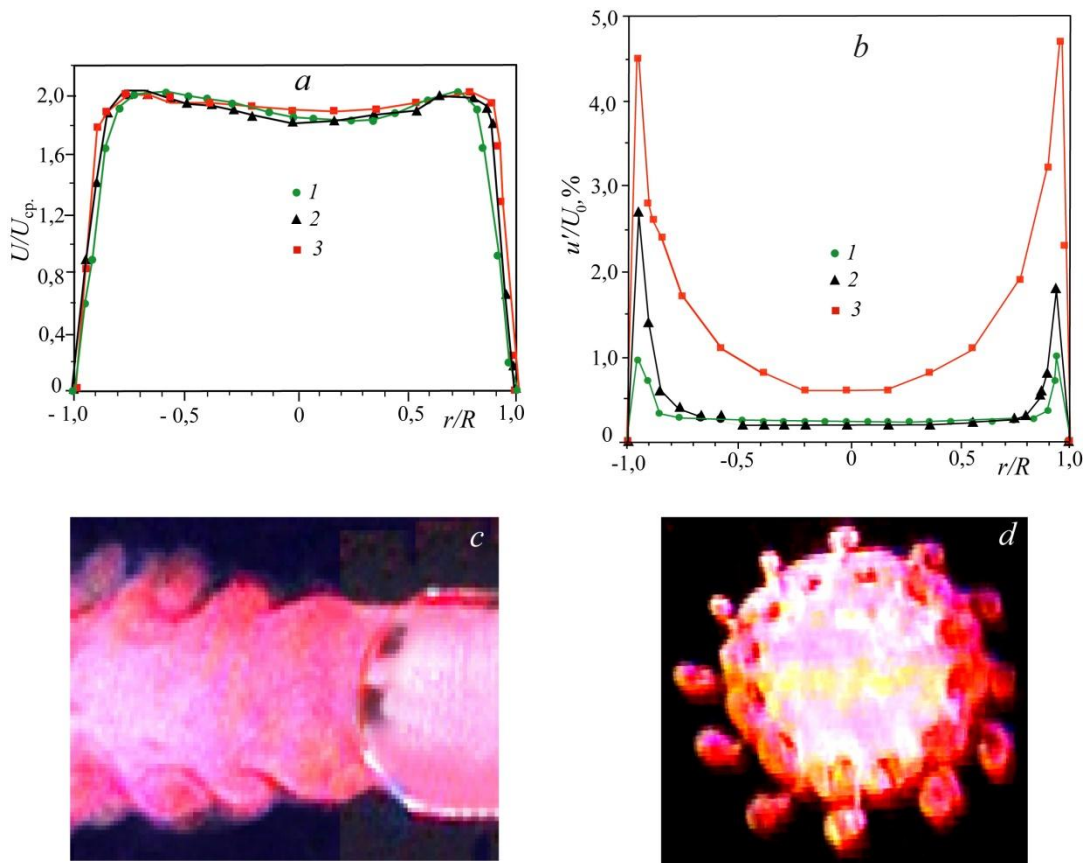


Рис. 7.1. Профили средней (a) и пульсационной (b) составляющих продольной компоненты скорости классической круглой струи и визуализации течения струи в продольном (c) и поперечном (d) сечениях, $U_0 = 5$ м/с, (1, 2, 3 – при $x = 2, 10, 20$ мм, соответственно)

Изменение начальных условий на срезе сопла, т.е. распределение средней и пульсационной составляющих скорости в поперечном сечении струи, приводило к кардинальному изменению характеристик ее течения. Создание параболического профиля скорости на срезе сопла (рис. 7.2) приводило к

ситуации, когда течение в струе оставалось ламинарным на расстоянии до десяти калибров ($l/d = 10$, где l – длина ламинарного участка струи и d – выходной диаметр сопла) и отсутствовали кольцевые вихри Кельвина – Гельмгольца [110]. Каких-либо результатов акустического воздействия на ламинарную область струи не обнаружено, причем частота и амплитуда сигнала изменялись в широком диапазоне (частота от единиц Гц до десятков кГц, а интенсивность звукового воздействия доходила до 100 дБ). Далее вниз по потоку течение переходило в турбулентное состояние при возникновении вихревых структур, наблюдаемых ранее авторами работы [143] при исследовании круглой струи, подверженной поперечному потоку. Неустойчивость ламинарной струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла к слабому поперечному течению, вызванной конвекцией окружающего струю воздуха, была смоделирована в физическом эксперименте [158].

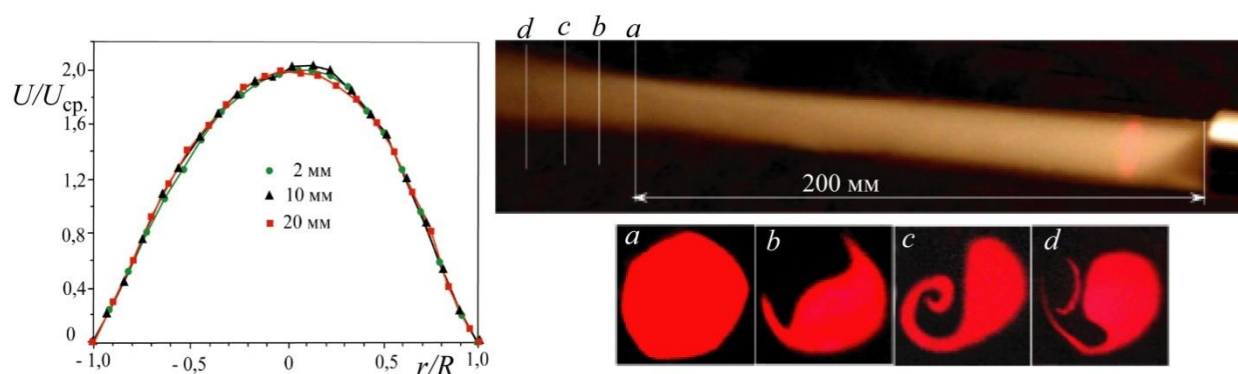


Рис. 7.2. Профиль средней (слева) составляющей продольной компоненты скорости параболической круглой струи и картины дымовой визуализации течения струи в продольном (справа сверху) и поперечных (справа внизу) сечениях (a–d), $U_0 = 5$ м/с

Визуализации струи дымом показала, что наблюдаемые при этом картины течения (рис. 7.3) практически совпадали с результатами исследований работы [143]. Обнаружено, что неустойчивость струи приводит к ее деформации в виде тангенциальных выбросов газа с периферии струи поперечным потоком в

окружающее пространство, к сворачиванию выбросов в пару противовращающихся вихрей и в результате к уменьшению размера ядра струи. Эксперименты показали, что механизм неустойчивости Кельвина – Гельмгольца для круглой струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла сохраняется до довольно малого диаметра струи (рис. 7.4).

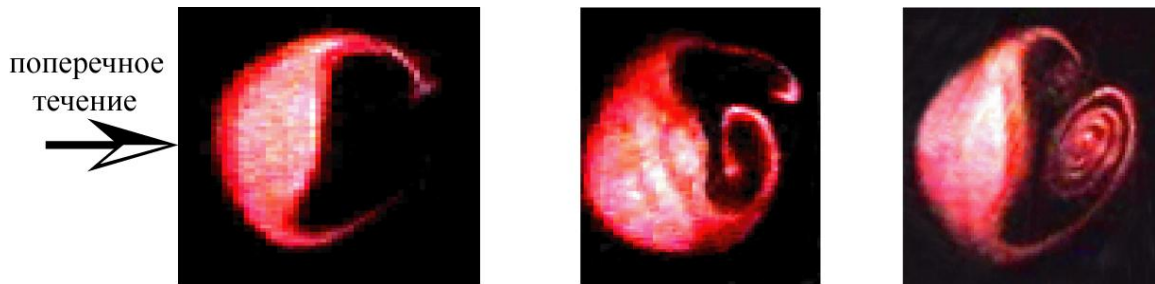


Рис. 7.3. Картины дымовой визуализации течения ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла, подверженной неустойчивости к слабому поперечному потоку, в поперечных сечениях

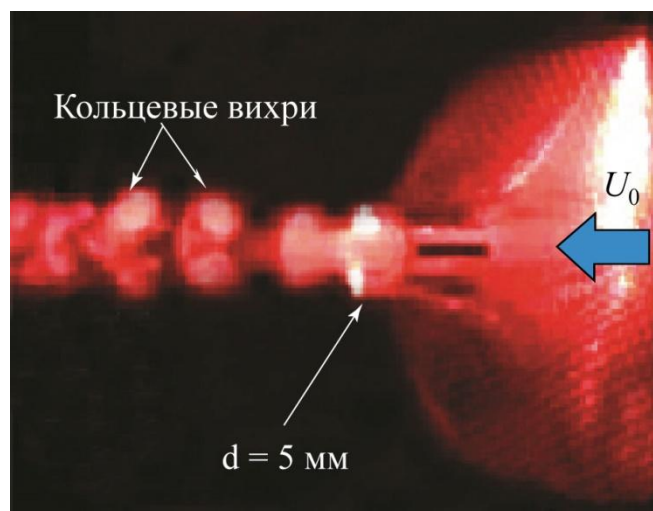


Рис. 7.4. Картина дымовой визуализации течения ламинарной круглой струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла в продольном сечении ($U_0 = 1,5$ м/с, $d = 5$ мм, $Re_d = 500$)

Однако при диаметре струи менее 1 мм «ударный» профиль скорости на срезе сопла становится практически параболическим по причине исчезновения ядра струи и замыкания слоя сдвига на оси струи. Несмотря на данное

предположение и отсутствие возможности измерения профиля скорости из-за малого размера сопла, мы провели исследования на установках, реализующих как ударный, так и параболический профиль скорости на срезе сопла (короткое и длинное сопло).

В результате предыдущих исследований был выявлен механизм развития дозвуковой круглой макроструи при изменении начальных условий на срезе сопла, в том числе в присутствии поперечного акустического поля (см. Главу 5). На основе полученных знаний о развитии макроструи появилась возможность приступить к изучению особенностей развития круглой микроструи как с параболическим, так и «ударным» профилем скорости на срезе сопла при наличии поперечного акустического поля. В процессе экспериментальных исследований было установлено, что круглая микроструя имеет значительную протяженность участка ламинарного течения в отсутствие акустического поля независимо от профиля скорости на срезе сопла (рис. 7.5).

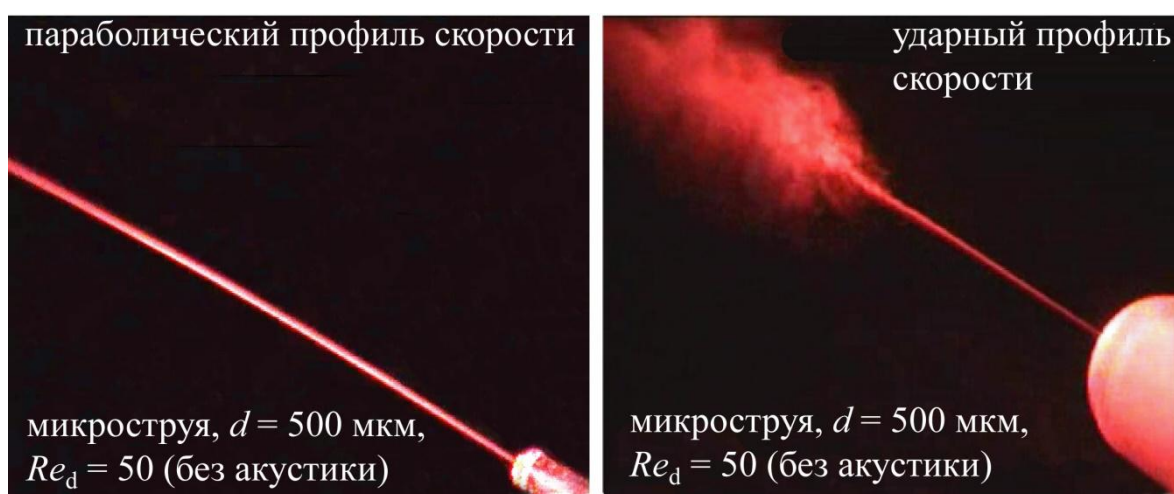


Рис. 7.5. Картины визуализации дымом развития круглой микроструи в отсутствие акустического поля

Следует отметить, что, в отличие от круглой макроструи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла, неустойчивости Кельвина – Гельмгольца не обнаружено. Диапазон исследуемых скоростей развития круглой микроструи в данных исследованиях изменялся от $U_0 = 1,5$ м/с до 10 м/с. Акустическое

воздействие на струю создавалось с помощью динамического громкоговорителя, генерирующего синусоидальную моду неустойчивости. Частота вводимых возмущений изменялась от 30 Гц до 1500 Гц с интенсивностью акустического поля порядка 90 дБ. Поскольку практически невозможно измерить профиль скорости в микроструе с помощью термоанемометра, понятия реализации «ударного» и параболического профиля скорости на срезе микросопла выбирались на основании соотношения l/d , полученного в работе [110]. С другой стороны, есть предположение, что в микроструе всегда реализуется параболический профиль скорости на срезе микросопла, так как ядро струи практически исчезает. Тем не менее, были проведены эксперименты с соплами диаметром 200, 400, 500, 600 и 1600 мкм при соотношении $l/d \approx 50$ для реализации параболического профиля скорости на срезе сопла, поскольку изменения начальных условий на срезе сопла кардинально меняют состояние течения в макроструе, как показали эксперименты [110]. Следует заметить, что струю с диаметром сопла 1650 мкм трудно отнести к микроструе, однако предварительные исследования показали, что механизм развития микроструй диаметром 200, 400, 600 и 1650 мкм оказался идентичен, а выявить тонкие особенности этого механизма оказалось возможным только на более крупном объекте. Это относится, прежде всего, к обнаружению явления уплощения круглой микроструи под воздействием поперечного акустического поля.

На рис. 7.6 показана картина визуализации дымом круглой микроструи, истекающей из сопла диаметром 1600 мкм со скоростью 1,5 м/с ($Re_d = U_0 \times d / \nu = 60$). Показано, что под воздействием акустического поля (интенсивностью до 90 дБ) круглая струя уплощается, поперечное сечение струи в ближнем поле из круглого становится овальным. В данном случае, акустическое поле выступает в качестве генератора поперечных колебаний круглой струи. Следует заметить, что явление уплощения круглой микроструи отмечали и авторы работ [37–40]. При этом воздействие акустического поля на микрострую оказывается

значительно более сильным, чем на макрострую. Этот факт объясняется отношением кинетической энергии струи и мощности акустических колебаний. Для микроструи это отношение близко к единице. Воздействие акустического поля на макрострую приводит лишь к изменению периодичности вихреобразования и ускорению турбулизации струи.

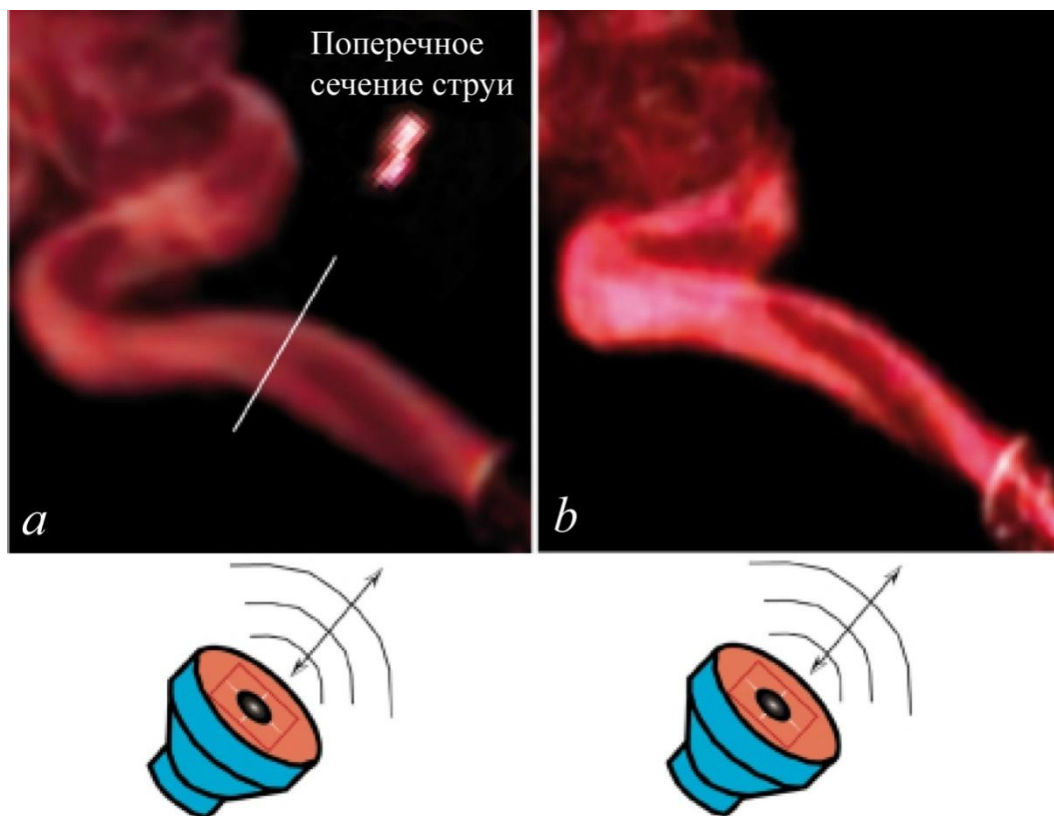


Рис. 7.6. Дымовая визуализация деформации круглой микроструи при акустическом воздействии ($f = 40$ Гц (*a*) и 100 Гц (*b*), 90 дБ)

Воздействие же внешнего акустического поля на микрострую вызывало как изменение ее структуры, так и приводило к развитию бифуркации микроструи (рис. 7.7). Причем процесс бифуркации струи приводил к развитию двух расходящихся в разные стороны под определенным углом струй с кольцеобразными вихревыми структурами вторичной высокочастотной неустойчивости каждой из них. При этом, частота следования кольцеобразных вихревых структур зависит от частоты внешнего акустического поля. Под действием внешнего акустического поля круглая микроструя становится неустойчивой по отношению к поперечным колебаниям, что приводит к

развитию синусоидального колебания, типичной неустойчивости плоских струйных течений [168].

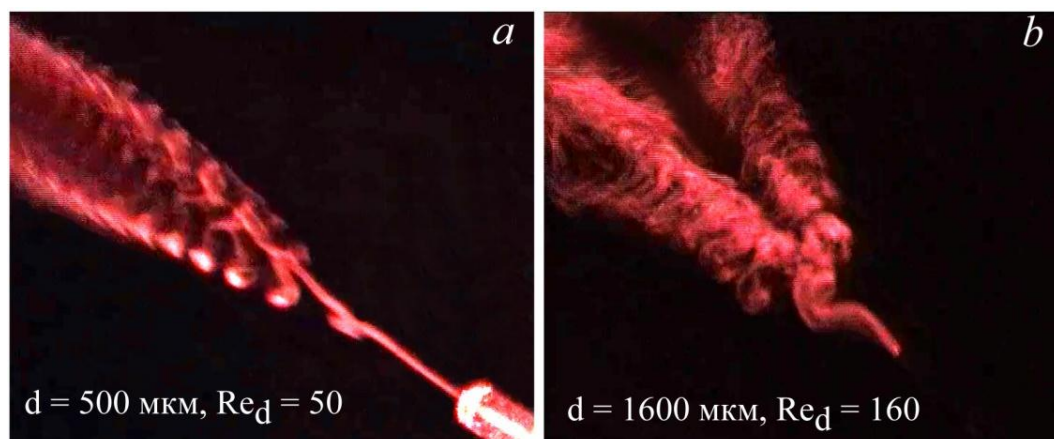


Рис. 7.7. Картины дымовой визуализации течения круглой струи с параболическим (*a*) и ударным (*b*) профилем скорости на срезе сопла с диаметром выходного отверстия 500 и 1600 мкм

Обнаружено синусоидальное колебание микроструи на начальной стадии ее разрушения. В случае как параболического, так и «ударного» профиля скорости на срезе сопла наблюдается характерное разделение единой струи на две под воздействием поперечного акустического поля. Причем две новые струи распространяются вниз по потоку под углом друг к другу примерно в 20–25°. Следует отметить, что данный эффект реализуется при низкой и высокой частоте акустического воздействия (от 100 до 1500 Гц) и независимо от диаметра сопла (200, 400, 500 и 1600 мкм) (рис. 7.8). Данное явление не наблюдалось при развитии плоской макроструи [168], более того, механизм этого процесса не совсем понятен. Была предпринята попытка разобраться в данном явлении и предложить гипотезу его возникновения. На рис. 7.6 показана картина визуализации дымом процесса развития круглой микроструи. Под действием акустического поля наблюдается преобразование круглой струи в ближнем поле в псевдоплоскую. После такой трансформации струя становится неустойчивой к поперечным колебаниям.

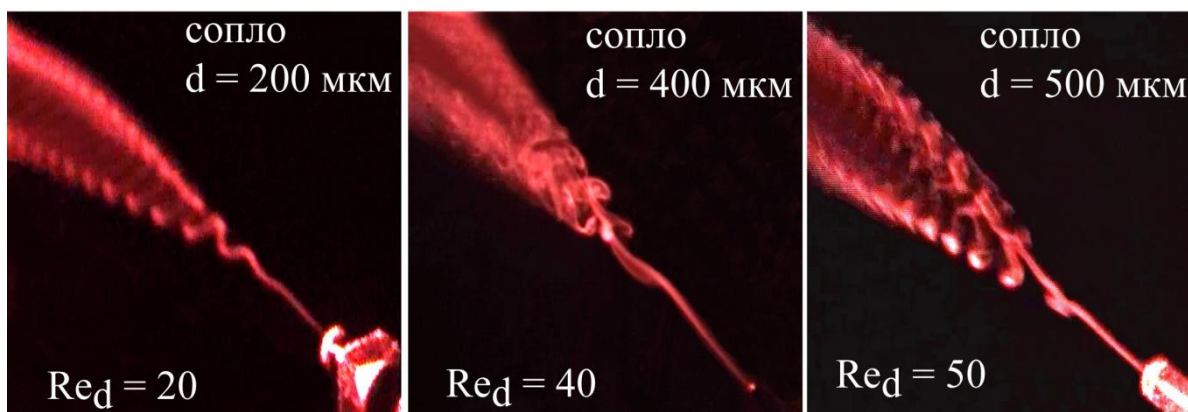


Рис. 7.8. Картины визуализации дымом процесса развития микроструи в поперечном акустическом поле частотой 200 Гц при различном диаметре сопла

Под действием акустического поля синусоидальный колебательный процесс в ламинарной микроструе, может развиваться практически со среза сопла либо несколькими калибрами (x/d) ниже по струе, после чего наблюдается резкий рост амплитуды колебаний вниз по потоку. Колебания распространяются в плоскости проходящей через источник звука. Изменение азимутальной ориентации источника звука приводит к повороту плоскости колебаний соответственно. Рост амплитуды колебания приводит к разрыву струи, т.н. бифуркации. Причем на каждой из новых структур (струй) идет процесс развития вторичных высокочастотных возмущений, наведенных акустическим полем (см. рис. 7.7, 7.8). Отметим, что такой тип неустойчивости микроструи сохраняется при уменьшении диаметра струи (см. рис. 7.8) и частоты акустического поля (рис. 7.9). Данный тип неустойчивости при развитии микроструй значительно отличается от характерного механизма неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, который был представлен выше в данной диссертации. Предположение о причинах, вызывающих его, рассмотренное выше, явно связано с воздействием акустического поля на микрострую. Более детальное рассмотрение этого явления требует дополнительных исследований. В целом, эксперименты показали, что механизм неустойчивости Кельвина – Гельмгольца для круглой струи с «ударным»

профилем скорости на срезе сопла сохраняется до довольно малого диаметра струи (см. рис. 7.4).

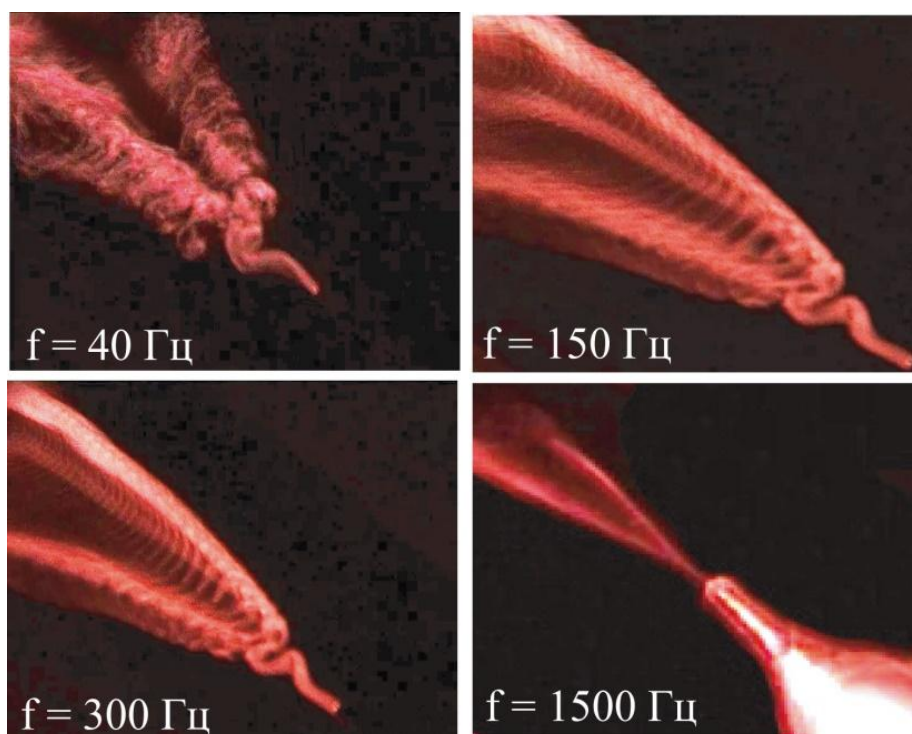


Рис. 7.9. Картины визуализации дымом процесса развития круглой микроструи (сопло диаметром выходного отверстия 500 и 600 мкм) в поперечном акустическом поле различной частоты

При диаметре струи около 1 мм ($Re \sim 700$) профиль скорости на срезе сопла соответствует параболическому по причине того, что нарастающий пограничный слой на внутренней стенке сопла занимает весь диаметр. Как показано выше, механизм развития струи при этом кардинально меняется. Воздействие внешнего акустического поля на микрострую оказывается значительно более сильным, чем на макрострую.

7.1.2 Термоанемометрическая визуализация бифуркации микроструи

Восприимчивость круглой микроструи к воздействию внешнего акустического возмущения, приводит к развитию периодического синусоидального колебания и ниже по течению с ростом амплитуды возмущения происходит бифуркация струи. Установлено, что с уменьшением диаметра сопла увеличивается скорость роста возмущения по пространству.

Для микроструй с диаметром 500-100мкм процесс нарастания амплитуды возмущения и начала бифуркации струи происходит практически мгновенно, без нарастающего по амплитуде синусоидального колебания, как наблюдалось выше. В то же время в процессе дымовой визуализации микроструи с $d=400\text{мкм}$, $U_0=10\text{ м/с}$ при частоте внешнего акустического воздействия $F=130\text{Гц}$, на участке струи между соплом и областью начала бифуркации, наблюдается каплеобразное утолщение микроструи (см. рис. 7.10).

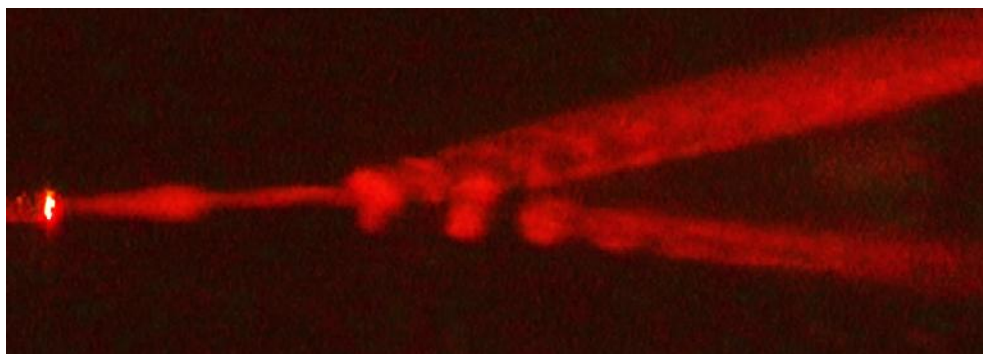


Рис. 7.10 Дымовая визуализация бифуркации круглой микроструи при воздействии внешнего акустического сигнала. ($d=400\text{мкм}$, $U_0=10\text{м/с}$, $F=130\text{Гц}$)

При наблюдении серии кадров визуализации, установлено, что движение участка утолщения носит признаки вращательного характера и уже ниже по течению проявляется колебательное движение струи. Для более качественного исследования данного явления была проведена термоанемометрическая визуализация. Сбор данных производился одноточечным датчиком термоанемометра с длиной нити 300мкм, в некотором объеме, включающем область развития утолщения и зону бифуркации микроструи. Принцип сбора данных с контролируемым возмущением с использованием автоматического координатного устройства описан выше. Хотелось бы отметить особенность, связанную с использованием одноточечного датчика в сложных 3-х мерных течениях. Она состоит в том, что анализ полученных данных проводится по представлению картины течения в 3-х мерном виде. Области течения объединяются в 3-х мерную изоповерхность по отклонениям на фиксированную величину от средней скорости. В результате измеряя одну

компоненту скорости (продольную) можно наблюдать ее 3-мерное перераспределение, характеризующее течение в целом. Вычитая из полного сигнала скорости - $U(x_i, y_i, z_i, t_i)$ осредненное по t ее значение - $U(x_i, y_i, z_i, \bar{t})$, и выбирая отклонение от средних значений, можно представлять только периодическую часть возмущения. Вычитая из полного сигнала скорости - $U(x_i, y_i, z_i, t_i)$, осредненное по пространству ее значение - $U(\bar{x}, y_i, z_i, t_i)$, в данном случае по продольной координате, формируется матрица отклонения скорости от среднего ее значения по пространству. Такое представление более наглядно показывает, как происходит изменение структуры струи вниз по течению. На рис. 7.11 представлена термоанемометрическая визуализация процесса бифуркации свободной круглой микроструи при воздействии внешнего акустического сигнала. Область измерений $x=0:0.5:25\text{мм}$, $y=0:0.5:8\text{мм}$, $z =0:0.5:8\text{мм}$, количество точек в которых производился сбор данных – 8959. Изоповерхности дефекта/превышения однозначно иллюстрируют наличие спиральной структуры на начальном этапе развития неустойчивости микроструи. Положение области развития спиральной неустойчивости согласуется с данными дымовой визуализации, когда вблизи сопла наблюдалось каплеобразное утолщение струи. Ниже по течению диаметр спиральной структуры увеличивается до тех пор, пока внешнее акустическое воздействие не разрушит спиральный вихрь поперечными колебаниями. После чего, образуется две области превышения скорости и между ними область дефекта скорости, что свидетельствует о возникновении бифуркации струи. В тоже время, если рассматривать изоповерхность вторичных высокочастотных возмущений рис. 7.12, то можно лишь отметить синусоидальный порядок следования синфазных возмущений, каких-либо признаков развития процесса бифуркации в струе не наблюдается.

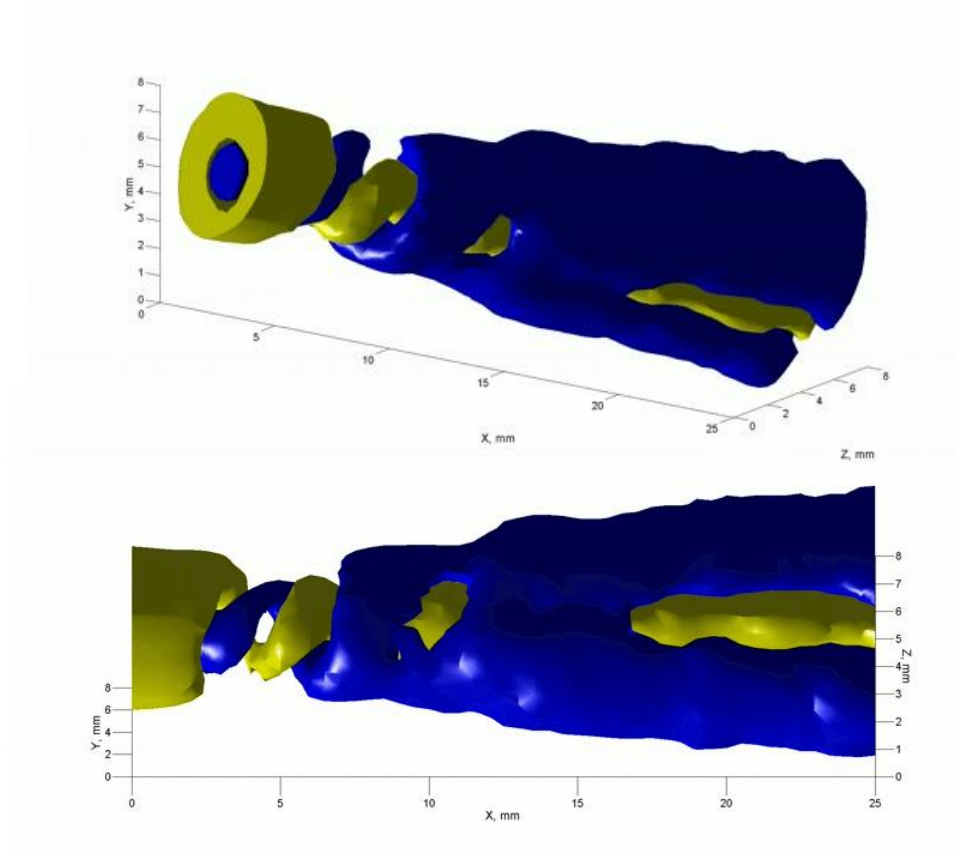


Рис. 7.11 Изоповерхности дефекта (светлое) и превышения (темное) средней скорости свободной микроструи ($d=4\text{мм}$, $Re=1000$, $F=200\text{Гц}$, $St=0.2$)

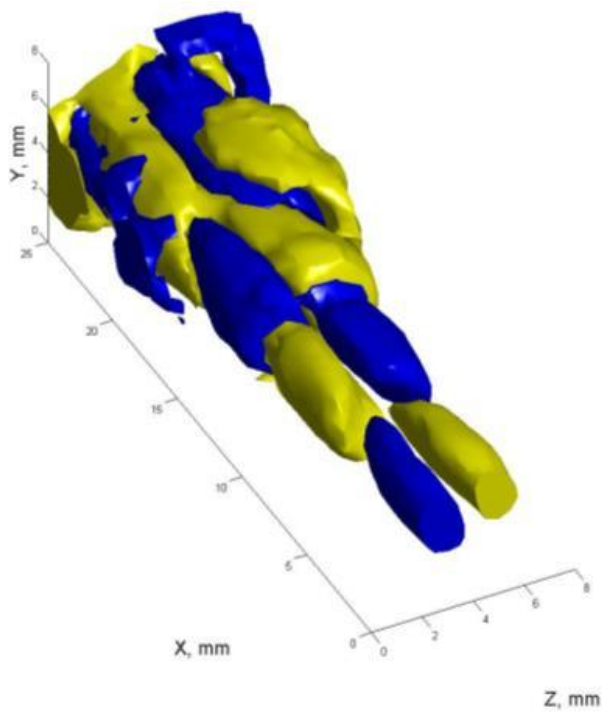


Рис. 7.12 Изоповерхность вторичных высокочастотных возмущений скорости свободной микроструи ($d=4\text{мм}$, $Re=1000$, $F=200\text{Гц}$, $St=0.2$)

Таким образом, впервые показано, что в зависимости от профиля скорости на выходе из сопла и его диаметра, внешнее периодическое акустическое воздействие может приводить к генерации осесимметричных вихревых колец (неустойчивость Кельвина-Гельмгольца), а в случае малого диаметра сопла ($Re \sim 1000$), в ближнем поле струи развивается спиральная неустойчивость, которая ниже по течению преобразуется в бифуркацию струи.

7.2. Течение плоской микроструи во внешнем акустическом поле

Известно, что неустойчивость ламинарной плоской струи связана с возникновением и развитием двух мод неустойчивости: симметричной и асимметричной [35]. В научной литературе эти моды еще часто ассоциируют с понятиями варикозной и синусоидальной модами неустойчивости соответственно [120]. В случае «ударного» профиля скорости на срезе сопла по мере развития струи вниз по потоку идет непрерывная борьба этих двух мод неустойчивости. На начальном этапе развития струи превалирует симметричная мода неустойчивости, но по мере сужения ядра струи и постепенного приближения профиля скорости к параболической форме асимметричная мода становится превалирующей, и в итоге симметричная мода перестает главенствовать в механизме разрушения течения и в большинстве ситуаций вообще затухает. В эксперименте, проведенном в работах [125,168], параболический профиль скорости был сформирован непосредственно на выходе струи из канала, в связи с этим ожидается развитие только асимметричной синусоидальной моды неустойчивости. Картины дымовой визуализации течения в плоской ламинарной струе с параболическим профилем скорости показали, что в отсутствие акустического воздействия струя подвержена поперечному колебанию синусоидального типа.

Существование самоподдерживающихся сильных синусоидальных колебаний в плоской струе впервые было отмечено авторами работы [117], где показано, что они имеют особенности абсолютно неустойчивых мод. В данном случае, где плоская струя развивается в условиях параболического профиля средней скорости, сформированного непосредственно на срезе сопла, можно было наблюдать именно синусоидальное колебание струи в целом, вызванное абсолютной ее неустойчивостью (рис. 7.13). При акустическом воздействии на струю с одинаковой интенсивностью звука, но на различных частотах от 30 до 150 Гц можно было наблюдать некоторые особенности такого воздействия. Акустическое воздействие на низких частотах (30–70 Гц) способствовало

четкому выделению асимметричных вихревых структур; угол расплывания струи вниз по потоку составлял 18° (без акустики) и 30° (с акустикой), т. е. акустика способствовала росту трансверсальной протяженности струи и ускорению ее турбулизации.

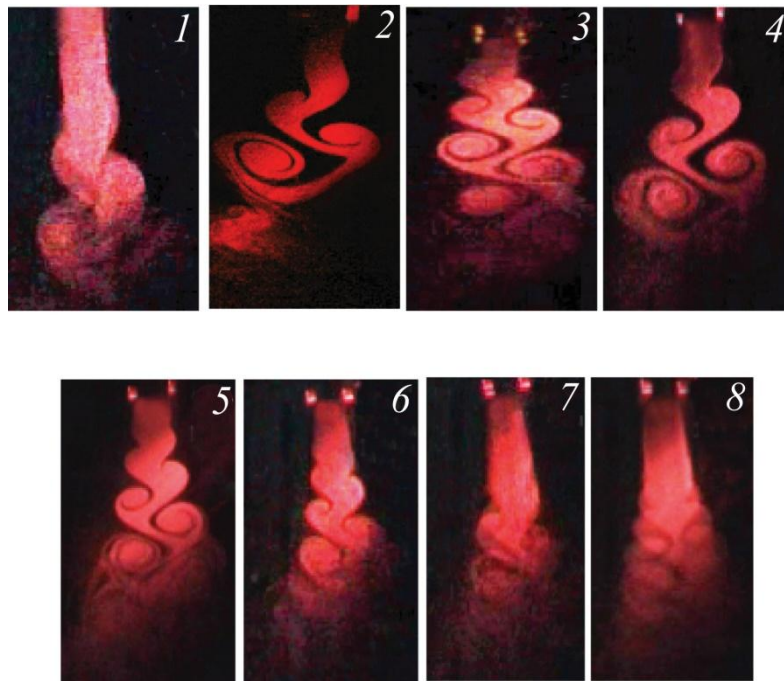


Рис. 7.13 Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе в плоскости xz без акустического воздействия (1) и при акустическом воздействии (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 – при $f = 30, 30, 40, 50, 60, 70, 90$ Гц соответственно), $U_0 = 3,7$ м/с

С ростом частоты возбуждения струи от 90 до 150 Гц можно было наблюдать нарушение синусоидальной периодичности вихревых структур, связанное с этим подавление колебания струи в целом и, наконец, расслоение единой струи на две части. Данный результат подтверждает вывод работы [35] о том, что плоская струя с параболическим профилем скорости подвержена неустойчивости синусоидального типа и более чувствительна к низкочастотным возмущениям. Уменьшение поперечного размера плоского сопла с 10 мм, как в предыдущих экспериментах, до 2,5 мм показало, что механизм колебания струи в целом с образованием синусоидальной вихревой дорожки качественно сохраняется и в данной ситуации (рис. 7.14).

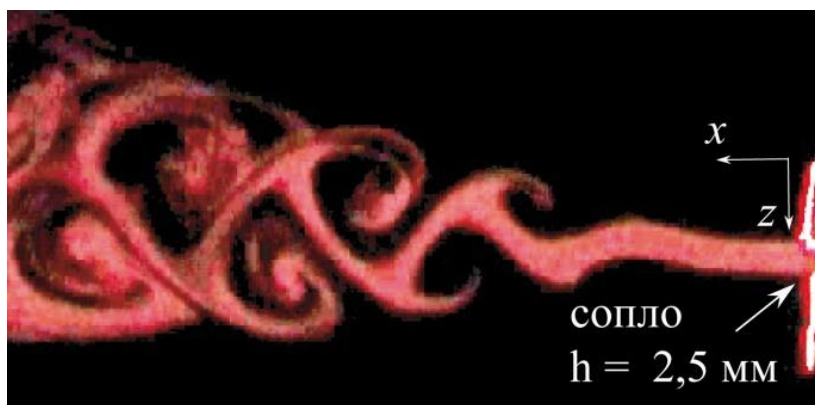


Рис. 7.14 Картина дымовой визуализации процесса развития плоской струи, истекающей из сопла шириной выходной щели 2,5 мм, под воздействием поперечного акустического поля ($f = 100$ Гц)

Результаты первых качественных экспериментальных исследований плоской микроструи [168], формируемой на выходе из короткого классического сопла с поперечным размером его выходной щели (h) порядка 700 мкм, показали, что процесс колебания струи в целом с образованием синусоидальной вихревой дорожки качественно остается таким же, как и в предыдущих экспериментах, где плоская струя формировалась на выходе из сопла с размером выходной щели более 1 мм (рис. 7.15). Акустическое воздействие на струю, как и ранее, приводило к изменению периодичности синусоидальной вихревой дорожки.

В работе [36] исследовались плоские микроструи ($h = 50, 100$ и 200 мкм при длине щели $l = 2000$ мкм) в отсутствие акустического поля, и сделан вывод о том, что характеристики развития микроструи кардинально отличаются от характеристик развития макроструи. Процессы формирования вихрей и их слияние, наблюдаемые в макроструе, полностью отсутствуют в микроструе; не обнаружено взаимодействия струи с окружением до момента ее турбулентного разрушения; турбулизация струи происходит при более высоком числе Рейнольдса и определяется в точке, где наблюдается быстрое пространственное

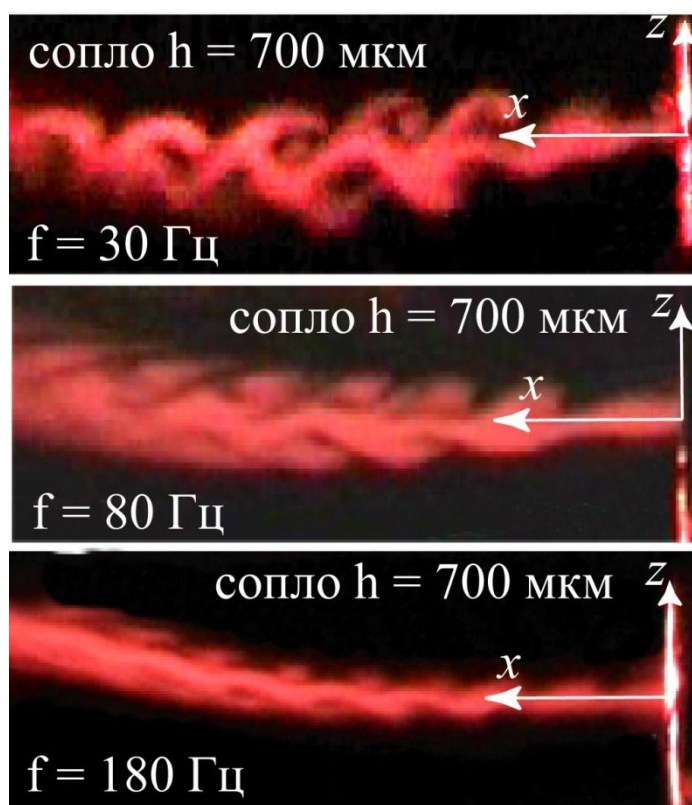


Рис. 7.15 Картины дымовой визуализации процесса развития плоской микроструи под воздействием поперечного акустического поля различной частоты

расширение струи и начинается процесс смешения. Эксперимент [36] был воспроизведен в условиях истечения плоской микроструи из сопла шириной $h = 200$ мкм при длине щели $l = 2360$ мкм ($l/h \approx 12$, $Re = 100$). Данное сопло было сформировано из сопла с диаметром выходного отверстия 1600 мкм, использованного ранее при исследовании круглой струи. В связи с этим фактом площадь выходного отверстия сопла в обоих случаях оставалась одной и той же. Проведено сравнение результатов настоящего исследования с результатами работы [36] для условий истечения плоской микроструи из сопла шириной $h = 200$ мкм при длине щели $l = 2000$ мкм ($l/h = 10$, $Re = 160$). При достаточно малом соотношении длины сопла к его ширине ($l/h \approx 10$) сложно идентифицировать струю с понятием «плоская струя». Ее, скорее, можно отнести к эллиптической струе. В отсутствие акустического воздействия картина визуализация дымом псевдоплоской микроструи демонстрирует

примерно один и тот же сценарий ее развития в обоих случаях, т. е. можно наблюдать начальную область ламинарного течения струи без каких-либо синусоидальных колебаний и далее вниз по потоку ее турбулентное разрушение (рис. 7.16).

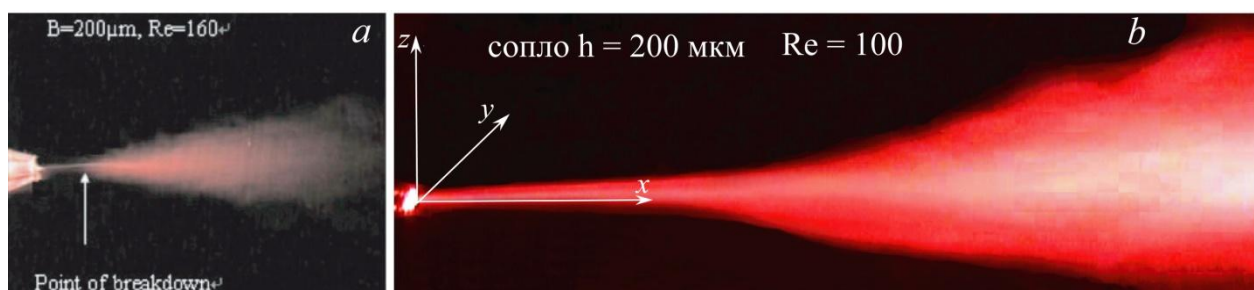


Рис. 7.16 Картины дымовой визуализации течения псевдоплоской микроструи без акустического воздействия: взято из работы [36] (a) и результат настоящих исследований (b)

Однако значительные изменения в характере развития псевдоплоской микроструи можно наблюдать при воздействии на нее акустики (рис. 7.17). На рис. 7.17 видно, что независимо от направленности вектора акустического поля микроструя расщепляется на две струи, развивающиеся независимо друг от друга под определенным углом. Данное наблюдение напоминает раздвоение круглой микроструи при акустическом воздействии, которое было описано выше для круглой микроструи.

При определенных условиях, связанных как с частотой акустического воздействия, так и со скоростью струи, можно наблюдать не только раздвоение струи, но и ее утроение и даже учетверение (рис. 7.18). При воздействии относительно низкой частоты акустического воздействия можно наблюдать не только процесс раздвоения данной микроструи, но и несколько периодов синусоидального колебания струи на начальной стадии ее расщепления и даже определенные вихревые структуры в областях развития двух вновь образовавшихся струй (рис. 7.19).

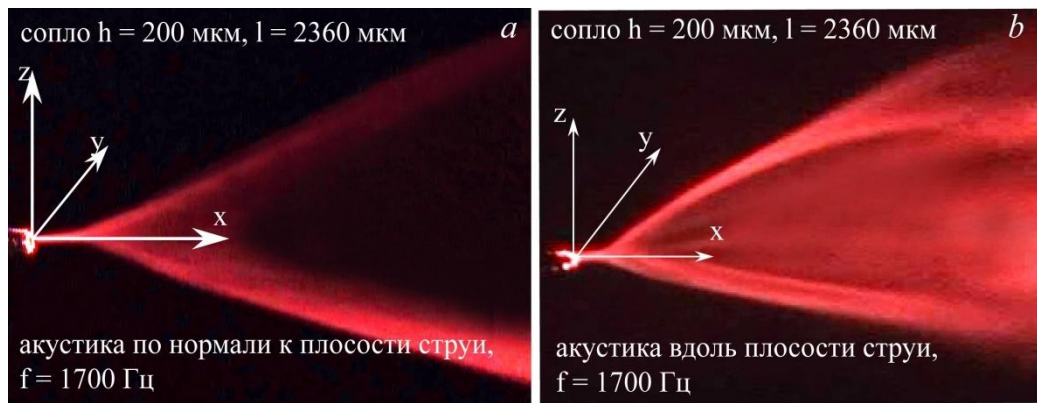


Рис. 7.17 Картины дымовой визуализации течения псевдоплоской микроструи при акустическом воздействии ($f = 1700$ Гц): вектор скорости акустики перпендикулярен (a) и параллелен (b) плоскости струи

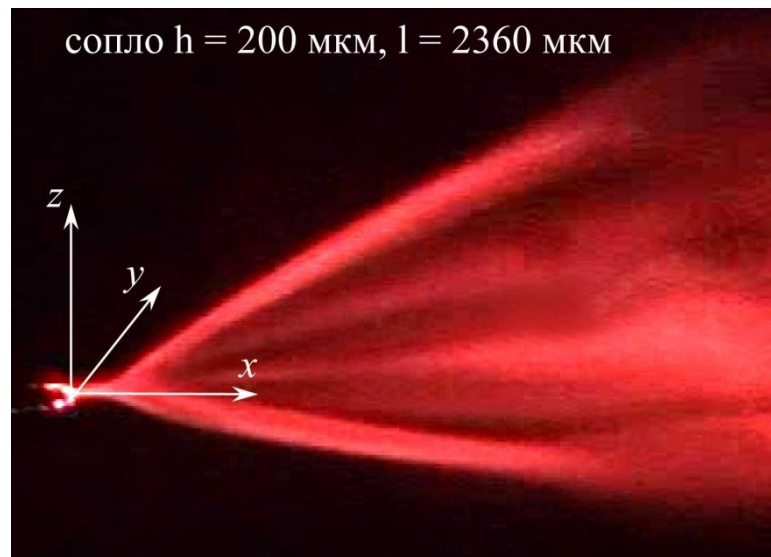


Рис. 7.18 Картина дымовой визуализации течения псевдоплоской микроструи при акустическом воздействии ($f = 2500$ Гц)

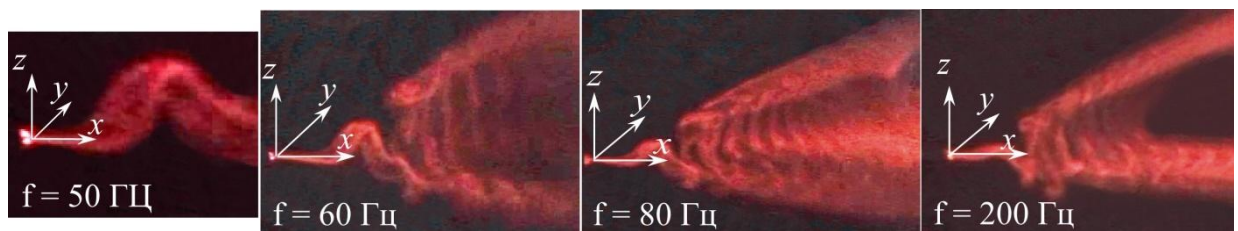


Рис. 7.19 Картина дымовой визуализации течения псевдоплоской микроструи при акустическом воздействии ($f = 50, 60, 80$ и 200 Гц)

Картины визуализации дымом псевдоплоской микроструи в продольной и перпендикулярной плоскости относительно струи, показали, что

синусоидальный колебательный процесс и расщепление струи происходит лишь в одной продольной к струе плоскости (рис. 7.20).

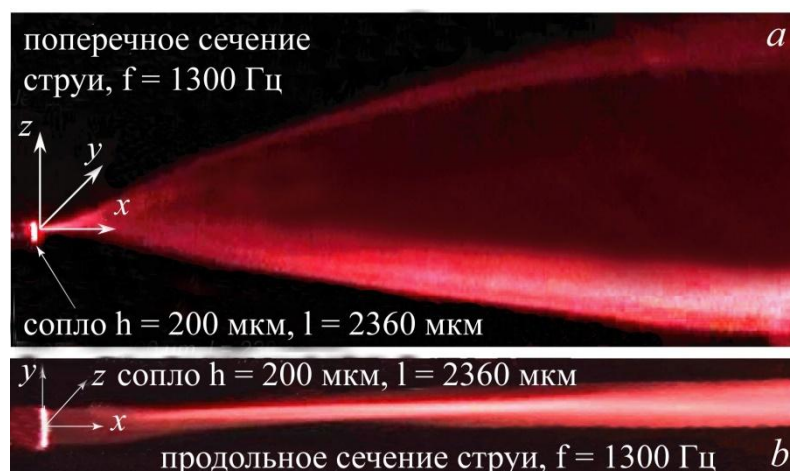


Рис. 7.20 Картины дымовой визуализации течения псевдоплоской микроструи при акустическом воздействии ($f = 1300$ Гц): поперечное (a) и продольное (b) сечения струи

Таким образом, при воспроизведении одного из экспериментов работы [36] было установлено, что акустическое воздействие на псевдоплоскую микрострую приводит к ее раздвоению и появлению синусоидального колебательного процесса всей плоскости струи с выделением определенных вихревых структур, что наблюдалось ранее при воздействии акустики как на плоскую макрострую [125], так и круглую микрострую (см. разд. 7.1).

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований развития действительно плоской микроструи ($l/h = 70, 180$ при $l = 36000$ мкм и $h = 500, 200$ мкм соответственно) как без акустики, так и с акустическим воздействием. В отсутствие акустики плоская микроструя была подвержена синусоидальному колебанию, что совпадает с результатами наших наблюдений за развитием плоской макроструи [125,168]. Уменьшение поперечного размера выходной щели сопла до 500 и 200 мкм выявило ряд новых особенностей в поведении плоской микроструи. В отсутствие акустического воздействия микроструя подвержена синусоидальному колебанию (рис. 7.21).

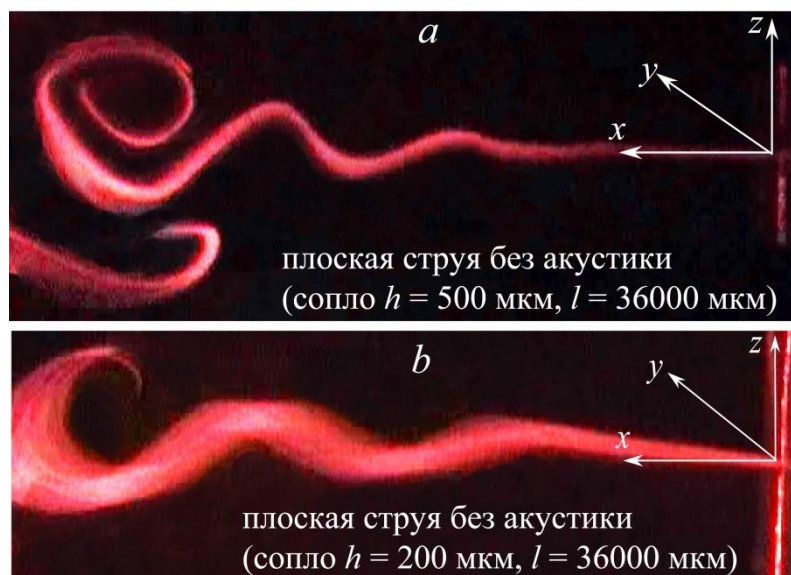


Рис. 7.21 Картина дымовой визуализации течения плоской микроструи без акустического воздействия: ширина выходного отверстия сопла 500 мкм (*a*) и 200 мкм (*b*)

Именно синусоидальное колебание плоской струи приводит к появлению синусоидальной вихревой дорожки при воздействии поперечного акустического поля на макрострую [125,168]. В случае воздействия на микрострую поперечного акустического поля на низких частотах (30–150 Гц) наряду с появлением синусоидальной вихревой дорожки можно было наблюдать и процесс закрутки плоскости струи на ее краях в направлении переменного вектора скорости потока, создаваемого акустическим полем. На рис. 7.22 хорошо видно, что под действием акустики интенсивностью 90 дБ четко прослеживается явление «концевого эффекта», заключающегося в сворачивании вихревой пелены струи в противоположных друг к другу направлениях на каждом периоде акустического воздействия. При этом на картинах дымовой визуализации течения струи (рис. 7.22) показано, что если в центре струи (сечение 1) сохраняется синусоидальная вихревая дорожка колебания струи в целом, то в областях проявления концевых эффектов можно наблюдать раздвоение плоской струи (сечения 2 и 3).

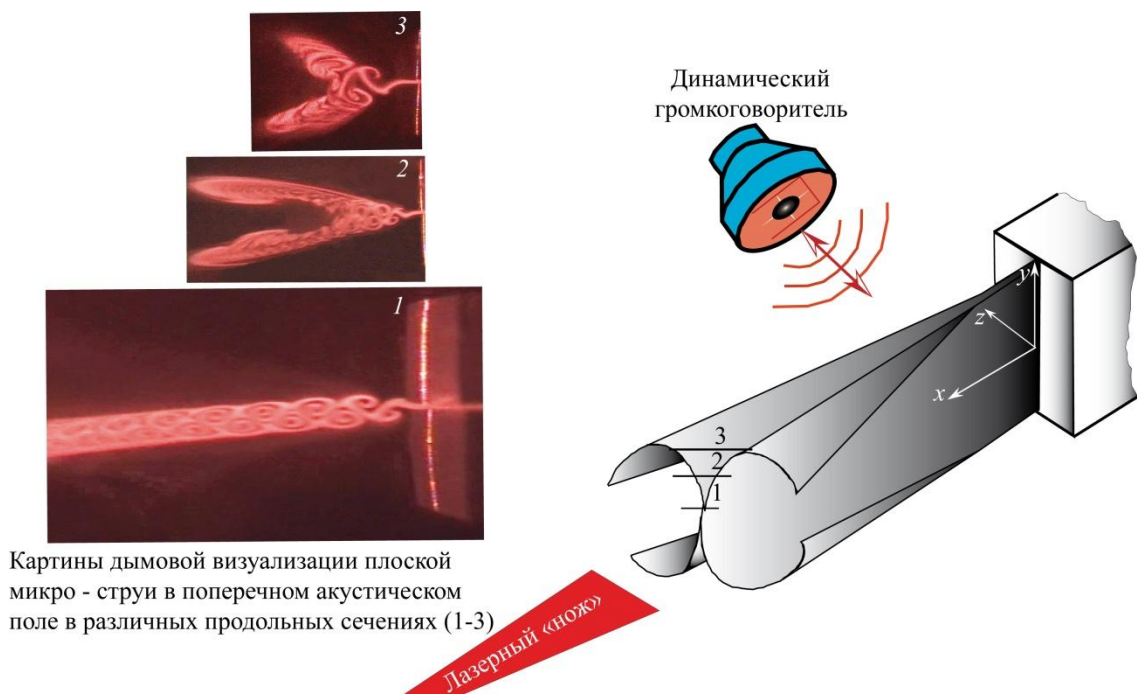


Рис. 7.22 Схема развития плоской микроструи (200 мкм) под воздействием поперечного акустического поля ($f = 150$ Гц, 90 дБ) и картины визуализации дымом струи в плоскости xz для различных позиций в направлении оси y

Более детально результат воздействия поперечного акустического поля на плоскую микрострую на начальном этапе процесса можно наблюдать на рис. 7.23. Показано, что струя раздваивается в области, близкой к краю сопла, из-за краевого эффекта, вызванного поперечным акустическим полем. Картины визуализации дымом микроструи в различных сечениях xz вдоль координаты y показаны на рис. 7.24, на котором изображена синусоидальная вихревая дорожка в сечении струи xz на координате $y = 0$ мм, т. е. в центре плоскости струи. При движении от центра к малой стороне сопла (см. рис. 7.24, картины при $y = +15$ и 18 мм) отчетливо прослеживается развитие бифуркации микроструи, вызванной колебательным процессом из-за воздействия внешнего акустического поля. При этом в краевых областях струи происходит периодическое отклонение струи то в одну, то в другую сторону, приводящее к сворачиванию ее на краях. Явление раздвоения наблюдалось ранее в исследованиях круглой микроструи, которая под воздействием внешнего акустического поля уплощалась и приобретала свойства развития, присущие

плоской струе. Аналогичное явление наблюдалось и в случае истечения струи из сопла с поперечным размером 500 мкм.

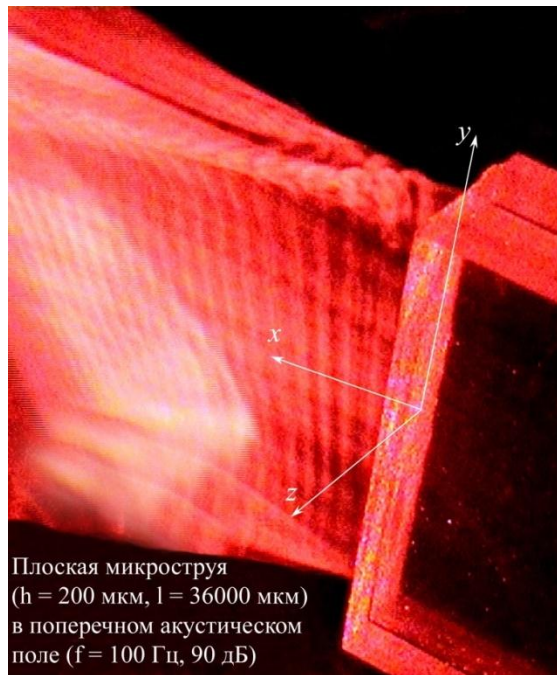


Рис. 7.23 Картина визуализации дымом общего вида плоской микроструи ($h = 200$ мкм, $l = \pm 18$ мм), подверженной влиянию поперечного акустического поля ($f = 150$ Гц, 90 дБ)

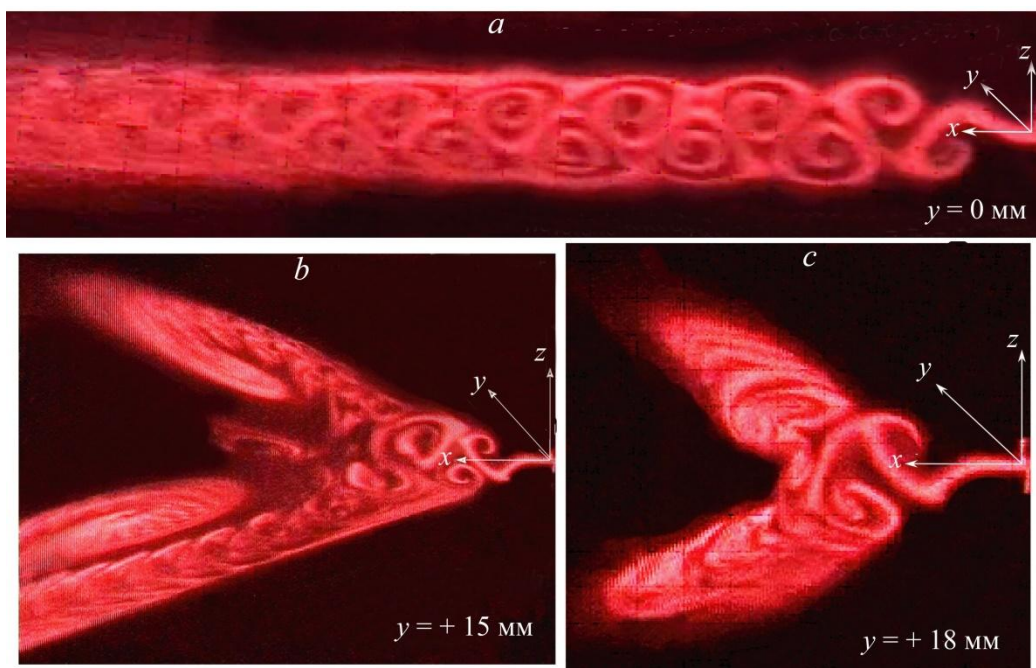


Рис. 7.24 Картины визуализации микроструи ($h = 200$ мкм, $l = \pm 18$ мм), подверженной влиянию поперечного акустического поля ($f = 150$ Гц, 90 дБ) в сечениях xz для различных координат вдоль оси y (a–c)

Под воздействием поперечного акустического поля на картине дымовой визуализации течения можно наблюдать процесс сворачивания струи из-за концевых эффектов (рис. 7.25, слева). Поперечное сечение струи в плоскости xz (см. рис. 7.25, справа) демонстрирует синусоидальную вихревую дорожку большой протяженности, сохраняющей свою когерентную структуру в ограниченном по пространству канале, возникновение которого связано с процессом сворачивания.

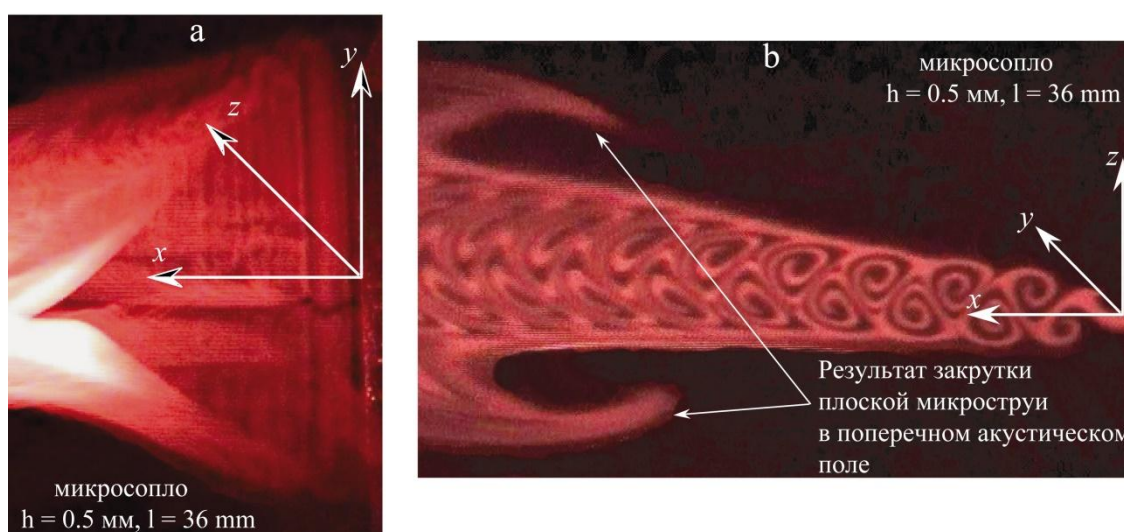


Рис. 7.25 Картины дымовой визуализации процесса развития плоской микроструи в поперечном акустическом поле ($f = 100$ Гц): общий вид струи в плоскости xy (a) и продольное сечение струи в плоскости xz (b)



Рис. 7.26 Картина дымовой визуализации процесса развития плоской микроструи в поперечном акустическом поле ($f = 100$ Гц)

Следует отметить, что в процесс развития такой вихревой дорожки продольная составляющая скорости струи понижается, происходит преобразование поступательного движения газа во вращательное, таким образом продольное развитие струи практически останавливается (см. рис. 7.26).

7.2.1. Результаты исследования плоской микроструи с помощью PIV – методики

Метод цифровой трассерной визуализации (PIV) является бесконтактным методом и пригоден для исследования микротечений, является одним из немногих количественных методов, применимых в экспериментах с микротечениями. В настоящих экспериментах использовался измерительный PIV комплекс «Полис» компании «Сигма – Про» и программное обеспечение «ActualFlow». Комплекс включал два импульсных лазера Quantel с максимальной мощностью 400mJ сведенных на одну оптическую ось, теплообменники для лазеров, модуль синхронизации, видекамера и управляющий компьютер. Регистрация снимков осуществлялась паракадровой камерой Видеоскан – 11002/П/Д – 2001. Суть метода состоит в анемометрии потока по изображениям частиц. Поток предварительно засеивается частицами или они подаются в тракт аэродинамической установки и в процессе проведения эксперимента движутся с потоком. В данных экспериментах в качестве частиц использовалась смесь глицерина с водой, которая испарялась в дымогенераторе Martin Magnum 1800 и подавалась в струйную установку. Размер испаряемых частиц – трассеров, составлял порядка 5мкм. В процессе эксперимента производилась регистрация двух снимков, подсвеченных лазером с малым временным промежутком порядка 100 – 200мкс. Затем по полученным снимкам определялась групповая скорость частиц, находящихся в некоторой расчетной области. Для этого производится расчет кросскорреляционной функции между парой кадров, как правило, используется преобразование Фурье совместно с корреляционной теоремой. Получившийся максимум кросскорреляционной функции будет соответствовать групповому смещению трассеров, для его определения используется аппроксимация Гаусса. Затем, используя временную задержку между кадрами, рассчитывается вектор скорости в каждой элементарной ячейке. Все описанные вычисления производятся автоматически в программном обеспечении, пользователю

необходимо лишь указать текущие настройки, вроде временной задержки между кадрами, мощности лазера, количество пар кадров и т.д.

Экспериментальные исследования проводились для плоской струи с высотой сопла $l=36\text{мм}$, шириной $h=2.5\text{мм}$, $l/h=14.5$, число Рейнольдса $Re = 700$. Измерения проводились для струи, развивающейся при естественных условиях и при воздействии акустических колебаний с частотой $F = 30\text{Гц}$. В результате проведенных исследований были получены двухкомпонентные поля скорости и поля завихренности. На рис. 7.27. представлены поля завихренности в средней по высоте области сопла. Эта область не затронута деформацией плоской струи вследствие влияния концевых эффектов. Для естественного случая рис. 7.27 (а), можно выделить достаточно протяженную область невозмущенного течения до $7h$, в то время как при акустическом возбуждении эта зона сокращается и составляет $3h$.

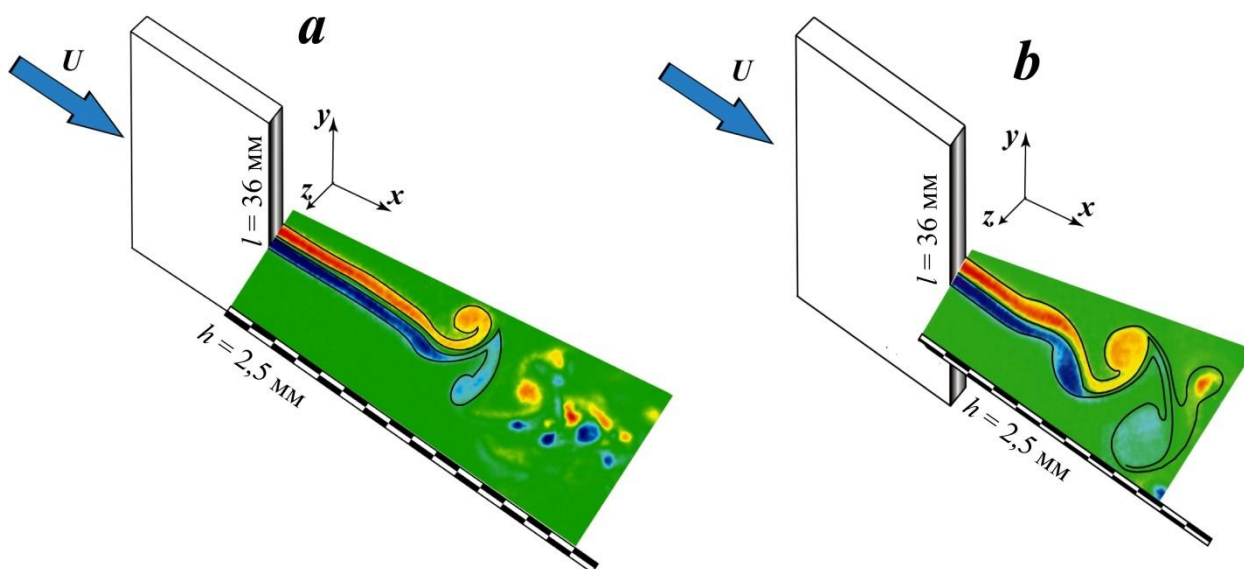


Рис. 7.27 Поле завихренности (w_z) плоской микроструи: естественные осцилляции струи, $U = 2\text{ м/с}$ (а) и при наложении акустики, $F = 30\text{ Гц}$, $U = 3\text{ м/с}$ (б)

Показано, что плоская микроструя восприимчива к акустическим колебаниям и процесс вихреобразования в этом случае активизируется. Развитие неустойчивости в обоих случаях происходит по типу синусоидальной моды неустойчивости. На рис.7.28 представлено поле завихренности и UV – компоненты скорости для плоской микроструи при воздействии акустических колебаний с частотой 80 Гц. Увеличение частоты воздействия практически не изменило протяженность невозмущенной области, что свидетельствует о том, что диапазон частот восприимчивости плоских струй достаточно широк.

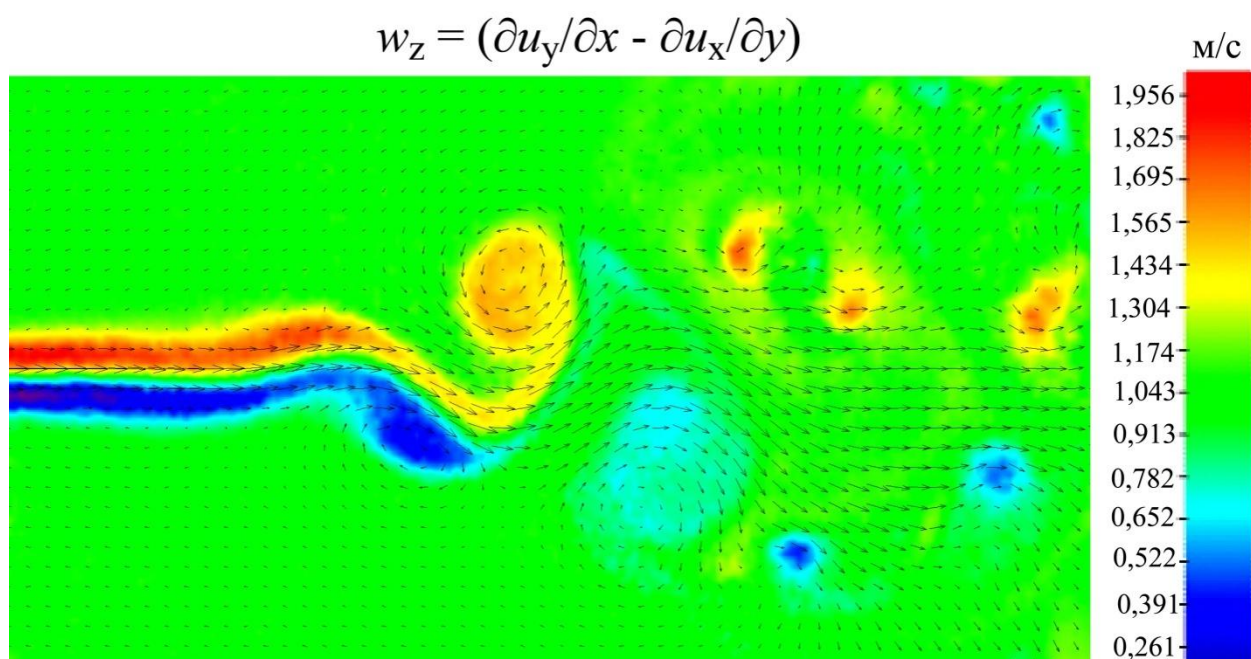
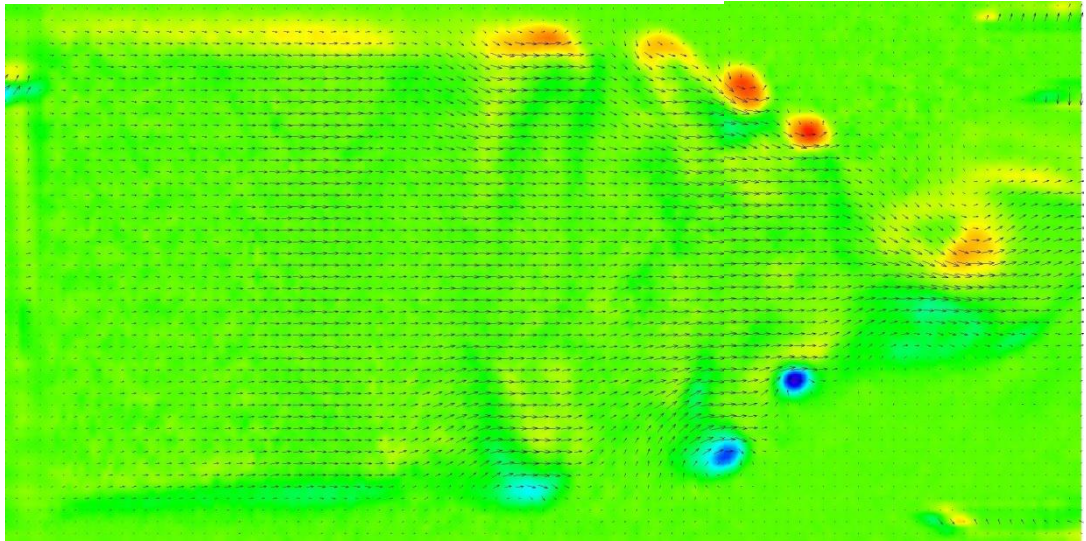
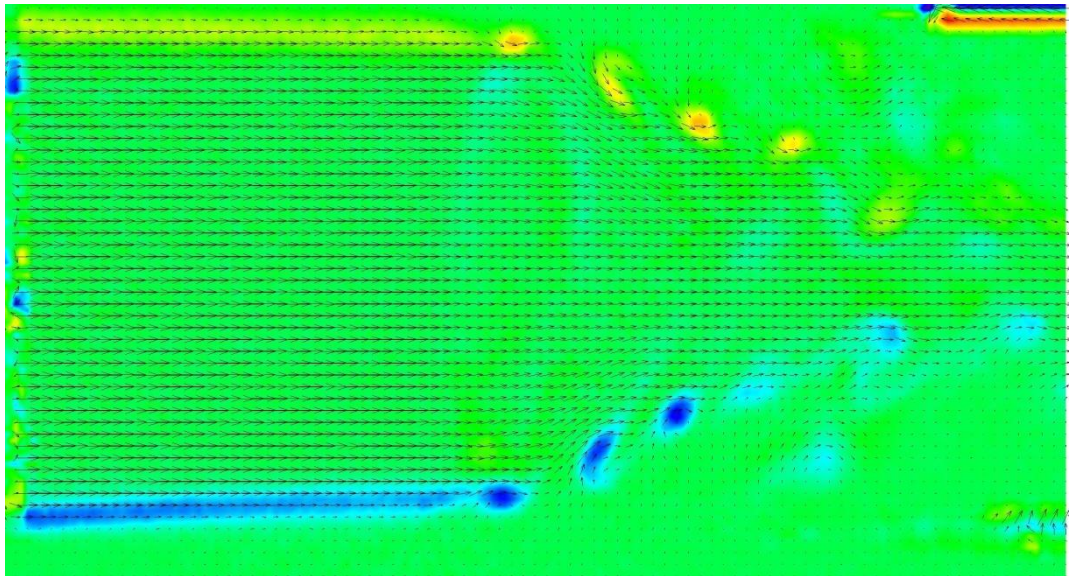


Рис. 7.28 Векторное поле (UV – компоненты) скорости и завихренность ω_z плоской микроструи: при наложении акустики $F = 80$ Гц

На рис.7.29 представлено поле скорости UV – компонент и поле завихренности в плоскости развития струи, разделяющей ее на равные части по меньшей стороне сопла. Как видно, имеет место сход вихревых жгутов со среза сопла, затем ниже по течению происходит рост его амплитуды. При этом, вихри сходят в синусоидальном порядке на каждом полупериоде возмущения. На некотором удалении сопла начинают проявляться концевые эффекты, при этом вихревой жгут изгибается.



(a)



(б)

Рис. 7.29 Мгновенная картина поля завихренности ω_z и векторного поля скоростей для U и W – компонент скорости, $F = 30$ Гц (а), $F=80$ Гц (б), сечение xu

Средняя его часть удерживается струей, а концы жгута устремляются во внешнюю область. Данный процесс показан на примере двух частот $F=30$, 80 Гц. По результатам предыдущих исследований, описанных выше и текущих, выполненных методом PIV, автором была предложена схема представленная на рис. 7.30, которая отображает картину развития и вихреобразования для плоской микроструи.

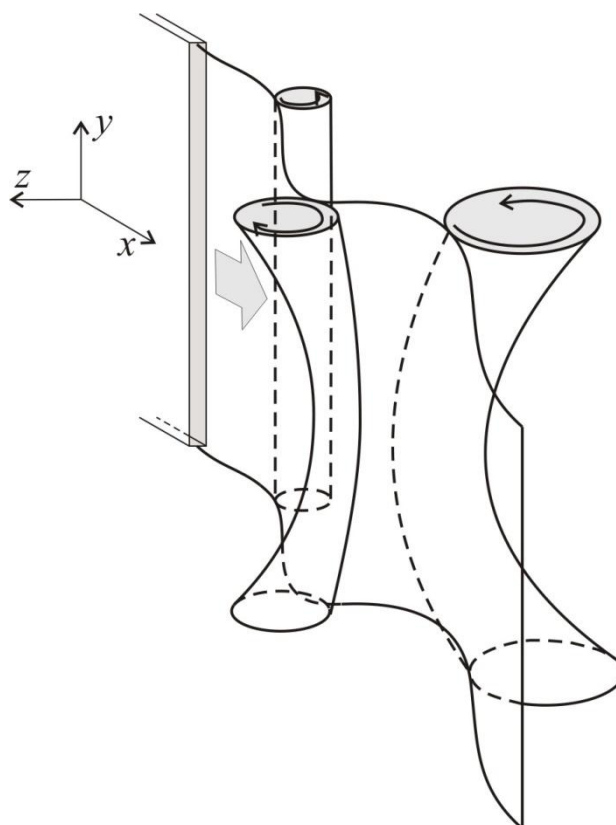


Рис. 7.30 Схема течения плоской микроструи при воздействии акустического поля

7.3. Выводы

В заключении сформулируем некоторые основные выводы главы.

1. Показано, что неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в виде осесимметричных вихревых колец, для круглой струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла сохраняется до $Re \geq 500$, что соответствует струе с диаметром ≥ 5 мм
2. Установлено, что развитию синусоидальной моды неустойчивости в микроструе предшествует этап развития спиральной моды, реализующейся непосредственно со среза сопла, и переходящей ниже по течению в синусоидальную моду.
3. Обнаружено явление, связанное с бифуркацией круглой микро – струи при воздействии внешнего акустического поля. При бифуркации микроструя образует пару струй, развивающихся под определенным углом друг к другу.

4. Показано, что развитие синусоидальной неустойчивости круглой микро – струи при внешнем акустическом воздействии происходит квазидвумерно и ориентация плоскости развития зависит от положения источника акустических колебаний, в отличие от плоской микроструи.

5. Показано, что плоские макро- и микро-струи наиболее неустойчивы к синусоидальной моде.

Глава 8. Устойчивость дозвуковой микроструи и горение

Введение

Характеристики струйных течений существенно зависят от целого ряда особенностей в процессе формирования струи. При этом, вклад каждого воздействующего механизма только усложняет течение. В связи с этим, исследования струйного диффузионного горения, логично было начать с исследования воздушных затопленных струй. В экспериментах ранее, были исследованы различные конфигурации струй, как свободных, так и струй в сдвиге в потоке. Получены данные о влиянии на развитие струй различных механизмов: профиля скорости на срезе сопла, внешнего акустического воздействия, наличие возмущений (неоднородностей) внутри сопла и т.д. Данные факторы являются определяющими в процессе зарождения и развития струйных течений. Переходя к исследованиям струйного горения, к вышеупомянутым механизмам добавляется ряд физико-химических процессов определяющих общую структуру пламени. Для диффузионных пламен определяющими являются химические параметры топлива (газа), с другой стороны их нельзя рассматривать в отрыве от физических (форма сопла, скорость истечения). Таким образом, горение должно рассматриваться в химическом и физическом аспектах. Например, процесс самовоспламенения гомогенной газовой смеси является именно химической реакцией, однако различные реально наблюдаемые процессы самовоспламенения обусловлены и физическими явлениями. Важнейшими факторами, определяющими характер горения диффузионных пламен (факелов), являются такие физические процессы, как диффузия, смешение. Скорость распространения пламени в гомогенной газовой среде в большей степени определяется теплопередачей и диффузией, чем скоростью химических реакций [41].

Движение пламени по газовой смеси принято называть распространением пламени. При этом газовая смесь делится на две части – сгоревший газ (продукты горения), через который пламя уже прошло, и несгоревший газ, который вскоре войдет в область пламени. Граница между этими двумя

частями газовой смеси называется фронтом пламени. В свою очередь распространение пламени осуществляется либо в виде детонационной волны, либо волны горения. Волна горения характеризуется тем, что пламя распространяется посредством теплопередачи и диффузии активных молекул от фронта пламени, последовательно преобразовывая несгоревший газ в продукты сгорания. Скорость распространения волны горения значительно ниже скорости звука, а скорость распространения детонационной волны превышает скорость звука. Скорость горения определяется как нормальная (к фронту пламени) составляющая скорости перемещения пламени по еще не сгоревшей (исходной) газовой смеси. Скорость горения отличается при этом от скорости пространственного движения пламени, т.е. от скорости распространения пламени. Фронт пламени движется вследствие движения потока газовой смеси и расширения продуктов сгорания, поэтому скорость распространения пламени представляет собой сумму скоростей этих потоков и скорости горения [41]. Если горючее распыляется в воздухе или кислороде и перемешивается с ними в процессе горения, то пламя называется диффузионным. Горение струи при её истечении из трубы (сопла) в открытое воздушное пространство или камеру – очень распространённый в технике вид горения. Различают горение при истечении заранее перемешанной смеси и при раздельном истечении горючего и окислителя, когда процесс определяется перемешиванием (диффузией) двух потоков. В диффузионном пламени диффузия является определяющим фактором горения, в отличие от пламени при горении предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя. Диффузионное пламя может быть стационарным (при непрерывном сгорании в различных горелках и газовых турбинах) и нестационарным (прерывистом сгорании, например в двигателе внутреннего сгорания). Наиболее типичное диффузионное (струйное) пламя образуется при воспламенении струи горючего газа, вытекающего из длинной трубки малого диаметра в воздушную атмосферу. Когда скорость струи невелика, течение, естественно, является ламинарным, граница пламени устойчива; пламя на вид гладкое; горение

протекает спокойно. По мере увеличения скорости струи, высота пламени возрастает. Однако такая картина наблюдается лишь до некоторой предельной скорости струи. При дальнейшем увеличении скорости струи граница пламени становится неустойчивой, причем, неустойчивость вначале возникает лишь у вершины пламени, а затем постепенно распространяется вниз к срезу горелки. Одновременно резко уменьшается высота пламени. При последующем увеличении скорости струи высота пламени перестает зависеть от скорости струи и остается примерно постоянной, граница пламени резко пульсирует, горение сопровождается сильным шумом. При еще более высокой скорости струи пламя отрывается от среза горелки и устанавливается на некотором расстоянии над горелкой. Пламена такого типа называются поднятыми пламенами. Реально область, в которой высота пламени почти не зависит от скорости струи, соответствует турбулентному течению струи. Это и есть так называемые турбулентные диффузионные пламена. Область, в которой высота пламени возрастает по мере увеличения скорости струи, относится к ламинарным диффузионным пламенам. Между ними имеется некоторая переходная область. Переход от ламинарного диффузионного пламени к турбулентному определяется изменением характера течения струи. Скорость распространения турбулентного пламени зависит от скорости потока, а также степени и масштаба турбулентности. Кроме того, на течение струи, разумеется, оказывает влияние изменение температуры в результате горения. Поэтому течение струи, в которой отсутствует горение, отличается от течения горячей струи [41]. Зависимость длины диффузионного факела от скорости истечения газа показана на графике, взятом из работы [171]. Изучению процесса диффузионного (в частности струйного) горения посвящено большое количество аналитических, численных и экспериментальных работ [172–175]. Например, поднятые турбулентные пламена вызывают значительный интерес в связи с тем, что они включают в себя много фундаментальных механизмов управляющих стабилизацией и затуханием пламени в практических горелках.

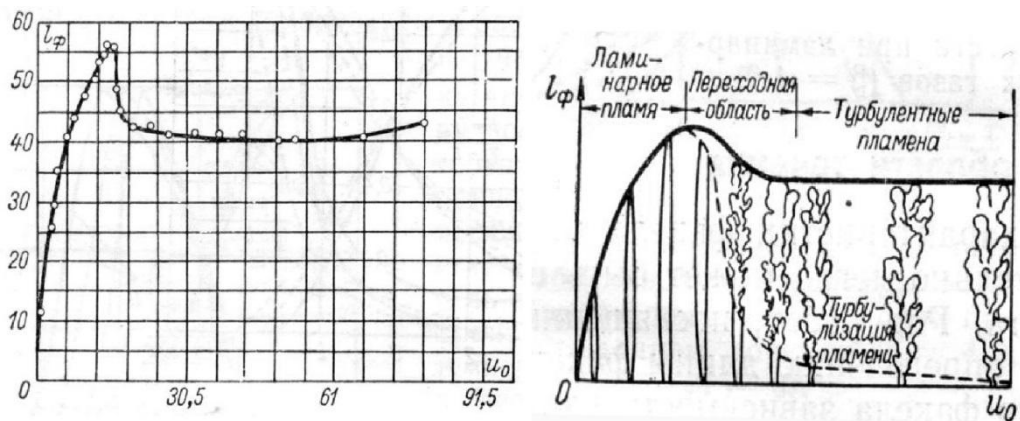


Рис. 8.1. Зависимость длины диффузионного факела от скорости истечения газа

Авторы работы [172] полагают, что в поднятых факелах топливо и воздух полностью предварительно перемешиваются до воспламенения и, что стабилизация наступает, когда локальная скорость течения вдоль стехиометрического контура равняется скорости распространения турбулентного факела. В модели [173] приведены доводы, что топливо и воздух не перемешиваются в точке стабилизации пламени и что отрыв может быть объяснен в условиях концепции ламинарного пламени. Авторы модели [174] полагают, что поднятое пламя будет стабилизировано, когда топливо и воздух перемешены на молекулярном уровне вблизи условий стехиометрии (соотношение масс (объемов) реагирующих веществ) и локальная скорость течения будет равняться максимальной скорости распространения пламени. Какая из этих моделей ближе к истинной физической картине – не ясно. Проведенные, с целью оценить предлагаемые теоретические модели, экспериментальные исследования [175] показали, что локальная стехиометрия и характеристики турбулентности являются первичными факторами, управляющими устойчивостью факела, а не диссипация. В работе [176] показано, что скорость турбулентного горения многократно превышает скорость горения в ламинарном режиме. Большую роль в механизме стабилизации факелов играют когерентные структуры турбулентной струи. Существуют значительные взаимодействия между крупномасштабной структурой, связанной с центральной струей и зоной самого пламени.

В экспериментах [177] обнаружено, что средняя высота отрыва турбулентного диффузионного пламени растет с ростом сопровождающего течения (воздуха) и скорости струи на срезе сопла. Колебания высоты отрыва факела имеют тенденцию увеличения с ростом как самой высоты отрыва факела, так и ростом ширины струи. Данное наблюдение показывает, что механизм затухания факела может быть связан с крупномасштабной вихревой структурой. Установлено два критерия стабилизации пламени [177]. Первый критерий состоит в том, что факел стабилизируется, когда локальная скорость газа близка к скорости распространения предварительно перемешанного ламинарного факела и не превышает $3S_L$, где S_L – максимальная скорость распространения предварительно перемешанного ламинарного пламени. Этот результат объясняет, почему малые скорости сопутствующего течения (подсасываемого воздуха) могут иметь такое большое влияние на полную стабилизацию факела и наводит на мысль, что факел будет затухать при скоростях сопутствующего течения превышающих эту величину. Вторым критерием стабилизации пламени указывает на то, что структура смеси топливо/воздух должна быть в пределах воспламеняемости, желательно вблизи условий стехиометрии, когда скорость распространения пламени максимальна. Авторы работы [178] показали, что зона воспламеняемости реагентов находится на нижней границе поднятого факела, и что распространение предварительно перемешанного факела может объяснить движение вверх по потоку базы факела. Толщина этого слоя воспламеняемости меняется в зависимости от характеристик смешения крупномасштабных вихрей, генерируемых в слое сдвига. Важным фактором в процессе горения является воздействие на него акустики. Упорядоченные вихревые структуры [179] сильно восприимчивы к акустическим возмущениям. Следовательно, искусственно генерированные возмущения могут быть использованы для значительного изменения и даже управления развитием струйных структур [24] (например, для снижения турбулентности [95, 96]). С другой стороны, акустические поля, которые обычно присутствуют при горении, создают новые

условия развития струйного пламени. Учитывая характеристики таких полей можно управлять процессами горения. Так различные авторы исследовали процесс горения для диффузионных или предварительно перемешанных пламен при акустическом воздействии. В работе [42] использовалось акустическое воздействие для случая ламинарного диффузионного горения. Для поднятого струйного факела акустическое возмущение может быть использовано для управления процессом горения с целью уменьшения выбросов сажи и окиси азота [43]. В работе [44] показано, что высота факела снижается при акустическом возбуждении струи в продольном к струе направлении, с частотой близкой к естественной частоте схода тороидальных вихрей. При этом авторы не отметили важность трехмерной неустойчивости. В работе [45] исследован процесс бифуркации пламени при горении малоразмерной круглой и плоской струй под воздействием поперечного акустического поля.

Целью исследований, представленных в данной главе, является экспериментальное исследование влияния начальных условий на срезе сопла и акустического воздействия на структуру и характеристики развития ламинарной и турбулентной круглой макро – и микроструи без горения и при горении. Причем, на первом этапе, будут проведены предварительные исследования диффузионного ламинарного и турбулентного горения макроструи пропана без акустического воздействия с целью выявления особенностей данного процесса при изменении начальных условий на срезе сопла. Далее будет представлено экспериментальное исследование диффузионного горения пропана и горения предварительно перемешанной смеси пропан/воздух в круглой и плоской микроструе при воздействии акустического поля.

8.1. Диффузионное горение газообразного топлива в круглой струе

На рис. 8.2. представлена схема экспериментальной установки для реализации круглой макроструи диаметром сопла 5 мм. Начальные условия соответствуют «ударному» профилю средней скорости на срезе сопла (рис. 8.3.). Как и в случае исследования круглой макроструи диаметром сопла 20 мм, описанном в работе [32], использована методика дымовой визуализации течения с регистрацией на видеокамеру. Использование контролируемых акустических возмущений позволяет синхронизировать процесс развития когерентных структур и момент вспышки лазерной подсветки, реализуя, таким образом, стробоскопический режим съемки периодического возмущения. Полосчатые структуры генерировались с помощью элементов шероховатости (5 штук), наклеенных на внутреннюю поверхность сопла. Полосчатые структуры генерировались с помощью элементов шероховатости (5 штук), наклеенных на внутреннюю поверхность сопла.

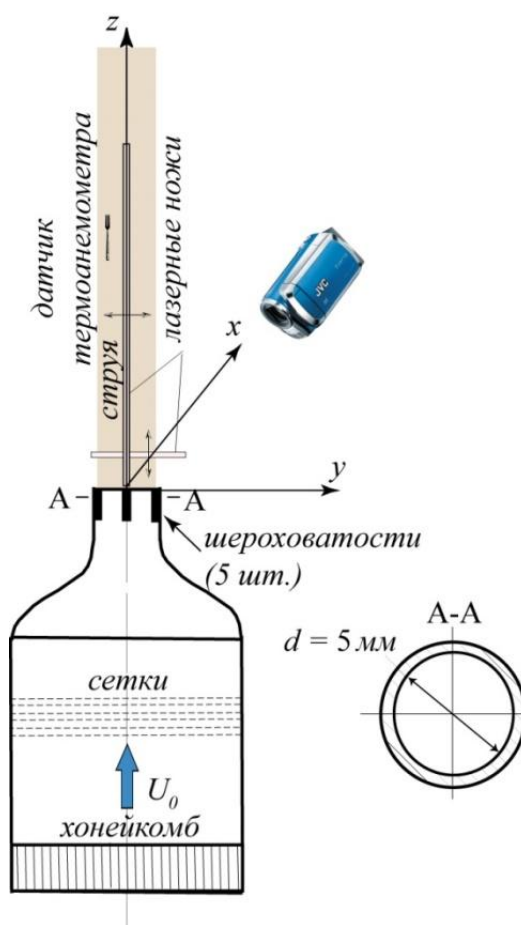


Рис. 8.2. Схема эксперимента: установка для реализации круглой макроструи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла

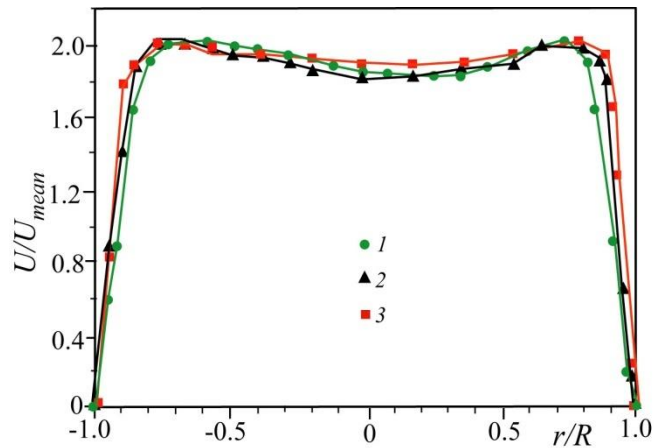


Рис. 8.3. Профили скорости в поперечном сечении круглой макроструи на различных расстояниях от среза сопла (1,2,3 – 5,10,15 мм, соответственно)

На картинах дымовой визуализации струи (рис. 8.4.) показаны поперечные вихри Кельвина – Гельмгольца и результат их взаимодействия с продольными полосчатыми структурами, приводящий к звездообразному искажению кольцевых вихрей в виде пяти азимутальных лучей соответствующих позициям полосчатых структур.

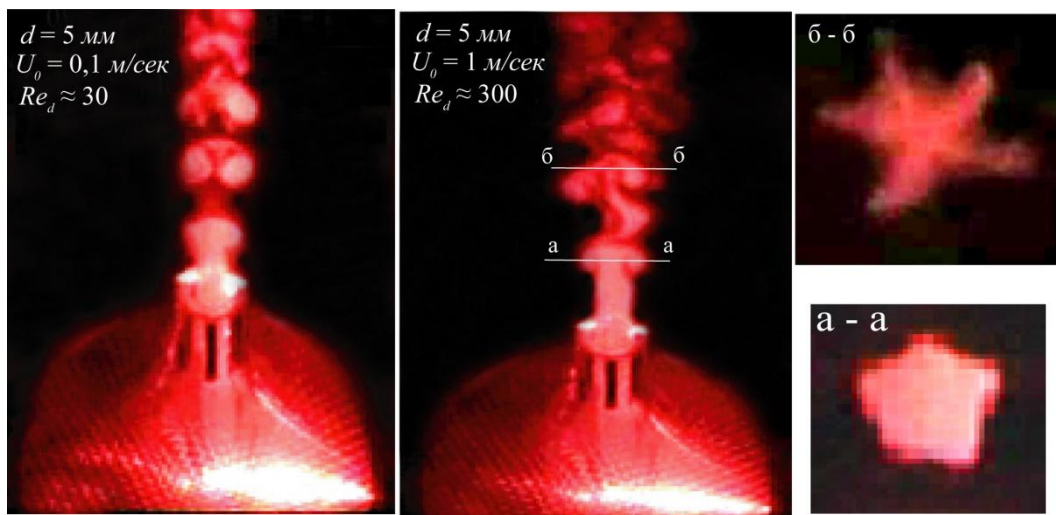


Рис. 8.4. Визуализация дымом общего вида круглой ламинарной макроструи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла при различной скорости потока (слева); поперечное сечение струи при взаимодействии тороидальных вихрей с полосчатыми структурами (справа)

Экспериментальные исследования диффузионного горения газообразного топлива (пропана) в макроструе показали, что при малой скорости истечения струи характер факела ламинарный, присоединенный к срезу сопла. При увеличении скорости истечения струи развивается процесс турбулизации струи и пламени, в какой-то момент пламя поднимается над соплом, переходит в поднятый режим (рис. 8.5.). Причем, на нижней кромке поднятого пламени, наблюдается деформация узкой кольцеобразной формы факела в звездообразную, вызванную воздействием на сдвиговый слой продольных полосчатых структур. По-видимому, пламя начинает распространяться вниз по потоку, начиная с первой когерентной структуры, указывая на то, что положение фронта горения связано с развитием неустойчивости струйного течения имеющей место без горения (кольцевые вихри, полосчатые структуры и результат их взаимодействия).

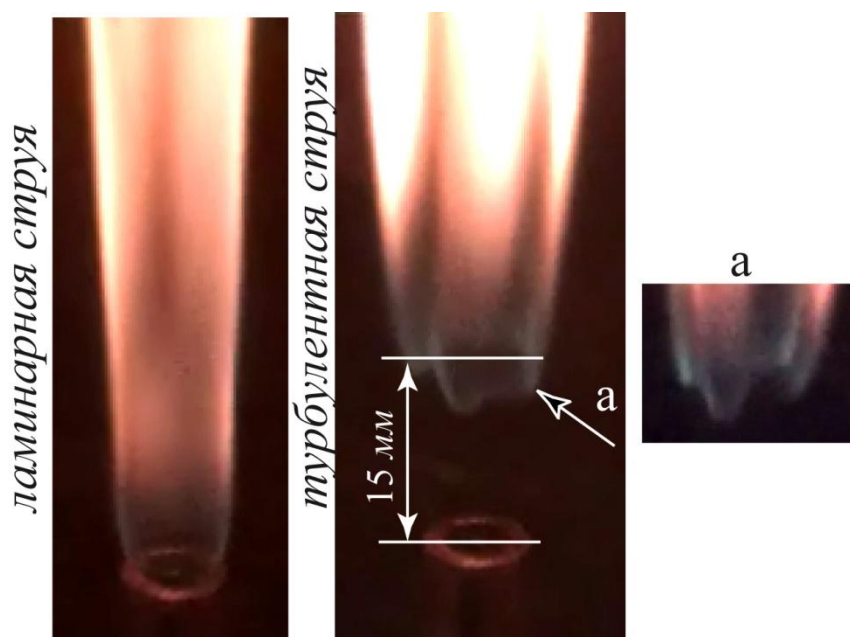


Рис. 8.5. Фотографии горения ламинарной и турбулентной круглой макроструи газообразного топлива, выходящей из установки с ударным профилем скорости на срезе сопла

Для турбулентной струи без искусственных шероховатостей на внутренней части сопла, также характерно развитие полосчатых структур. Их зарождение происходит внутри сопла и может быть связано с рядом факторов,

в частности с конечной степенью шероховатости стенок сопла. Но при этом азимутальной деформации поднятого факела не наблюдается. На рис.8.6. представлено фото демонстрирующее стабилизацию фронта горения поднятого факела турбулентной струи в естественном случае. По-видимому, стабилизация факела, как и ранее, связана с развитием тороидальных вихрей, способствующих активному смешению сдвигового слоя и поддержанию процесса горения.

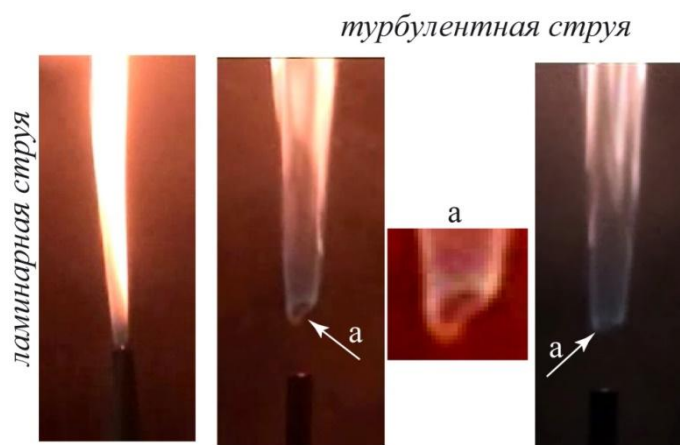


Рис. 8.6. Фотографии горения ламинарной и турбулентной круглой макроструи пропана, выходящей из установки с параболическим профилем скорости на срезе сопла

8.2. Диффузионное горение газообразного топлива в круглой микроструе при акустическом воздействии

Экспериментальные исследования структуры и характеристик развития круглой микроструи (диаметр выходного отверстия сопла – 1,5 мм) и микроструи (диаметр выходного отверстия сопла от 200 до 500 мкм) при воздействии поперечного акустического поля большой интенсивности (90 – 100 дБ) показали, что струя, деформируясь в поперечном направлении, начинает синусоидально колебаться и далее вниз по потоку разделяется на две струи [169,180]. Были проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения пропана в таких круглых струях при внешнем акустическом воздействии. Схема эксперимента представлена на рис. 8.7.

Предварительные экспериментальные исследования диффузионного горения струи газообразного топлива (пропана), показали, что при малой скорости истечения струи реализуется горение ламинарной струи с присоединенным к срезу сопла факелом. При увеличении скорости истечения струи наблюдается горение турбулентной струи с поднятым над срезом сопла факелом (рис. 8.6). При этом показано, что на начальном участке струи, пламенем охвачен лишь слой сдвига струи, в ядре струи стехиометрические условия таковы, что горение не поддерживается. По-видимому, благоприятное для горения соотношение окислителя и горючего существует лишь в узкой цилиндрической области струи. Термоанемометрические измерения распределения средней (U) и пульсационной (u') составляющих продольной компоненты скорости в поперечном сечении круглой струи на расстоянии 0,3 мм от среза сопла и скорости потока на оси струи $U_0 = 4$ м/с показали наличие «ударного» профиля скорости на выходе из сопла при коротком канале (рис. 8.8.) и параболического профиля скорости (рис. 8.9.) при большом удлинении канала ($l/d \approx 40$, где l – длина канала сопла, d – диаметр выходного отверстия сопла).

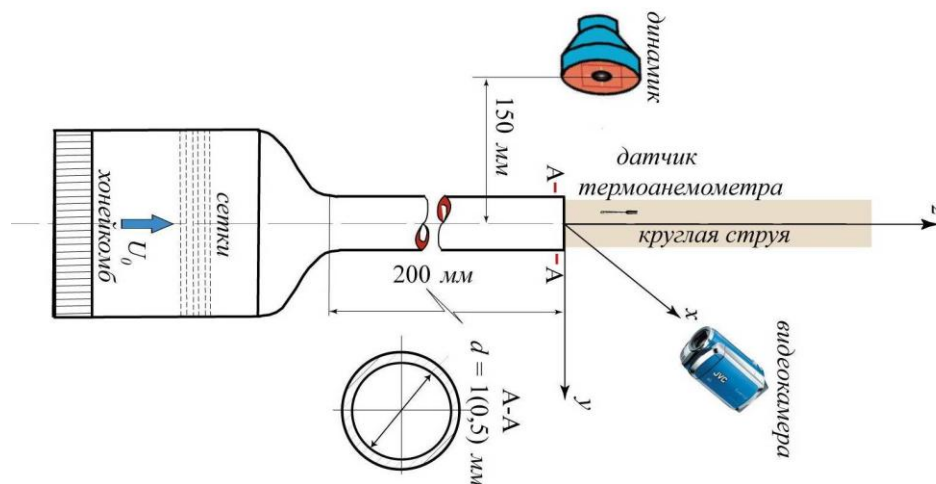


Рис. 8.7. Схема эксперимента

Следует отметить, что нам впервые удалось измерить и обнаружить принципиальную разницу между струями, формирующимися при «ударном» виде начального профиля скорости и параболическом, для струи с малым

диаметром сопла ($d = 1$ мм). Для этого был использован датчик термоанемометра с длиной чувствительного элемента 0,3 мм, при этом шаг измерений (приращение координаты) составлял 0,02 мм и проводилось осреднение по времени показаний датчика в каждой точке измерений.

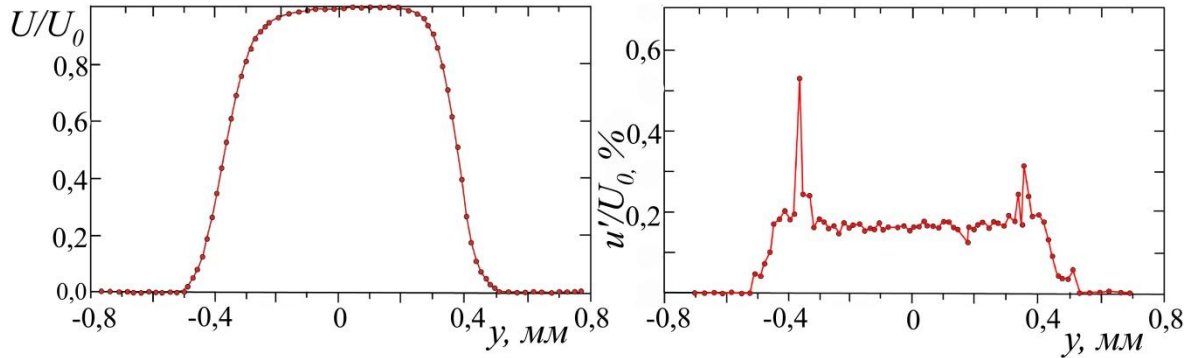


Рис. 8.8. Распределение средней (U) – слева и пульсационной (u') – справа составляющих продольной компоненты скорости в поперечном сечении круглой струи на расстоянии 0,3 мм от среза сопла для случая короткой длины канала сопла, скорость струи на оси струи $U_0 = 4$ м/с

Как показано на рис. 8.8.и 8.9., форма профиля скорости на срезе сопла «ударная» с максимумом интенсивности пульсаций скорости ($u' \approx 0,4\% U_0$) в областях максимального градиента скорости и минимумом интенсивности

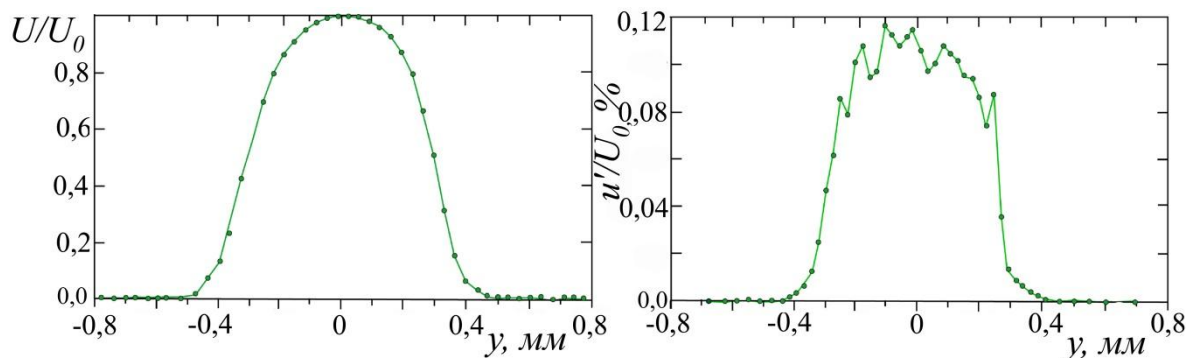


Рис. 8.9. Распределение средней (U) – слева и пульсационной (u') – справа составляющих продольной компоненты скорости в поперечном сечении круглой струи на расстоянии 0,3 мм от среза сопла для случая удлиненного ($l/d \approx 40$) канала сопла, скорость струи на оси струи $U_0 = 4$ м/сек

пульсаций скорости ($u' = 0,2\% U_0$) в области безградиентного ядра струи для случая короткого канала сопла (рис. 8.8.) и форма профиля скорости на срезе сопла параболическая с максимумом интенсивности пульсаций скорости ($u' \approx 0,1\% U_0$) на оси струи для случая удлиненного канала сопла (рис. 8.9.). Данные результаты измерений коррелируют с данными измерений профилей средней и пульсационной составляющих скорости для круглых макроструй [32]. Однако, в отличие от круглых макроструй с ударным профилем скорости на срезе сопла, где развитие струи связано с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца, сопровождаемое генерацией кольцевых вихрей по типу варикозной неустойчивости полосчатых структур в пристенных сдвиговых течениях, параболическая макроструя и микроструя как с ударным, так и параболическим профилем скорости на срезе сопла подвержены лишь синусоидальной моде неустойчивости. Попытки возбудить варикозную моду неустойчивости (кольцевые вихри) в данных течениях не увенчались успехом. Эксперименты показали, что макроструя с параболическим профилем скорости на срезе сопла сохраняет ламинарную форму течения большой дальности без каких-либо кольцевых вихрей. Механизм турбулентного разрушения струи связан с иными видами неустойчивостей. С другой стороны, круглая микроструя как с ударным, так и параболическим профилем скорости на срезе сопла также сохраняет ламинарную форму течения большой дальности.

На основании полученных знаний о характеристиках развития круглой макро и микроструи как при отсутствии акустического воздействия, так и при его наличии проведены экспериментальные исследования диффузионного горения круглой микроструи пропана с параболическим профилем скорости на срезе сопла. Частота внешнего акустического воздействия варьировалась от единиц Гц до 4 кГц, интенсивность звука в среднем составляла ~ 90 дБ. Скорость истечения струи контролировалась с помощью контроллера массового расхода и составляла $U_0 = 16,6$ м/с. На рис. 8.10. показаны фото поднятого пламени при воздействии внешнего акустического поля и без

акустического воздействия. Показано, что при воздействии внешнего акустического поля поднятый факел растягивается в поперечном направлении до 4 раз, в сравнении с поднятым факелом без акустического воздействия. В работах [169, 180] показано, что под действием внешнего акустического поля, круглая микроструя испытывает поперечные сдвиговые деформации вблизи среза сопла, которые приводят к периодическому колебанию профиля скорости на срезе сопла. Ниже по течению струя становится неустойчива к поперечным колебаниям и приобретает свойства характерные для развития плоских струй, формируется т.н. периодическое синусоидальное колебание струи (рис. 8.11.). Следует отметить, что ниже то течению происходит рост амплитуды синусоидального колебания, что приводит к увеличению трансверсального размера струи в плоскости совпадающей с источником акустических возмущений. Дальнейший рост амплитуды приводит к разрушению единой синусоидальной структуры колебания и развитию двух струй в областях максимального отклонения колебания от оси струи (рис. 8.12.).

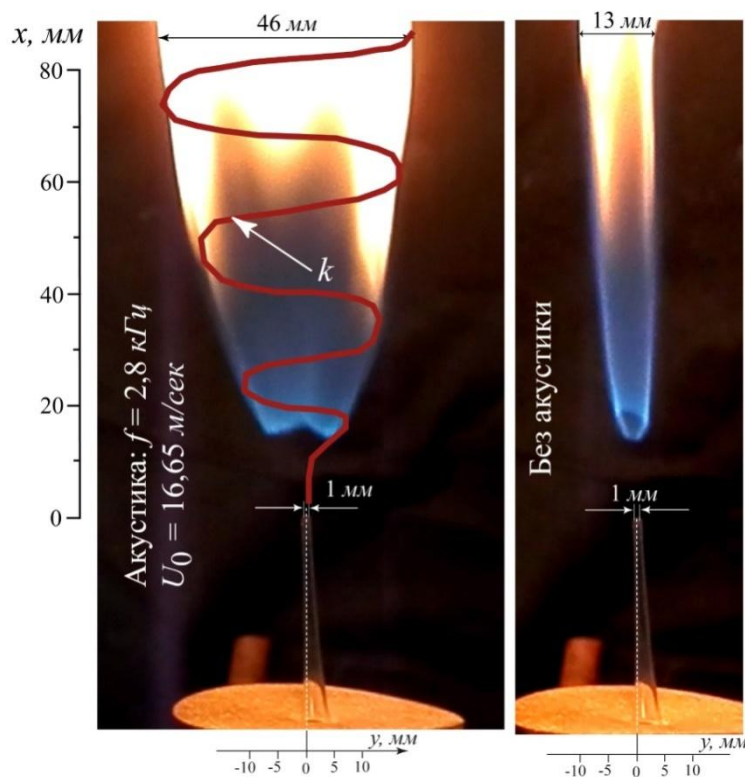


Рис. 8.10. Поднятый факел при диффузионном горении микроструи пропана (слева – при акустическом воздействии, справа – естественный случай, k –

схема синусоидального колебания развивающегося при воздействии внешнего акустического поля ($f = 2,8$ кГц, $U_0 = 16,6$ м/с)

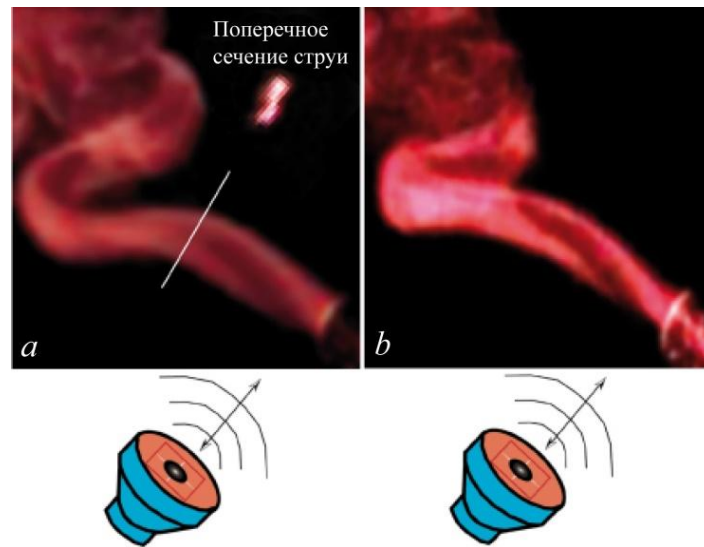


Рис. 8.11. Дымовая визуализация трансформации и развития круглой микроструи при воздействии внешнего акустического поля ($f = 40$ Гц - (a) и 100 Гц - (b), интенсивность звука 90 дБ) (взято из работы [180])

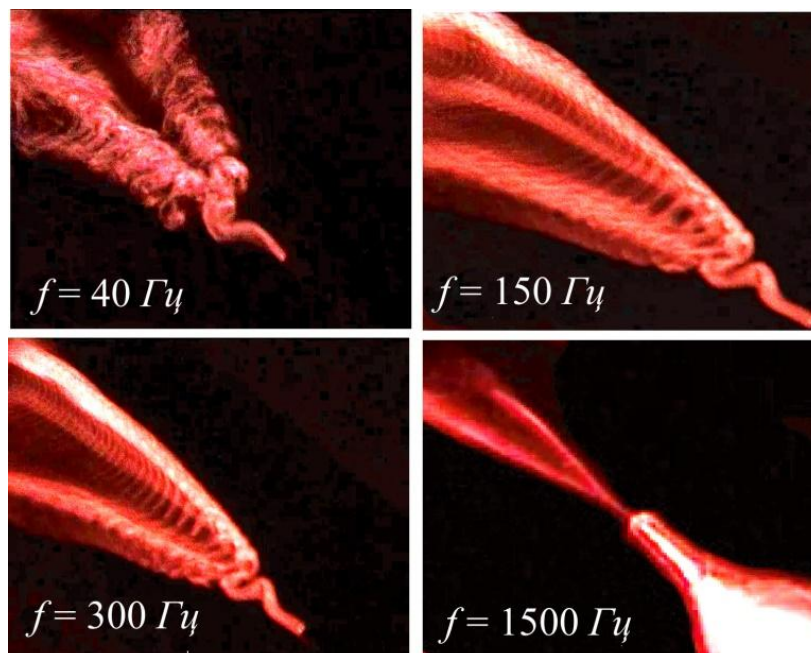


Рис. 8.12. Дымовая визуализация процесса бифуркации круглой микроструи при воздействии внешнего акустического поля различной частоты (взято из работы [169])

Форма факела формирующегося при диффузионном горении круглой микроструи при акустическом воздействии, представленного на рис. 8.10., соответствует границам синусоидального колебания развивающегося в круглой микроструе без горения при воздействии акустического поля. На рис.8.10. в естественном случае (фото справа) в нижней части факела наблюдается кольцеобразная область горения. Эта область соответствует сдвиговому слою, в котором сформировалась способная к воспламенению смесь топливо/окислитель. При воздействии акустического поля рис.8.10. (фото слева) форма факела искажается. В плоскости воздействия акустического поля факел расширяется с углом раствора около 30° при этом площадь факела значительно возрастает.

Более того, если рассмотреть поведение пламени струи вниз по потоку (рис. 8.13., выходной диаметр сопла $d = 1$ мм) можно отчетливо наблюдать процесс раздвоения пламени, что напрямую связано с механизмом, наблюдаемым при раздвоении круглой струи в поперечном акустическом поле на два потока (рис. 8.12.). Аналогичный результат раздвоения пламени круглой микроструи при диффузионном горении струи пропана, истекающей из сопла диаметром $d = 0,5$ мм, представлен на рис. 8.14. Виден процесс раздвоения пламени, но при акустическом воздействии на частоте, примерно, в два раза более высокой, чем в случае, показанном на рис. 8.13. Таким образом, с уменьшением диаметра сопла растет частота из диапазона восприимчивости струи к акустическому воздействию, приводящая к развитию неустойчивости и раздвоения пламени круглой микроструи. Следует отметить, что при отсутствии акустического воздействия структура пламени, распространяющегося в узкой сдвиговой области круглой микроструи, при диффузионном горении пропана сохраняет типичное ламинарное состояние для струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла. Это состояние характеризуется отсутствием когерентных вихревых структур типа кольцевых вихрей и большой протяженностью ламинарного течения в струе [110]. Такая структура пламени наблюдается как при присоединенном, так и при поднятом.

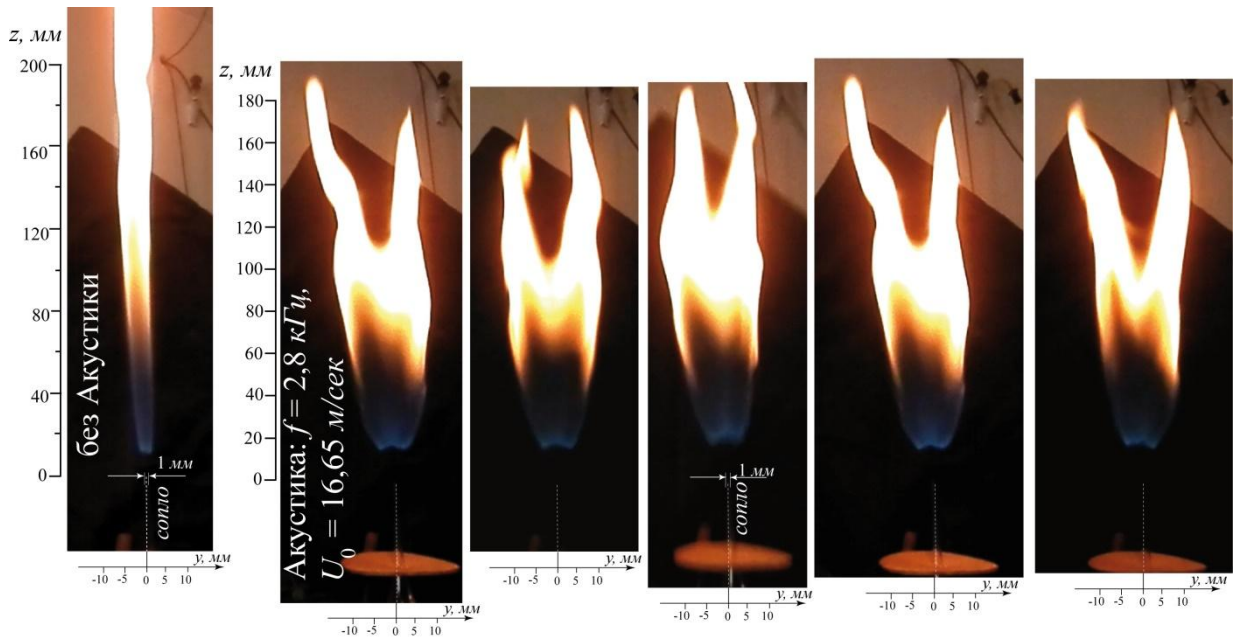


Рис. 8.13. Процесс раздвоения пламени круглой микро – струи ($d = 1$ мм) в поперечном акустическом поле при диффузионном горении пропана (слева – пламя струи без акустического воздействия, справа – набор фото пламени струи при акустическом воздействии, $f = 2,8$ кГц), $U_0 = 16,65$ м/с

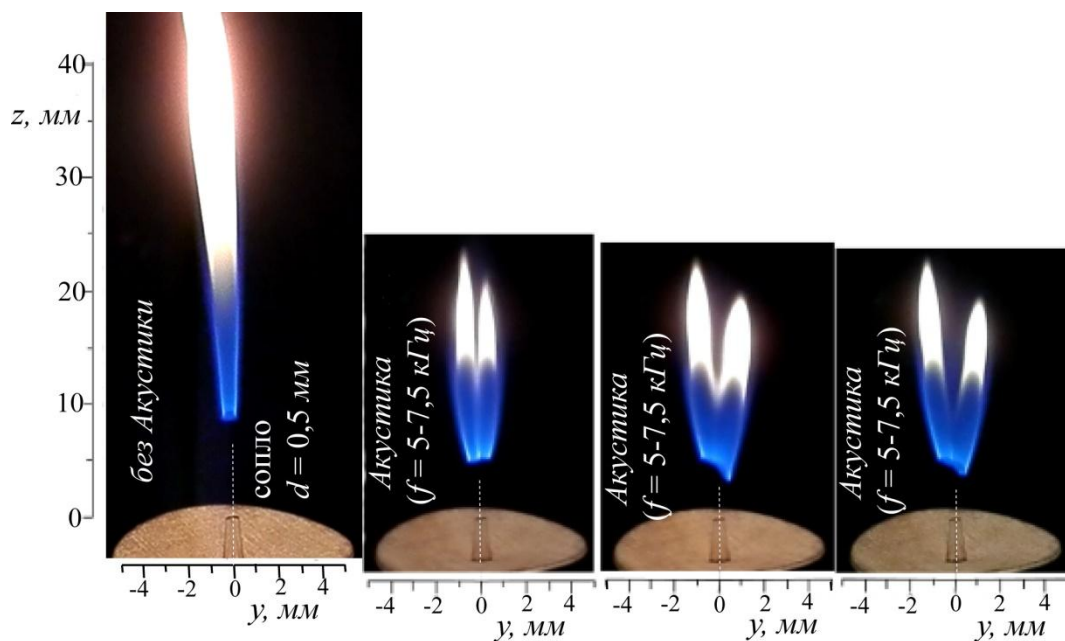


Рис. 8.14. Процесс раздвоения пламени круглой микро – струи ($d = 0,5$ мм) в поперечном акустическом поле при диффузионном горении пропана (слева – пламя струи без акустического воздействия, справа – набор фото пламени струи при акустическом воздействии, $f = 5 - 7,5$ кГц), $U_0 = 12,5$ м/с

В нашем случае раздвоение (бифуркация) пламени струи под воздействием поперечного акустического поля наблюдалось только в ситуации поднятого над срезом сопла пламени. В отличие от ситуации раздвоения присоединенного к срезу сопла пламени при воздействии акустики, наблюдаемого авторами работы [45]. С другой стороны, авторы работы [46], также обнаружили раздвоение пламени круглой микроструи под воздействием акустического поля именно у поднятого над срезом сопла пламени. Однако, следует также отметить, что авторы работ [45,46] не приводят каких-либо объяснений механизма бифуркации пламени круглой струи под воздействием акустического поля. На рис. 8.15. представлены теневые снимки бифуркации круглой микроструи для случая без горения (слева) и при диффузионном горении (справа).

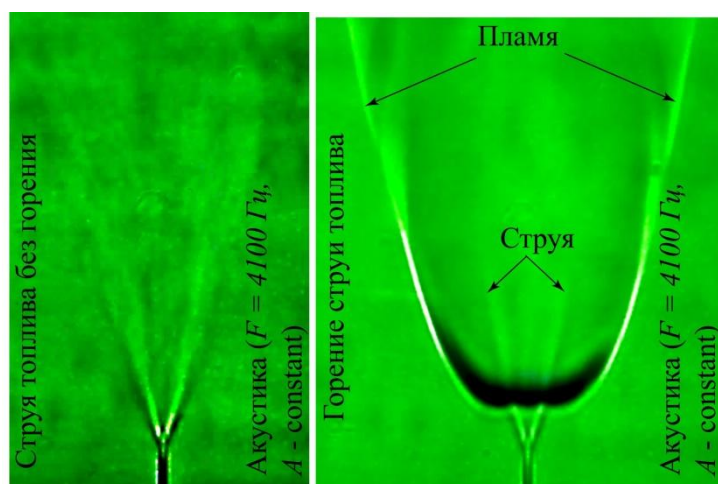


Рис. 8.15. Теневые фотографии бифуркации круглой микроструи пропана при внешнем акустическом поле без горения (слева) и при диффузионном горении поднятого факела (справа), $U_{\text{струи}} = 15$ м/с, частота акустического возбуждения $f = 4,1$ кГц, интенсивность звука $A = 90$ дБ, диаметр сопла $d = 1$ мм

Фотография справа демонстрирует положение фронта горения, при этом нижняя часть факела взаимодействует с расщепленной струей. Область от среза сопла до фронта пламени является зоной роста синусоидального возмущения, в этой же области можно наблюдать процесс бифуркации газовой струи без горения. Затем, выше фронта горения также наблюдается две струи

концентрации газа, что является также следствием бифуркации, но уже при наличии горения. Таким образом, возникновение бифуркации струи связано с уплощением исходной струи поперечными колебаниями акустического поля. Предположительно, именно уплощение струи, как деформация в результате воздействия акустического поля вблизи среза сопла, приводит к развитию неустойчивости в виде синусоидального колебательного процесса. Далее с ростом амплитуды синусоидального возмущения происходит бифуркация струи [169,180]. Установлено также, что плоскость в которой развивается синусоидальное колебание и соответственно плоскость в которой наблюдается бифуркация струи и пламени, зависит от радиального положения источника акустических возмущений.

8.3. Режимы горения плоской микроструи при акустическом воздействии

8.3.1. Плоская микроструя малого удлинения в при диффузионном горении пропана

Экспериментальные исследования структуры и характеристик развития плоской макро – (ширина выходной щели сопла $h = 2,5$ мм) и микроструи (ширина выходной щели сопла $h = 700, 500, 200$ мкм) под воздействием поперечного акустического поля большой интенсивности (90 – 100 дБ) показали, что струя подвержена синусоидальному колебательному процессу и далее вниз по потоку разделяется на две струи [19,20]. Проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения пропана в плоской струе на выходе из сопла малого удлинения ($l/h = 10$, где l – длина щели сопла и h – ширина щели сопла) при акустическом воздействии на пламя. Схема эксперимента представлена на рис. 8.16. Экспериментальные данные о развитии плоской макро и микроструи полученные в наших более ранних экспериментах стали основой для проведения экспериментального исследования диффузионного (пропан) и предварительно перемешанного (пропан/воздух) горения плоской микроструи с параболическим профилем

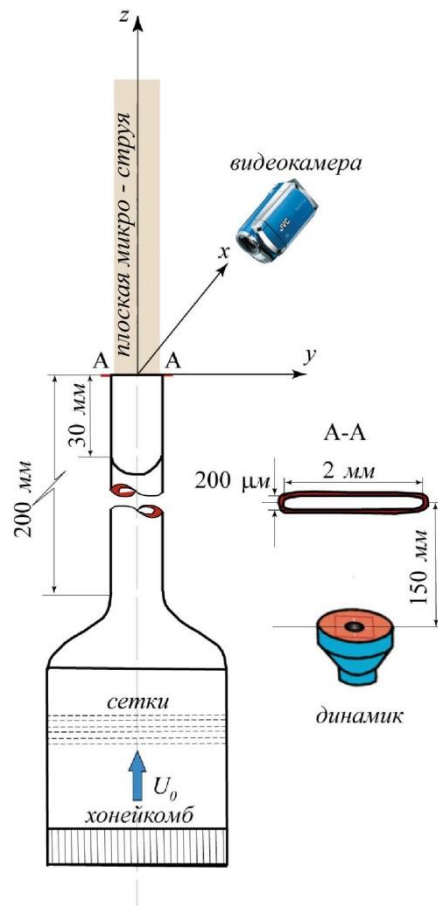


Рис.8.16.Схема эксперимента

скорости на срезе сопла. Как показали наши предыдущие исследования [181], параболический профиль скорости на срезе сопла реализуется при достаточно большом удлинении канала перед соплом, при соотношении $l/h \geq 150$, где l – длина канала сопла и h – ширина щели сопла. Частота акустического воздействия в данной серии экспериментов варьировалась от единиц Гц до 6 кГц, интенсивность звука составляла примерно 90 дБ. Скорость истечения струи контролировалась с помощью прецизионного расходомера по среднемассовому расходу и в пересчете в м/с составляла $U_0 \approx 20,8$ (32) м/с для серии двух экспериментов. Процесс горения фиксировался на цифровую камеру с выдержкой порядка 1/1500с. На рис. 8.17. представлены фото присоединенного пламени при воздействии внешнего акустического поля, и при естественных условиях. Показано, что присоединенное пламя при воздействии акустического поля значительно расширяется в трансверсальном направлении, вследствие распространения пламени по границе синусоидальной

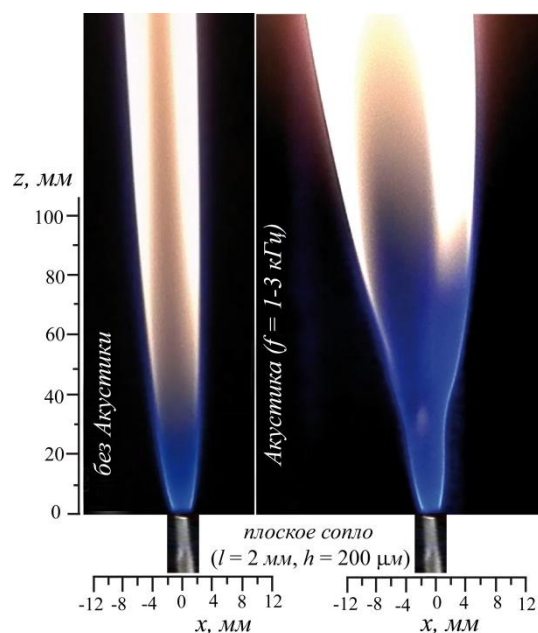


Рис. 8.17. Фотография растяжения пламени плоской микро – струи ($h = 0,2$ мм) при воздействии акустического поля при диффузионном горении пропана (слева – пламя струи без акустического воздействия, справа – фото пламени струи при акустическом воздействии, $f = 1-3$ кГц), $U_0 \approx 20,8$ м/с

вихревой дорожки. Развитие возмущения способствует вовлечению в топливную струю дополнительной порции окислителя (воздуха) в результате чего, общая площадь факела значительно возрастает [169,180]. С ростом скорости истечения струи, при некотором пороговом значении, пламя отходит от среза сопла, реализуется, так называемый, поднятый факел (рис. 8.18.).

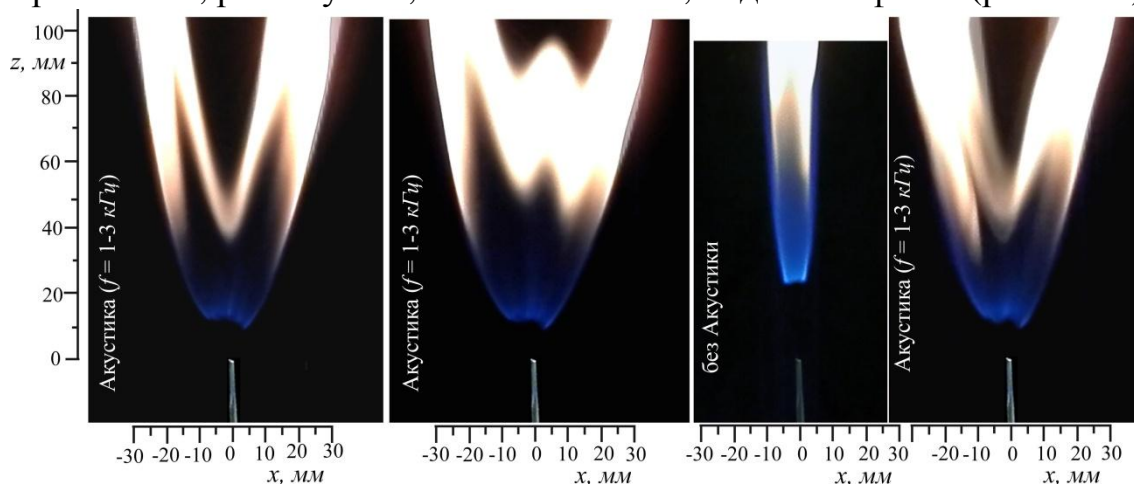


Рис. 8.18. Бифуркация пламени плоской микроструи ($h = 0,2$ мм) при воздействии внешнего акустического поля ($f = 1-3$ кГц, $A \approx 90$ дБ) при диффузионном горении пропана, $U_0 \approx 32$ м/с

При таких условиях бифуркацию пламени при акустическом воздействии можно наблюдать в широком диапазоне частот от 1 до 3 кГц (рис. 8.18.). Для сравнения на рис. 8.18. показано пламя в отсутствие акустического воздействия, где видно, что высота пламени над срезом сопла примерно в два раза больше, чем данный параметр в ситуации наличия акустического воздействия на струю. По – видимо, акустик стабилизирует процесс горения, способствует более интенсивному тепло/массопереносу между пропаном и воздухом, что приводит к расширению области горения, сдвигу пламени к срезу сопла.

8.3.2. Плоская микроструя большого удлинения при диффузионном горении пропана

Проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения пропана в плоской микроструе на выходе из сопла большого удлинения ($l/h = 180$, где l – длина щели сопла и h – ширина щели сопла) при акустическом воздействии на пламя. Схема эксперимента представлена на рис. 8.19. В данном случае, в отличие от струи, истекающей из сопла малого удлинения, можно наблюдать не только процесс бифуркации струи под действием внешнего акустического поля, но и образование концевых продольных вихрей на меньшей стороне сопла. Сворачивание продольных вихрей происходит на две стороны с противоположным знаком завихренности на каждом полупериоде акустического воздействия (рис. 8.20.*b,c*). В процессе диффузионного горения такой плоской струи наблюдается сложная форма факела, в которой пламя распространяется по сдвиговому слою также закручиваясь на концевых продольных вихрях (рис. 8.20.*a*). Следует заметить, что поднятый над срезом сопла нижний фронт пламени имеет локальные искажения. Это связано с наличием естественных шероховатостей на внутренней части плоского сопла, что приводит к генерации мелкомасштабных продольных вихревых структур.

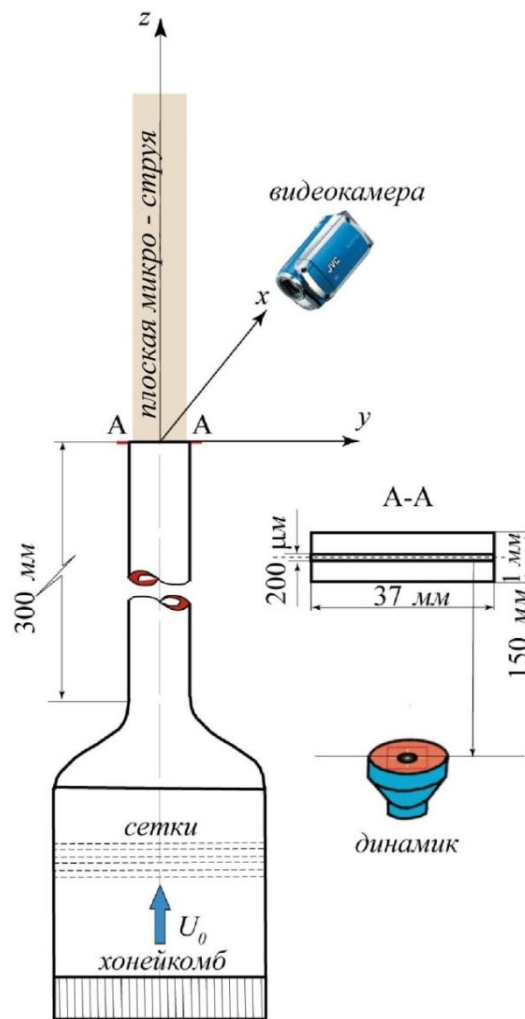


Рис. 8.19. Схема эксперимента

В то же время, в плоскости yz (вид на большую сторону сопла), факел практически не меняет своего трансверсального размера, как при отсутствии акустического воздействия, так и при его наличии (рис. 8.20.a). Если же рассмотреть диффузионный факел плоской микроструи в плоскости xz (вид на меньшую сторону сопла), то обнаружатся значительные отличия в форме факела при наличии внешнего акустического воздействия и без него (см. рис. 8.21.). На фото представлен естественный диффузионный факел и факел формирующийся при акустическом воздействии с частотой $f \approx 2$ кГц, а также показана картина дымовой визуализации воздушной струи истекающей из того же сопла (рис. 8.21.b). Как видно, акустическое воздействие приводит к увеличению угла распространения факела в плоскости xz , более, чем в два раза в сравнении с естественным случаем (рис. 8.21.a).

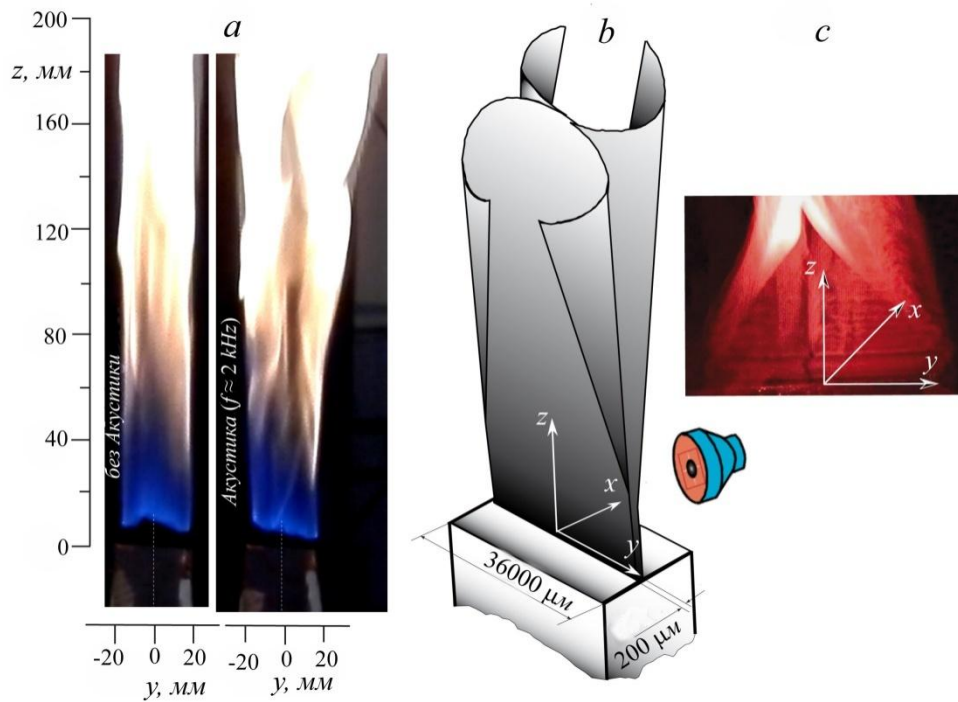


Рис. 8.20. Диффузионный факел плоской струи ($U_0 \approx 16$ м/с, $l/h = 180$) в естественном случае и при внешнем акустическом воздействии ($f \approx 2$ кГц, $A \approx 90$ дБ) - (a), схема образования продольных вихрей - (b), и картина дымовой визуализации воздушной струи - (c), взято из работы [169]

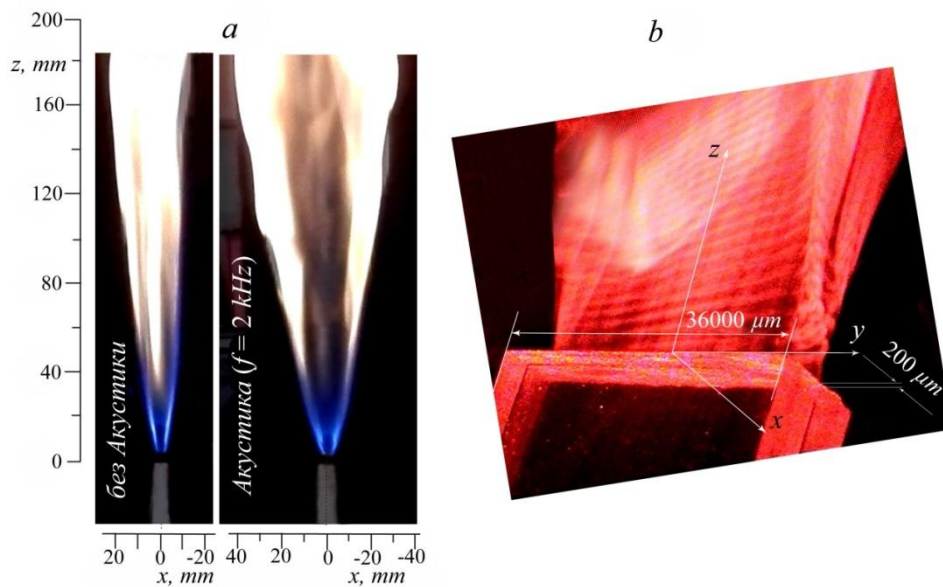


Рис. 8.21. Диффузионный факел плоской струи ($U_0 \approx 16$ м/с, $l/h = 180$) в плоскости xz , в естественном случае и при внешнем акустическом воздействии ($f \approx 2$ кГц, $A \approx 90$ дБ) и картина дымовой визуализации воздушной струи (b). Взято из работы [169]

Таким образом, необходимо отметить тот факт, что изменения границ диффузионного факела плоской микроструи для сопла большого удлинения ($l/h = 180$) при внешнем акустическом воздействии, аналогичны, наблюдаемым ранее формам для воздушной плоской струи (бифуркация микроструи и образование продольных концевых вихрей).

8.3.3. Плоская микроструя при горении предварительно перемешанной смеси пропан/воздух при внешнем акустическом воздействии

Проведены экспериментальные исследования процесса горения предварительно перемешанной смеси пропан/воздух в плоской микроструе при внешнем акустическом воздействии. Схема эксперимента представлена на рис. 8.16. Соотношение смеси пропан (C_3H_8)/воздух составляло 37,2/62,8 %, соответственно (коэффициент избытка топлива $\varphi = 14$). При меньшем коэффициенте избытка топлива восприимчивость струи к внешнему воздействию акустическим полем и влияние акустики на процесс горения было значительно слабее, а то и вовсе отсутствовало. Как и в ситуации диффузионного горения пропана в плоской микроструе (рис. 8.18.), пламя плоской микроструи при горении смеси пропан/воздух также подвержено раздвоению при акустическом воздействии (рис. 8.22.). На фото показано, что пламя струи, в отсутствие акустического воздействия и при акустическом воздействии на частотах менее 500 Гц, касается среза сопла горелки. Как известно, поднятие пламени происходит при увеличении скорости истечения струи или, как в данном случае, при генерации когерентных вихревых структур, когда среднерасходная скорость струи остается неизменной. В этом случае отрыв пламени от среза сопла происходит из-за акустического воздействия на определенных частотах ($f = 1 - 3$ кГц) из диапазона восприимчивости. В данной ситуации (рис. 8.22.), поднятый факел быстро расширяется в плоскости xz и далее вниз по потоку можно наблюдать его бифуркацию, аналогично тому, как это происходит при диффузионном горении плоской микроструи при внешнем акустическом воздействии (рис. 8.18.).

Следует также отметить интересное явление, при отключении акустического воздействия, происходит быстрое увеличение высоты поднятого пламени (примерно в три раза) (рис. 8.22., фото справа). Что объясняется увеличением продольной составляющей скорости, при отсутствии поперечных колебаний и ламинаризацией факела. Установлено также, что при большом удлинении плоского сопла (соотношении сторон сопла) развитие неустойчивости пламени плоской микроструи квазидвумерно, т.е. амплитуда возмущения нарастает только в плоскости xz и не зависит от положения источника акустических возмущений, в отличие от неустойчивости круглой микроструи, которая ориентируется в зависимости положения источника акустических возмущений. Таким образом, экспериментальные исследования диффузионного горения и горения предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в дозвуковой плоской микро – струе показали, что процесс развития факела при определенных условиях зависит от гидродинамической неустойчивости микроструи.

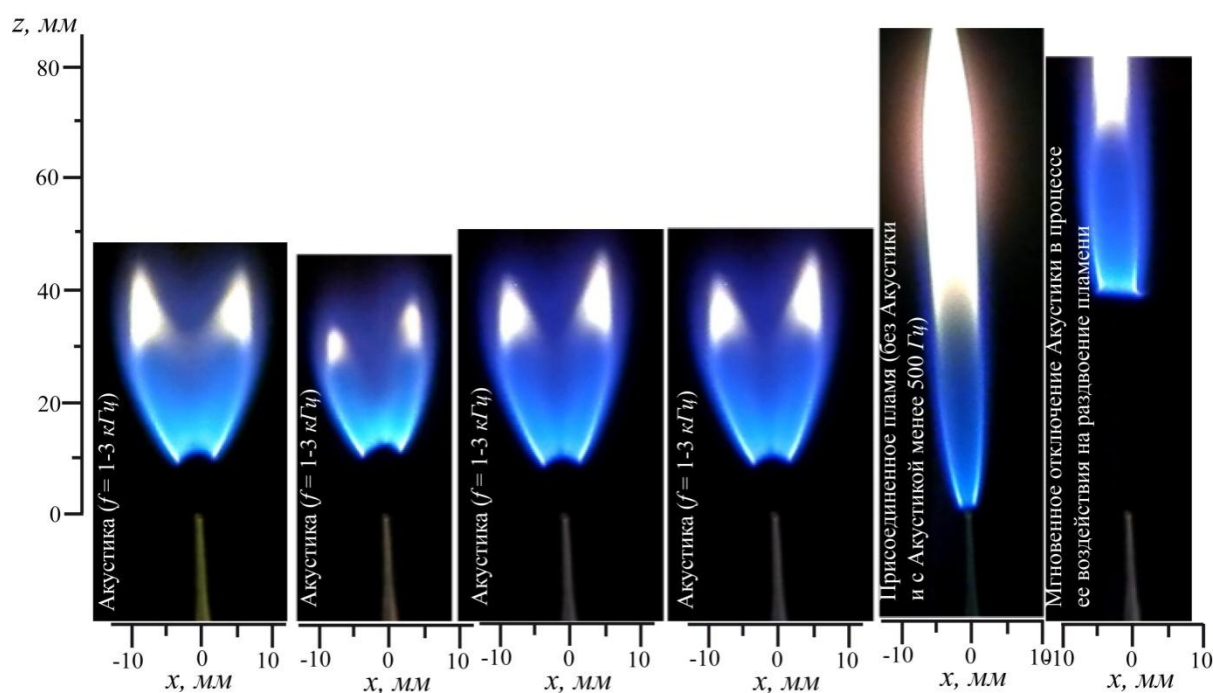


Рис. 8.22. Кинетическое горение смеси пропан/воздух в плоской микроструе ($U_0 \approx 14 \text{ м/с}$, $h = 0,2 \text{ мм}$) при внешнем акустическом воздействии ($f = 1-3 \text{ кГц}$, $A \approx 90 \text{ дБ}$)

Одним из необходимых условий является реализация поднятого факела. В качестве воздействия выступают акустические колебания, генерирующие флаговую неустойчивость, расширение фронта пламени и бифуркацию струи и пламени [169,180].

8.4. Выводы

По результатам экспериментальных исследований процесса диффузионного горения газообразного топлива в микроструе при естественных условиях и внешнем акустическом воздействии, можно сделать следующие выводы:

Обнаружено, что присоединенное диффузионное горение пропана в круглой ламинарной макроструе с «ударным» профилем скорости на срезе сопла не восприимчиво к внешним акустическим возмущениям

Показано, что локальные неоднородности на внутренней стенке сопла приводят к деформации нижнего фронта кольцеобразного пламени продольными полосчатыми структурами при диффузионном горение пропана в круглой турбулентной макроструе с поднятым факелом.

Установлено, что поднятое пламя при диффузионном горении круглой микроструи при внешнем акустическом воздействии подвержено развитию синусоидальной неустойчивости и бифуркации.

Показано, что поднятое пламя при диффузионном горении круглой микроструи под действием внешнего акустического поля, значительно расширяется в сравнении с пламенем, развивающимся при естественных условиях.

Показано, что воздействие внешнего акустического поля на процесс диффузионного горения пропана и кинетического горения смеси пропан/воздух в плоской микроструе, истекающей из сопла малого удлинения ($l/d = 10$), приводит к изменению структуры фронта пламени, увеличению угла распространения факела и его бифуркации.

Установлено, что воздействие поперечного акустического поля на процесс диффузионного горения пропана в плоской микроструе, истекающей из сопла большого удлинения ($l/d = 180$), приводит к увеличению площади фронта пламени за счет вовлечения в процесс большего количества окислителя. Показано, что пламя, в частности, распространяется по продольным вихревым жгутам.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований физических механизмов неустойчивости пограничного слоя, струйных течений и микроструйного горения. Все эксперименты проводились с использованием искусственно вводимых возмущений, позволивших проводить исследования в контролируемых условиях, что обеспечило возможность выделения общих явлений и закономерностей, присущих данным процессам, дает надежную основу для построения адекватных математических моделей и служит базисом для будущих исследований.

По результатам проведенных исследований можно сформулировать следующие выводы:

1. Установлено, что механизм нелинейного разрушения полосчатых структур в пограничном слое через процесс их вторичной высокочастотной неустойчивости связан с образованием когерентных структур типа Λ – вихрей как для синусоидальной, так и варикозной мод неустойчивости. Обнаружен процесс роста числа Λ – вихрей вниз по потоку как для синусоидальной, так и варикозной мод неустойчивости.
2. Установлено, что механизм взаимодействия кольцевых вихрей с полосчатыми структурами в макроструйном течении представляет собой классический сценарий трехмерного искажения двумерной волны (кольцевого вихря) на неоднородностях потока (полосчатых структурах), развивающихся в сдвиговом слое струи. Показано, что данный процесс приводит к возникновению азимутальных «лучей», представляющих собой образования типа λ – или ω – образных структур, равномерно распределенных по всему периметру кольцевого вихря. В области «головок» λ – или ω – образных вихрей происходит интенсивный процесс смешения струи с окружающим газом, что приводит к расширению струи и ее турбулентному разрушению вниз по потоку.

3. Установлено кардинальное влияние профиля скорости на срезе сопла на структуру и характеристики развития макроструи. Наличие ударного профиля скорости приводит к неустойчивости Кельвина – Гельмгольца и быстрой турбулизации струи, в то время как параболический профиль скорости способствует сохранению ламинарного течения струи большой дальности. Показано, что плоская макроструя восприимчива к синусоидальной моде неустойчивости. Развитие варикозной моды неустойчивости ламинарной плоской струи быстро подавляется синусоидальной модой неустойчивости.

4. Обнаружено новое явление, связанное с трансформацией круглой микроструи в плоскую микрострую под воздействием поперечного акустического поля, при этом, развитие струи вниз по потоку определяется механизмом синусоидальной вихревой неустойчивости плоской струи. Показано, поперечное акустическое поле приводит к раздвоению синусоидально колеблющейся микроструи, причем две струи развиваются независимо друг от друга. Установлена принципиальная разница в воздействии акустического поля на неустойчивость круглой и плоской микроструй. Показано, что синусоидальная неустойчивость круглой микроструи зависит от направления вектора акустического поля, а неустойчивость плоской микроструи – не зависит.

5. Установлено, что пламя при диффузионном горении круглой микроструи подвержено трансформации и бифуркации при воздействии поперечным акустическим полем. Установлен механизм бифуркации пламени круглой микроструи, через развитие спиральной моды переходящей в синусоидальное колебание микроструи.

6. Данная работа определила развитие научного направления связанного с исследованием влияния физических механизмов устойчивости микроструй на эффективность горения диффузионных пламен.

Материалы диссертации докладывались на: II Международном IUTAM – симпозиуме по ламинарно–турбулентному переходу (г. Новосибирск, 1984 г.), на III Международном IUTAM – симпозиуме по ламинарно–турбулентному переходу (г. Тулуза, Франция, 1989 г.), на III Международном Конгрессе по механике жидкости (г. Каир, Египет, 1990 г.), на VI и VII школе–семинаре "Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости" (г. Москва, 1988, 1990 гг.), на Международном семинаре по проблемам моделирования в аэродинамических трубах (г. Новосибирск, 1988 г.), на Всесоюзном семинаре по гидродинамической устойчивости и турбулентности (г. Новосибирск, 1989 г.), на V Всесоюзной школе по методам аэрофизических исследований (г. Абакан, 1989 г.), на I Международной конференции по экспериментальной механике жидкости (г. Чэнду, Китай, 1991 г.), на Конференции отделения динамики жидкости американского физического общества (г. Альбукерк (Нью–Мексико), США, 1993 г.), на VIII Европейской конференции по снижению сопротивления трения (г. Лозанна, Швейцария, 1993 г.), на I Сибирском семинаре "Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей" (г. Новосибирск, 1993 г.), на IV Международном IUTAM – симпозиуме по ламинарно–турбулентному переходу (г. Сендай, Япония, 1994 г.), на Международной конференции по методам аэрофизических исследований (г. Новосибирск, 1994 г.), на IX Европейской конференции по снижению сопротивления трения (г. Равелло, Италия, 1995 г.), Коллоквиуме по переходным пограничным слоям в авиации (г. Амстердам, Голландия, 1995г.), на II Сибирском семинаре "Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей" (г. Новосибирск, 1995 г.), на III Сибирском семинаре "Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей" (г. Новосибирск, 1996 г.), на IV Сибирском семинаре "Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей" (г. Новосибирск, 1997 г.).

Всего по теме диссертации опубликовано 65 печатных работ, 60 из них в периодических изданиях из списка ВАК:

1. Г.Р. Грек, В.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко Устойчивость дозвуковых струйных течений. // Учебное пособие: Новосиб. гос. ун–т. Новосибирск, 2012. 208 стр. с дополнительным материалом в электронном виде, включающем презентации и видеоролики на CD–диске (351 мБ). ISBN 978–5–4437–0062–5
2. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A. Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities // Dordrecht: Springer–book, 2015, 127 стр. с дополнительным материалом в электронном виде, включающем презентации и видеоролики на 172 стр. (ISBN: 978–3–319–26957–3, Book DOI 10.1007/978–3–319–26958–0).
3. Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Чернорай В.Г., Грек Г.Р., Лефдаль Л.Л. Управление неустойчивостью поперечного течения скользящего крыла с помощью отсоса. // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т.10, №4, С. 559–567.
4. Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Лефдаль Л., Чернорай В.Г. Экспериментальное исследование варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое скользящего крыла. // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т.11, №1. С. 13–22.
5. Литвиненко Ю.А., Чернорай В.Г., Козлов В.В., Лефдаль Л.Л., Грек Г.Р., Чун Х. О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое (обзор). // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т.11, №3. С. 339–364.
6. Чернорай В.Г., Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Лефдаль Л., Грек Г.Р., Чун Х.Х. Управление трансформацией L-структуры в турбулентное пятно с помощью риблет. // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т.12, №4. С. 575–585.

7. Чернорай В.Г., Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Грек Г.Р. Исследование нелинейной неустойчивости продольной структуры, генерированной шероховатостью, в пограничном слое прямого крыла. // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т.14, №3. С. 359-376.
8. Чернорай В.Г., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Чередниченко Е.Е. Продольные структуры в ближнем поле плоской пристенной струи. // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т.14, №4. С. 545-553.
9. Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Сорокин А.М. О механизме возникновения и развития когерентных структур в ламинарной и турбулентной круглых струях. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2008. Т.3, №1. С. 12-22.
10. Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А. Моделирование неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2009. Т.4, №1. С. 14-24.
11. Чернорай В.Г., Литвиненко Ю.А. Исследование структуры течения плоской пристенной струи методом PIV. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2009. Т.4, №2. С. 19-26.
12. Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2008. Т.3, №3. С. 14-33.
13. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В. Круглая струя в поперечном сдвиговом потоке (обзор). // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2010. Т.50, №1. С. 9-28.
14. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2010. Т.5, №2. С. 28-42.
15. Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В. Дозвуковая круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле. // Доклады АН. 2011. Т.436, №1. С. 47-53.

16. Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В. Экспериментальное исследование восприимчивости круглой микроструи к акустическому полю. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. №4. С. 932-934.
17. Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В., Катасонов М.М. Экспериментальное исследование влияния акустического поля на развитие плоской микроструи методом цифровой трассерной визуализации. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2011. Т.6, №4. С. 42-50.
18. Лысенко В.И., Горев В.Н., Литвиненко Ю.А., Бардаханов С.П. Получение и свойства керамики из нанопорошка оксида железа. // Вестн. НГУ. Сер. Физика, 2013. Т.8, №1. С. 99-103.
19. Шмаков А.Г., Чернов А.А., Князьков Д.А., Коробейничев О.П., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А., Катасонов М.М., Грек Г.Р. Исследование эффективности многоструйной горелки с различной подачей газа при диффузионном горении. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2013. Т.8, №2. С. 124-127.
20. Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Особенности горения пропана в круглой и плоской мини и микро - струе в поперечном акустическом поле при малых числах Рейнольдса. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2013. Т.8, №3. С. 98-120.
21. Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2014. Т.9, №1. С. 79-86.
22. Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Вихорев В.В. Экспериментальное исследование затопленной круглой струи с вихрями Дина. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2014. Т.9, №2. С. 128-135.
23. Козлов В.В., Грек Г.Р., Катасонов М.М., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Структура пламени при горении пропана в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле при малых числах Рейнольдса. // Доклады АН. 2014. Т.459, №5. С. 562-566.

24. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Толкачев С.Н., Чернорай В.Г. Экспериментальные исследования локализованных возмущений и их вторичной высокочастотной неустойчивости в пограничном слое плоской пластины, прямого и скользящего крыла (обзор). // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2014. Т.9, №4. С. 39-64.
25. Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Вихорев В.В. Термоанемометрические исследования круглой струи, сформированной в криволинейном канале. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. Т.10, №1. С. 23-32.
26. Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов В.В., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. -Т.10, №2. С. 27-41.
27. Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Коробейничев О.П., Шмаков А.Г. Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. Т.10, №2. С. 52-66.
28. Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Вихорев В.В., Козлов Г.В. Влияние акустических колебаний на круглую струю, сформированную в криволинейном канале. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. Т.10, №2. С. 67-72.
29. Литвиненко Ю.А., Балбуцкий А.Б., Вихорев В.В., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Экспериментальное исследование развития гидродинамической неустойчивости в круглой микроструе пропана при воздействии внешнего акустического поля с горением и без горения. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. Т.10, №4. С. 21-28.
30. Грек Г.Р., Козлов В.В., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Особенности диффузионного горения микроструи водорода при различной пространственной ориентации выходного сопла. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2015. Т.10, №4. С. 60-76.
31. 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. №.2 (45), С. 175-192.
32. Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода. // Доклады АН. 2016. Т.470, №2. С. 166-171.
33. 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. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2016. Т.11, №.2. С. 56-76.
34. Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А. Экспериментальное исследование диффузионного горения высокоскоростной круглой микроструи водорода Часть 1. Присоединенное пламя, дозвуковое течение. // Сибирский физический журнал. 2017. Т.12, №2. С. 28-45.
35. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Экспериментальное исследование диффузионного горения высокоскоростной круглой микроструи водорода Часть 2. Приподнятое пламя, сверхзвуковое течение. // Сибирский физический журнал. 2017. Т.12, №2. С. 46-59.
36. Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Вихорев В.В. Визуализация вихревых структур в ближнем поле круглой струи, сформированной в криволинейном канале, с помощью $\rho\text{-}$ метода. // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2016. Т.11, №2. С. 103-107.
37. Литвиненко Ю.А., Чернорай В.Г., Козлов В.В., Лефдаль Л.Л., Грек Г.Р., Чун Х.Х. Влияние риблет на развитие л-структуры и ее преобразование в турбулентное пятно. // Доклады Академии наук. 2006. Т.407, №2. С. 194-197.
38. Литвиненко Ю.А., Чернорай В.Г., Козлов В.В., Лефдаль Л., Грек Г.Р., Чун Х.Х. О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое. // Доклады Академии наук. 2005. Т.401, №2. С. 189-192.

39. Литвиненко Ю.А. Устойчивость дозвуковых макро- и микроструйных течений и микроструйное горение (обзор). // Сибирский физический журнал. 2017. Т.12, №3. С. 83-99.
40. Вихорев В.В., Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Диффузионное горение круглой струи водорода, истекающей из криволинейного канала с вихрями Дина. // Сибирский физический журнал. 2017. Т.12, №3. С. 72-82.
41. Козлов В.В., Грек Г.Р., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Экспериментальное исследование диффузионного горения круглой микроструи водорода при ее зажигании вдали от среза сопла. // Сибирский физический журнал. 2017. Т.12, №3. С. 60-71.
42. Шмаков А.Г., Вихорев В.В., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А. Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из прямолинейного микросопла. // Сибирский физический журнал. 2018. Т.13, №1. С. 54-67.
43. Вихорев В.В., Грек Г.Р., Козлов В.В., Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В., Шмаков А.Г. Горение круглой микроструи смеси водорода с кислородом, истекающей из криволинейного микросопла. // Сибирский физический журнал. 2018. Т.13, №1. С. 68-79.
44. Козлов В.В., Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А. Явление запираания микросопла при диффузионном горении водорода. // Доклады Академии наук. 2018. Т.480, №1. С. 34-39.
45. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г., Вихорев В.В. Диффузионное горение плоской микроструи водорода, истекающей из щелевого микросопла на до- и сверхзвуковой скорости. // Сибирский физический журнал. 2018. Т.13, №2. С. 23-36.
46. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г., Вихорев В.В. Диффузионное горение круглой микроструи водорода при до- и сверхзвуковой скорости истечения из сопла. // Сибирский физический журнал. 2018. Т.13, №2. С. 37-52.

47. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Различные сценарии горения плоской микроструи водорода на до- и сверхзвуковой скорости. // Доклады Академии наук. 2019. Т.485, №3. С. 300-305.
48. Козлов В.В., Грек Г.Р., Катасонов М.М., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Тамбовцев А.С., Шмаков А.Г. Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе воздуха. // Сибирский физический журнал. 2019. Т.14, №2. С. 21-34.
49. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Тамбовцев А.С., Шмаков А.Г. Особенности горения круглой микроструи водорода в спутной струе смеси воздуха и нанопорошка. // Сибирский физический журнал. 2019. Т.14, №2. С. 35-45.
50. Litvinenko M.V., Kozlov V.V., Kozlov G.V., Grek G.R. Effect of streamwise streaky structures on turbulization of a circular jet. // J. Appl. Mech. and Techn. Phys. 2004. Vol.45, №3. pp. 349-357.
51. Litvinenko Ya.A., Chernoray V.G., Kozlov V.V., Grek G.R., Loefeldahl L.L., Chun H.H. Adverse pressure gradient effect on nonlinear varicose instability of a streaky structure in an unswept wing boundary layer. // Physics of Fluids. 2005. Vol.17, №11. pp. 118106.
52. Chernoray V.G., Grek G.R., Kozlov V.V., Litvinenko Y.A. Spatial hot-wire visualization of the λ -structure transformation into the turbulent spot on the smooth flat plate surface and riblet effect on this process. // Journal of Visualization. 2010. Vol.13, №2. pp. 151-158.
53. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A., Kozlov G.V., Litvinenko M.V. Round and plane jets in a transverse acoustic field. // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol.20, №3. pp. 272-289.
54. Kozlov V.V., Grek G.R., Kozlov G.V., Litvinenko M.V. Visualization of the processes of development and turbulent breakdown of a low speed round jet [Электронный ресурс] // Visualization of Mechanical Processes. 2011. Vol.1, №2.

55. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A., Kozlov G.V., Litvinenko M.V. Influence of initial conditions at the nozzle exit and acoustical action on the structure and stability of a plane jet [Электронный ресурс] // Visualization of Mechanical Processes. 2012. Vol.2, №3.
56. Grek G.R., Kozlov G.V., Kozlov V.V., Litvinenko Yu.A., Litvinenko M.V. Round jet in cross shear flow [Электронный ресурс]. // Visualization of Mechanical Processes. 2012. Vol.2, №4.
57. Chernoray V.G., Dovgal A.V., Grek G.R., Kozlov V.V., Litvinenko Yu.A., Lofdahl L. Instability of a swept-wing boundary layer modulated by stationary flow perturbations [Электронный ресурс]. // Visualization of Mechanical Processes. 2013. Vol.3, №1. pp. 1-13.
58. Kozlov V.V., Grek G.R., Dovgal A.V., Litvinenko Yu.A. Stability of subsonic jet flows. // Journal of Flow Control, Measurement & Visualization. 2013. Vol.1, №3. pp. 94-101.
59. Kozlov V.V., Grek G.R., Katasonov M.M., Korobeinichev O.P., Litvinenko Y.A. Shmakov A.G. Stability of subsonic microjet flows and combustion. // Journal of Flow Control, Measurement & Visualization. 2013. Vol.1, №3. pp. 108-111.
60. Kozlov V.V., Grek G.R., Korobeinichev O.P., Litvinenko Yu.A., Shmakov A.G. 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. 2016. Vol.41, №44. pp. 20231-20239.
61. 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, №44. pp. 20240-20249.
62. Shmakov A.G., Grek G.R., Kozlov V.V., Litvinenko Y.A. Influence of initial and boundary conditions at the nozzle exit upon diffusion combustion of a hydrogen microjet. // International Journal of Hydrogen Energy. 2017. Vol.42, №24. pp. 15913-15924

63. Kozlov V.V., Grek G.R., Kozlov G.V., Litvinenko Y.A., Shmakov A.G. Experimental study on diffusion combustion of high-speed hydrogen round microjets. // International Journal of Hydrogen Energy. 2019. Vol.44, №.1. pp. 457-468.
64. Kozlov V.V., Litvinenko Y.A., Chernoray V.G., Loefdahl L.L. Breakdown of a streak via development of varicose secondary mode on the straight wing with pressure gradient. // Fluid Mechanics and Its Applications. 2006. Vol.78. pp. 419-424.
65. Kozlov V.V., Vikhorev V.V., Grek G., Litvinenko Y.A., Shmakov A.G. Diffusion combustion of a hydrogen microjet at variations of its velocity profile and orientation of the nozzle in the field of gravitation. // Combustion Science and Technology. 2019. Vol.191, №.7. pp. 1219-1235.

Список литературы

1. M.S. Acarlar and C.R. Smith A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Pt. Hairpin vortices generated by fluid injection. // *J. Fluid Mech.* 1987. Vol. 175, pp. 43–83.
2. D. Henningson Growth and breakdown of localized disturbances using DNS in channel and boundary layer flows. // In *Dynamics of localized disturbances in engineering flows*, 1996. pp 28, University of Karlsruhe, April. EUROMECH Colloquim 353.
3. K.S. Breuer and M.T. Landahl The evolution of a localized disturbance in a laminar boundary layer. Pt. 2. Strong disturbances. // *J. Fluid Mech.* 1990. Vol. 220, pp. 595–621.
4. А.А. Бакчинов, Г.Р. Грек, В.В. Козлов Развитие локализованных возмущений типа “пафф” и “зарождающееся” пятно в безградиентном пограничном слое. // *Сиб. физ. – тех. журн. (Изв. СО РАН)*. 1993. № 6, С. 11–21.
5. А.А. Бакчинов, Г.Р. Грек, В.В. Козлов Экспериментальное изучение локализованных возмущений в ламинарном пограничном слое. // *Теплофизика и Аэромеханика*. 1994. Т. 1, № 1. С. 51–58.
6. Г. Шлихтинг Теория пограничного слоя. // М.: Наука. 1969.
7. Г.Р. Грек, В.В. Козлов, М.П. Рамазанов Моделирование возникновения турбулентного пятна из нелинейного волнового пакета. // *Моделирование в механике*. 1989. Т. 3, № 20. С. 46–60.
8. А.Н. Гуляев, В.Е. Козлов, В.Р. Кузнецов, Б.И. Минеев, А.Н. Секундов Взаимодействие ламинарного пограничного слоя с внешней турбулентностью. // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1989. № 5. С. 55–65.
9. P.H. Alfredsson, A.A. Bakchinov, V.V. Kozlov, and M. Matsubara Laminar–turbulent transition structures at a high level of a free stream turbulence. // In Ed. P.W. Duck, editor, *IUTAM Symposium on Nonlinear Instability and Transition in Three–Dimensional Boundary Layers*. 1995. pp. 423–436. Manchester U.K.

10. M. Matsubara, V.V. Kozlov, P.H. Alfredsson, A.A. Bakchinov, and K.J.A. Westin On flat plate boundary layer perturbations at high free stream turbulence level. // In Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. 1996. Vol. 1, pp. 174–179. Novosibirsk.
11. I. Tani and Y. Aihara Görtler vortices and boundary layer transition. // ZAMP, 1969. Vol. 20. P. 609.
12. Y. Kohama Some expectation on the mechanism of cross-flow instability in a swept wing flow. // Acta Mech. 1987. Vol. 66. № 21.
13. Г.Р. Грек Вторичная неустойчивость уединенной пары вихрей типа вихря Тейлора – Гертлера. // Тезисы докладов 2-го Сибирского семинара, 17, Новосибирск, 1995. "Устойчивость гомогенных и гетерогенных жидкостей".
14. A.A. Bakchinov, H.R. Grek, B.G.B. Klingmann, and V.V. Kozlov Transition experiments in a boundary layer with embedded streamwise vortices. // Phys. Fluids. 1995. Vol. 7. № 4, pp. 820–832.
15. Г.Р. Грек, М.М. Катасонов, В.В. Козлов, В.Г. Чернорай Экспериментальное исследование механизма вторичного высокочастотного разрушения Λ – структуры. // Теплофизика и Аэромеханика. 1999. Т. 6, № 4. С. 445–461.
16. Г.Р. Грек, В.В. Козлов, М.П. Рамазанов Ламинарно–турбулентный переход при повышенной степени турбулентности набегающего потока. // Обзор. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. Наук. 1991. № 6. С. 106–137.
17. А.В. Бойко, Г.Р. Грек, А.В. Довгаль, В.В. Козлов Возникновение турбулентности в пристенных течениях. // Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН. 1999. 327 с.
18. H.R. Grek, J. Dey, V.V. Kozlov, M.P. Ramazanov, and O.N. Tughto Experimental analysis of the process of the formation of turbulence in the boundary layer at higher degree of turbulence of windstream. // Rep. 91–FM–2. Indian Inst. Science. 1991. pp. 1–37. Bangalore, India.
19. А.А. Бакчинов, Г.Р. Грек, М.М. Катасонов, В.В. Козлов Экспериментальное исследование процесса развития и структуры локализованных вихревых

- возмущений в пограничном слое на плоской пластине. // Препринт 1–97. РАН. Сиб. отд–ние. 1997. С. 1–55.
20. G.R. Grek, V.V. Kozlov and M.P. Ramazanov Three types of disturbances from the point source in the boundary layer. // In V.V. Kozlov, editor, Laminar–Turbulent Transition Proc. IUTAM Symp. 1985. pp. 267–272.
 21. Abid M. Simulation numeriques directes de la dynamique de transition tridimensionnelle des jets axisymetriques. // Ph.D. thesis. Ecole Normale Superieure de Paris. 1993.
 22. Brancher P., Chomaz J.M. and Huerre P. Direct numerical simulation of round jets: Vortex induction and side jets // Phys. Fluids. 1994. Vol. 6. pp. 1768–1775.
 23. Metcalfe R.W., Orszay S.A., Brachet M.E., Menon S., Riley J.J. Secondary instability of a temporally growing mixing layer // J. Fluid Mech. 1987. Vol. 184. pp. 207–219.
 24. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 48. pp. 547–591.
 25. Bernal L.P., Roshko A. Streamwise vortex structure in plane mixing layers // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 170. pp. 499–519.
 26. Lasheras J.C., Cho J.S., Maxworthy T. On the origin and evolution of streamwise vortical structures in plane free shear layer // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 172. pp. 231–247.
 27. Liepmann D., Gharib M. The role of streamwise vorticity in the near–field entrainment of round jets // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 245. pp. 643–668.
 28. Monkewitz P.A., Lehmann B., Barsikow B., Bechert D.W. The spreading of self–excited hot jets by side jets // Phys. Fluids. 1989. Vol. 1. pp. 446–456.
 29. Monkewitz P.A., Pfizenmaier E. Mixing by side jets in strongly forced and self–excited round jets // Phys. Fluids. 1991. Vol. 3. pp. 1356–1364.
 30. Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Колебания вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерация звука // Успехи физических наук (УФН). 2000. № 7. Р. 170.

31. Козлов В.В., Грек Г.Р., Лефдаль Л.Л., Чернорай В.Г., Литвиненко М.В. Роль продольных локализованных структур в процессе перехода к турбулентности в пограничных слоях и струях (обзор) // Прикладная механика и техническая физика (ПМТФ). 2002. Т. 43, № 2. С. 62–76.
32. Литвиненко М.В., Козлов В.В., Козлов Г.В., Грек Г.Р. Влияние продольных полосчатых структур на процесс турбулизации круглой струи // Прикладная механика и техническая физика (ПМТФ). 2004. Т. 45, № 3. С. 50–60.
33. Andrade E.N. da C. The velocity distribution in a liquid–into–liquid jet. Part 2: the plane jet // Proc. Phys. Soc. 1939. Vol. 51. pp. 784–796.
34. Brown G.B. On vortex motion in gaseous jets and the origin of their sensitivity to sound // Proc. Phys. Soc. 1935. Vol. 47. №. 4. pp. 703–732.
35. Sato H. The stability and transition of a two–dimensional jet // J. Fluid Mech., 1960. Vol. 7. Part 1. pp. 53–80.
36. Chie Gau, Shen C.H., Wang Z.B. Peculiar phenomenon of micro–free–jet flow. // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. №. 092001. pp. 1–3.
37. Carpenter J.B., Baillot F., Blaisot J.B., Dumouchel C. Behavior of cylindrical liquid jets evolving in a transverse acoustic field. // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21, pp. 1–15.
38. Abramov O.V., Borisov Y.Y., Oganyan R.A. Critical sound pressure in the acoustic atomization of liquids. // Sov. Phys. Acoust. 1987. Vol. 33. pp. 339–345.
39. Hoover D.V., Ryan H.M., Pal S., Merkle C.L., Jacobs H.R., Santoro R.J. Pressure oscillation effects on jet breakup. // ASME. Heat and Mass Transfer in Spray Systems HTD. 1991. Vol. 187. pp. 27–41.
40. Heister S.D., Rutz M.W., Hilbing J.H. Effect of acoustic perturbation on liquid jet atomization. // J. Propul. Power. 1997. Vol. 13. pp. 82–97.
41. С. Кумагаи Горение // М.: издательство «Химия». 1979. 256 с.
42. J.R. Hertzberg Conditions for a split diffusion flame. // Combust Flame. 1996. Vol. 109. pp. 315–322.

43. Y.C. Chao, T. Yuan and C.S. Tseng Effects of flame lifting and acoustic excitation on the reduction on NO_x emission. // Combust. Sci. Technol. 1996. Vol. 113. pp. 49–65.
44. Y.C. Chao, T. Yuan and Y.C. Jong Measurement of the stabilization zone of a lifted jet flame under acoustic excitation. // Exp. Fluids. 1994. Vol. 17. Issue 6. pp. 381–389.
45. M. Suzuki, S. Ikura, W. Masuda Comparison between acoustically–excited diffusion flames of tube and slit burners. // Proc. of the 11th Asian Symposium on Visualization. Niigata. Japan. 2011. pp. 1–6.
46. Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Володин В.В. Влияние акустических колебаний на диффузионное горение метана. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 38, вып. 10. С. 57–63.
47. Г.Р. Грек, В.В. Козлов, Ю.А. Литвиненко Устойчивость дозвуковых струйных течений. // Учебное пособие: Новосиб. гос. ун–т. Новосибирск, 2012. 208 стр. с дополнительным материалом в электронном виде, включающем презентации и видеоролики на CD–диске (351 мБ). ISBN 978–5–4437–0062–5
48. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A. Visualization of Conventional and Combusting Subsonic Jet Instabilities // Dordrecht: Springer–book. 2015. 127 стр. с дополнительным материалом в электронном виде, включающем презентации и видеоролики на 172 стр. (ISBN: 978–3–319–26957–3, Book DOI 10.1007/978–3–319–26958–0).
49. 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), Vol. 41, Issue 44. pp. 20231–20239.
50. V.V. Kozlov, G.R. Grek, O.P. Korobeinichev, Yu.A. Litvinenko, A.G. Shmakov Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high–speed

- microjets (Part II) // International Journal of Hydrogen Energy (ELSEVIER 2016), Vol. 41, Issue 44. pp. 20240–20249.
51. A.G. Shmakov, G.R. Grek, V.V. Kozlov, Yu.A. Litvinenko, Influence of initial and boundary conditions at the nozzle exit upon diffusion combustion of a hydrogen microjet. // International Journal of Hydrogen Energy (ELSEVIER 2017), Vol. 42, Issue 24. pp. 15913–15924.
52. H.H. Bruun Hot–Wire Anemometry – Principles and Signal Analysis // Oxford University Press, Oxford, New York. 1995. pp.1–507.
53. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. // Новосибирск: Наука. 1982. 151 с.
54. Klebanoff P.S., Tidstrom K.D., Sargent L.M. The three–dimensional nature of boundary–layer instability // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 12. pp. 1–34.
55. Saric W.S., Kozlov V.V., Levchenko V.Ya. Forced and unforced subharmonic resonance in boundary layer transition. // AIAA Pap. 1984. 84–0007.
56. Kachanov Y.S. On a universal mechanism of turbulence production in wall shear flows // Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Vol. 86. Recent Results in Laminar–Turbulent Transition. — Berlin et al.: Springer – Verlag. 2003. pp. 1–12.
57. Floryan J.M. On the Goertler Instability of Boundary Layers // Technical Report of National Aerospace Laboratory. TR–1120. 1991. pp. 1–45.
58. Bippes H. Experimentelle Untersuchung des laminar–turbulenten Umschlags an einer parallel angestromten konkaven Wand // Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften Mathematisch–naturwissenschaftliche Klasse, Jahrgang 1972, 3 Abhandlung, pp. 103–180. (also NASA–TM–72243, March 1978).
59. Ito A. Breakdown structure of longitudinal vortices along a concave wall // J. Japan Soc. Aero. Space Sci. 1985. Vol. 33. pp. 166–173.
60. Boiko A.V., Grek G.R., Dovgal A.V., Kozlov V.V. The Origin of Turbulence in Near–Wall Flows. // Berlin et al.: Springer–Verlag. 2002. pp. 1–263.

61. Pratt P.R., Chernoray V.G., Bakchinov A.A., Loefeldahl L. A quantitative flow visualization of a point source disturbance in a swept wing boundary layer // *Boundary Layer Transition in Aerodynamics: Book of abstracts EUROMECH Colloquium 423*. — Stuttgart. 2001.
62. Panton R.L. Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence // *Progress in Aerospace Sci.* 2001. № 37. pp. 341–383.
63. Grek G.R., Kozlov V.V., Katasonov M.M., Chernorai V.G. Experimental study of a Λ -structure and its transformation into the turbulent spot // *Current Sci.* 2000. Vol. 79, No. 6. pp. 781–789.
64. Haidary H.A, Smith C.R. The generation and regeneration of single hairpin vortices // *J. Fluid Mech.* 1994. Vol. 227. pp. 135–151.
65. Reuter J., Rempfer D. A hybrid spectral/finite-difference scheme for the simulation of pipe-flow transition // *Laminar-Turbulent Transition* / Eds. H. Fasel, W.S. Saric. — Berlin et al.: Springer-Verlag, 2000. — pp. 383–390.
66. Rist U., Moeller K., Wagner S. Visualization of late-stage transitional structures in numerical data using vortex identification and feature extraction // *Proc. 8th Intern. Symp. Flow Visualization. Sorrento, 1998*. — Pap. No. 103.
67. Zhou J., Adrian R.J., Balachandar S., Kendal T.M. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 387. pp. 353–396.
68. Li F., Malik M.R. Fundamental and subharmonic secondary instabilities of Goertler vortices // *J. Fluid Mech.* 1995. Vol. 82. pp. 255–290.
69. Bottaro A., Klingmann B.G.B. On the linear breakdown of Goertler vortices // *Europ. J. Mech. B/Fluids.* 1996. Vol. 15, № 3. pp. 301–330.
70. Skote M., Haritonidis J.H., Henningson D.S. Varicose instabilities in turbulent boundary layers // *Physics of Fluids.* 2002. Vol. 4, No. 7. pp. 2309–2323.
71. Adrian R.J., Meinhart C.D., Tomkins C.D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*, 2000. Vol. 422. pp. 1–23.

72. Kawahara G., Jimenez J., Uhlmann M., Pinelli A. The instability of streaks in near-wall turbulence // Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs, 1998. pp. 155–170.
73. Schoppa W., Hussain F. Genesis and dynamics of coherent structures in near-wall turbulence: A new look // Self-sustaining Mechanisms of Wall Turbulence / Ed. R.L. Panton. — Southampton: Computational Mechanics, 1997.
74. Waleffe F. On a self-sustaining process in shear flows // Phys. Fluids. 1997. Vol. 9. pp. 883–896.
75. Jimenez J., Moin P. The minimal flow unit in near-wall turbulence // J. Fluid Mech. 1991. Vol. 225. pp. 213–226.
76. Hamilton H., Kim J., Waleffe F. Regeneration of near-wall turbulence structures // J. Fluid Mech., 1995. Vol. 287. P. 317.
77. Brandt, L., Henningsson, D.S. Transition of streamwise streaks in zero-pressure-gradient boundary layers // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 472. pp. 229–261.
78. Robinson S.K. The kinematics of turbulent boundary layer structure // NASA TM 103859. 1991.
79. Asai M., Minagawa M., Nishioka M. The stability and breakdown of near-wall low-speed streak // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 455. pp. 289–314.
80. Konishi Y., Asai M. Experimental investigation of the instability of spanwise-periodic low-speed streaks in a laminar boundary layer // Japan Fluid Mech. 2004. №02–1257. pp. 55–67.
81. Ю.А. Литвиненко, В.Г. Чернорай, В.В. Козлов, Л.Л. Лефдаль, Г.Р. Грек, Х. Чун, О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое (обзор). // Теплофизика и Аэромеханика. 2004. Т 11, № 3. С. 339–364.
82. Ю.А. Литвиненко, В.Г. Чернорай, В.В. Козлов, Л.Л. Лефдаль, Г.Р. Грек, Х.В. Чун, О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое. // Доклады Академии Наук. 2005. Т 401, № 2. С. 1–4.

83. В.Г. Чернорай, В.В. Козлов, Л.Л. Лефдаль, Г.Р. Грек, Х.Х Чун, Влияние риблет на нелинейные возмущения в пограничном слое. // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т 13, № 1. С. 75–82.
84. Hu H. et al. A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique // Physics of Fluids. 2001. Vol. 13. pp. 3425–3441.
85. Zaman K.B.M.Q. Axis switching and spreading of an jet: The role of coherent structure dynamics // J. Fluid Mech. Vol. 316. pp. 1–20.
86. Kuchar A.P., Chamberlin R. Scale model performance test investigation of exhaust system mixers for an energy efficient engine (E3) // Paper AIAA. 1980. Is. № 80–0229.
87. Presz W.M. et al. Thrust augmentation using mixer–ejector–diffuser system // Paper AIAA. 1994. Is. № 94–0020.
88. Power G.D. et al. Advanced IR suppresser design using a combined CFD/Test approach // Paper AIAA. 1994. Is. № 94–3215.
89. Hu H. et al. Research on the rectangular lobed exhaust ejector/mixer systems // Trans. Japan. Soc. Aeronaut. Space Sci. 1999. № 41. pp. 187–197.
90. Smith L.L. et al. Mixing enhancement in a lobed injector // Phys. Fluids 1997. № 9. pp. 667–672.
91. Paterson R.W. Turbofan forced mixer nozzle flowfield: A benchmark experimental study // Trans. ASME. J. Engineering Gas Turbines Power 1984. № 106. pp. 692–700.
92. McCormic D.C., Bennett J.C. Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer // AIAA J. 1994. Vol. 32. pp. 1852–1856.
93. Demare D., Baillot F. The role of secondary instabilities in the stabilization of a nonpremixed lifted jet flame // Phys. Fluids 2001. Vol. 13. pp. 2662–2669.
94. Drazin P.G., Reid W.H. Hydrodynamic Stability // Cambridge Univ. Press 1981.
95. Zaman K.B.M.Q., Hussain A.K.M.F. Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation // J. Fluid Mech. 1981. Vol. 103. pp. 133–145.

96. Hussain A.K.M.F., Hasan M.A.Z. Turbulence suppression in free turbulent shear flows under controlled excitation. Pt. 2 // *J. Fluid Mech.* 1985. Vol. 150. pp. 159–170.
97. Chao Y.C. et al. Effects of flame lifting and acoustic excitation on the reduction of NO_x emissions // *Combust. Sci. Technol.* 1996. Vol. 113. pp. 49–60.
98. Гиневский А.С. и др. Акустическое управление турбулентными струями // М.: ФИЗМАЛИТ 2001. С. 1–239.
99. Ван–Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. // М.: Мир, 1986. С. 1–181.
100. Козлов В.В. и др. Продольные структуры в пограничных слоях и струях // Тезисы докладов VIII Междунар. конф. «Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей», г. Новосибирск, 25–27 апреля 2001 г. Новосибирск: Ин–т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2001. С. 84.
101. Zharkova G.M. et al. Free stream turbulence effect on the flow structure over the finite span straight wing // *J. Visualization.* 2002. Vol. 5. №2. pp. 169–176.
102. Victor V. Kozlov, Genrich R. Grek, Grigory V. Kozlov, Maria V. Litvinenko, Visualization of the low–speed round jet evolution and turbulent breakdown // *Visualization of Mechanical Processes.* 2011. Vol. 1. Is. 2. pp. 1–18.
103. Горлин С.М., Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). // М.: Наука. 1964. С. 1–720.
104. Yule A.J. Large–scale structure in the mixing layer of a round jet // *J. Fluid Mech.* Vol. 89. pp. 413 – 432.
105. Lau J.C., Fisher M.J. The vortex–street structure of «turbulent» jets // *J. Fluid Mech.* 1975. Vol. 67. pp. 299–337.
106. Hussain A.K.M.F. Coherent structures and turbulence // *J. Fluid Mech.* 1986. Vol. 173. pp. 303–356.
107. Grinstein F.F., Gutmark E.J., Parr T.P., Hansson – Parr D.M., Obeysekare U. Streamwise and spanwise vortex interaction in a circular reacting jet—an experimental and computational study // *In Turb. Shear Flows X.* 1995. Penn. State.

108. Citrinity J.H., George W.K. Reconstruction of the global velocity field in the axisymmetric mixing layer utilizing the proper orthogonal decomposition // *J. Fluid Mech.* 2000. Vol. 418. pp. 137–166.
109. Cohen J., Wignanski I. The evolution of instabilities in axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle // *J. Fluid Mech.* Vol. 176. 1987. pp. 191–219.
110. Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру круглой струи // *Теплофизика и аэромеханика.* 2008. Т. 15. № 1. С. 59–73.
111. Andrade E.N. da C. The velocity distribution in a liquid–into–liquid jet. Part 2: the plane jet // *Proc. Phys. Soc.* 1939. Vol. 51. pp. 784–796.
112. Brown G.B. On vortex motion in gaseous jets and the origin of their sensitivity to sound // *Proc. Phys. Soc.* 1935. Vol. 47. № 4. pp. 703–732.
113. Sato H. The stability and transition of a two–dimensional jet // *J. Fluid Mech.* 1960. Vol. 7. Part 1. pp. 53–80.
114. Schlichting H. Laminare Kanaleinlaufstromung // *ZAMM.* 1934. Vol. 14. pp. 368–373.
115. Hussain A.K.M.F., Thompson C.A. Controlled symmetric perturbation of the plane jet: an experimental study in the initial region // *J. Fluid Mech.* 1980. Vol. 100. pp. 397–431.
116. Yu M.H., Monkewitz P.A. The effect of nonuniform density on the absolute instability of two–dimensional inertial jets and wakes // *Phys. Fluids A.* 1990. Vol. 2. pp. 1175–1198.
117. Yu M. H., Monkewitz P. A. Oscillations in the near field of a heated two–dimensional jet // *J. Fluid Mech.* 1993. Vol. 255. pp. 323–347.
118. Widnall S.E., Bliss D.B., Tsai C.–Y. The instability of short waves on a vortex ring // *J. Fluid Mech.* 1974. Vol. 66. pp. 35–47.
119. Pierrehumbert R. T., Widnall S. E. The two and three–dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer // *J. Fluid Mech.* 1982. Vol. 114. pp. 59–82.

120. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. // М; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ин-ут компьютерных исследований, 2006. С. 1–304.
121. Ho C., Hsiao F.B. Evolution of coherent structures in a lip jet // In structure of Complex Turbulent Shear Layers (ed. R. Dumas, L. Fulachier). Springer. 1982. pp. 121–136.
122. Бойко А.В., Чун Ч.Ч., Литвиненко М.В., Козлов В.В., Чередниченко Е.Е., Ли И. О продольных структурах в плоской струе // Доклады Академии Наук. 2005. Т. 403. № 1. С. 1–3.
123. Antonia R.A., Browne L.W. B., Rajagopalan S., Chambers A.J. On the organized motion of a turbulent plane jet // J. Fluid Mech. 1983. Vol. 134. pp. 49–66.
124. Thomas F.O., Goldschmidt V.W. Structural characteristics of a developing turbulent planar jet // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 163. pp. 227–256.
125. Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2008. Т. 3, Вып. 3. С. 25–37.
126. Bagheri S., Schlatter Ph., Schmid P.J., Henningson D.S. Global stability of jet in crossflow // J. Fluid Mech. 2009. Vol. 624. pp. 33–44.
127. Fric T.F., Roshko A. Vortical structure in the wake of a transverse jet // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 279. pp. 1–47.
128. Kelso R., Lim T., Perry A. An experimental study of round jets in cross-flow // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 306. pp. 111–144.
129. Muppidi S., Mahesh K. Direct numerical simulation of round turbulent jets in crossflow // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 574. pp. 59–84.
130. Alves L., Kelly R., Karagozian A. Local stability analysis of an inviscid transverse jet // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 581. pp. 401–418.

131. Alves L., Kelly R., Karagozian A. Transverse–jet shear–layer instabilities. Part 2. Linear analysis for large jet–to–crossflow velocity ratio // *J. Fluid Mech.* 2008. Vol. 602. pp. 383–401.
132. Coelho S. and Hunt J. The dynamics of the near field of strong jets in crossflows // *J. Fluid Mech.* 1989. Vol. 200. pp. 95–120.
133. Megerian S., Davitian L., Alves L. and Karagozian A. Transverse–jet shear–layer instabilities. Part 1. Experimental studies // *J. Fluid Mech.* 2007. Vol. 593. pp. 93–129.
134. Huerre P. Open shear flow instabilities. (ed. G. K. Batchelor, H. K. Moffatt and M. G. Worster) // Cambridge University Press, In *Perspectives in Fluid Dynamics*. 2000. pp. 159–229.
135. Keffer J.F., Baines W.D. The round turbulent jet in a cross wind // *J. Fluid Mech.* 1963. Vol. 15. pp. 481–496.
136. Chassing P., George J., Claria A. and Sananes F. Physical characteristics of subsonic jets in a cross–stream // *J. Fluid. Mech.* 1974. Vol. 62. pp. 41–64.
137. Andreopoulos J., Rodi W. Experimental investigation of jets in a crossflow. // *J. Fluid Mech.* 1984. Vol. 138. pp. 93–127.
138. Fric T.F., Roshko A. Vortical structure in the wake of a transverse jet // *J. Fluid Mech.* 1994. Vol. 279. pp. 1–47.
139. Kelso R.M, Smits A.J. Horseshoe vortex systems resulting from the interaction between a laminar boundary–layer and a transverse jet // *Phys Fluids*. 1995. Vol. 7. pp. 153–158.
140. Eiff O.S., Keffer J.F. On the structures in the near–wake region of an elevated turbulent jet in a crossflow // *J. Fluid Mech.* 1997. Vol. 333. pp. 161–195.
141. Blanchard J.N., Brunet Y., Merlen A. Influence of a counter rotating vortex pair on the stability of a jet in a cross–flow: an experimental study by flow visualizations // *Exp. Fluids*. 1999. Vol. 26. pp. 63–74.
142. Yuan L.L., Street R.L., Ferziger J.H. Large–eddy simulations of a round jet in crossflow // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 379. pp. 71–104.

143. Lim T.T., New T.H., Luo S.C. On the development of large scale structures of a jet normal to a cross-flow // *Phys. Fluids*. 2001. Vol. 3. pp. 770–775.
144. Rivero A., Ferre J.A., Giralt F. Organized motions in a jet in crossflow // *J. Fluid Mech.* 2001. Vol. 444. pp. 117–149.
145. Su L.K., Mungal M.G. Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets // *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 513. pp. 1–45.
146. New T.H., Lim T.T., Luo S.C. Elliptic jets in cross-flow // *J. Fluid Mech.* 2003. Vol. 494. pp. 119–140.
147. Smith S.H., Mungal M.G. Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow // *J. Fluid Mech.* 1998. Vol. 357. pp. 83–122.
148. Haven B.A., Kurosaka M. Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets // *J. Fluid Mech.* 1997. Vol. 352. pp. 27–64.
149. Plesniak M.W., Cusano D.M. Scalar mixing in a confined rectangular jet in crossflow // *J. Fluid Mech.* 2005. Vol. 524. pp. 1–45.
150. Hasselbrink E.F., Mungal M.G. Transverse jets and jet flames. Part 1. Scaling laws for strong transverse jets // *J. Fluid Mech.* 2001. Vol. 443. pp. 1–25.
151. New T.H., Lim T.T., Luo S.C. On the effects of velocity profiles on the topological structures of a jet in cross-flow // *Proc. TSFP*. 1999. Vol. 1. pp. 647–652.
152. Muppidi S., Mahesh K. Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations // *J. Fluid Mech.* 2005. Vol. 530. pp. 81–100.
153. Hale C.A., Plesniak M.W., Ramadhyani S. Structural features and surface heat transfer associated with a row of short-hole jets in crossflow // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2000. Vol. 21. pp. 542–553.
154. Peterson S.D., Plesniak M.W. Evolution of jets emanating from short holes into crossflow // *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 503. pp. 57–91.
155. New T.H., Lim T.T., Luo S.C. Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow // *Experiments of Fluids*. 2006. Vol. 40. No. 3. pp. 859–875.

156. Watson G.M.G., Sigurdson L.W. The controlled relaminarization of flow velocity ratio elevated jet-in-crossflow // *Phys. Fluids*. 2008. Vol. 20. pp. 094108(1)–094108(15).
157. Gopalan S., Abraham B.M., Katz J. The structure of a jet in cross flow at low velocity ratios // *Phys Fluids*. 2004. Vol. 16. No. 6. pp. 2067–2087.
158. Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Моделирование неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости // *Вестн. НГУ. Серия: Физика*. 2009. Т. 4. Вып. 1. С. 14–24.
159. Lim T.T., New T.H., Luo S.C. On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow // *Phys. Fluids*. 2001. Vol. 13. № 3. pp. 770–775.
160. Selent B. DNS of jet in crossflow on a flat plate boundary layer // *Abstracts of 7th ERCOFTAC SIG33 Workshop*. 2008. pp. 31–31. 16–18 October, Genova, Italy.
161. Rist U., Günes H. Qualitative and quantitative characterization of a jet and vortex actuator // *Abstracts of 7th ERCOFTAC SIG33 Workshop*. 2008. pp. 35–35, 16–18 October, Genova, Italy.
162. New T.H., Lim T.T., Luo S.C. A flow field study of an elliptic jet in cross-flow using DPIV technique // *Exp. Fluids*. 2004. Vol. 36. pp. 604–618.
163. Litvinenko M.V. On the formation and role of the longitudinal structures during the laminar breakdown process in jets // *Goteborg: Publ. of the Chalmers Univ. of Technol.*, 2003. Pag. var. p. (Thesis for the Degree of Licentiate in Engineering).
164. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.А., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В. Круглая струя в поперечном сдвиговом потоке // *Вестн. НГУ. Серия: Физика*. 2010, Т. 5. Вып. 1. С. 9–28.
165. Durst F., Bulent U. Forced laminar-turbulent transition of pipe flows // *J. Fluid Mech*. 2006. Vol. 560. pp. 449–464.
166. Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Сорокин А.М. О механизме возникновения и развития когерентных структур в ламинарной и турбулентной круглой струе // *Вестн. НГУ. Серия: Физика*. 2008. Т. 3. Вып. 1. С. 12–22.

167. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. // Новосибирск: НГУ. 2009. С. 1–449.
168. Козлов В.В., Грек Г.Р., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А. Физические аспекты развития дозвуковых струйных течений. // Сборник научных трудов всероссийской конференции «Успехи механики сплошных сред», приуроченной к 70-летию академика В. А. Левина. Владивосток: Дальнаука. 2009. С. 331–351.
169. Kozlov V.V., Grek G.R., Litvinenko Yu.A., Kozlov G.V., Litvinenko M.V. Round and plane jets in a transverse acoustic field. // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol. 20. №. 3. pp. 272–289.
170. Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В. Дозвуковая круглая и плоская макро – и микроструи в поперечном акустическом поле. // Доклады академии наук. 2011. Т. 436. № 1. С. 47–53.
171. Л.А. Вулис, Ш.А. Ершин, Л.П. Ярин Основы теории газового факела // Л.: издательство «Энергия», 1968. 203 с.
172. L. Vanquickenborne and A.van Tiggelen The stabilization mechanism of lifted diffusion flames // Combustion and Flame. 1966. Vol. 10. № 1. pp. 59–69.
173. N. Peters, F.Williams Liftoff characteristics of turbulent jet diffusion flames // AIAA J. 1983. Vol. 21. No. 1. pp. 423–429.
174. S. Byggstoyl, B.F. Magnussen A Model for Flame Extinction in Turbulent Flow // Fourth Symposium on Turbulent Shear Flows (L.J.S. Bradbury, F. Durst, F.W. Schmidt and J.H. Whitelaw, Eds) Karlsruhe. 1983. pp. 10.32–10.38.
175. R.W. Schefer, M. Namazian and J. Kelly Stabilization of lifted turbulent–jet flames // Combustion and Flame. 1994. Vol. 99. № 1. pp. 75–86.
176. Полежаев Ю.В. О турбулентных струях и физике струйно – факельного горения газов // Материалы международной конференции Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность, Москва 2010. С. 137–144.

177. L. Muniz, M.G. Mungal Instantaneous flame–stabilization velocities in lifted jet diffusion flames // *Combustion and Flame*. 1997. Vol. 111. pp. 16–31.
178. D. Everest, D. Feikema and J.F. Driscoll A Study of the mechanism of jet flame liftoff – based on images of the strained flammable layer // *Twenty Sixth Symposium (International) on Combustion*. 1996. Proc. Combust. Inst. 26: 129 The Combustion Institute, Pittsburgh.
179. P. Huerre and P.A. Monkewitz Local and global instabilities in spatially developing flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1990. Vol. 22. pp. 473–537.
180. В.В. Козлов, Г.Р. Грек, Ю.А. Литвиненко, Г.В. Козлов, М.В. Литвиненко Дозвуковые круглая и плоская макро и микро – струи в поперечном акустическом поле // *Вестн. НГУ. Серия: Физика*. 2010, Т 5, С. 28–42.
181. Victor V. Kozlov, Genrich R. Grek, Yury A. Litvinenko, Grigiry V. Kozlov, Maria V. Litvinenko Influence of initial conditions at the nozzle exit and acoustical action on the structure and stability of a plane jet // *Visualization of Mechanical Processes*. 2012. Vol. 2. Issue 3. pp.1–29.
182. Particle Image Velocimetry: Руководство пользователя программы «ActualFlow» версия 1.18.0, ООО «Сигма ПРО», 2016, С.175 URL: http://polis-instruments.ru/public/manual_POLIS_%20v1.18.0.pdf