

**Г. В. Козлов, Г. Р. Грек, А. М. Сорокин, Ю. А. Литвиненко**

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: Litur@itam.nsc.ru

## **ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА СРЕЗЕ СОПЛА НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОЙ СТРУИ \***

В работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния начальных условий на срезе сопла на структуру плоской струи, характеристики ее развития и устойчивость. Показаны особенности развития ламинарной и турбулентной плоских струй, реализованных при одном и том же числе Рейнольдса. Обсуждаются картины дымовой визуализации струи при изменении начальных условий ее формирования, акустического воздействия и в процессе взаимодействия полосчатых структур с вихрями вихревой дорожки ламинарной плоской струи. Установлено, что ламинарная и турбулентная струи на выходе из плоского канала Хагена – Пуазейля испытывают продольное синусоидальное колебательное движение как единое целое. Выявлены особенности развития как ламинарной, так и турбулентной струи при акустическом воздействии на них. Установлено, что генерированная симметричная мода неустойчивости ламинарной плоской струи подавляется асимметричной модой неустойчивости. Показано, что взаимодействие полосчатых структур, генерированных на одной стороне плоского сопла, с вихрями ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости приводит к возникновению  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей как на правых, так и на левых вихрях вихревой дорожки.

*Ключевые слова:* плоская струя, когерентные структуры, устойчивость, восприимчивость, дымовая визуализация, термоанемометрия.

### **Введение**

Наряду с пристенными сдвиговыми течениями существует другая большая группа так называемых свободных сдвиговых течений, таких как струи, следы, оторвавшиеся пристенные сдвиговые слои и т. д. В них отсутствуют твердые границы. Характеристики устойчивости таких течений несколько отличаются от характеристик устойчивости пристенных сдвиговых течений. Основная причина этих различий связана с наличием точки перегиба в профилях средней скорости свободных сдвиговых течений. Известно [1], что свободное сдвиговое течение, имеющее точки перегиба, всегда невязко неустойчиво из-за Рэлеевской неустойчивости, и изначально неустойчивые возмущения экспоненциально растут вниз по потоку. Через нелинейные взаимодействия эти усиливающиеся неустойчивости могут сворачиваться в вихри и затем соединятся друг с другом в форме больших когерентных структур. Таким образом, под-

ход к изучению свободного сдвигового течения заключается в исследовании его с точки зрения устойчивости. Эволюцию когерентных структур можно затем рассматривать как образование взаимодействующих неустойчивых волн, которые распространяются и усиливаются вниз по потоку. Изначально наиболее неустойчивая мода обычно симметричная (или антисимметричная) из-за геометрической симметрии плоской струи (или круглой струи). Однако далее вниз по потоку антисимметричная мода (или спиральная мода) становится более заметной. Действительно, как симметричная (или антисимметричная), так и антисимметричная (или спиральная) моды неустойчивых волн могут возникать в исходном струйном течении. В работе [2] теоретически проанализирован пространственный рост неустойчивых волн в круглой струе. Обнаружено, что доминирующие возмущения в начальной области струи были осесимметричными. Далее вниз по потоку, где толщина слоя сдвига достигала 55 % от радиуса

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-01-00027), Президента Российской Федерации (НШ-454.2008.1; МК-420.2008.1), Министерства образования и науки РФ (РНП.2.1.2.3370).

потенциального ядра, доминировала спиральная мода. Похожие результаты были получены и в других работах [3–7]. Например, в [4] показано, что критическое число Рейнольдса ( $Re_{кр.}$ ) растет вниз по потоку с изменением формы профиля средней скорости в круглой струе от ударной к параболической. При равной интенсивности симметричной и антисимметричной мод вблизи сопла далее вниз по потоку будет доминировать антисимметричная (спиральная) мода [4]. Многие азимутальные (осесимметричные) моды неустойчивости одинаково неустойчивы в случае ударного профиля средней скорости в круглой струе, однако с ростом толщины сдвигового слоя вниз по потоку число неустойчивых мод сокращается и только одна спиральная мода остается неустойчивой [6; 7]. Используя линейный анализ, в работе [8] изучался невязкий пространственный рост спиральных мод для слабо расходящихся струй. Показано, что эволюция мод зависит от числа Струхала неустойчивых волн. Когда число Струхала было большим, осесимметричная мода могла усиливаться больше, чем спиральная мода; в то время как в ситуации малого числа Струхала происходило большее усиление спиральной моды.

Экспериментальные исследования [9] показали, что как осесимметричная, так и спиральная моды могут возникать в начальной области круглой струи. Найдено, что частота наиболее усиливающейся волны, связанной со спиральной модой, была на 20 % выше, чем у осесимметричной моды. Спектральный анализ [10] также показал, что эти две фундаментальных моды не могут существовать одновременно во времени или пространстве. Это показывает, что каждая из них существует отдельно и подавляет существование другой. Недетерминированность переключения между этими модами наблюдалась, вероятно, как результат реакции струи на стохастичность входа осесимметричных или несимметричных возмущений.

Вообще исследованию осесимметричных (круглых) струйных течений посвящено большое количество как теоретических [11–14], так и экспериментальных работ [15–19]. Эксперименты [16; 17] показали кардинальную роль полосчатых структур, реализуемых непосредственно на выходе струи из сопла,

в процессе турбулизации круглой ламинарной струи. Представлен сценарий возникновения азимутальных структур типа  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей через процесс взаимодействия вихревых колец с полосчатыми структурами. Показана роль динамики эволюции и разрушения азимутальных структур в процессе смешения струи с окружающим газом и ее турбулизации.

В работе [18] показано, что изменение начальных условий формирования круглой ламинарной струи, а именно формирование на срезе сопла параболического профиля средней скорости, приводит к появлению области чисто ламинарного течения в струе, протяженность которой превышает десять калибров, т. е. десять диаметров струи на выходе из сопла.

В работе [19] установлено, что механизм возникновения и развития вихревых структур в ламинарной и турбулентной круглых струях качественно идентичен и связан с когерентными структурами типа кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца, полосчатыми структурами и их взаимодействием в обоих видах течения. Показано, что характеристики восприимчивости ламинарной и турбулентной струй к акустическим возмущениям близки. В целом, важность таких исследований очевидна как с точки зрения понимания физической природы развития струй, так и с точки зрения 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.

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 [20], где показана зависимость неустойчивости струи от числа Рейнольдса. В работе [21] 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 [22]. Рассматривались две моды неустойчивости струи: синусоидальна

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 недоразвитостью, «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 не достаточно толстый, чтобы перекрыть все сечение; в этом случае профиль скорости на срезе сопла имеет плоскую часть в центральной области. В работе [23] показано, что профиль скорости на выходе из сопла зависит от безразмерного параметра  $vl / h^2 U_0$ . Турбулизация струи инициирована синусоидальными пульсациями скорости, которые были сначала слабыми, но затем усиливались вниз по потоку. Казалось, что особенности перехода в отрыве и струях идентичны. Однако существуют и определенные различия. В струе найдены 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  $vl / h^2 U_0$  большой, т. е. профиль средней скорости близок к параболической форме, преобладают антисимметричные пульсации. Когда параметр  $vl / h^2 U_0$  маленький, не наблюдается антисимметричных пульсаций. Частота пульсаций зависит от толщины слоя сдвига, а не от ширины сопла. Когда щель узкая, профиль параболический, и тогда толщина слоя сдвига не зависит от скорости струи; в то время как для широкой щели 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 щели. Как отмечено в работе [22], пульсации скорости, возбужденные в струе звуком на высоких

частотах, симметричны, а на низких частотах антисимметричны. В работе [24] исследованы синусоидальные возмущения в ближнем поле плоской струи с помощью термоанемометра. Амплитуда пульсаций составляла 1,4 %  $U_0$  для области чисел Струхала (Sh) от 0,15 до 0,6 и числа Рейнольдса ( $Re_h$ ) от  $8 \cdot 10^3$  до  $3,1 \cdot 10^4$ . Влияние акустики на средние и пульсационные поля скорости оказалось намного слабее, чем у круглой струи. Генерированная симметричная мода оставалась симметричной на всем протяжении струи. Степень нарастания возмущений была намного выше, а длина волны много меньше в слое сдвига, чем на оси струи. Максимум амплитуды основной волны достигался при числе Струхала 0,18 на оси струи и 0,45 в слое сдвига. Степень нарастания и волновое число возмущения росли монотонно с ростом числа Струхала как в слое сдвига, так и на оси, но наблюдалась тенденция их выхода на постоянную величину при больших числах Струхала. В области низких чисел Струхала плоская струя действовала как нерассеивающий волновод. Существование самоподдерживающихся сильных синусоидальных колебаний в плоской струе наблюдали и авторы работ [25; 26]. Они подтвердили особенности развития абсолютно неустойчивых мод. Частота и амплитуда этих колебаний масштабируется 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 от области вблизи профиля с наибольшим абсолютным коэффициентом нарастания, где сдвиговый слой струи имеет толщину завихренности, составляющую примерно 14 % от ширины щели.

Механизм формирования азимутальных «выбросов» в осесимметричной струе не совсем понятен. Если гипотеза [27] о том, что азимутальные «выбросы» являются прямым результатом сильной и организованной неустойчивости вихревых колец, верна, то можно объяснить отличие для двумерного случая. В осесимметричном случае число волн на вихревом кольце должно быть целым числом (обычно около 5) из-за граничных условий в азимутальном направлении. Число волн

зависит от отношения ядра вихря к диаметру вихревого кольца [28] и должно оставаться постоянным для малых изменений параметров струи и характеристик внешнего шума. Таким образом, азимутальная структура вихревых колец в осесимметричной струе сравнительно чистая и устойчивая, ведущая к явным нелинейным эффектам, а именно к азимутальным «выбросам». Однако следует отметить, что одна из причин появления азимутальных «выбросов» в осесимметричной струе может быть объяснена процессом взаимодействия кольцевых вихрей с полосчатыми структурами, как это было показано в экспериментальных работах [16; 17].

В двумерной струе 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 [29]. Авторы работы [26], таким образом, предполагают, что неорганизованность трехмерных возмущений и, возможно, несовершенство симметрии струи, показанной ими в эксперименте, предотвращают формирование азимутальных «выбросов» в двумерной струе. Тем не менее вопрос о возможности формирования азимутальных «выбросов» в двумерной струе остается открытым. Существует также целый ряд других вопросов о механизме развития ламинарной и турбулентной плоских струй. Например, очень мало наглядной информации (картин визуализации течения), касающейся процесса развития ламинарной плоской струи для различных ситуаций ее неустойчивости, турбулизации и полностью турбулентного состояния течения в струе. Практически отсутствует информация о наличии, развитии и роли полосчатых структур в механизме турбулизации плоских струй.

Таким образом, целью данной работы было попытаться ответить на эти вопросы, для чего была создана струйная установка, позволяющая изменять начальные условия формирования плоской струи за счет изменения профиля скорости на срезе сопла от «ударного» до параболического. Структура и характеристики развития течения в ламинарной и турбулентной плоских струях были получены с помощью дымовой визуализации и термоанемометрических измерений.

### Экспериментальная установка и методика измерений

Схема и фотография струйной установки для генерации плоской струи показаны на рис. 1 и 2 соответственно. Установка (см. рис. 1) включает в себя форкамеру (1), на выходе которой расположен коллектор (2), выполненный по схеме плоского сопла Витошинского. Размер проходного 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 поджата потока на выходе из сопла 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. 1). Поток создавался с помощью одноступенчатого центробежного вентилятора (7), во внутреннюю полость которого мог подаваться дым от дымового генератора (8) для визуализации течения. К выходу классического сопла (2) стыковался канал (9) с проходным сечением, равным конфигурации и размерам проходного сечения классического сопла. Данная конфигурация установки позволяла изменять начальные условия струи на срезе сопла, постепенно формируя параболический профиль скорости течения в канале и на выходе из него, пока он не становился полностью профилем скорости, типичным для плоского течения Хагена – Пуазейля при достаточно большой длине канала. Поток воздуха в канале струйной установки создавался с помощью вентилятора (7), скорость на выходе из канала (9) измерялась жидкостным наклонным микроанемометром (10) и составляла в данном эксперименте  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times d / \nu \approx 3\,577$ ). Проводилось два вида исследований: дымовая визуализация и термоанемометрические измерения течения в струе. Дымовая визуализация осуществлялась с помощью подачи в струйную установку со стороны вентилятора дыма, генерируемого дымогенератором (8) промышленного производства (см. рис. 1).

Развитие визуализированной дымом струи и ее структура снимались на видеокамеру (11) как в общем виде, так и в ее продольном и поперечном сечениях с помощью подсветки сечений узким лазерным ножом в различ-



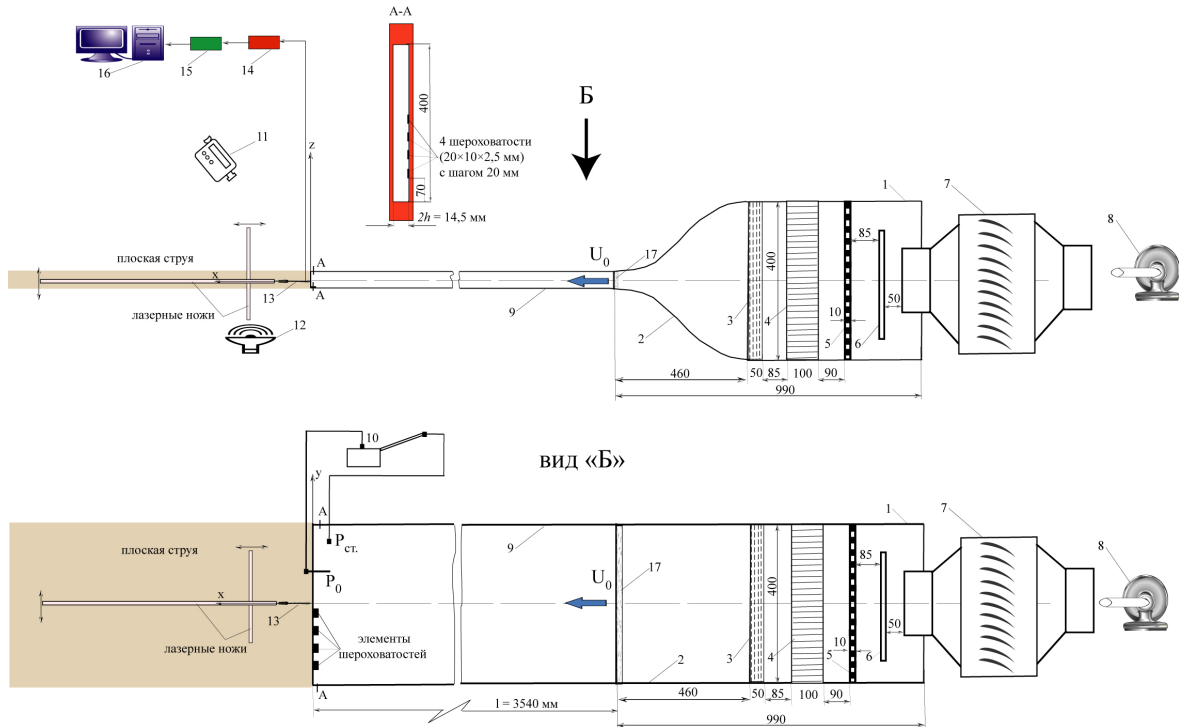
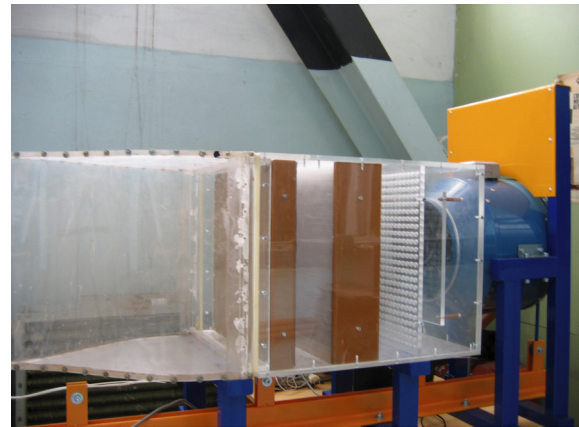


Рис. 1. Струйная установка для создания плоской струи: 1 – форкамера; 2 – сопло Витошинского; 3 – набор детурбулизирующих сеток; 4 – хонейкомб; 5 – перфорированная пластина; 6 – разделительная пластина; 7 – вентилятор; 8 – генератор дыма; 9 – удлинительный канал; 10 – наклонный жидкостной микроманометр;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



а



б

Рис. 2. Общий вид струйной установки с каналом длиной 3 540 мм (а) и участок с классическим (коротким) соплом, форкамерой и вентилятором (б)

ных координатах вдоль и поперек струи (см. рис. 1). Данная методика детально описана в нашей предыдущей работе [17], где она использована при исследовании процесса развития классической ламинарной круглой струи и механизма ее турбулизации. В той же работе, как и в данной, исследовалось воздействие акустики, генерируемой динамическим громкоговорителем (12), на структуру струи.

Одновременно частотой акустического воздействия на струю синхронизировались картины развития вихревых структур с моментами включения инфракрасного лазера на короткий промежуток времени для стробоскопирования динамики эволюции струи в целом, вихрей, их взаимодействия с полосчатыми структурами и возможности записать этот процесс на видеокамеру (11).

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 (13) с проволочкой из золоченого вольфрама длиной 1 мм и диаметром 5  $\mu\text{м}$  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  $U_\infty$ . Сигнал с датчика (13) поступал в термоанемометр (14), затем подавался на аналого-цифровой преобразователь АЦП (15) и далее в компьютер (16), 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  $x = 2, 5, 9, 15$  мм. Исследовалось развитие как ламинарной, так и турбулентной струи, причем турбулентная струя генерировалась с помощью турбулизатора (см. рис. 1, 17), представляющего собой наждачную бумагу шириной 5 мм (средняя величина зерна шероховатости составляла 300  $\mu\text{м}$ ), наклеенную на внутреннюю поверхность выхода классического сопла. За счет турбулизатора ламинарное и турбулентное течение в струе было реализовано при одной и той же скорости потока ( $U_0 = 3,7$  м/с).

Графики построены в поперечном сечении струи. Ось абсцисс нормирована на полуширину выходного сопла канала, как  $z/h$ , где  $h$  – половина ширины выходного сопла канала ( $2h$ ), а  $z$  – текущая координата. Ось ординат нормирована либо на максимальное значение скорости в струе ( $U_{\text{max}}$ ), либо на среднерасходную скорость в струе ( $U_{\text{cp}}$ ) 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 –  $x$ .

## Результаты измерений и визуализации ламинарной плоской струи

*Неустойчивость струи.* Распределение средней скорости в ламинарной области струи зависит от условий вверх по потоку, или, другими словами, от распределения средней скорости на срезе сопла. Когда длина канала достаточно большая по сравнению с шириной выходного сопла, распределение средней скорости на срезе сопла будет иметь параболическую форму. С другой стороны, когда длина канала небольшая, пограничный слой на стенке канала не достаточно толстый и не может перекрыть полностью его сечение, тогда распределение средней скорости имеет характерную пологую в центральной области. Такой профиль скорости иногда называют ударным из-за мощных градиентов скорости в узких областях слоев сдвига с правой и левой сторон плоской струи. В работе [23] показано, что распределение скорости на выходе двумерного течения в канале зависит от безразмерного параметра  $\nu l / h^2 U_0$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $l$  – длина канала,  $h$  – полуширина выходного сопла и  $U_0$  – скорость течения в центре сопла. Когда параметр  $\nu l / h^2 U_0$  большой, как в случае данного исследования ( $\nu l / h^2 U_0 = 0,27$ ), то профиль средней скорости близок к параболической форме, что можно наблюдать на рис. 3, где представленные распределения средней скорости вблизи среза сопла и далее вниз по потоку находятся в хорошем согласовании с расчетами из работы [23]. Таким образом, на выходе плоской струи из сопла канала сформировано те-

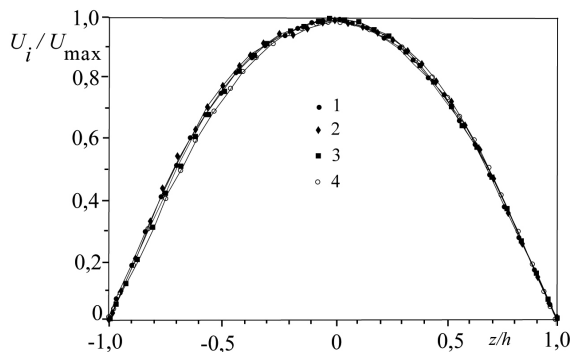


Рис. 3. Распределения средней скорости в поперечном сечении ламинарной плоской струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при  $x = 2, 5, 9, 15$  мм соответственно),  $U_0 = 3,7$  м/с ( $\text{Re} = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

чение с параболическим профилем средней скорости. Хорошо известно [22], что неустойчивость ламинарной плоской струи связана с возникновением и развитием двух мод неустойчивости: симметричной и асимметричной. В научной литературе [30] эти моды еще часто ассоциируют с понятиями «варикозная» и «синусоидальная» моды неустойчивости соответственно. В случае ударного профиля скорости, 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 конечном счете, симметричная мода перестает главенствовать в механизме разрушения течения и в большинстве ситуаций вообще затухает. В настоящем эксперименте параболический профиль скорости сформирован непосред-

ственно на выходе струи из канала, и в связи с этим мы должны ожидать развития только асимметричной синусоидальной моды неустойчивости.

Рассмотрим картины дымовой визуализации течения в плоской ламинарной струе в плоскости  $xz$ , представленные на рис. 4. Первая картина демонстрирует развитие плоской струи без акустического воздействия на нее. Видно, что струя подвержена изгибному колебанию синусоидального типа в плоскости  $xz$ . Существование самоподдерживающихся сильных синусоидальных колебаний в плоской струе впервые было отмечено авторами работы [26], где показано, что они имеют особенности абсолютно неустойчивых мод. Частота и амплитуда этих колебаний масштабируется шириной сопла, а не толщиной сдвигового слоя, это доказывает, что они являются результатом колебательного поведения струи в целом. Частота этих колебаний оказалась в хорошем согласовании с расчетами [25]

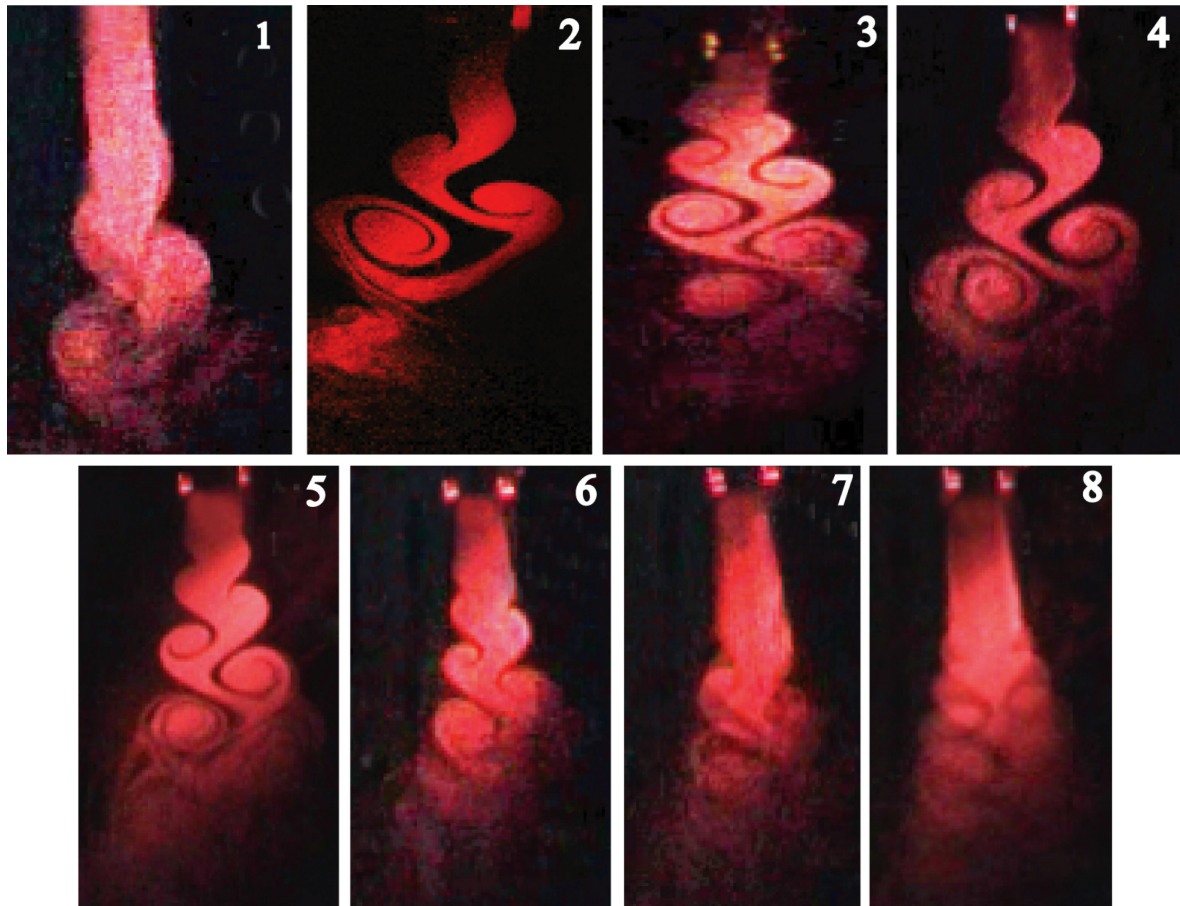


Рис. 4. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе в плоскости  $xz$  без акустического воздействия (1) и при акустическом воздействии (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 – при  $F = 30, 30, 40, 50, 60, 70, 90$  Гц соответственно),  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )



и наблюдениями [26]. Частота синусоидального колебания плоской струи в данном эксперименте составляла примерно 30 Гц, а число Струхала  $Sh = f \times 2h / U_0 = 0,12$  при  $U_0 = 3,7$  м/с;  $2h = 14,5$  мм. Авторы работы [31] нашли, что частота вихрей в однородных двумерных струях является функцией расстояния вниз по потоку. От сопла до конца потенциального ядра высокая частота «моды сдвигового слоя» падает к низкой частоте «предпочтительной моды», т. е. асимметричной, или синусоидальной, которая только слабо зависит от начальных условий. Тенденция тяготения плоской струи к малым числам Струхала при низкой скорости потока может быть объяснена ростом толщины сдвигового слоя по всему потенциальному ядру, который слегка изменяет свойства глобальной устойчивости (см. зависимость абсолютной частоты от толщины слоя сдвига из работы [25]). Это подтверждает замечание, что наблюдаемые сильные колебания струи связаны с абсолютной неустойчивостью, т. е. с обратной связью вверх по потоку волн завихренности, как предсказывали авторы работы [25]. В нашем случае, где плоская струя развивается в условиях параболического профиля средней скорости, сформированного непосредственно на срезе сопла, можно наблюдать именно синусоидальное колебание струи в целом, вызванное абсолютной ее неустойчивостью. При акустическом воздействии на струю с одинаковой интенсивностью звука, но на различных частотах – от 30 до 90 Гц, можно наблюдать некоторые особенности такого воздействия (см. рис. 4, 2–8). Некоторые количественные оценки акустическо-

го влияния на процесс развития ламинарной плоской струи показаны в табл. 1.

Из таблицы видно, что с ростом частоты акустического воздействия на плоскую ламинарную струю длина волны 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 Струхала, 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 [24], в области низких чисел Струхала плоская струя действует как нерассеивающий волновод. В нашем случае данному утверждению соответствует, по-видимому, диапазон чисел Струхала от 0,12 до 0,19, т. е. можно считать плоскую ламинарную струю нерассеивающим волноводом в отсутствие акустического воздействия и при акустическом воздействии на низких частотах от 30 до 50 Гц. Можно выделить следующие особенности течения в ламинарной плоской струе при анализе картин ее дымовой визуализации (см. рис. 4): акустика способствует четкому выделению асимметричных вихревых структур; угол расплывания струи вниз по потоку  $\alpha \approx 18^\circ$  (без акустики),  $\alpha \approx 30^\circ$  (с акустикой), т. е. акустика способствует росту трансверсальной протяженности струи и ускорению ее турбулизации; с ростом частоты возбуждения от 60 до 90 Гц увеличивается протяженность струи от сопла без синусоидального колебания и наблюдаются признаки

Таблица 1

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

№ п/п	Частота (Гц)	Длина волны $\lambda$ (мм)	$C_\phi = \lambda \times f$ (м/с)	Число Струхала ( $Sh = f \times 2h / U_0$ , $U_0 = 3,7$ м/с; $2h = 14,5$ мм)	$C_\phi / U_0$
1	30 (без акустики)	50	–	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



искажения струи по варикозному типу неустойчивости при частоте возбуждения 90 Гц и выше (здесь не показаны). Последнее наблюдение коррелирует с выводами работы [22] о том, что пульсации, возбужденные звуком на высоких частотах, симметричны, а на низких частотах – антисимметричны. Следует отметить, что данный эксперимент проведен при возбуждении акустикой асимметричной моды возмущения (звуковая волна от динамического громкоговорителя направлена перпендикулярно к струе). Однако были проведены экспериментальные исследования, когда динамический громкоговоритель установлен в форкамере

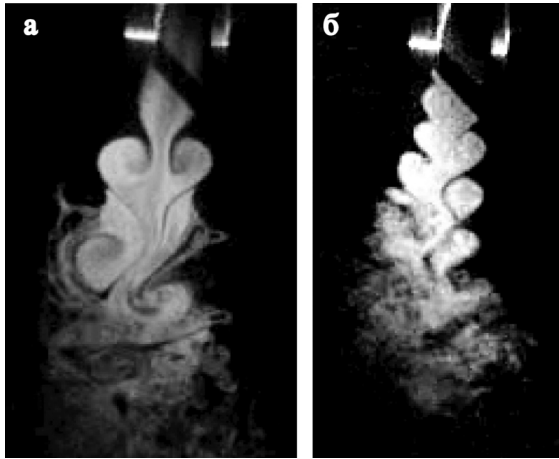


Рис. 5. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе в плоскости  $xz$  с акустическим воздействием ( $F = 30$  Гц), генерирующим симметричную моду неустойчивости течения: *a* – момент времени, отражающий появление варикозной моды неустойчивости струи; *б* – струя с преобладающей синусоидальной модой неустойчивости.  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

и звуковая волна направлена по потоку, что должно порождать симметричную (варикозную) моду неустойчивости струи. Тем не менее обнаружено, что симметричная картина течения в струе наблюдалась лишь в начальной области ее развития (вблизи сопла) и в некоторые моменты по времени. Далее вниз по потоку течение в струе как в пространстве, так и во времени оставалось асимметричным, т. е. синусоидальная мода неустойчивости продолжала превалировать (рис. 5).

*Полосчатые структуры и их роль в процессе разрушения струи.* При рассмотрении механизма разрушения струйных течений следует обратить серьезное внимание на роль полосчатых структур в данном процессе. Например, результаты экспериментальных исследований, представленные в работе [32], показали, что именно взаимодействие полосчатых структур с кольцевыми вихрями приводит к искажению последних в звездообразную форму, лучи которой представляют образования типа  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей. В конечном счете, именно динамика развития данных вихрей приводит к интенсификации процесса смещения струи с окружающим газом и ее турбулизации. С другой стороны, экспериментальные исследования роли полосчатых структур в механизме развития плоской струи, порожденной истечением газа из классического сопла с ударным профилем средней скорости на срезе сопла, показали, что процесс взаимодействия полосчатых структур со струей также приводит к возникновению  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей (рис. 6). На рис. 6, *a* показана картина дымовой визуализации об-

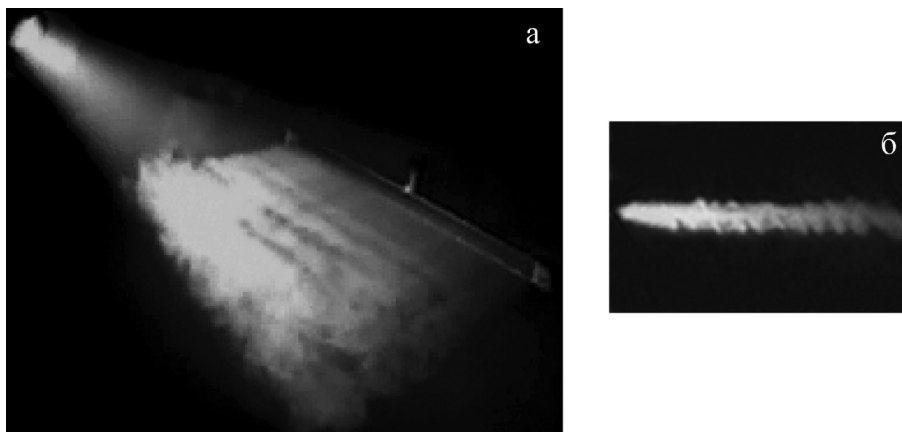


Рис. 6. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе с ударным профилем средней скорости на срезе классического сопла: *a* – общий вид струи; *б* – поперечное сечение струи, образование  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей при взаимодействии струи с естественными полосчатыми структурами [16]

щего вида плоской ламинарной струи с ударным профилем скорости на срезе сопла, на рис. 6, б – результат взаимодействия струи с естественными полосчатыми структурами. Видно, что  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри возникают в обоих слоях сдвига из-за генерации естественных полосчатых структур по всему контуру сопла [16].

Однако в данной ситуации, по причине незамкнутости двух тонких слоев сдвига, т. е. развивающихся независимо друг от друга, образование и развитие  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей может происходить независимо на каждой стороне струи. Например, в случае искусственной генерации полосчатых структур с помощью элементов шероховатости, расположенных на одной стороне сопла, взаимодействие сдвигового слоя с этими полосчатыми структурами привело к возникновению  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей именно на данном слое сдвига (рис. 7) [33]. Причем отсутствие аналогичной ситуации на противоположном слое сдвига связано не только с отсутствием там источников порождения искусственных полосчатых структур, но и с очень низкой интенсивностью естественных полосчатых структур по сравнению с интенсивностью искусственных полосчатых структур для данной позиции вниз по потоку. На рис. 7, а показана картина дымовой визуализации искусственных полосчатых структур, генерированных элементами шероховатости, установленными на одной стороне сопла. Отчетливо видны полосчатые структуры, порожденные элементами шероховатости. На рис. 7, б показана картина поперечного се-

чения данной струи, где можно наблюдать возникновение  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -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 классического сопла с ударным 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 создает возможность пассивного управления процессом смешения 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. 8). 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 относительно предыдущего (см. рис. 8).

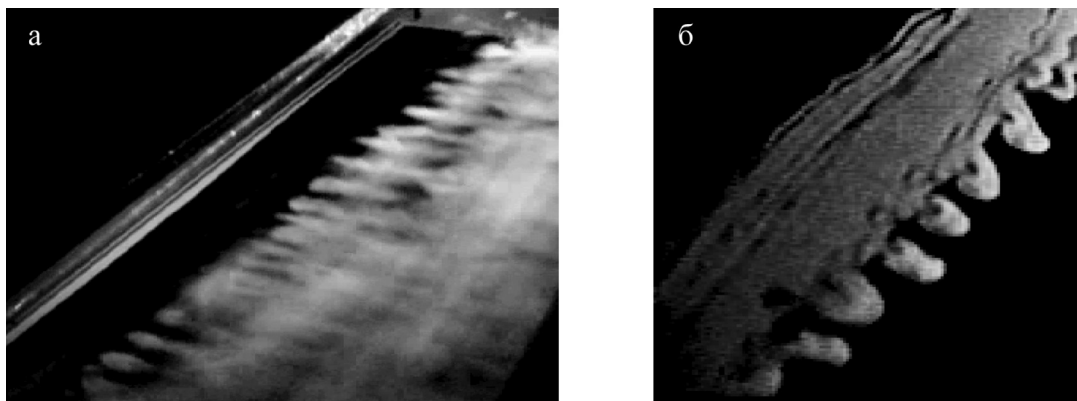


Рис. 7. Картины дымовой визуализации течения в ламинарной плоской струе с ударным профилем средней скорости на срезе классического сопла: а – вид струи с искусственными полосчатыми структурами; б – поперечное сечение струи, образование  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей при взаимодействии струи с искусственными полосчатыми структурами

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 [16; 32], могут возникать непосредственно на выходе как круглой, так и плоской струи 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 структу-

рами, возникающими в ламинарной плоской струе при акустическом воздействии на нее с частотой 30 Гц, представлены на рис. 9. Последовательность картин с 1 по 4 представляет процесс развития  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей, возникающих при взаимодействии естественных полосчатых структур с левыми (рис. 9, а) и правыми (рис. 9, б) 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  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей приводит к турбулентному развалу вихревой дорожки струи (см. картину 4 на рис. 9; для более ясного

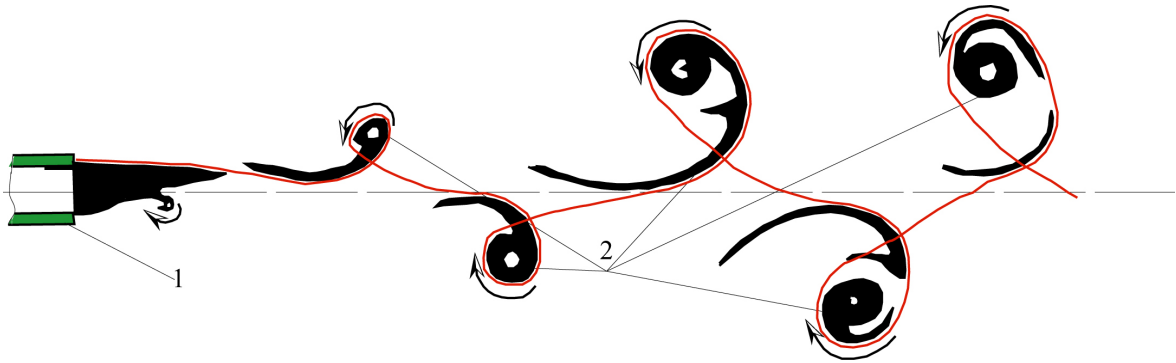


Рис. 8. Схема вихревой дорожки, возникающей в процессе развития синусоидальной неустойчивости ламинарной плоской струи, генерированной на выходе из сопла с параболическим профилем скорости: 1 – сопло; 2 – вихревая дорожка.  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

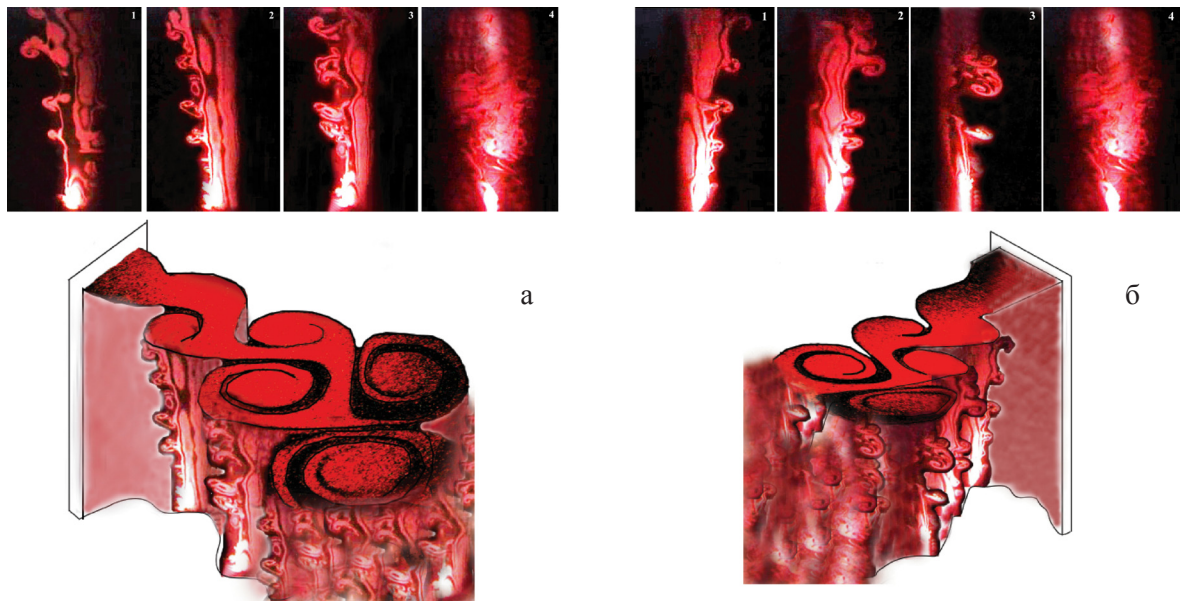


Рис. 9. Картины дымовой визуализации процесса взаимодействия естественных полосчатых структур с вихрями ламинарной плоской струи, генерированной из сопла с параболическим профилем средней скорости на его срезе: а – поперечное сечение вихрей вихревой дорожки слева; б – поперечное сечение вихрей вихревой дорожки справа. Картины 1–4 соответствуют вихрям с 1 по 4 соответственно, внизу представлены пространственные схемы процесса.  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

понимания картины течения в струе в данной ситуации внизу рис. 9 показаны пространственные схемы процесса).

Теперь рассмотрим картины дымовой визуализации взаимодействия плоской струи с полосчатыми структурами, генерируемыми одиночным элементом шероховатости (рис. 10). Видно, что на каждом торце элемента шероховатости генерируются две полосчатые структуры. В процессе взаимодействия каждой из них с цилиндрическим вихрем вихревой дорожки возникают два  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихря (см. картины 1, 2 на рис. 10, а). Вследствие противовращения вихрей по одну и другую стороны от оси вихревой дорожки, траектории движения полосчатых структур подвергаются

сложному искажению (рис 10, б). Данный процесс вызывает возможность генерации  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей на цилиндрических вихрях, расположенных на противоположной стороне вихревой дорожки, где элемент шероховатости отсутствует (см. картины 3, 4 на рис. 10, а и схему рис. 10, б).

Аналогичную картину можно наблюдать и при взаимодействии полосчатых структур, генерированных четырьмя элементами шероховатости (рис. 11), с вихрями ламинарной плоской струи (рис. 12). Картина 1 на рис. 12, а отражает появление небольших выбросов из цилиндрического вихря, расположенного первым со стороны сопла, где находятся элементы шероховатости. Их возникновение

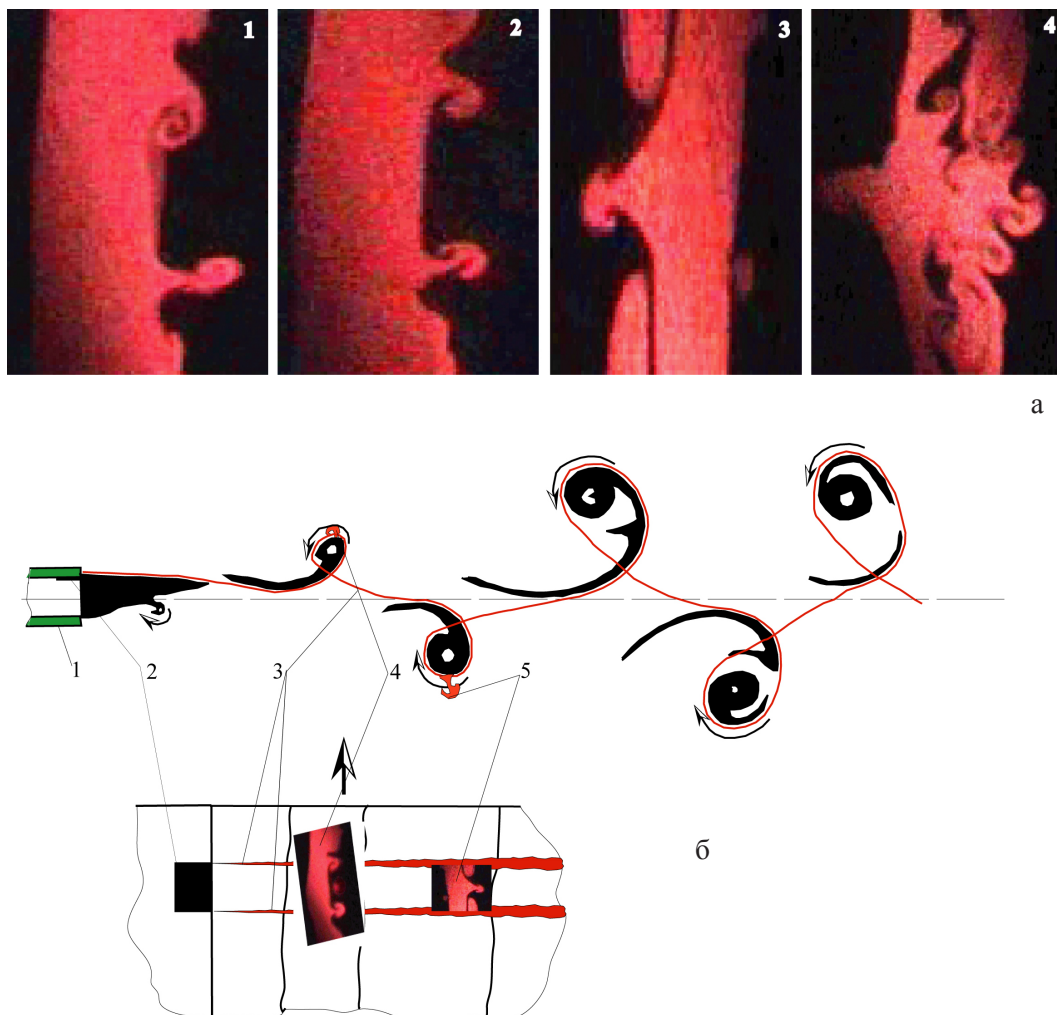


Рис. 10. Картины дымовой визуализации процесса взаимодействия искусственных полосчатых структур с вихрями ламинарной плоской струи, генерированной из сопла с параболическим профилем средней скорости на его срезе: а – поперечное сечение вихрей вихревой дорожки (1, 2 – два последовательных вихря с правой стороны; 3, 4 – два последовательных вихря с левой стороны дорожки); б – схема вихревой дорожки (1 – сопло; 2 – элемент шероховатости; 3 – полосчатые структуры; 4 –  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри со стороны расположения элемента шероховатости; 5 –  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образный вихрь, возникающий с противоположной стороны расположения элемента шероховатости).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\ 577$ )



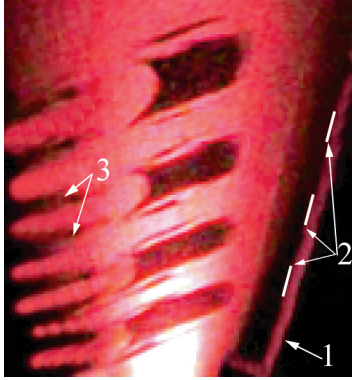


Рис. 11. Картина дымовой визуализации искусственных полосчатых структур, генерированных элементами шероховатостей, расположенными на выходе сопла: 1 – выходное отверстие плоского сопла; 2 – элементы шероховатостей; 3 – пара полосчатых структур, генерированных элементом шероховатости.  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\ 577$ )

связано с процессом взаимодействия полосчатых структур и вихревой дорожки. Далее, вниз по потоку, можно наблюдать динамику эволюции этих вначале небольших выбросов до их трансформации в  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри, которые интенсифицируют процесс смешения струи с окружающим газом и приводят к турбулизации течения (см. картины 2–6 на рис. 12, а). Следует заметить (см. рис. 12, б), что процесс образования  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -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. Данный факт отличается от наблюдаемого процесса взаимодействия искусственных полосчатых структур с классической плоской

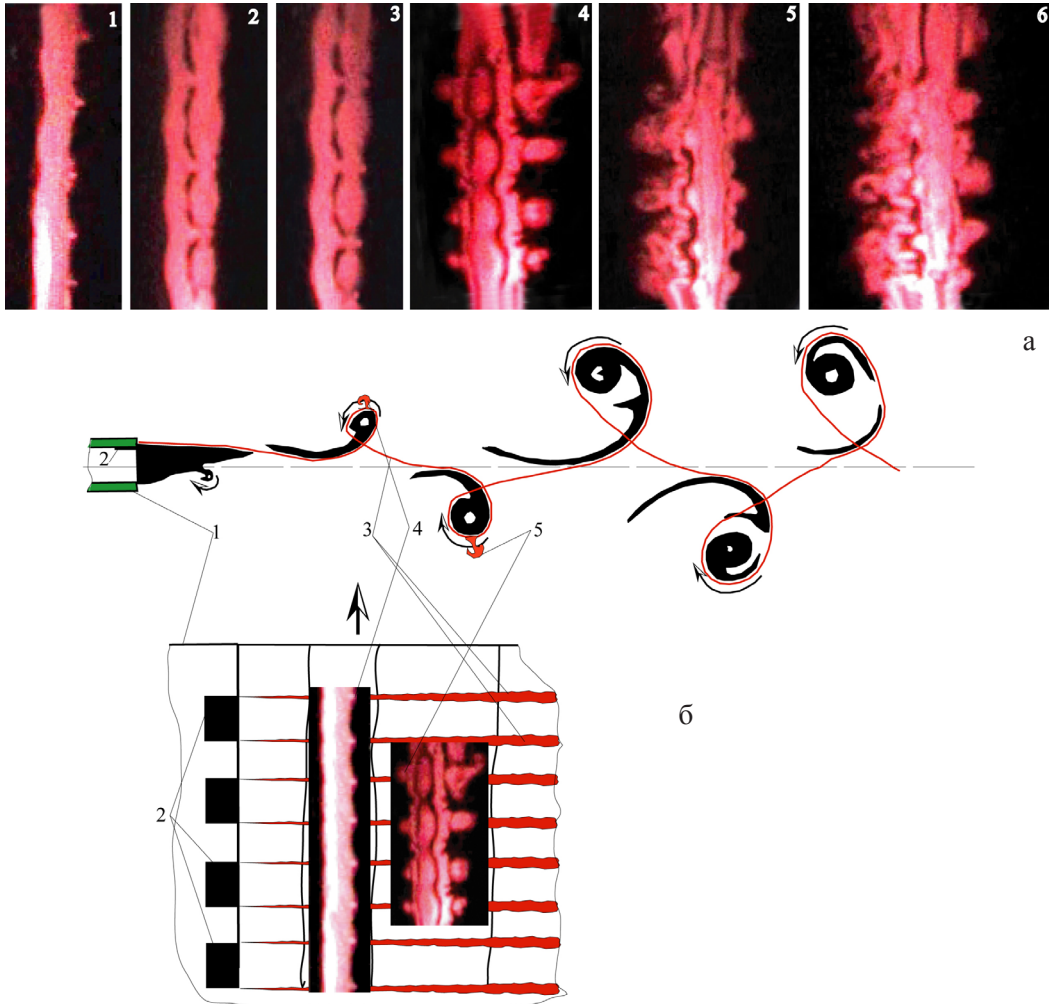


Рис. 12. Картины дымовой визуализации процесса взаимодействия четырех искусственных полосчатых структур с вихрями ламинарной плоской струи, генерированной из сопла с параболическим профилем средней скорости на его срезе: а – поперечное сечение вихрей вихревой дорожки (1–6 – последовательность вихрей в вихревой дорожке; б – схема вихревой дорожки (1 – сопло; 2 – элементы шероховатости; 3 – полосчатые структуры; 4 –  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри со стороны расположения элемента шероховатости; 5 –  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри, возникающие на каждом цилиндрическом вихре вихревой дорожки).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\ 577$ )

струей, когда  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образные вихри развиваются лишь в сдвиговом слое, где генерированы полосчатые структуры, не вовлекая в этот процесс независимо развивающийся другой сдвиговый слой (см. рис. 7, б).

Таким образом, экспериментальные исследования ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости на выходе из сопла показали, что струя испытывает синусоидальное колебательное движение в продольном направлении как единое целое. Акустика способствует выделению из этого колебательного процесса вихревые структуры типа цилиндрических вихрей, пронизывающих все поперечное сечение струи. Рост частоты акустического возбуждения струи на низких частотах приводит к уменьшению периода колебательного движения струи в целом при сохранении асимметрии вихрей вихревой дорожки. В отличие от классической плоской струи с развивающимися независимо друг от друга двумя слоями сдвига, в процесс взаимодействия полосчатых структур с цилиндрическими вихрями вихревой дорожки вовлечены как правые, так и левые вихри вихревой дорожки по причине наличия объединенного слоя сдвига, а именно параболического профиля средней скорости.

### Результаты измерений и визуализации турбулентной плоской струи

Рассмотрим теперь динамику развития турбулентной плоской струи. Ламинарная плоская струя была искусственно трансформирована в турбулентное состояние при сохранении скорости потока  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ ), с помощью турбулизатора (17), установленного на выходе классического сопла

(см. рис. 1). При этом распределение средней скорости в поперечном сечении плоской струи на выходе из удлиненного сопла ( $l = 3\,540$  мм) приобрело характерные черты турбулентного профиля скорости (рис. 13). Длины канала оказалось достаточно, для того чтобы два турбулизированных 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 от среза сопла. Угол трансверсального расплывания струи составляет примерно  $40^\circ$  (рис. 14, картина 1), что более чем в два раза превышает соответствующий параметр для ламинарной плоской струи (см. рис. 4, картина 1). С другой стороны, можно заметить отсутствие синусоидального колебания турбулентной плоской струи в целом без акустического воздействия на нее (см. картину 1 на

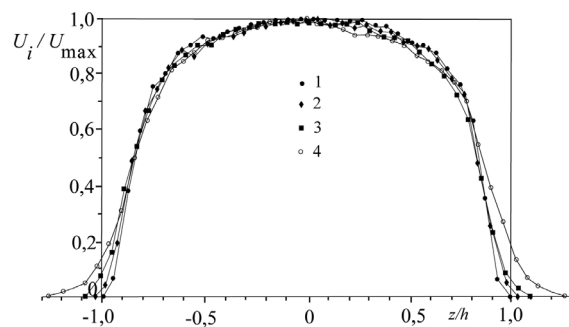


Рис. 13. Распределение средней скорости в поперечном сечении турбулентной плоской струи на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при  $x = 2, 5, 9, 15$  мм соответственно).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

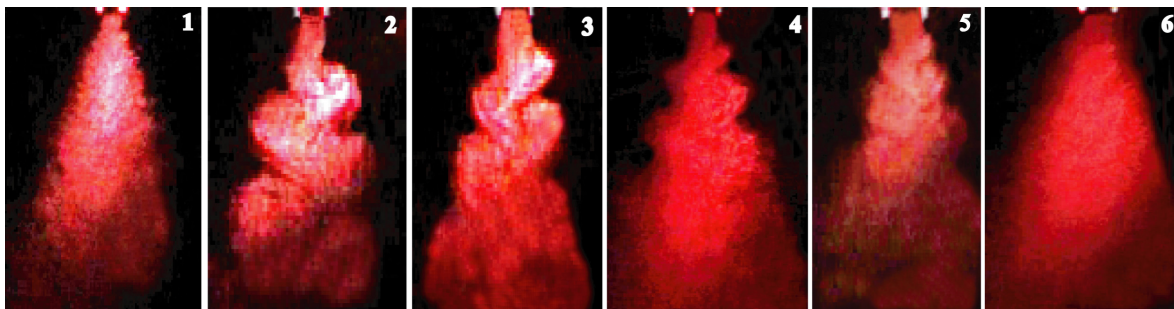


Рис. 14. Картины дымовой визуализации течения в турбулентной плоской струе без акустического воздействия (1) и при акустическом воздействии (2, 3, 4, 5, 6 – при  $F = 30, 40, 50, 60, 100$  Гц соответственно).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

рис. 14) и появление данного колебания при акустическом воздействии (см. картины 2–5 на рис. 14). При акустическом воздействии на струю с одинаковой интенсивностью звука, но на различных частотах – от 30 до 100 Гц, можно наблюдать особенности такого воздействия (см. рис. 14, картины 2–6). Некоторые количественные оценки акустического влияния на процесс развития турбулентной плоской струи показаны в табл. 2.

Видно, что с ростом частоты акустического воздействия на плоскую турбулентную струю 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 Струхала, то оно естественно растет с ростом частоты возбуждения от 0,12 при  $F = 30$  Гц до 0,23 при  $F = 60$  Гц. В целом, эти данные коррелируют с данными, полученными при исследовании влияния акустики на ламинарную плоскую струю, за исключением наблюдаемых фактов отсутствия синусоидального колебания струи без акустики и при акустическом воздействии с частотой более 60 Гц (см.: рис. 14, картина 6). 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 длиной волны возмущения, что приводит к невозможности наблюдать колебательный процесс, соизмеримый с турбулентными пульсациями, на картинах визуализации течения. Синусоидальные колебания турбулентной

плоской струи как единое целое при акустическом воздействии указывает 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 [34]. Формирование антисимметричной картины течения в турбулентной плоской струе указывает на то, что идет развитие крупномасштабной структурной модели течения – более сложной, чем было показано авторами работы [35] ранее.

#### Обсуждение результатов эксперимента

На рис. 15 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. Видно, что профиль скорости на срезе сопла имеет параболическую форму при истечении ламинарной струи и типичный турбулентный профиль скорости при истечении чисто 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 [18]. Однако

Таблица 2

Характеристики турбулентной плоской струи без акустического воздействия и при акустическом воздействии на нее

№ п/п	Частота (Гц)	Длина волны $\lambda$ (мм)	$C_\phi = \lambda \times f$ (м/с)	Число Струхала ( $Sh_h = f \times 2h / U_0$ ; $U_0 = 3,7$ м/с; $2h = 14,5$ мм)	$C_\phi / U_0$
1	0 (без акустики)				
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

характеристики развития круглой и плоской струй кардинально отличались. Если ламинарная круглая струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла развивалась прямолинейно как чисто ламинарная на расстоянии до двадцати калибров вниз по потоку, то ламинарная плоская струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла развивается вниз по потоку совершенно иначе, начиная сразу синусоидально колебаться как единое целое. Это синусоидальное колебание струи связано с асимметричной неустойчивостью течения, 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, совершенно не похожа на ожидаемую (асимметричную), согласно теории, и требует более детального изучения. С другой стороны, как отмечено в [18], акустика не оказывала заметного влияния на область чисто ламинарного течения круглой струи, в то время как влияние акустики на плоскую ламинарную струю оказалось существенным (возможность управления характеристиками вихрей и самой вихревой дорожки с помощью акустики).

Турбулентная плоская струя, как и ламинарная, подвержена синусоидальной моде не-

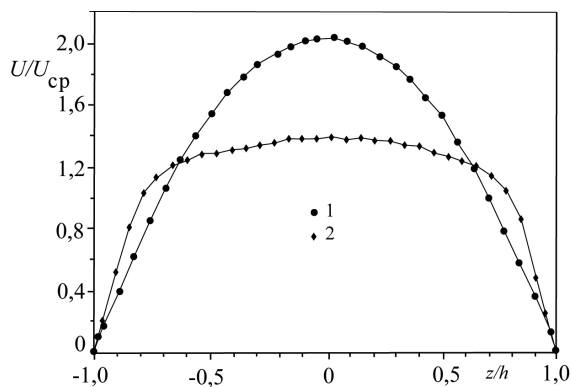


Рис. 15. Осредненные профили средней скорости в поперечном сечении плоской ламинарной (1) и турбулентной (2) струй на срезе сопла.  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )

устойчивости, но только наблюдаемой явно в случае акустического воздействия на струю. Плоская турбулентная струя качественно идентична круглой турбулентной струе, за исключением влияния акустики на ее характеристики. 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. 16). Уровень пульсаций скорости в турбулентной плоской струе, по сравнению с аналогичным показателем для круглой турбулентной струи [18], 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°),

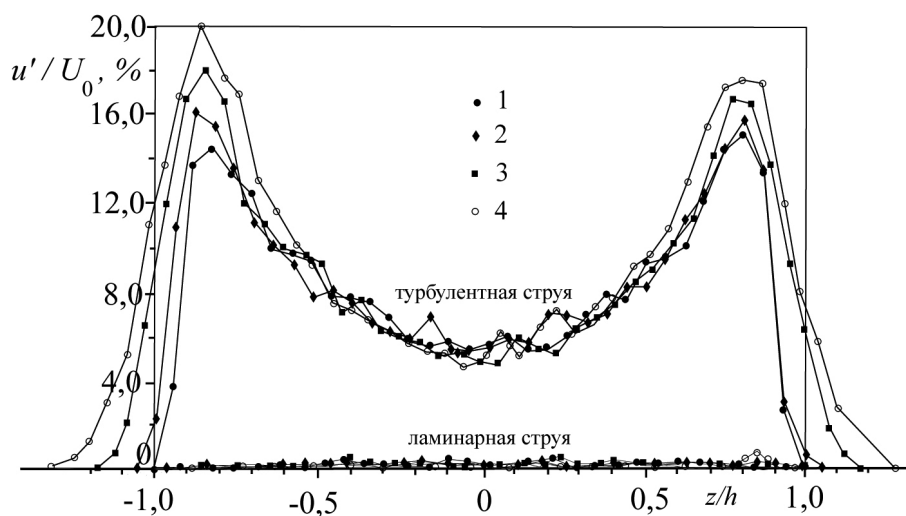


Рис. 16. Распределение пульсаций скорости в поперечном сечении плоской ламинарной и турбулентной струй на различных расстояниях вниз по потоку от среза канала (1, 2, 3, 4 – при  $x = 2, 5, 9, 15$  мм соответственно).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ )



что также, вероятно, 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., например, рис. 16).

Интересно сравнить механизм взаимодействия полосчатых структур с вихревыми структурами плоской и круглой ламинарных 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  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей по всему периметру струи, динамика развития которых приводит к интенсификации процесса смещения 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  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -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, как отмечено выше, никаких кольцевых вихрей не обнаружено, и на протяжении двадцати калибров в струе сохраняется чисто 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  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей как на правых, так и на левых вихрях вихревой дорожки. Турбулизация струи происходит именно за счет эволюции этих вихрей, интенсифицирующих процессы смещения струи с окружающим газом и ее полной турбулизации. Данный результат исследований противоречит предположению авторов работы [26]

о том, что «неорганизованность трехмерных возмущений и, возможно, несовершенство симметрии двумерной струи предотвращают формирование в ней азимутальных выбросов, или боковых струй (английский термин – *side jets*)». В действительности они возникают при взаимодействии полосчатых структур с вихрями плоской ламинарной струи.

На рис. 17, взятом из работы [22], представлено сравнение скоростей распространения ( $C_\phi = C_\phi / U_0$ ), искусственно генерированных синусоидальных пульсаций в зависимости от частоты их возбуждения ( $\alpha C_\phi = 2\pi fb / U_0$ , где  $f$  – частота возбуждения;  $b$  – расстояние от оси струи до точки, где  $U_i / U_0 = 0,5$ ). Результаты экспериментальных исследований автора работы [22] 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 [22] в плоской струе были обнаружены 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. Интенсивность двух мод пульсаций сильно зависит от профиля средней скорости. Когда параметр  $vl / h^2 U_0$  большой, т. е. профиль близок к параболическому, преобладают антисимметричные пульсации. Когда параметр  $vl / h^2 U_0$  маленький, 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, опубликованными в работе [22].

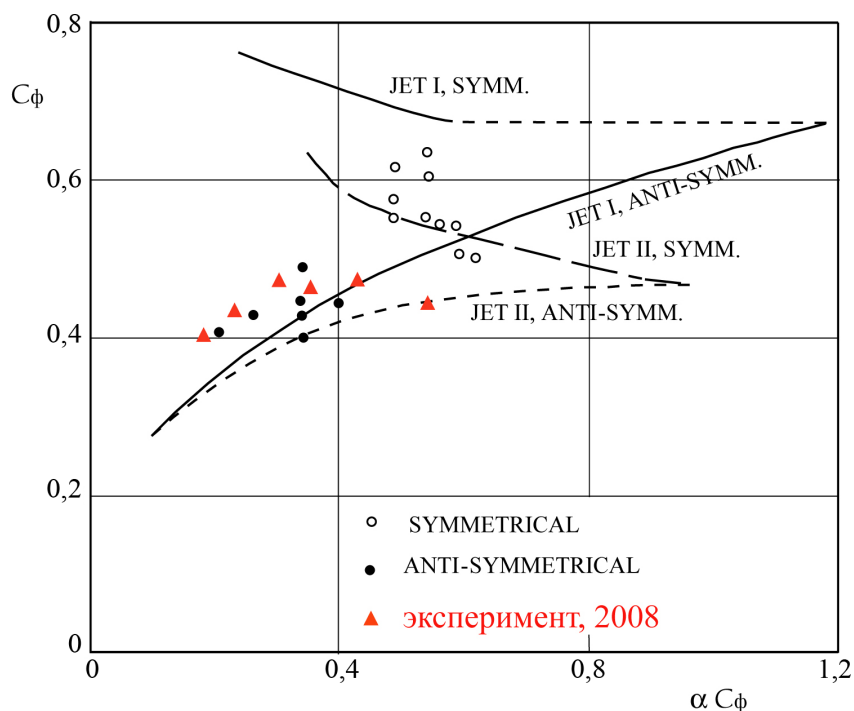


Рис. 17. Сравнение скорости распространения искусственно возбуждаемых синусоидальных пульсаций скорости в плоской струе [22] (результаты настоящих экспериментальных исследований представлены на графике в виде треугольных символов).  $U_0 = 3,7$  м/с ( $Re = U_0 \times 2h / \nu = 3\,577$ ). Линией обозначены теоретические расчеты, символами – экспериментальные данные

## Выводы

Итак, нами получены следующие результаты экспериментальных исследований влияния начальных условий на срезе сопла на структуру плоской струи.

1. Впервые в физическом эксперименте смоделирована ламинарная и турбулентная плоские струи на выходе из плоского канала Хагена – Пуазейля при одной скорости потока.

2. Представлены картины визуализации течения в плоской ламинарной и турбулентной струе в различных сечениях.

3. Установлено, что профиль средней скорости на срезе сопла в случае ламинарной струи имеет параболическую форму, а в случае турбулентной струи – типичную турбулентную форму.

4. Показано, что генерированная симметричная мода неустойчивости ламинарной плоской струи подавляется асимметричной модой неустойчивости.

5. Установлено, что ламинарная и турбулентная струи на выходе из плоского канала Хагена – Пуазейля подвержены продольному синусоидальному колебанию как единое целое.

6. Показано, что акустика способствует выделению цилиндрических вихрей асимметричной вихревой дорожки ламинарной плоской струи.

7. Обнаружено, что с ростом частоты акустического воздействия уменьшается период колебаний ламинарной и турбулентной струй в целом, при сохранении асимметричности вихревой дорожки.

8. Установлено, что взаимодействие полосчатых структур с вихревыми структурами ламинарной плоской струи приводит к генерации азимутальных  $\Lambda$ - или  $\Omega$ -образных вихрей, способствующих интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и ускорению турбулизации струи.

9. Показано, что уровень пульсаций скорости в турбулентной плоской струе более чем в 30 раз превышает аналогичный параметр для ламинарной плоской струи в слое сдвига и в 15 раз в ядре струи.

10. Показано, что в отличие от классической плоской струи полосчатые структуры, генерированные на одной стороне сопла в струе с параболическим профилем скорости, взаимодействуют как с правыми, так и с левыми цилиндрическими вихрями вихревой дорожки.

## Список литературы

1. *Jiann-Min Huanga, Fei-Bin Hsiaob.* On the mode development in the developing region of a plane jet // *Physics of fluids.* 1999. Vol. 11. No. 7. P. 1847–1857/
2. *Mattingly G. E., Chang C. C.* Unstable waves on an axisymmetric jet coloumn // *J. Fluid Mech.* 1974. Vol. 65. P. 541–560.
3. *Batchelor G. K., Gill A. E.* Analysis of the stability of axisymmetric jets // *J. Fluid Mech.* 1962. Vol. 14. P. 529–551.
4. *Morris P. J.* The spatial viscous instability of axisymmetric jets // *J. Fluid Mech.* 1976. Vol. 77. P. 511–529.
5. *Fuchs H. V., Michael U.* Experimental evidence of turbulent source coherence affecting jet noise // *AIAA J.* 1978. Vol. 16. No. 9. P. 871–872.
6. *Cohen J., Wignanski I.* The evolution of instabilities in axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle // *J. Fluid Mech.* 1987. Vol. 176. P. 191–219.
7. *Cohen J., Wygnanski I.* The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 2. The flow resulting from the interaction between two waves // *J. Fluid Mech.* 1987. Vol. 176. P. 221–235.
8. *Plaschko P.* Helical instabilities of slowly divergent jets // *J. Fluid Mech.* 1979. Vol. 92. P. 209–215.
9. *Drubka R. E.* Instabilities in the near field of turbulent jets and their dependence on initial conditions and Reynolds number: Ph. D. dissertation / Illinois Institute of Technology. Chicago, 1981.
10. *Corke T. C., Shalib F., Nagib H. M.* Mode selection and resonant phase locking in unstable axisymmetric jets // *J. Fluid Mech.* 1991. Vol. 223. P. 253–311.
11. *Abid M.* Simulation numeriques directes de la dynamique de transition tridimensionnelle des jets axisymetriques: Ph. D. thesis / Ecole Normale Superieure de Paris. P., 1993.
12. *Brancher P., Chomaz J. M., Huerre P.* Direct numerical simulation of round jets: Vortex induction and side jets // *Phys. Fluids.* 1994. Vol. 6.
13. *Metcalf 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.
14. *Crow S. C., Champagne F. H.* Orderly structure in jet turbulence // *J. Fluid Mech.* 1971. Vol. 48. P. 547–591.
15. *Liepmann D., Gharib M.* The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets // *J. Fluid Mech.* 1992. Vol. 245. P. 643–668.
16. *Козлов В. В., Грек Г. П., Лефдаль Л. Л., Чернорай В. Г., Литвиненко М. В.* Роль продольных локализованных структур в процессе перехода к турбулентности в пограничных слоях и струях (обзор) // *ПМТФ.* 2002. Т. 43, № 2. С. 62–76.
17. *Литвиненко М. В., Козлов В. В., Козлов Г. В., Грек Г. П.* Влияние продольных полосчатых структур на процесс турбулизации круглой струи // *ПМТФ.* 2004. Т. 45, № 3. С. 50–60.
18. *Козлов Г. В., Грек Г. П., 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.
19. *Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А., Грек Г. П., Сорокин А. М.* О механизме возникновения и развития когерентных структур в ламинарной и турбулентной круглых струях // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та.* 2008 (в печати). Серия: Физика.
20. *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. P. 784–796
21. *Brown G. B.* On vortex motion in gaseous jets and the origin of their sensitivity to sound // *Proc. Phys. Soc.* 1935. Vol. 47. No. 4. P. 703–732.
22. *Sato H.* The stability and transition of a two-dimensional jet // *J. Fluid Mech.* 1960. Vol. 7, pt. 1. P. 53–80.
23. *Schlichting H.* Laminare Kanaleinlaufstromung // *ZAMM.* 1934. Vol. 14. P. 368–373.
24. *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. P. 397–431.
25. *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. P. 1175–1198.
26. *Yu M.-H., Monkewitz P. A.* Oscillations in the near field of a heated two-dimensional jet // *J. Fluid Mech.* 1993. Vol. 255. P. 323–347.

27. Monkewitz P. A., Pfizenmaier E. Mixing by «side jets» in strongly forced and self-excited round jets // *Phys. Fluids A*. 1990. Vol. 3. P. 1356–1361.
28. Widnall S. E., Bliss D. B., Tsai C.-Y. The instability of short waves on a vortex ring // *J. Fluid Mech.* 1974. Vol. 66. P. 35–47.
29. Pierrehumbert R. T., Widnall S. E. The two and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer // *J. Fluid Mech.* 1982. Vol. 114. P. 59–82.
30. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях // Москва – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2006. 304 с.
31. Ho C., Hsiao F. B. Evolution of coherent structures in a lip jet // *In structure of Complex Turbulent Shear Layers* / Eds. R. Dumas, L. Fulachier. Springer, 1982. P. 121–136.
32. Литвиненко М. В., Козлов В. В., Козлов Г. В., Грек Г. Р. Влияние продольных поперечных структур на процесс турбулизации круглой струи // *ПМТФ*. 2004. Т. 45, № 3. С. 50–60.
33. Бойко А. В., Чун Ч. Ч., Литвиненко М. В., Козлов В. В., Чередниченко Е. Е., Ли И. О продольных структурах в плоской струе // *Докл. АН*. 2005. Т. 403, № 1. С. 1–3.
34. 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. P. 49–66.
35. Thomas F. O., Goldschmidt V. W. Structural characteristics of a developing turbulent planar jet // *J. Fluid Mech.* 1986. Vol. 163. P. 227–256.

Материал поступил в редколлегию 17.07.2008

G. V. Kozlov, G. P. Grek, A. M. Sorokin, Yu. A. Litvinenko

#### INFLUENCE OF INITIAL CONDITIONS AT NOZZLE SECTION ON FLOW STRUCTURE AND INSTABILITY OF PLANE JET

Experimental data concerning the influence of initial conditions at the nozzle exit on the structure and development characteristics of plane jet are reported. Features in the development of laminar and turbulent round jets emanating from variously elongated nozzles at identical Reynolds numbers are revealed. Smoke visualization pictures obtained for jets formed under different initial conditions (with different distributions of mean and pulsating flow velocities at the nozzle exit), influence of acoustic and interaction of streaky structures with vortex trail of laminar plane jet are discussed. It is established that, the laminar and turbulent jet on an output of the plane channel of Hagen-Poiseuille undergoes sine wave oscillations, as a single whole. It is established that, the symmetric mode of instability of a laminar plane jet are suppressed asymmetrical. It is shown that, interaction of the streaky structures generated on one side of plane nozzle, with vortices of a laminar plane jet with a parabolic velocity profile leads to appearance of  $\Lambda$ - or  $\Omega$ -vortices on vortices of a vortex trail, on the right as well as on the left side of the nozzle.

*Keywords:* plane jet, coherent structures, instability, receptivity, smoke visualization, hot-wire anemometer.