Теплофизика и аэромеханика, 2019, том 26, № 5

УДК 532.517

Нестационарные численные решения для плоской струи, истекающей из узкой щели в затопленное пространство*

С.Н. Яковенко

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: yakovenk@itam.nsc.ru

Представлены результаты моделирования струи, истекающей из узкой щели при небольшом числе Рейнольдса Re. Проведено сравнение с данными лабораторных экспериментов и показано, что стационарные численные решения с ростом Re переходят в нестационарные с самовозбуждением синусоидальной неустойчивости. Исследовано влияние наложенных на входе поперечных колебаний на поведение струи.

Ключевые слова: плоская струя, неустойчивость, поперечные колебания, численное моделирование, поле скорости, завихренность.

Введение

В настоящее время возрастает интерес к микроструйным течениям [1–4], связанный с развитием технологий микроэлектромеханических систем (МЭМС), водородной энергетики, где основное внимание уделяется вопросам струйного истечения из малоразмерных устройств и возможностям влиять на него с помощью методов управления. Так, например, наложение акустического поля вызывает появление вихревых структур, способствующих росту степени смешения воздуха с топливом и устойчивости пламени, снижению температуры, длины пламени и эмиссии вредных выбросов [4]. Можно отметить и применение пульсирующих микроструй для воздействия на основные источники шума от самолетов — крупные турбулентные вихри в выхлопных струях авиадвигателей [5]. Изучение микроструй при вдуве/отсосе через различные отверстия, пористые и перфорированные стенки актуально для управления структурой течений и тепломассообменом. Такое управление используется для эффективной вентиляции и охлаждения газовых турбин (см., например, [6]), в микроэлектронике и других отраслях, а также при разработке актуаторов, влияющих на пограничные слои вокруг обтекаемых тел [7] и предназначенных для снижения сопротивления транспортных средств и экономии топлива.

Затопленная струя представляет собой каноническое течение, которое часто рассматривается для изучения процессов развития сдвиговой неустойчивости и турбулентности вдали от твердых стенок. Исследованию турбулентных струй при больших числах

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-01-00332а).

Рейнольдса посвящено много работ, тогда как переходным режимам течения, наблюдаемым в микроструях, уделено меньше внимания. Наиболее изученным является течение в круглых струях. При исследовании плоских струй в экспериментальных работах [2, 3, 8] было показано, что при развитии неустойчивости доминирует асимметричная (синусоидальная) мода: струя колеблется как единое целое на начальном этапе роста возмущений в ламинарном течении (рис. 1). Воздействие акустического поля или механических колебаний на входе в широком диапазоне частот приводит к эффектам расщепления плоской и круглой струй [2, 9]. Угол расширения плоской струи вниз по потоку возрастает от 18° (без искусственных возмущений) до 30° и даже до 45° (при наличии акустического воздействия) в макро- и микроструе соответственно [2, 8]. В круглой струе под влиянием поперечного акустического поля сначала происходит ее деформация и трансформация в плоскую струю, затем развитие синусоидальной моды неустойчивости и раздвоение струи [2].

Численные исследования, как и лабораторные эксперименты, проводились, в основном, для турбулентных круглых струй (см., например, [10]), в том числе и прямое численное моделирование (DNS) расщепления струй на две и более части под влиянием комбинации осесимметричных и спиральных колебаний, наложенных на входной профиль скорости [11, 12]. Работ по расчету свободных плоских струй представлено гораздо меньше. Это может быть отчасти связано с тем, что данные измерений, необходимые для валидации численного алгоритма, относятся к плоской струе, ограниченной стенками в трансверсальном направлении [13] (т.е. к пристеночному, а не свободному потоку), и/или псевдоплоской струе, истекающей из отверстий прямоугольного сечения различного удлинения [14]. В последнем случае течение в центральной части струи будет квазидвумерным только до некоторого сечения, смещающегося вниз по потоку с ростом отношения ширины W отверстия к его высоте H, после чего нужно учитывать влияние конечной величины W и трансформацию струи из прямоугольной сначала в эллиптическую, а затем в круглую вдали от входа. Например, в центре прямоугольной турбулентной струи с $W/H = 30$ это влияние величины W не сказывается до $x/H \sim 30$ (максимум средней скорости $u_{\max}$ поперек струи снижается по характерному для плоской струи степенному закону $x^{-1/2}$), затем следует переходный участок, а при $x/H > 150$ затухание величины $u_{\max}$ описывается как x^{-1}, что соответствует осесимметричному случаю [14]. В ламинарной струе с $W/H = 46$ [15] квазидвумерный участок простирался до $x/H \sim 100$ из-за более медленного, чем в турбулентной струе, затухания ($u_{\max} \sim x^{-1/3}$), но при $x/H \sim 200$ вместе с переходом от ламинарного к турбулентному состоянию происходила трансформация в круглую струю с $u_{\max} \sim x^{-1}$.

При больших числах Рейнольдса течение или является турбулентным уже на входе в струю, или переход к турбулентности происходит недалеко от входа [3], и возможно корректное сравнение данных физических экспериментов и трехмерных расчетов турбулентных плоских струй на относительно малом расстоянии от входа. В последние 20 лет методы моделирования крупных вихрей (LES) и DNS применялись к плоской затоп-

Рис. 1. Визуализация плоской струи при Re = 172.
Рисунок воспроизведен из работы [3] с разрешения авторов.

ленной струе с числом Рейнольдса $\mathrm{Re}_m \sim 10^3 \div 10^4$, основанным на высоте щели H и средней скорости u_m на входе. В этих работах (например, [16−18]) область расчета имела длину $L_x \le 30H$. Отметим также расчеты плоской струи с «ударным» входным профилем скорости методом дискретных вихрей с коррекцией на учет вязкости [19] в широком диапазоне $\mathrm{Re}_m = 10^2 \div 10^5$, где были показаны три участка струи, в том числе начальный ($x < 4H$), промежуточный, с ядром постоянной скорости между растущими слоями смешения, и турбулентный ($x > 6H$), с бóльшей скоростью расширения струи, чем при $x < 6H$. Однако в работе [19] не были выявлены эффекты влияния Re на картину течения в переходной области и точку перехода к турбулентности, указанные в исследованиях [1, 3] в диапазоне $16 \le \mathrm{Re}_m < 1000$. Явный недостаток численных исследований нестационарных переходных состояний плоских струй при относительно небольшом числе Рейнольдса связан, по-видимому, с существенным различием масштабов входного отверстия и длин волн синусоидальных возмущений в потоке вдали от входа, что затрудняет проведение адекватного моделирования. С учетом недостатка численных исследований по данному вопросу целью настоящей работы стало изучение структуры течения в плоской струе при небольших числах Рейнольдса без искусственно вводимых возмущений и с наложенными поперечными механическими колебаниями щели на входе, аналогичными воздействию акустических возмущений, с последующим сравнением полученных данных с результатами работ [1–3]. Насколько известно автору, численное моделирование с колебаниями на входе выполнено пока только для осесимметричного случая [11, 12]. Задача заключается в развитии алгоритма численного моделирования на основе уравнений Навье−Стокса, проверки его способности к предсказанию упомянутых выше особенностей роста неустойчивости, вызванной сдвигом скорости и играющей определяющую роль в рассматриваемом течении. При этом в данном алгоритме не вводятся обычные приближения теории гидродинамической устойчивости (см., например, [20]), такие, в частности, как плоскопараллельность потока, малость первичных возмущений или вязких членов. В работе изложен начальный этап верификации алгоритма развития возмущений в двумерных расчетах для наиболее простой постановки с точки зрения геометрии и физики потока — для ламинарной плоской струи с параболическим профилем скорости на входе.

Двумерная постановка исследуемой задачи применима на этапе развития ламинарного течения и асимметричной моды неустойчивости, а также на начальном этапе распада этой моды на более мелкие структуры до момента, пока вторичные возмущения в трансверсальном направлении не станут значительными. Такой подход оправдан при небольших числах Рейнольдса, когда поперечные сдвиги скорости и плотности поддерживают первичную неустойчивость, а ростом вторичной неустойчивости в направлении однородности плоского течения можно пренебречь из-за действия молекулярной вязкости и диффузии. Так, например, при развитии алгоритма расчета течений со стратификацией и барьером при Re = 100 [21] полагалось, что определяющие уравнения в двумерной постановке способны дать корректный в физическом смысле результат для различных режимов неустойчивости при опрокидывании внутренних волн, генерируемых препятствием, что подтвердили опытные данные. Примеры использования методов расчета течений с поверхностью раздела сред [22, 23] демонстрируют применимость двумерной постановки для описания развития потока при разрушении барьера и неустойчивости Рэлея−Тейлора: верификация алгоритма моделирования в сравнении с данными измерений и теории показывает слабое влияние учета трехмерности на интегральные характеристики для режимов течения, близких к ламинарным.

Учет трехмерных эффектов и перехода к развитой турбулентности планируется рассмотреть в будущем, в продолжение настоящей работы. Отметим, что для этого необходимо построение достаточно мелкой сетки с учетом формы и размера отверстия, из которого происходит истечение струи. В частности, при численном моделировании плоской струи с отношением ширины щели к её высоте, равным 180 (как в экспериментах [2]), необходимо гораздо больше узлов расчетной сетки в трансверсальном направлении, чем в вертикальном. Даже в двумерной постановке нестационарный расчет ламинарной плоской струи требует измельчения сетки и больших размеров области для того, чтобы учесть как малые размеры входной щели, так и особенности развития неустойчивости на относительно большом расстоянии от входа, где из-за вовлечения частиц среды в струю характерные числа Рейнольдса постепенно возрастают.

Метод решения задачи

При решении рассматриваемой задачи использовались полные уравнения неразрывности и Навье–Стокса несжимаемой жидкости в декартовых координатах (x, y) с постоянными значениями плотности ρ и кинематической молекулярной вязкости ν:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial y}+\nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right). \tag{3}$$

После обезразмеривания на максимум скорости на входе U, высоту входной щели H и плотность среды ρ в определяющие уравнения входит один физический параметр — число Рейнольдса $\mathrm{Re} = UH/\nu$, который определяет соотношение конвективных слагаемых в левой части уравнений (2), (3) и диффузионных членов — в их правой части.

Численное решение системы дифференциальных уравнений (1)–(3) получено на основе алгоритма, предложенного в работе [24] и использованного в исследованиях [24, 25] для определения стационарных решений в отрывных течениях с применением различных моделей турбулентности, а также в исследовании [23] для нестационарных решений в задачах разрушения плотины и развития неустойчивости Рэлея–Тейлора. Дискретизация уравнений (1)–(3) выполнялась на смещенной сетке для обеспечения возможности согласования величин горизонтальной и вертикальной компонент вектора скорости (u, v) и давления p, значения которых определялись с помощью процедуры одновременных итераций на основе метода искусственной сжимаемости: для удовлетворения уравнения неразрывности на каждом шаге по времени t происходит релаксация $p\,(x, y, t)$ по псевдовремени τ. Производные по t и τ аппроксимируются явной схемой первого порядка точности. Для члена молекулярной диффузии в уравнении Навье–Стокса используется центральная схема второго порядка. Другие детали алгоритма решения и численной реализации приведены в работах [23–25] и в настоящем исследовании при обсуждении результатов.

На рис. 2 приведена схема изучаемого течения и области расчета размером $L_x\times L_y$ на втором и третьем этапах численных экспериментов. На этом и следующих далее рисунках координаты обезразмерены на полувысоту щели $h = H/2$, скорость — на U, завихренность — на U/h, время — на h/U.

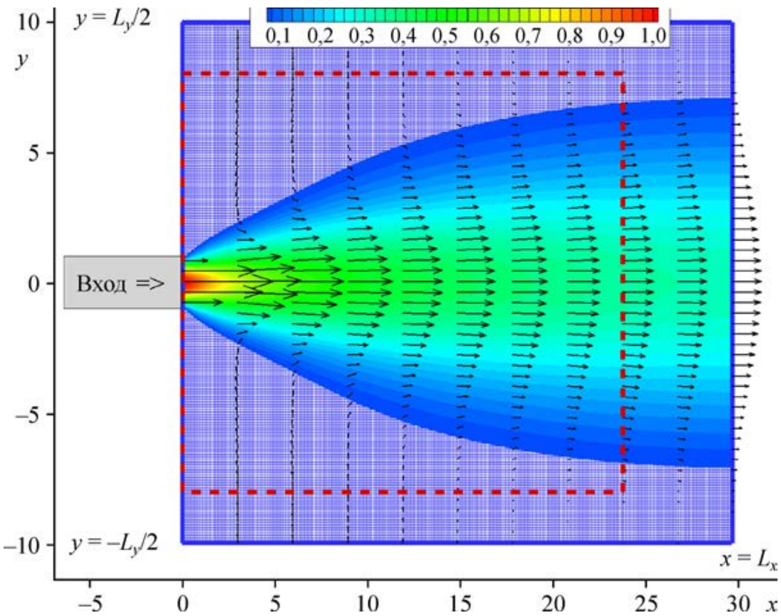

Рис. 2. Схема расчета струи в стационарном случае [26], на которой представлены сетка, координаты границ, вход в струю, вектор скорости (длина стрелок пропорциональна амплитуде скорости), изолинии продольной компоненты вектора скорости. Сплошная синяя линия — границы области расчета, красная штриховая линия — контрольная область, где влияние условий на внешних границах на результаты вычислений мало.

Результаты расчетов

Предварительные результаты расчетов стационарного течения [26] показали качественно правильную картину развития струи и асимптотическое стремление с ростом продольной координаты x к степенным законам затухания скорости в центре струи и возрастания её характерных толщин. Эти законы аналогичны точному аналитическому решению для ламинарной струи из точечного источника и данным опыта, полученным при небольших числах Рейнольдса [15, 27, 28].

На первом этапе рассматривалась нижняя часть струи с условием симметрии на верхней границе ($y = 0$), с соответствующим ламинарному течению в канале параболическим профилем скорости $u(y)$ в щели, с условием прилипания вне щели во входном сечении ($x = 0$) и нулевыми градиентами скорости по нормали к нижней ($y = –L_y$) и выходной ($x = L_x$) границам. Отметим небольшое влияние последнего условия у границы: из уравнения неразрывности из $\partial u/\partial x = 0$ следует $\partial v/\partial y = 0$ и $v = 0$ при $x = L_x$, то есть струя вблизи границы перестает расширяться (рис. 2). Это влияние заметно также для зависимостей от x максимума скорости при $y = 0$ и для характерной ширины струи вблизи выходного сечения [26], т.е. данные вычислений достоверны в уменьшенной контрольной области внутри области расчета, где влияние границы еще не сказывается (например, с отступом 20 % от границы). Приводимые ниже результаты (см. рис. 3–4) показаны в «окне», составляющем менее двух третей расчетной области по горизонтали и половины по вертикали, где влияние условий на границах на структуру течения отсутствует. На данном этапе изучалось влияние шага по координате и времени, влияние степени разрежения сетки, размера области счета, условий на границах, схем членов конвекции на точность вычислений. Релаксация к стационарному решению проверялась с помощью критерия сравнения полей скорости и давления в разные моменты времени.

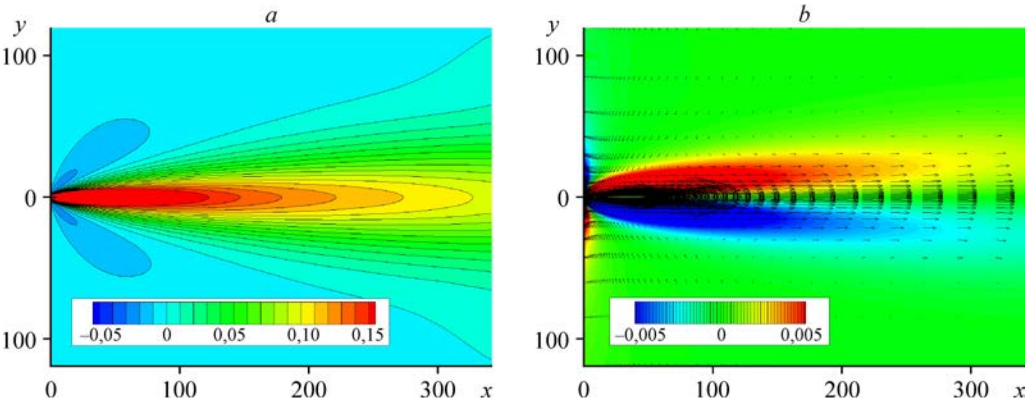

Рис. 3. Распределения горизонтальной компоненты скорости $u(x, y)$ (a), завихренности $\omega_z(x, y)$ и вектора́ скорости (b) для стационарного численного решения в ламинарной плоской затопленной струе при $\mathrm{Re_m} = 16$ и $t = 1{,}20{\cdot}10^4$.

Сходимость к независимому от сетки и положения границ решению была получена по критериям, аналогичным критериям сравнения данных пары расчетов на последовательных сетках [24]. В частности, была проверена разность $\chi^u = (u^{(1)} - u^{(2)})/(u_{\max} - u_{\min})$ более грубого ($u^{(1)}$) и точного ($u^{(2)}$) решений для горизонтальной компоненты скорости, где $u_{\max}$ и $u_{\min}$ — соответственно максимум и минимум $u^{(2)}(x, y)$. При этом проводилась линейная интерполяция $u^{(1)}$ в узлы сетки для $u^{(2)}$, если сетки не совпадали.

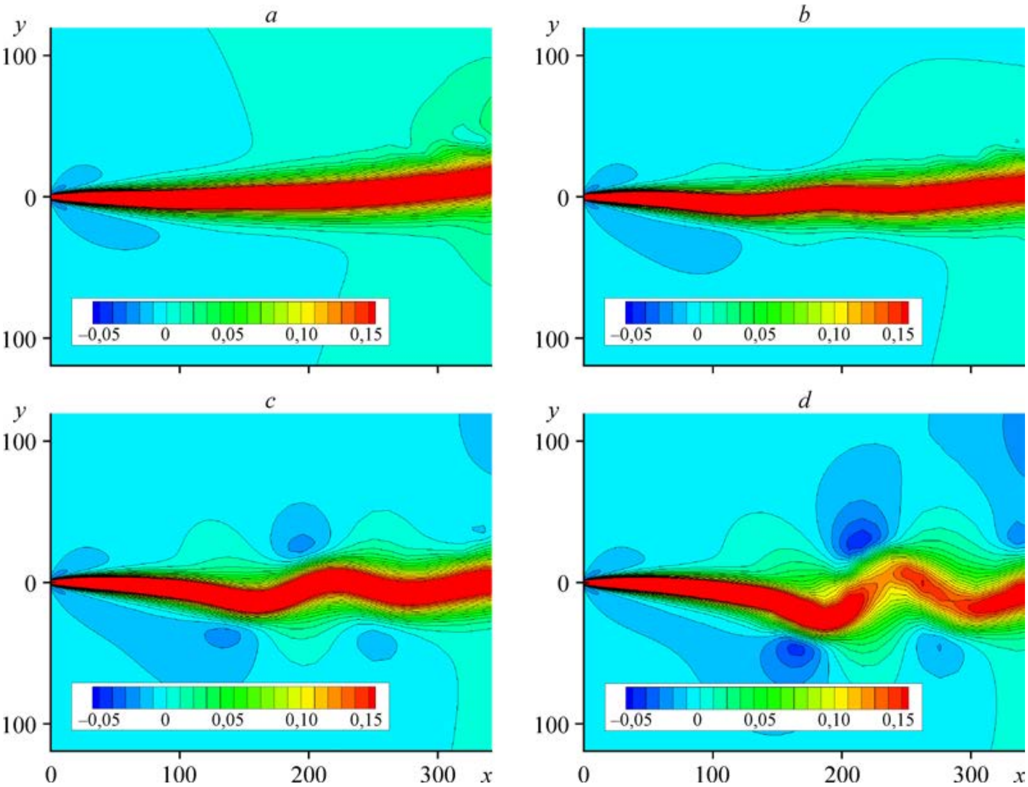

Рис. 4. Эволюция $u(x, y, t)$ при $\mathrm{Re_m} = 48$ и $t{\cdot}10^{-3} = 5{,}62$ (a), $6{,}07$ (b), $6{,}52$ (c), $6{,}88$ (d), иллюстрирующая нестационарное численное решение и развитие асимметричной (синусоидальной) моды неустойчивости в ламинарной плоской затопленной струе.

В расчетах при $\mathrm{Re} = 2hU/\nu = 32$ на равномерной сетке с шагом $h/10$ и фиксированным отношением $L_x/L_y = 2$ получаем $\chi^u < 2{,}0$ % в сравнении с меньшей в два раза областью (без учета 20 % области, примыкающей к выходной границе) при $L_x/h \geq 32$, где h — полувысота щели, $U = u(x = y = 0)$ — максимум скорости на входе. Отметим непропорционально медленное уменьшение различий решений с ростом размера области, связанное со смещением распределений скорости при изменении размера области из-за вносящей вклад в χ^u перестройки периферии потока, где жидкость поступает из окружающей среды в струю. Кроме того, для выхода стационарного решения на асимптотические степенные законы с ростом Re [26], а также при появлении крупномасштабных возмущений в случае нестационарных решений необходимо увеличение расчетной области.

Уменьшение шага сетки дает заметный эффект только у входа струи — при $x < h$, $|y| < 2h$. Вне этой зоны различия малы. Например, $|\chi^u| < 0{,}5$ % при сравнении решений с $\Delta x = \Delta y = h/5$ и $h/10$. Если пренебречь точностью вычислений у входа струи, можно выбрать $\Delta x = \Delta y = h/10$ и задать разрежение сетки при $x > h$ и $|y| > 2h$ согласно геометрической прогрессии, где отношения размеров соседних ячеек по направлениям x и y постоянны и равны α. Результаты сравнения пар стационарных решений показали, что в расчетах с противопоточной схемой первого порядка для нелинейных членов конвекции можно выбрать $\alpha < 1{,}2$, и $\alpha < 1{,}4$ — в расчетах с центрально-разностной схемой, используемой в вычислениях на втором и третьем этапах, которые будут описаны ниже. Для адекватного воспроизведения нестационарных решений коэффициенты растяжения сетки α, по-видимому, должны быть меньше.

На втором этапе выбирается полная область, содержащая и верхнюю, и нижнюю части струи. Вместо условия симметрии на верхней границе задаются нулевые градиенты компонент вектора скорости по нормали как к верхней ($y = 0{,}5L_y$), так и к нижней ($y = -0{,}5L_y$) границам. В этом случае появляется возможность получить нестационарные решения, поскольку условие симметрии в плоскости $y = 0$ приводит к искусственному подавлению поперечных колебаний струи. Остальные условия остаются без изменений.

При $t = 0$ скорость струи равняется нулю везде, кроме ламинарного потока на выходе из щели. То есть во входном сечении при $|y| \leq h$, как и на первом этапе, задается только параболический профиль горизонтальной компоненты вектора скорости $u(y) = U(1 - (y/h)^2)$, а вертикальная компонента v и пульсации скорости равны нулю в соответствии с ламинарностью потока на входе. При достаточно большом числе Re неустойчивость в струе на некотором расстоянии от входа может формироваться и без искусственного введения случайных возмущений из-за различных численных факторов, например, ошибок округления и недиссипативности схемы конвективных членов. Чтобы проследить развитие неустойчивости на большом расстоянии от входа, область расчета была увеличена до размеров $L_x = L_y = 500h$, при этом ячейки в сетке располагались с шагом $\Delta x = \Delta y = h/10$ у входной щели при $x < h$, $|y| < 2h$ и коэффициент растяжения сетки $\alpha = 1{,}05$ увеличивался с геометрической прогрессией по мере удаления от щели по горизонтали при $x > h$ и по вертикали при $|y| > 2h$. Проведенные расчеты при различных L_x, L_y, Δx, Δy, α показали оптимальность этого выбора, соответствующего прямоугольной неравномерной сетке 123×233, позволяющего воспроизвести детали нестационарной структуры течения в плоской струе.

В отсутствие задания симметрии в центральной плоскости струи, вследствие численной неустойчивости, выступающей в роли триггера для развития физической неустойчивости, возможен рост возмущений, аналогичных самовозбуждению неустойчивости струи в экспериментах [1–3], где также было установлено влияние числа Рейнольдса на переход от ламинарного режима струи к неустойчивому или турбулентному. Так, например, в работе [1] при $\mathrm{Re_m} = u_\mathrm{m} H/\nu = 16$, где $H = 2h$ – высота щели, u_m — среднерасходная скорость на входе, перехода зафиксировано не было. При $\mathrm{Re_m} = 32$ и 48 переход имел место для $H = 0{,}05$ мм на больших расстояниях от входа — $280 < x/H < 400$, где прямоугольная струя с отношением ширины к высоте на входе $W/H = 40$, очевидно, уже трансформировалась в круглую [15], но не наблюдался для $H = 0{,}1$ и $0{,}2$ мм [1], по-видимому, из-за более слабой восприимчивости течения к случайным возмущениям с ростом размера щели. При $\mathrm{Re_m} = 80$ и 160 переход происходил для любой высоты щели и на гораздо меньших x [1] в согласии с данными [2] при $\mathrm{Re_m} \approx 100$ и данными [3] при $\mathrm{Re_m} = 172$. Однако визуализация [1] показывала переход от ламинарного к турбулентному режиму струи практически в одной точке, тогда как в экспериментах [2, 3] имел место длинный переходный участок течения с синусоидальными колебаниями, соответствующими асимметричной моде неустойчивости. В измерениях [27] в ламинарной струе с $W/H = 150$ и $H = 0{,}2$ мм при $\mathrm{Re} \geq 12$ также происходило естественное возбуждение синусоидальной моды неустойчивости, что приводило к развитию турбулентности, начиная с $\mathrm{Re} \sim 50$ ($\mathrm{Re_m} \sim 30$).

В настоящей работе, как и в исследовании [1], неустойчивости при $\mathrm{Re_m} = 16$ ($\mathrm{Re} = 24$) не наблюдается — в расчете с большим размером области происходило формирование стационарного решения (рис. 3), сохраняющегося долгое время и симметричного относительно $y = 0$. При $\mathrm{Re_m} > 25$ ($\mathrm{Re} \geq 40$) после достижения плоской струей выходной границы появляются поперечные синусоидальные колебания, длина волны которых возрастает с ростом x, а амплитуда — с ростом времени (рис. 4–6). Как отмечалось выше, двумерный расчет способен воспроизвести начальный этап развития неустойчивости (в предположении однородности струи в трансверсальном направлении z, т.е. малости вторичных возмущений по z), затем решение может оказаться нефизическим, поскольку на поздних этапах перехода к турбулентности течение становится трехмерным. Тем не менее результаты отчетливо показывают самовозбуждение первичных возмущений струи (рис. 4–6) в широком диапазоне Re и разделение струи на начальный ламинарный участок у выхода из щели (с горизонтальным движением), зону перехода с синусоидальной неустойчивостью и область вдали от входа, где характер течения усложняется, указывая на развитие турбулентности. Результат расчета поведения струи соответствует данным [2, 3, 27] (рис. 1), что свидетельствует о возможности применения двумерной постановки задачи до $\mathrm{Re_m} \sim 10^2$ и $x < 300h$.

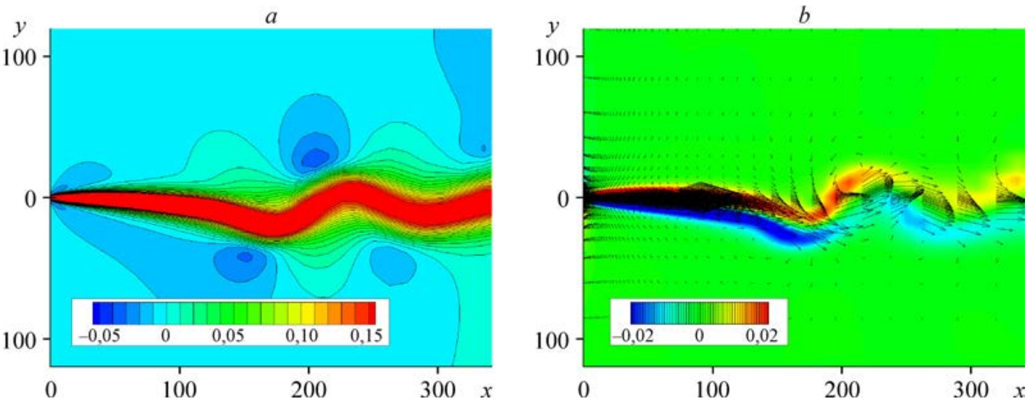

Рис. 5. Распределения горизонтальной компоненты скорости $u(x, y)$ (*a*), завихренности $\omega_z(x, y)$ и вектора́ скорости (*b*) для стационарного численного решения в ламинарной плоской затопленной струе при $\mathrm{Re_m} = 48$ и $t = 6{,}70{\cdot}10^3$.

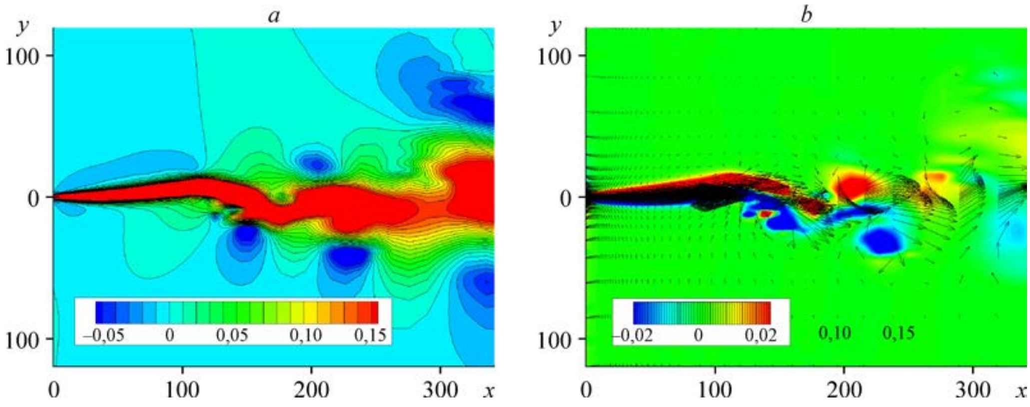

Рис. 6. Распределения горизонтальной компоненты скорости $u(x, y)$ (*a*), завихренности $\omega_z(x, y)$ и векторá скорости (*b*) для стационарного численного решения в ламинарной плоской затопленной струе при $\mathrm{Re_m} = 80$ и $t = 6{,}00 \cdot 10^3$.

Длина волны λ синусоидальной неустойчивости в случае, например, Re = 80 возрастает примерно от $40H$ до $100H$ с увеличением расстояния от щели x/H от 120 до 500, характерные среднеквадратичные скорости осцилляций по вертикали составляют $v^* \approx 0{,}05U$. Для этих значений λ и v^* при $H = 0{,}2$ мм [2] получаем оценку диапазона частоты колебаний $f\,(\approx v^*/\lambda) \approx 20 \div 38$ Гц, что хорошо соотносится с $f = 30$ Гц для самовозбуждения струи без наложенного поперечного акустического поля [8]. Также этот диапазон попадает в более широкий интервал частот естественных синусоидальных колебаний $f \approx 4 \div 100$ Гц, наблюдавшихся для микроструи в измерениях [27] при $12 \le \mathrm{Re} \le 200$.

На третьем этапе неподвижная стенка во входном сечении ($x = 0$) заменяется нестационарными условиями с механическими колебаниями стенки, заданными в виде

$$u(y, t) = U[1 - (y^*)^2/h^2] \;\text{ при }\; y^* \le h, \quad u(y) = 0 \;\text{ при }\; y^* > h, \quad v(t) = \omega Y_0 \cos(\omega t),$$

где $y^* = y - Y(t)$, $\omega = 2\pi f$, функция $Y(t) = Y_0 \sin(\omega t)$ задает периодическое вертикальное смещение стенки, Y_0 и f — амплитуда и частота (в Гц) механических колебаний стенки во входном сечении, при $Y_0 = 0$ получаем стационарное условие, которому соответствуют неподвижная стенка и ламинарный поток из щели.

В экспериментах [2] полувысота струи воздуха составляла $h = 0{,}1$ мм, а диапазон частот поперечных акустических колебаний — $f \le 4$ КГц. В настоящих расчетах в условиях колебаний стенки на входе и с теми же значениями h и f вертикальная скорость $v(x = 0, t) \le 2{,}5$ м/с имеет величину порядка или меньше горизонтальной скорости (максимум которой U меняется от 1,8 до 12 м/с для потока воздуха при $h = 10^{-4}$ м и рассматриваемых числах Re от 24 до 160), и течение в струе остается несжимаемым. Отметим, что частоте колебаний в безразмерном виде соответствует число Струхаля $\mathrm{Sh} = f(2h/U)$. Это соотношение применялось для акустических колебаний в экспериментах с макроструей [8], но не использовалось в исследованиях для микроструй [2, 4]. Малая величина Sh в [2, 4], где Re ~ 100 (см. также рис. 7), соответствует длинам волн λ индуцируемых при этом колебаний, на два порядка большим полувысоты струи на входе, как и при самовозбуждении синусоидальной неустойчивости (рис. 4–6), в отличие от случая струи, исследованной в [8], где Re = 3577 и $\lambda/h \sim 1$.

На рис. 3–7 величины обезразмерены на U и h, а большие значения порядка 10^4 для безразмерных моментов времени связаны со следующим. Скорость струи, истекающей при $t = 0$ в неподвижную среду из щели, падает вниз по потоку из-за расширения струи.

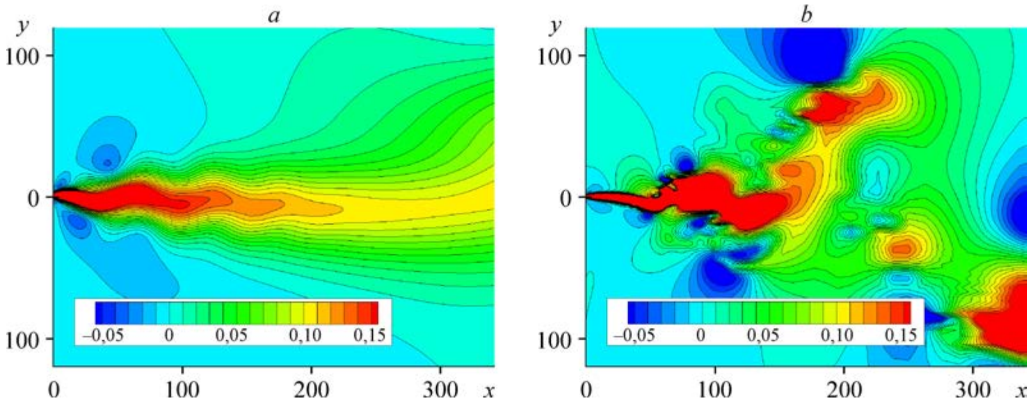

Рис. 7. Изолинии $u(x, y)$ для $Y_0 = 1{,}5h$ при Re = 24, Sh = 0,0033 (f = 30 Гц, что соответствует частоте самовозбуждения струи в экспериментах [8]) в момент $t = 1{,}03 \cdot 10^4$ (*a*) и при Re = 160, Sh = 0,0025 (f = 150 Гц, при этой частоте струя подробно изучена в работе [2]) в момент $t = 4{,}84 \cdot 10^3$ (*b*).

Область длиной $500h$ струя «проходит» за безразмерное время $T \sim 10^3$. Нестационарное состояние струи с проявлением эффектов синусоидальной неустойчивости, которой соответствует $\lambda/h \sim 10^2$, формируется за несколько таких периодов T.

Включение поперечных осцилляций стенки на входе приводит к появлению вынужденных колебаний струи (рис. 7), затухающих с ростом x при небольших числах Рейнольдса и возрастающих вниз по течению при Re ≥ 40. Картина возникновения колебаний на начальном участке струи при Re = 24 (рис. 7*a*) соответствует наблюдавшейся в опытах [28], где поперечные колебания индуцировались за счет работы МЭМС-актуаторов, помещенных у входа в струю при Re = 25 и воздействовавших на поток с частотой 6 Гц. В отсутствие вынуждающего воздействия микроактуаторов в работе [28] имело место стационарное ламинарное течение (как на рис. 3). При Re ≥ 40, как и в исследованиях [2] наблюдалось, согласно данным опытов, возрастание скорости расширения струи с ростом угла расширения до 45° и ускорение перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения по сравнению с условием $Y_0 = 0$ на входе, а также нечто похожее на раздвоение струи на два фрагмента, движущихся по диагонали от входа (рис. 7*b*).

Заключение

Получены результаты верификации алгоритма расчета и численного исследования неустойчивости, обусловленной сдвигом скорости в плоской струе и играющей определяющую роль в рассматриваемом течении. Нестационарные численные решения качественно согласуются с данными физического эксперимента, в том числе при наличии механических колебаний стенки во входном сечении струи, аналогичных акустическому воздействию. Выполненный расчет с вводом поперечных гармонических осцилляций в переходных режимах плоской струи при небольших числах Рейнольдса (где восприимчивость к внешним возмущениям, по-видимому, возрастает) — первый, насколько известно автору, подобный численный эксперимент. В продолжение настоящих исследований в перспективе планируется проверить эффекты перехода от двумерных к трехмерным расчетам в широких диапазонах параметров, с учетом формы отверстия, откуда истекает струя, и уровня искусственных и случайных возмущений в поле течения на воспроизведение деталей структуры потока.

Список литературы

1. **Gau C., Shen C.H., Wang Z.B.** Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. P. 092001-1–092001-13.
2. **Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В.** Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // Вест. НГУ. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 28–42.
3. **Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А.** Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 9. С. 34–40.
4. **Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г.** Особенности горения водорода в круглой и плоской струе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.
5. **Пат. 2357109 РФ, МПК^7 F15D 1/08, F01N 1/02, B06B 1/02, H01T 19/04, H05F 3/040.** Устройство и способ воздействия на вихревые структуры в турбулентной воздушной струе / Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Зайцев М.Ю., Чернышев С.А.; заявитель и патентообладатель Международный научно-исслед. институт проблем управления. № 2007141384/11; заявл. 07.11.2007; опубл. 27.05.2009. 7 с.
6. **Сенучи З., Бенабед М.** Численное моделирование тангенциальной щели вдува на эффективность пленочного охлаждения для асимметричной лопатки турбины // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 5. С. 749–763.
7. **Корнилов В.И., Бойко А.В., Кавун И.Н.** Управление турбулентным пограничным слоем путем вдува воздуха за счет ресурсов внешнего потока // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 4. С. 429–443.
8. **Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А.** Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи // Вест. НГУ. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 3. С. 14–33.
9. **Reynolds W.C., Parekh D.E., Juvet P.J.D., Lee M.J.D.** Bifurcating and blooming jets // Annu. Rev. Fluid Mech. 2003. Vol. 35. P. 295–315.
10. **Волков К.Н, Емельянов В.Н., Зазимко В.А.** Турбулентные струи – статистические модели и моделирование крупных вихрей. М: Физматлит, 2013. 360 с.
11. **Danaila I., Boersma B.J.** Direct numerical simulation of bifurcating jets // Phys. Fluids. 2000. Vol. 12, No. 5. P. 1255–1257.
12. **Tyliszczak A.** Parametric study of multi-armed jets // Int. J. Heat Fluid Flow. 2018. Vol. 73. P. 82–100.
13. **Mi J., Deo R.C., Nathan G.J.** Characterization of turbulent jets from high-aspect-ratio rectangular nozzles // Phys. Fluids. 2005. Vol. 17, Iss. 6. P. 068102-1–068102-4.
14. **Deo R.C., Nathan G.J., Mi J.** Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls // Exp. Therm. Fluid Sci. 2007. Vol. 32. P. 596–606.
15. **Aniskin V.M., Maslov A.A., Mukhin K.A.** Structure of subsonic plane microjets // Microfluid. Nanofluid. 2019. Vol. 23, No. 4. P. 1–16.
16. **Le Ribault C., Sarkar S., Stanley S.A.** Large eddy simulation of a plane jet // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11, No. 10. P. 3069–3083.
17. **Stanley S.A., Sarkar S., Mellado J.P.** A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 450. P. 377–407.
18. **Watanabe T., Sakai Y., Nagata K., Ito Y., Hayase T.** Vortex stretching and compression near the turbulent/non-turbulent interface in a planar jet // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 758. P. 754–785.
19. **Шмагунов О.**А. Моделирование струйных течений вязкой жидкости методом дискретных вихрей // Прикл. механика и техн. физика. 2012. Т. 53, № 1. С. 24–31.
20. **Бетчов Р., Криминале В.** Вопросы гидродинамической устойчивости. М: Мир, 1971. 350 с.
21. **Paisley M.F., Castro I.P., Rockliff N.J.** Steady and unsteady computations of strongly stratified flows over a vertical barrier // Stably Stratified Flows: Flow and Dispersion over Topography. Oxford: Clarendon Press, 1994. P. 39–59.
22. **Kelecy F.J., Pletcher R.H.** The development of a free surface capturing approach for multidimensional free surface flows in closed containers // J. Comput. Phys. 1997. Vol. 138. P. 939–980.
23. **Яковенко С.Н.** Влияние перепада плотности и поверхностного натяжения на поверхности раздела текучих сред на развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора // Изв. РАН. Механика жидк. и газа. 2014. № 6. С. 54–69.
24. **Курбацкий А.Ф., Яковенко С.Н.** Численное исследование турбулентного течения вокруг двумерного препятствия в пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 2. С. 145–163.

25. Yakovenko S.N., Chang K.C. Performance examination of geometry-independent second-moment closures in simple and backstep flows // Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. 2007. Vol. 51, Iss. 2. P. 179–204.

26. Yakovenko S.N. Modeling of plane jet at moderate Reynolds numbers // AIP Conf. Proceedings. 2017. Vol. 1893, Iss. 1. P. 030101-1–030101-5.

27. Sato H., Sakao F. An experimental investigation of the instability of a two-dimensional jet at low Reynolds numbers // J. Fluid Mech. 1964. Vol. 20. P. 337–352.

28. Peacock T., Bradley E., Hertzberg J., Lee Y.-C. Forcing a planar jet flow using MEMS // Exp. Fluids. 2004. Vol. 37. P. 22–28.

Статья поступила в редакцию 31 мая 2018 г.,
после доработки — 29 мая 2019 г.,
принята к публикации 4 июня 2019 г.