

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

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: kozlov@itam.nsc.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОЙ КРУГЛОЙ СТРУИ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ СКОРОСТИ *

В работе представлены результаты экспериментального моделирования неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному потоку. Показано, что неустойчивость струи приводит к ее деформации в виде тангенциальных выбросов газа с периферии струи поперечным потоком в окружающее пространство, сворачиванию выбросов в два противовращающихся вихря и вследствие этого к уменьшению размера ядра струи. Обсуждаются картины дымовой визуализации струи при акустическом воздействии на нее на низких и высоких частотах. Показано, что тангенциальные струйные выбросы газа из тела струи подвержены высокочастотной вторичной неустойчивости. Приведено сравнение результатов настоящих исследований с результатами известных экспериментальных и численных исследований по данной тематике, полученных другими исследователями.

Ключевые слова: моделирование, круглая струя, неустойчивость струи, визуализация течения, термоанемометрия, акустика, вторичная высокочастотная неустойчивость.

Введение

Исследованию неустойчивости струйных течений посвящено большое количество теоретических [1–4] и экспериментальных работ [5–9]. Важность таких исследований очевидна как для понимания физической природы развития струй, так и для их практического использования в различных технических приложениях. Теоретически и экспериментально доказано, что свободное сдвиговое течение, имеющее точки перегиба в профиле скорости, всегда невязко неустойчиво. Его возмущения экспоненциально растут вниз по потоку, образуя вихри, которые объединяются друг с другом в форме больших когерентных структур. Таким образом, разумный подход к изучению свободного сдвигового течения заключается в исследовании свойств его устойчивости. При этом начальная область слоев сдвига в первом приближении может быть рассмотрена параллельной и двумерной при обеспечении большого соотношения между диаметром (или высотой) струи и толщиной

потери импульса в слое сдвига на границе струи вблизи среза сопла.

Изначально наиболее неустойчивая мода колебаний в струе обычно симметричная (или антисимметричная) из-за геометрической симметрии круглой (или плоской) струи. Однако ниже по потоку более заметной становится антисимметричная (или спиральная) мода. Теоретический анализ пространственного роста волн неустойчивости в осесимметричной струе [10] показал, что доминирующие возмущения в начальной области струи были осесимметричными; ниже по потоку, где толщина слоя сдвига достигала 55 % радиуса потенциального ядра, доминировала спиральная мода колебаний. Подобные результаты были получены и другими исследователями [11–14]. В работе [15] исследован пространственный рост спиралевидных мод колебаний для слабо расходящихся струй и, используя линейный анализ, показано, что эволюция мод зависит от числа Струхала. Когда оно было

* 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 (РНИ. 2.1.2.541).

большим, осесимметричная мода могла усиливаться более сильно, чем спиральная, в то время как при малом числе Струхала, преобладало усиление спиральной моды.

Экспериментальные исследования [16] показали, что в начальной области круглой струи может возникать как осесимметричная так и спиральная мода колебаний. В работе [17] с использованием спектрального анализа установлено, что эти две фундаментальные моды не могут существовать в одно и то же время или на одном и том же участке течения. Недетерминированность переключения между модами наблюдалась как результат реакции струи на стохастичность осесимметричных или антисимметричных внешних возмущений. Варикозная (симметричная) и синусоидальная (антисимметричная) моды колебаний наблюдались в начальной области слоев сдвига у границы плоской струи в экспериментах [18]. Возникновение каждой моды сильно зависело от начальных профилей скорости течения. Варикозная мода была связана с начальными профилями скорости «ударного» вида, т. е. при малой толщине слоя сдвига на границе струи, в то время как ниже по течению формирующиеся параболические профили скорости приводили к доминированию синусоидальной моды колебаний. Эксперименты [19] показали, что условия возбуждения различных мод на начальном участке струи заметно сказываются на распространении и распределении возмущений скорости в развивающемся поле течения. Тонкий осесимметричный слой сдвига неустойчив к большому числу дискретных азимутальных мод [15], тогда как полностью развитая струя – только к спиралевидной моде [20]. Экспериментальные исследования влияния акустических возмущений на струю [20] показали, что пульсации высоких частот генерируют симметричные, а низких – антисимметричные моды колебаний.

Первое всестороннее изучение реакции осесимметричной струи на контролируемые возмущения осесимметричной (варикозной) моды колебаний ($m = 0$) было проведено в работе [4]. Ее авторы наблюдали появление крупных волнообразных структур, которые достигали наибольшего усиления в направлении потока при числе Струхала по диаметру струи, равном 0,3. Возбуждение также оказывало влияние на среднее течение вблизи среза сопла и, хотя уровень внешне-

го воздействия на струю был сравнительно высоким, обнаруженные структуры имели сходство с теми, которые наблюдались ранее в турбулентном течении при больших числах Рейнольдса в невозбужденной струе [21–24]. Отметим также, что все исследователи признавали важность спиралевидной ($m = 1$) моды, которая должна усиливаться в осесимметричной струе в степени, сравнимой по крайней мере со степенью усиления плоской, т. е. симметричной ($m = 0$), моды колебаний. Известны отдельные экспериментальные свидетельства существования спиралевидных мод колебаний в струе при больших числах Рейнольдса. Автор работы [16] визуализировал их в области ядра струи. Визуализация течения в полностью развитой осесимметричной струе показала, что спиралевидная мода доминирует в течении на больших расстояниях от среза сопла [25].

Формирование струи, ее неустойчивость и процесс турбулизации течения определяются начальными условиями на срезе сопла, т. е. распределениями средней и пульсационной составляющих скорости потока. Неустойчивость классической круглой струи с «ударным» профилем скорости на срезе сопла обычно связывают с образованием вихревых колец, так называемых вихрей Кельвина – Гельмгольца. В работе [4] впервые было показано, что сдвиговый слой осесимметричной струи содержит упорядоченные вихревые структуры. Измерения, выполненные в [27], показали, что вихревые структуры взаимодействуют и объединяются. Позднее была предложена модель «вихревой дорожки», описывающая эволюцию азимутальных вихревых колец [28]. Среди последних работ следует отметить обзор [26], в котором анализируются результаты изучения собственных колебаний вихревого кольца, возникновения в нем турбулентности и генерации звука в идеальной несжимаемой жидкости.

Вторичные неустойчивости струи формируют продольные вихревые структуры, взаимодействующие с первичными вихревыми кольцами. Продольные структуры возникают в областях между соседними вихревыми кольцами и оказывают существенное влияние на процессы смешения и динамику течения. В работах [29; 30] показано, что продольные структуры играют важную роль в механизме турбулизации

струи при их взаимодействии с кольцевыми вихрями, приводящем к трехмерному искажению последних и появлению азимутальных выбросов в виде Λ - или Ω -образных вихрей, подверженных дальнейшему разрушению.

В работе [31] представлены результаты экспериментальных исследований развития круглой ламинарной струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла.

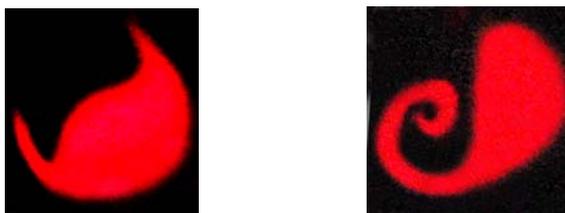


Рис. 1. Характерные картины визуализации поперечного сечения струи с начальным профилем Пуазейля [31] вниз по течению

Представленные картины визуализации поперечного сечения струи напоминают структуры, которые наблюдали авторы работы [32] для случая круглой струи, подверженной внешнему поперечному течению. Именно поперечное течение вызывало подобную деформацию струи. Как отмечают авторы [32], даже при наличии ударного профиля 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 профилем Пуазейля.

Целью настоящих исследований является попытка смоделировать такой тип неустойчивости ламинарной круглой струи с начальным профилем Пуазейля и воспроизвести в данной ситуации появление вихревых структур, наблюдаемых в экспериментах [31].

Экспериментальная установка и методика измерений

Схема струйной установки для моделирования неустойчивости ламинарной круг-

Показано, что струя сохраняет ламинарную форму течения с дальностью до 10 калибров ($l/d = 10$, где d – диаметр выходного отверстия сопла, а l – длина области ламинарного течения в струе). При этом ни кольцевых вихрей, ни полосчатых структур в данной области течения не было обнаружено. Турбулизация струи начиналась ниже по потоку с появлением характерного искажения поперечного сечения струи (рис. 1).

лой струи к слабому внешнему поперечному течению показана на рис. 2. Основой установки является классический сопловой аппарат, выполненный по схеме сопла Витшинского (1) с хонейкомбом (2) и набором детурбулизирующих сеток (3) в форкамере (4). К выходу классического сопла (1) стыковалась трубка (5) длиной 4 000 мм с внутренним диаметром, равным диаметру выходного отверстия классического сопла ($d = 20$ мм). Данная конфигурация установки позволила создать начальные условия формирования струи с параболическим профилем скорости на срезе сопла.

Поток воздуха в канале струйной установки создавался с помощью вентилятора (6), скорость на выходе из сопла (1) измерялась жидкостным наклонным микроманометром (7) и составляла в данном эксперименте $U_0 = 4$ 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. 2). Развитие визуализированной дымом струи и ее структура фиксировались на видеокамеру (9) как в общем виде, так и в ее продольном и поперечном сечениях с помощью подсветки сечений узким лазерным

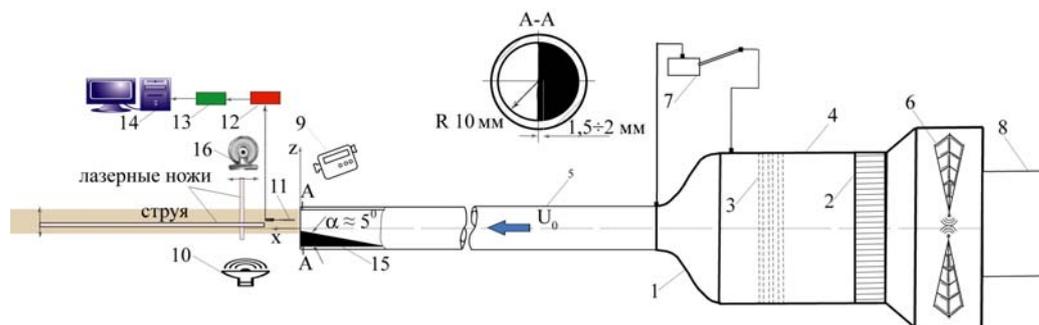


Рис. 2. Струйная установка: 1 – сопло Витошинского; 2 – хонейкомб; 3 – набор детурбулизирующих сеток; 4 – форкамера; 5 – канал Хагена – Пуазейля (4 000 мм); 6 – вентилятор; 7 – жидкостный наклонный микроанометр; 8 – генератор дыма; 9 – видеокамера; 10 – динамический громкоговоритель; 11 – датчик термоанемометра; 12 – термоанемометр; 13 – АЦП; 14 – компьютер; 15 – накладка; 16 – вентилятор для создания слабого поперечного потока

ножом в различных координатах вдоль и поперек струи. Данная методика детально описана в нашей предыдущей работе [30], где она использована при исследовании процесса развития классической ламинарной струи и механизма ее турбулизации. В работе исследовалось воздействие акустических колебаний, генерируемых динамическим громкоговорителем (10), на структуру струи. В данном эксперименте были синхронизованы моменты включения инфракрасного лазера на короткий промежуток времени для стробоскопирования процесса развития вихревых структур, которые могли возникнуть при акустическом воздействии на струю. Получаемая информация записывалась на видеокамеру и затем обрабатывалась компьютером.

Термоанемометрические измерения в струе проведены с помощью термоанемометра постоянного сопротивления фирмы DISA. Термоанемометром определялись средняя по времени продольная компонента скорости U и пульсации скорости u' . Датчик (11) с чувствительным элементом 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 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 ка-

либровке датчика не превышала 1% U_∞ . Перемещение датчика термоанемометра осуществлялось поперек струи с шагом 0,5 мм. Радиальные координаты z нормированы на диаметр канала d . Местная скорость течения U_i нормировалась на скорость струи на оси канала U_0 . Сигнал с датчика термоанемометра (12) подавался на аналого-цифровой преобразователь (13) и далее в компьютер (14), где накапливались и подвергались программной обработке данные измерений.

С целью моделирования вихревых структур, наблюдаемых в эксперименте [31], ламинарная круглая струя была искусственно деформирована с помощью накладки (15), сформированной на выходе из сопла (5) (см. рис. 2). Слабое поперечное течение создавалось с помощью вентилятора (16).

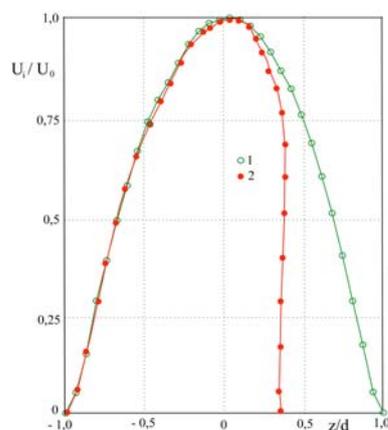


Рис. 3. Распределение средней скорости на выходе круглой струи из сопла без накладки (1) и с накладкой (2)

Результаты измерений и визуализации

Как отмечено выше, на выходе канала струйной установки была реализована круглая ламинарная струя с параболическим профилем средней скорости на срезе сопла (см. рис. 3, кривая 1).

В работе [31] было показано, что струя с параболическим профилем скорости на срезе сопла сохраняет ламинарную форму течения с дальностью до 10 калибров без наличия кольцевых вихрей и полосчатых структур, а далее вниз по потоку течение переходило в турбулентное состояние при возникновении вихревых структур, изображенных на рис. 4.

Было высказано предположение, что в данном случае мы наблюдаем неустойчивость ламинарной струи к слабому поперечному течению, вызванному, по-видимому, конвекцией окружающего струю воздуха. 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 (см. рис. 2). При этом профиль средней скорости в поперечном сечении струи на срезе сопла (см. рис. 3, кривая 2) деформировался только в той части, где находилась накладка. Скорость струи на оси $U_0 = 4$ м/с и число Рейнольдса ($Re = U_0 \times d / \nu$) составило 5 333. Скорость поперечного струе потока – $U_\infty = 0,5$ м/с. Соотношение скоростей было $U_0 / U_\infty = 8$ (U_0 и U_∞ – скорости струи и поперечного течения соответственно; d – диаметр сопла; 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. 5.

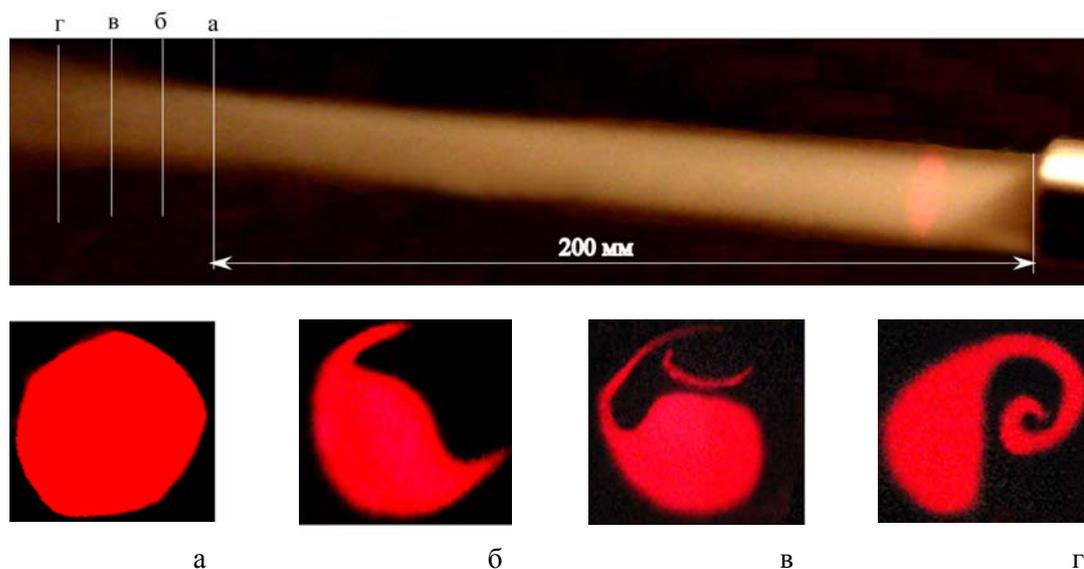


Рис. 4. Картины визуализации дымом поперечного сечения ламинарной круглой струи (вверху) на стадии ее турбулизации (внизу) – $x/d = 10,00; 10,25; 10,50; 10,75$ для картин а–г соответственно (работа [31])

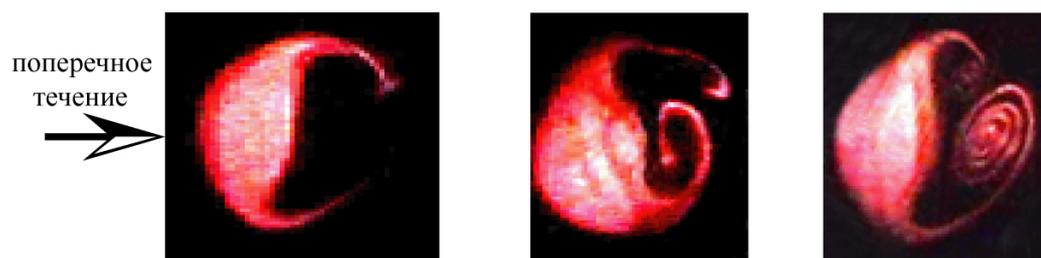


Рис. 5. Картины визуализации дымом поперечного сечения струи (картины слева направо с ростом расстояния от среза сопла $x/d = 2, 4, 6$)

Видно, что ламинарная струя подвергается деформации в виде «полумесяца» (картина слева) за счет выноса газа с периферии струи в две тангенциальные струи, имеющие тенденцию к сворачиванию в два противовращающихся вихря, как показано на картинах 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). Отчетливо видно, что поперечный к струе поток вызывает тангенциальные выбросы вещества струи в области ее периферии, причем эти выбросы имеют характерную стреловидную форму, симметричны относительно вектора поперечного потока и имеют тенденцию сворачивания в два симметричных противовращающихся вихря. Авторы [32] отмечают, что данный процесс совершенно не связан с

наличием в их классической круглой струе вихревых колец Кельвина – Гельмгольца, эволюция которых не связана с наблюдаемым ими процессом, а в механизм подобного искажения и деформации струи под воздействием поперечного потока вовлечена, по видимому, вся струя как единое целое. Картины на рис. 5 и 6 практически отражают один и тот же процесс, за исключением определенной асимметрии в формировании двух противовращающихся вихрей для случая на рис. 5. Это, вероятно, может быть связано с некоторой непараллельностью вектора поперечного потока и осью симметрии, искусственно деформированной накладкой, струи.

На рис. 7 представлена схема сворачивания в два противовращающихся вихря круглой струи с ударным профилем скорости на срезе сопла под действием внешнего поперечного потока, как ее представляют авторы работы [32].

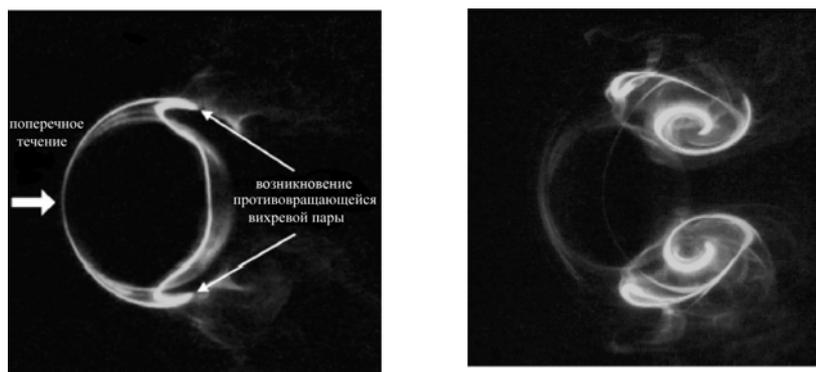


Рис. 6. Картины визуализации процесса деформации круглой струи с характерными тангенциальными выбросами вещества струи на ее периферии (слева) и их сворачивания в два противовращающихся вихря (справа) под действием внешнего поперечного потока (см. [32])

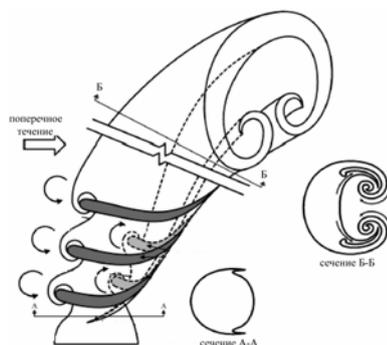


Рис. 7. Схема сворачивания в два противовращающихся вихря классической круглой струи под действием внешнего поперечного потока (см. [32])

Видно, что струя под воздействием поперечного потока при отношении скорости струи к скорости поперечного потока $U_0 / U_\infty = 4,6$ криволинейно разворачивается в сторону, противоположную направлению поперечного течения. В нашем случае влияния слабого поперечного потока на изменение направления движения струи практически не обнаружено, вероятно, вследствие большого отношения скорости струи к скорости поперечного потока $U_0 / U_\infty = 8$. Принципиально же схема ясно отображает процесс воздействия поперечного потока на круглую струю в целом. В сечении А–А можно четко наблюдать появление двух характерных тангенциальных выбросов вещества струи на ее периферии. Далее вниз по потоку, в сечении Б–Б, продолжается процесс выноса вещества струи в тангенциальные выбросы, которые сворачиваются в два противовращающихся вихря, а ядро струи в то же время становится менее наполненным. Все это можно ясно наблюдать и в нашей

ситуации при моделировании аналогичного механизма начала разрушения круглой струи под воздействием слабого поперечного потока (см. рис. 5).

Проведены исследования по влиянию акустического поля на структуру моделируемой струи. Обнаружено возникновение крупномасштабных вихревых структур в струе различной топологии в зависимости от частоты акустического возмущения. Структура продольного сечения струи в целом в зависимости от частоты воздействия на низких ($f \approx 10\text{--}30$ Гц) и высоких ($f \approx 100\text{--}150$ Гц) частотах представлена на рис. 8. Видно, что при акустическом воздействии на струю на низких частотах, можно наблюдать вихревые структуры типа кольцевых вихрей, пронизывающих всю струю, а при акустическом воздействии на струю на высоких частотах – появление вихревых структур лишь со стороны струи противоположной направлению поперечного течения.

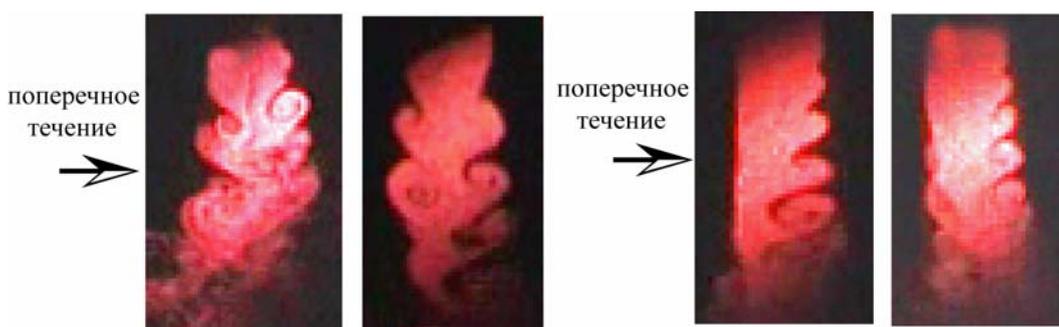


Рис. 8. Картины дымовой визуализации продольного сечения струи, подверженной акустическому воздействию на низких (слева) и высоких (справа) частотах

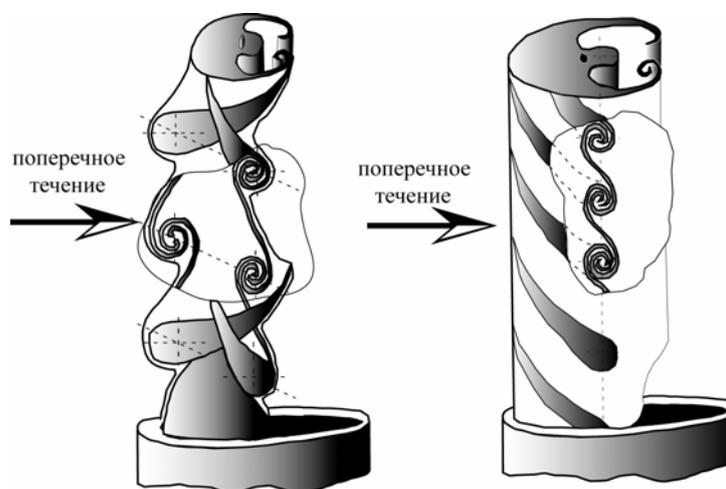


Рис. 9. Схемы вихревой структуры струи, подверженной акустическому воздействию на низких (слева) и высоких (справа) частотах

Для более ясного представления о структуре струи и возникающих вихрях при акустическом воздействии на нее сделана попытка представить этот процесс схематично в пространстве (рис. 9). Эти схемы, конечно, достаточно условны и не дают детального представления о полной структуре течения, тем не менее они позволяют качественно оценить влияние акустических возмущений различной частоты на генерацию крупномасштабных вихревых структур в моделируемой струе. Как нам представляется, крупномасштабные вихревые структуры генерируются, в данной ситуации, в области ядра струи, не вовлекая в этот процесс область, где развиваются и сворачиваются в два противовращающихся вихря тангенциальные выбросы вещества струи с ее периферии. Однако причина различной топологии возникающих вихревых структур в зависимости от частоты возбуждающего струю акустического поля пока не совсем понятна, и данный вопрос требует дополнительных детальных исследований. Ясно одно: акустическое поле может генерировать крупномасштабные вихревые структуры в ламинарной струе с параболическим профилем скорости на стадии ее турбулентного разрушения.

Под воздействием акустического поля различной частоты и интенсивности можно было наблюдать процесс вторичного высокочастотного разрушения струи в областях

тангенциальных выбросов вещества струи с ее периферии как с одной стороны струи (рис. 10, вверху слева), так и с другой (вверху справа). На рис. 10 (внизу) показана картина дымовой визуализации поперечного сечения области тангенциального выброса, подверженного вторичному высокочастотному разрушению, но в более крупном масштабе. Все картины демонстрируют явное наличие высокочастотного возмущения в областях тангенциальных выбросов.

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. п. Как показали численные расчеты [33], 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 [33] показал, что струя в поперечном течении



Рис. 10. Картины дымовой визуализации поперечного сечения струи, подверженной вторичной высокочастотной неустойчивости при акустическом воздействии на нее

может характеризоваться самоподдерживающимися глобальными осцилляциями. Полное трехмерное решение задачи устойчивости и глобальные собственные моды были рассчитаны прямым численным моделированием и было показано, что структура течения, при исключении затухающей частоты, состоит в основном из пары противовращающихся вихрей в дальней области течения и подковообразных вихрей близких к стенке. Высокочастотные неустойчивые глобальные моды связаны с неустойчивостью пары противовращающихся вихрей, а низкочастотные моды связаны с вихрями близкими к стенке. В нашем случае, 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 в работах [32–33], 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, как показано в работе [33]. Тем более, что в настоящих исследованиях установлена вторичная высокочастотная неустойчивость по крайней мере тангенциальных выбросов, из которых и формируется пара противовращающихся вихрей.

В заключение следует отметить большую роль изучения струйных течений с точки зрения их использования в различных технических приложениях. Например, в последнее время пристальное внимание исследователей обращено на возможность использования струй как элементов (актюаторов) системы управления течением в пограничном слое. Струя, вдуваемая в пограничный слой, находится в поперечном потоке сдвигового слоя и понимание процесса ее взаимодействия с ним, изучение механизмов ее неустойчивости в данной ситуации дают возможность предложить наиболее эффективные способы воздействия на пристенные сдвиговые течения. В [34] показана возможность управления отрывом / присоединением турбулентного пограничного слоя с помощью вихрей, генерируемых актюатором, представляющим собой струю, вдуваемую в пограничный слой. В [35] детально исследованы

струйные актюаторы для управления течением в сдвиговом потоке в зависимости от частоты, интенсивности вдува, незначительных изменений геометрии и позиций зон оптимального влияния.

Выводы

По результатам настоящих экспериментальных исследований по моделированию неустойчивости ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости можно сделать следующие основные выводы.

1. Показана неустойчивость ламинарной круглой струи с параболическим профилем скорости к слабому поперечному воздушному потоку.

2. Обнаружено, что неустойчивость струи приводит к ее деформации в виде тангенциальных выбросов газа с периферии струи поперечным потоком в окружающее пространство, сворачиванию выбросов в пару противовращающихся вихрей и вследствие этого к уменьшению размера ядра струи.

3. Показано, что акустическое воздействие на деформированную струю с начальным профилем Пуазейля приводит к формированию крупномасштабных вихревых структур, при этом топология как самой струи, так и вихревых структур, различна при низкой и высокой частоте возбуждения.

4. Установлено, что тангенциальные струйные выбросы газа из ядра струи подвержены высокочастотной вторичной неустойчивости.

Список литературы

1. *Abid M.* Simulation numeriques directes de la dynamique de transition tridimensionnelle des jets axisymetriques: Ph.D. thesis. Ecole Normale Superieure de Paris, 1993.

2. *Brancher P., Chomaz J. M., Huerre P.* Direct numerical simulation of round jets: Vortex induction and side jets // *Phys. Fluids*. 1994. Vol. 6. P. 1768–1774.

3. *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. P. 207–243.

4. *Crow S. C., Champagne F. H.* Orderly structure in jet turbulence // *J. Fluid Mech.* 1971. Vol. 48. P. 547–591.

5. Bernal L. P., Roshko A. Streamwise vortex structure in plane mixing layers // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 170. P. 499–525.
6. 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. P. 231–258.
7. 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.
8. Monkewitz P. A., Lehmann B., Barsikow B., Bechert D. W. The spreading of self-excited hot jets by side jets // Phys. Fluids. 1989. Vol. A 1. P. 446–448.
9. Monkewitz P. A., Pfizenmaier E. Mixing by side jets in strongly forced and self-excited round jets // Phys. Fluids. 1991. Vol. A 3. P. 1356–1361.
10. Mattingly G. E., Chang C. C. Unstable waves on an axisymmetric jet column // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 65. P. 541–560.
11. Batchelor G. K., Gill A. E. Analysis of the stability of axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 14. P. 529–551.
12. Morris J. The spatial viscous instability of axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1976. Vol. 77. P. 511–529.
13. Fuchs H. V., Michael U. Experimental evidence of turbulent source coherence affecting jet noise // AIAA J. 1978. Vol. 16. No. 9. P. 871–872.
14. 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.
15. Plaschko P. Helical instabilities of slowly divergent jets // J. Fluid Mech. 1979. Vol. 92. P. 209–215.
16. 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.
17. 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.
18. Sato H. The stability and transition of a two-dimensional jet // J. Fluid Mech. 1960. Vol. 7. Part 1. P. 53–80.
19. Huang J.-M., Hsiao F.-B. On the mode development in the developing region of a plane jet // Physics of Fluids. 1999. Vol. 11. No. 7. P. 1847–1857.
20. Batchelor G. K., Gill A. Analysis of the stability of axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 14. P. 529–538.
21. Bradshaw P., Ferriss D. H., Jonson S. Turbulence in the noise producing region of a circular jet // J. Fluid Mech. 1964. Vol. 19. P. 591–624.
22. Michalke A. Instabilität eines Kompressiblen Runden Freistrahls unter Berücksichtigung des Einflusses der Strahlengrenzschichtdiskette // Z Flugwiss. 1971. Bd. 9. S. 319–332.
23. Fuchs H. V. Space correlations of the fluctuating pressure in subsonic turbulent jet // J. Sound Vib. 1972. Vol. 23. P. 77–81.
24. Mattingly G. E., Chang C. C. Unstable waves on an axisymmetric jet column // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 65. P. 541–560.
25. Dimotakis P. E., Lye R. C., Papantoniou D. Z. Structure and dynamics of round turbulent jets // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. P. 3185–3192.
26. Копьев В. Ф., Чернышев С. А. Колебания вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерация звука // УФН. 2000. Т. 170, № 7. С. 713–742.
27. Yule A. J. Large-scale structure in the mixing layer of a round jet // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 89. P. 413–432.
28. Lau J. C., Fisher M. J. The vortex-street structure of «turbulent» jets // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 67. P. 299–337.
29. 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) // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 62–76.
30. Литвиненко М. В., Козлов В. В., Козлов Г. В., Грек Г. Р. Влияние продольных полосчатых структур на процесс турбулизации круглой струи // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 3. С. 50–60.
31. 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.
32. 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. No. 3. P. 770–775.
33. Bagheri S., Schlatter P., Schmid P. J., Henningson D. S. Global stability of a jet in crossflow // Abstracts of 7th ERCOFTAC

SIG33 Workshop. 16–18 October, 2008. Genova, Italy, 2008. P. 32.

34. *Selent B.* DNS of jet in crossflow on a flat plate boundary layer // Abstracts of 7th ERCOFTAC SIG33 Workshop. 16–18 October, 2008. Genova, Italy, 2008. P. 31.

35. *Rist U., Günes H.* Qualitative and quantitative characterization of a jet and vortex actuator. // Abstracts of 7th ERCOFTAC SIG33 Workshop. 16–18 October, 2008. Genova, Italy, 2008. P. 35.

Материал поступил в редколлегию 19.01.2009

G. R. Grek, V. V. Kozlov, G. V. Kozlov, Yu. A. Litvinenko

**INSTABILITY MODELLING OF THE LAMINAR ROUND JET
WITH PARABOLIC MEAN VELOCITY PROFILE**

Results of the experimental modelling of instability of the laminar round jet with parabolic mean velocity profile caused by the weak crossflow are reported. It is shown, that the jet instability result in its deformation in the form of tangential gas ejections into the ambient space, which immediately folded up to form a counter-rotating vortex pair and decreasing of the jet core size. Smoke visualization patterns of the jet under acoustic effect on it at low and high frequencies are considered. It is demonstrated, that the tangential gas ejections from jet are subjected to secondary high frequency instability. Comparison of the present studies results with results of the known experimental and numerical studies obtained by other investigators are presented.

Keywords: modelling, round jet, jet instability, visualization of jet flow, hot-wire anemometry, acoustic, secondary high-frequency instability.