

УДК 532.526.72 + 532.522 + 532.526 + 532.526.7

Численное моделирование процесса взаимодействия массива микроструй с турбулентным сдвиговым потоком*

В.И. Корнилов, И.В. Меньщикова, А.А. Пивоваров

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

E-mails: kornilov@itam.nsc.ru, imenshhikova@yandex.ru

Представлены результаты численных исследований характеристик турбулентного пограничного слоя при вдуве воздуха через гладкую плоскую перфорированную поверхность с одиночным отверстием, а также через аналогичную поверхность с группой расположенных на ней в шахматном порядке отверстий диаметром 0,18 мм ($d/\delta = 0,0072$) в условиях обтекания низкоскоростным потоком газа. Число Рейнольдса Re^{**} , вычисленное по толщине потери импульса δ^{**} перед перфорированным участком, составляет 2600. Коэффициент вдува C_b менялся в диапазоне 0 – 0,0438. Выполнен анализ влияния некоторых геометрических параметров, в частности, межцентрового расстояния между отверстиями, на свойства поперечного сдвигового потока при вдуве, интенсивность которого сохранялась одинаковой как для одиночного отверстия, так и для группы отверстий. Показано, что во всех случаях наблюдается устойчивое снижение локального трения, величина которого меняется в зависимости от количества моделируемых отверстий и схемы их расположения на поверхности.

Ключевые слова: плоская поверхность, турбулентный пограничный слой, вдув воздуха, микроотверстия, трение, давление.

Введение

Методы пассивного, полуактивного и активного управления турбулентными сдвиговыми течениями по-прежнему рассматриваются в числе приоритетных направлений, с помощью которых можно улучшить аэродинамическую эффективность летательного аппарата [1]. К настоящему времени разработаны совершенные технологии изготовления перфорированных материалов (лазерная, электронно-пучковая и отчасти электроэрозионная), благодаря которым стало возможным получать материалы с диаметром отверстий от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров, причем с высоким качеством отделки поверхности. Это существенно повышает возможность использования методов управления пограничным слоем (ПС), таких как вдув воздуха, для снижения

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-00003). Эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика».

аэродинамического сопротивления обтекаемого тела. Характер снижения поверхностного трения как составляющей полного аэродинамического сопротивления зависит от ряда физических и геометрических параметров: интенсивности вдува $C_b = \rho_b V_b / (\rho_\infty U_\infty)$, диаметра d , формы и схемы расположения отверстий, проницаемости (суммарная относительная площадь проходного сечения отверстий в процентах), удлинения (отношение толщины стенки к диаметру t/d), плотности вдуваемого газа и др. [2, 3]. Степень влияния многих из этих параметров на свойства течения и сопротивление трения обтекаемой поверхности остаются не вполне изученными даже для плоских конфигураций. Это вполне понятно, поскольку рассматриваемое течение имеет сложную структуру, включающую собственно ПС, характеризующийся своей толщиной δ ; зону смешения (взаимодействия), свойства которой определяются масштабом и интенсивностью проникновения микроструй [2, 3] в пристенную часть поперечного сдвигового потока; течение в микроканалах, определяемое их геометрией; течение в камере давления (под перфорированной стенкой); невязкое течение вне ПС. Очевидно, что решение такой сложной многопараметрической задачи вряд ли возможно без использования численных методов. Однако для точного разрешения данного течения необходимы очень тонкие пространственные и временные дискретизации и высокопроизводительные вычислительные платформы. В то же время из-за ограничений доступных вычислительных ресурсов наиболее приемлемым подходом, по-видимому, как и прежде, является решение уравнений RANS как для двумерных, так и для трехмерных геометрий.

Вероятно, первая попытка численного исследования процесса взаимодействия микроструй с плоским ПС была выполнена в работе [4]. При этом вследствие симметрии течения в трансверсальном направлении и необходимости ограничения вычислительных ресурсов моделировались только четыре полуотверстия. Отметим в качестве примера работу [3], эксперименты в которой проводились с использованием перфорированной пластины размером 400×250 мм с общим числом микроотверстий порядка 1,2 млн, диаметр которых составлял $0,17 (+0,01)$ мм. Вычислительные затраты в работе [4] были дополнительно снижены также за счет использования в качестве граничного условия лишь половины толщины набегающего ПС. Расчет проводился с использованием кода, основанного на элементарно-центрированной конечно-объемной схеме (a cell-centered finite-volume code CFL3D). С целью замыкания осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса применялась низкорейнольдсова модель турбулентности $k-\omega$ SST. Было установлено, что даже при наличии только четырех рядов отверстий поверхностное трение уменьшается в направлении потока и это уменьшение тем больше, чем больше скорость вдува V_b , что качественно согласуется с экспериментами [2, 3]. Было показано, что поток ПС может проникать в отверстие на глубину, в два раза превышающую диаметр отверстия, прежде чем выйти из него в виде очень сложной вихревой структуры. Следовательно, этот процесс можно рассматривать как смешение массива микроструй с макропоперечным потоком, а учитывая отмеченные выше особенности течения в отверстиях — как обтекание тела с отсосом/вдувом. Кроме того, поскольку вихревая структура может быть нестационарной, очевидно, что оценка характеристик пристенного течения в стационарном приближении не вполне корректна. Все это свидетельствует о сложности моделирования массива микроотверстий для имитации процесса микровдува.

В дальнейшем неоднократно предпринимались попытки численного расчета характеристик течения в окрестности одиночного отверстия или их группы [5–7]. Главный результат, который можно отнести к указанным исследованиям, состоит в подтверждении

предположения, что даже при ограниченном количестве отверстий микроструйный вдув воздуха является эффективным способом управления ПС. Он позволяет обеспечить устойчивое снижение локального трения существенно ниже по течению от отверстия, в том числе в условиях влияния соседних отверстий. В частности, в [8] было показано, что при увеличении числа участков вдува, но при сохранении массового расхода, интегральный коэффициент трения приближается к значению, соответствующему равномерному вдуву. Выполненная в работах [9, 10] оптимизация вдува воздуха в турбулентный ПС с изменяемым количеством секций вдува в сочетании с прямым численным моделированием (DNS) имела целью не только изучение возможности уменьшения сопротивления трения, но и обеспечение экономии энергии. При этом для получения реалистичных значений мощности, необходимой для обеспечения вдува, использовались экспериментальные данные [11]. Примененная авторами [9, 10] оптимальная стратегия обеспечивает экономию полезной мощности в 5 % и уменьшение поверхностного трения на 36,5 % за счет равномерного вдува при интенсивности 0,29 % от скорости набегающего потока. Также было получено, что вдув по нормали к стенке с интенсивностью порядка 1 % приводит к уменьшению сопротивления поверхностного трения на 76 % в области управления.

Чтобы показать динамику развития пространственно-временных характеристик течения в ПС над областью вдува и ниже по потоку, которая в целом подтверждается результатами экспериментов других авторов, в работе [12] было предпринято прямое численное моделирование при числе Маха $M_\infty = 0,7$. За основу бралась геометрия отверстий, использовавшаяся в экспериментах [2]. Для коэффициента вдува 0,0015 было обнаружено максимальное снижение трения порядка 45 %. Это обеспечивает экономию энергии 11,1 %.

В рамках подхода LES в исследовании [13] было выявлено, что вдув через одну секцию позволяет сэкономить примерно 18 % энергии при умеренных числах Рейнольдса. При увеличении количества автономных секций до $N = 3$ эта величина сначала снижается, а при последующем росте N восстанавливается. Ранее подобный эффект был получен для низких чисел Рейнольдса [14]. Также было установлено, что эффективность вдува увеличивается при смещении области управления вниз по потоку.

Как видно, большинство исследований микровдува в основном сосредоточены на количественной оценке уровня снижения сопротивления трения и его зависимости от параметров управления, таких как интенсивность вдува C_b . Работы, которые были бы целенаправленно посвящены практическим рекомендациям применения технологии вдува, в частности, изучению влияния формы отверстий, их диаметра d , схемы расположения, пористости, удлинения t/d и состояния внутренней поверхности микроканалов, встречаются редко. Неслучайно авторы [5] делают вывод о необходимости дальнейших параметрических исследований не только для большего количества микроотверстий, но и, что более важно, для таких параметров, как размер и расстояние между микроотверстиями.

Следует особо отметить, что выбор нужного материала — важный и ответственный момент при проведении исследований с вдувом через пронизываемую стенку. Помимо отмеченных выше особенностей, обтекаемая поверхность должна быть гидравлически гладкой. Кроме того, желательно, чтобы сам материал имел по возможности низкое гидравлическое сопротивление, т.е. чтобы потребный расход воздуха обеспечивался за счет минимального перепада давления. Очевидно, что это условие может быть выполнено лишь при высоком качестве микроканалов.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния некоторых геометрических параметров, в том числе межцентрового расстояния L между отверстиями перфорированной поверхности с ограниченными продольным и поперечным размерами, на свойства формирующегося на ней пристенного турбулентного ПС при вдуве воздуха как через одиночное отверстие, так и через массив микроотверстий с микроканалами малого удлинения t/d .

1. Методика исследования

Математическое моделирование процесса вдува через проницаемую перфорированную поверхность осуществлялось в трехмерной постановке. Цель исследований состояла в получении данных о распределении локальных и интегральных характеристик турбулентного ПС при обтекании пластины с перфорированным участком.

В общем случае модельная конфигурация перфорированного участка представляет собой массив расположенных в шахматном порядке 18 отверстий диаметром $d = 0,18$ мм (рис. 1а). Указанный диаметр выбран аналогичным тому, который имел место в экспериментах [3], где была достигнута высокая эффективность вдува. Интервал L , характеризующий межцентровое расстояние между отверстиями, составляет соответственно $1,0d$, $1,5d$, $1,75d$ в продольном и $1,0d$ в поперечном направлениях. Расчетная область представляет собой параллелепипед с размерами в направлении осей x , y и z , равными 1220, 1000 и 1,08 мм.

Продольный размер, равный 1220 мм, складывается из области, занятой самой пластиной (1200 мм) с затупленной передней кромкой толщиной 0,05 мм ($0,28d$), и области набегающего на нее потока (20 мм). Перфорированная область находится на расстоянии 1000 мм от передней кромки пластины. Сверху и снизу окрестность передней кромки окружена свободным пространством так, чтобы расстояние от нее до границ расчетной области составляло не менее 20 мм (400 толщин кромки). Такая конфигурация выбрана для того, чтобы избежать влияния входной границы, на которой заданы параметры набегающего потока U_∞ . Длина участка от передней кромки до границы области перфорации выбрана из условия получения пограничного слоя требуемой толщины. Размер области 1000 мм, характеризующий ее верхнюю границу, выбран из условия обеспечения наименьшего отклонения скорости на внешней границе пограничного слоя U_ϵ от скорости набегающего потока U_∞ .

На рис. 1б приведена схема всей расчетной области в плоскости xu с отображением расчетной сетки в окрестности передней кромки пластины, в которую включена контрольная область, ограниченная снизу стенкой 4.

Для решения задачи использовался программный пакет ANSYS Fluent. Решалась система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) в предположении стационарного, несжимаемого турбулентного потока воздуха. Плотность и вязкость газа считались постоянными. Уравнения сохранения количества движения включают в себя тензор турбулентных (рейнольдсовых) напряжений [15]. Входящий в тензор напряжений коэффициент турбулентной вязкости μ_t вычисляется с использованием двухпараметрической модели турбулентности течения $k-\omega$ SST [16].

Решение получено методом конечных объемов с использованием уравнений сохранения в интегральной форме. Пространственная дискретизация уравнений выполнена в рамках схемы второго порядка точности для газодинамических параметров течения (скорости U и давления P) и первого — для параметров турбулентности (кинетической

к молекулярной $\mu_t/\mu = 1$, что соответствует параметрам потока в экспериментальных аэродинамических установках.

На входе в отверстия задавалась скорость вдува $V_b = 0,55$ или $1,1$ м/с, интенсивность турбулентности $\varepsilon = 0,05\%$ и отношение $\mu_t/\mu = 1$; на стенках цилиндрических каналов — условия прилипания. В случае если вдув воздуха через отверстия отсутствовал (вариант расчета $V_b = 0$), на входе в них задавались граничные условия как для стенки, а сами отверстия представляли собой цилиндрические каверны.

На выходной границе расчетной области задавались опорные значения давления — $P = 0$ (манометрическое значение давления, которое соответствует типичному эксперименту при давлении в окружающей среде, равному 1 атм), $\varepsilon = 0,05\%$ и $\mu_t/\mu = 1$. Расчет параметров течения на этой границе осуществлялся с использованием схемы [17], в которой параметры на границе вычисляются как средневзвешенные значения опорного параметра и параметра в примыкающем к границе газовом потоке.

Граничные условия на боковых границах расчетной области определялись условиями плоской симметрии, где поперечная компонента вектора скорости V_z и поперечные градиенты параметров потока равнялись нулю.

Степень проницаемости (суммарная площадь отверстий), как и в экспериментах [18], составляла 23 %. Коэффициент вдува менялся в пределах $C_b = 0 - 0,0438$, но в каждом расчетном случае оставался неизменным.

Расчетная сетка непосредственно в области перфорированной поверхности показана на рис. 2а–2с, где фрагмент стенки (рис. 2а) отображает расположение отверстий в расчетной области для варианта с межцентровыми расстояниями вдоль продольной оси x , равными $1,0d$. Ширина фрагмента вдоль оси z соответствует ширине всей расчетной

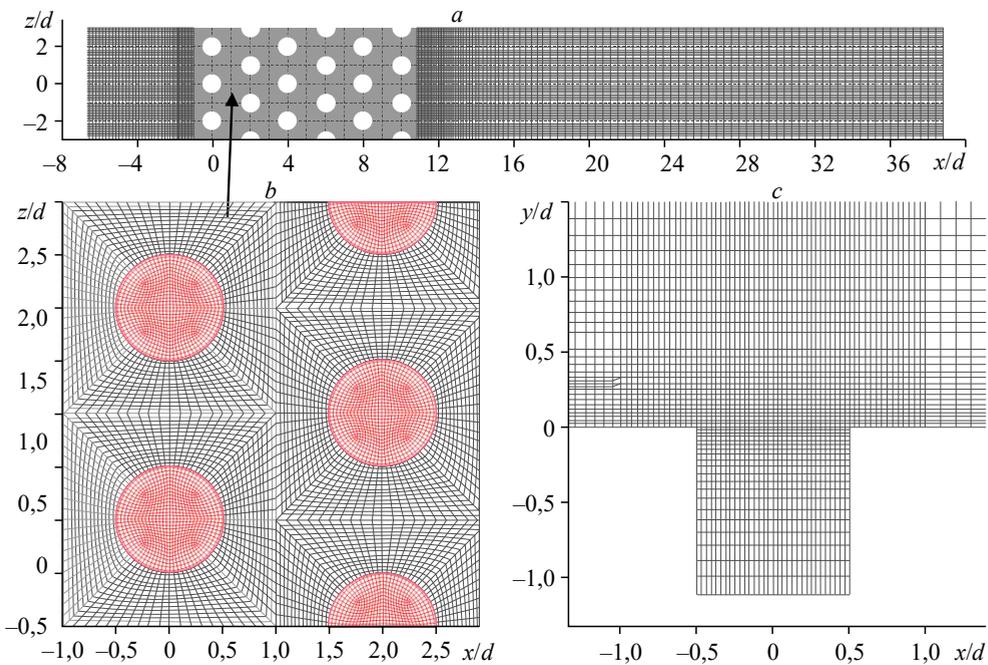


Рис. 2. Расчетная сетка.

a — фрагмент сетки с изображением отверстий, b — сетка в окрестности отверстий, c — сетка на входе в отверстие.

области. На рис. 2*b* представлена сетка в окрестности отверстий, где серым цветом выделена поверхность стенки, красным — сетка на входе в отверстие (такая же, как и на выходе из него). На рис. 2*c* показан фрагмент, на котором приведена сетка в продольном сечении, проходящем через середину отверстия. Всего расчетная область содержала от 13,2 до 13,7 млн ячеек в зависимости от варианта. Вблизи стенок выполнялось сгущение сетки так, чтобы параметр пристеночного слоя y^+ был меньше единицы везде, за исключением малых локальных областей вблизи разрыва производных по координатам (около острых кромок, образованных стыками поверхностей). Результаты верификации сетки в процессе тестирования показали, что дальнейшее увеличение числа узлов и уменьшения параметра y^+ не приводит к сколько-нибудь значимым изменениям в результатах численных расчетов.

Корректность математического моделирования проверялась путем верификации на проверенных экспериментальных данных [19], полученных в плоском турбулентном ПС при помощи трехкомпонентного лазер-доплеровского анемометра (LDV). Вдув воздуха осуществлялся через квадратное отверстие с размерами в плане 12,7×12,7 мм, изготовленное в полу рабочей части трубы. Скорость набегающего потока составляла 5,5 м/с. Плотность, давление и вязкость были выбраны стандартными, как в указанной работе. В качестве основной (для сравнения) величины, характеризующей течение в окрестности отверстия, была выбрана продольная компонента скорости V_x/U_∞ в ПС. На рис. 3*a–3f* представлено сравнение расчетных и экспериментальных профилей продольной ком-

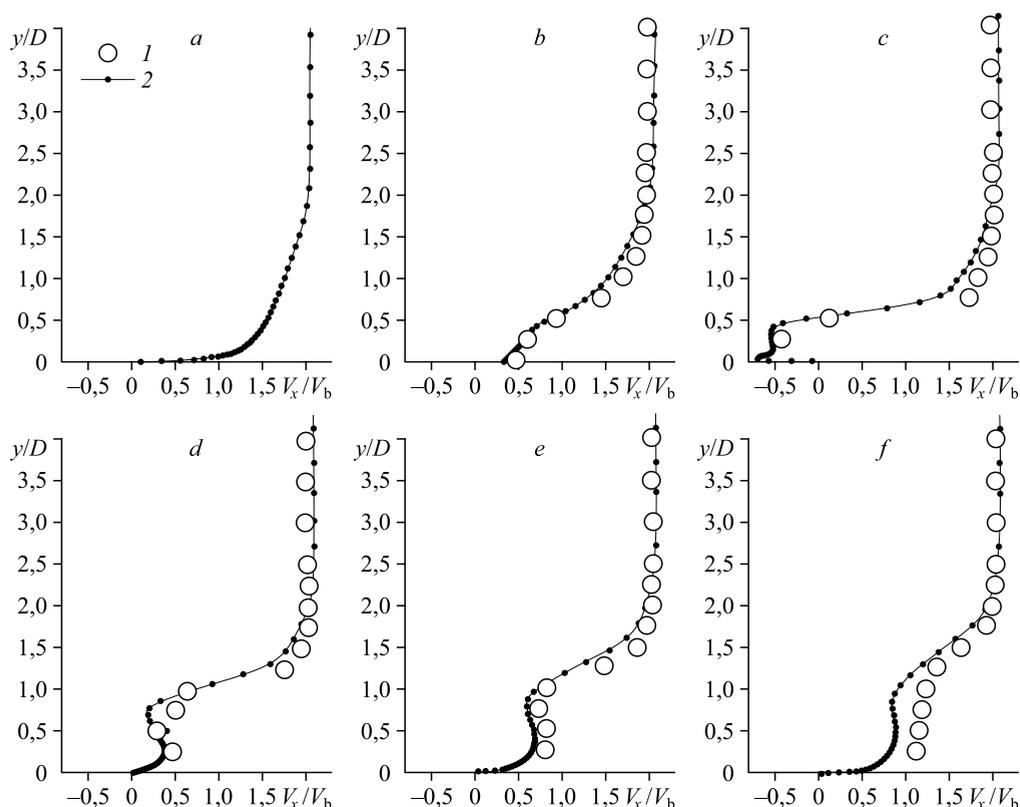


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные профили продольной компоненты скорости в пограничном слое на пластине с одиночным квадратным отверстием 12,5×12,5 мм.

1 — данные эксперимента [19], 2 — результаты настоящего расчета;
 $x/D = -10,5$ (a), 0 (b), 1,0 (c), 3 (d), 5 (e), 8 (f).

поненты скорости $V_x/U_\infty = f(y/D)$ при изменении координаты x от центра отверстия и относительной скорости ддува $V_b/U_\infty = 0,5$ ($Re_D = 4700$), где D — ширина струи. Из рисунка видно: в целом достигнуто удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных. Одна из возможных причин имеющегося различия связана со стационарным подходом при решении данной задачи.

2. Результаты исследований

Полученные результаты представлены ниже в координатах x, y, z , обезразмеренных на величину d , характеризующую диаметр отверстий, который был постоянным для всех моделируемых конфигураций. Особое внимание уделяется анализу поведения важнейших характеристик течения на поверхности и в пограничном слое, в частности, коэффициенту давления, коэффициенту поверхностного трения, а также полному аэродинамическому сопротивлению при вдуве различной интенсивности и изменении расстояния между отверстиями.

2.1. Вдув через одиночное отверстие

На рис. 4а–4с представлены соответственно линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в центральном продольном

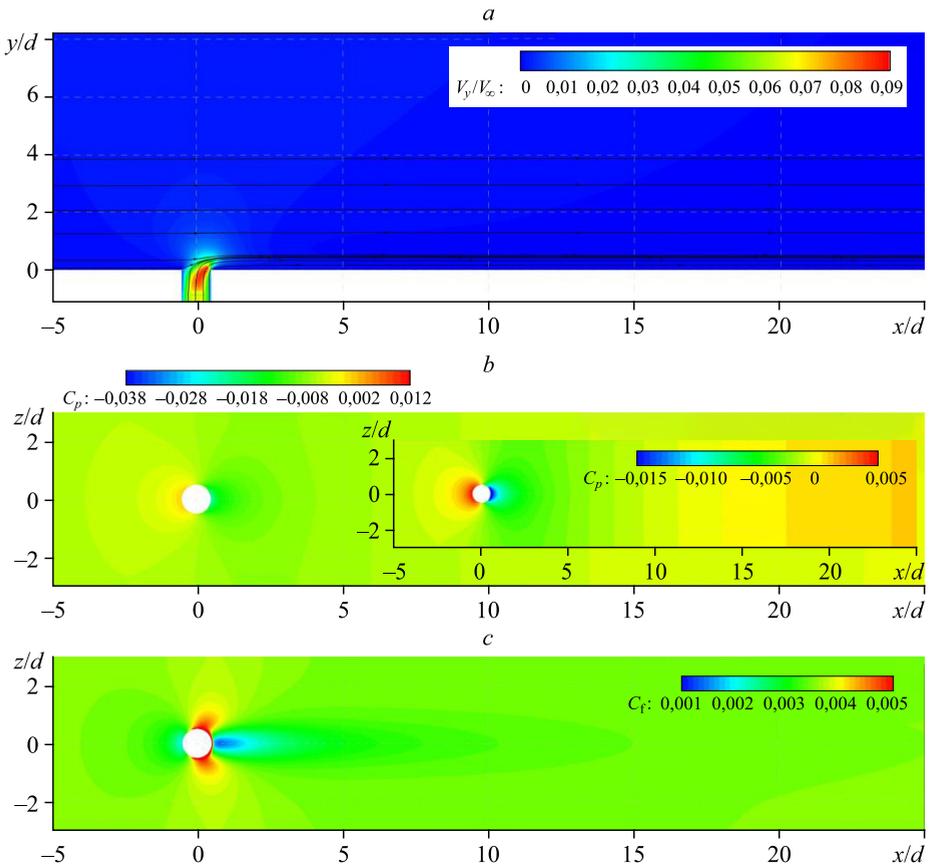


Рис. 4. Линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в центральном продольном сечении (а) и распределения коэффициента давления C_p (b) и локального коэффициента трения C_f на поверхности (с) при $L = 1,0d$, $C_b = 0,0438$.

сечении ($z = 0$), распределение коэффициента давления C_p , где $C_p = (P_w - P_\infty)/q_\infty$ и распределение локального значения коэффициента трения C_f на поверхности исследуемой модельной конфигурации при максимальном значении коэффициента вдува C_b .

На рис. 4а видно, что истекающая из микроотверстия вертикальная струя, имеющая на выходе пренебрежимо малую горизонтальную составляющую скорости, с увеличением поперечной координаты y отклоняется вниз по течению под воздействием возрастающей скорости основного потока. Влияние вдува на поле поперечного потока ограничено рамками достаточно узкой по высоте пристенной области ПС, составляющей порядка $3d - 4d$. В этом случае определенный интерес представляет характер развития (траектория) микроструи в плоскости xu в сравнении с классической зависимостью для изолированной струи, истекающей в дозвуковой поперечный поток. К сожалению, имеющиеся литературные данные, как правило, отражают поведение такой зависимости для струи с интенсивностью вдува, многократно превышающей скорость основного потока. В подобной ситуации, как показано в работе [20], процесс проникновения струи в поперечный поток может иметь принципиально иной характер. Поэтому такое сравнение вряд ли корректно.

Распределение коэффициента давления C_p на поверхности (рис. 4б) позволяет отметить следующее. Вследствие затормаживающего воздействия (на основной поток) микроструи, которую можно рассматривать как жидкое поперечно расположенное цилиндрическое препятствие, давление в области $-5 \leq x/d \leq -0,5$ возрастает по мере приближения к отверстию. Наоборот, в окрестности задней кромки отверстия ($x/d \geq 0,5$) формируется область низкого давления (см. фрагмент на рис. 4б), обусловленная реализующимся под воздействием напорной струи перепадом давления на входе и выходе из отверстия. При дальнейшем увеличении расстояния x/d наблюдается постепенное приближение C_p к значению, которое имеет место при отсутствии отверстия.

Распределение локального значения коэффициента трения C_f на исследуемой поверхности (рис. 4с) обнаруживает следующие особенности. Можно обратить внимание на относительно слабое изменение величины C_f по мере приближения к отверстию ($-3,5 \leq x/d \leq -0,5$). Это прогнозируемо, поскольку в рассматриваемом случае затормаживающий эффект одиночной струи несравненно слабее по сравнению с массивом микроструй (см. рис. 8). Кроме того, отсутствие процесса смещения микроструй, как это имеет место при вдуве через массив микроотверстий, приводит к заметному росту величины C_f в окрестности периферийной части струи, который распространяется до $z/d = \pm 2,0 - 2,5$. Область течения, характеризующаяся пониженными значениями C_f за отверстием, ограничена величиной x/d порядка $2,0 - 2,5$, поэтому вряд ли в этом случае можно рассчитывать на существенное снижение интегрального значения коэффициента поверхностного трения. По мере дальнейшего увеличения координаты x/d происходит асимптотическое приближение анализируемой величины C_f к соответствующему значению, имеющему место при отсутствии отверстия.

2.2. Вдув через массив микроотверстий

На рис. 5а–5с представлены линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в центральном продольном сечении ($z = 0$) перфорированной поверхности при варьированном значении коэффициента вдува C_b . Как и в случае вдува через одиночное отверстие, с увеличением поперечной координаты y

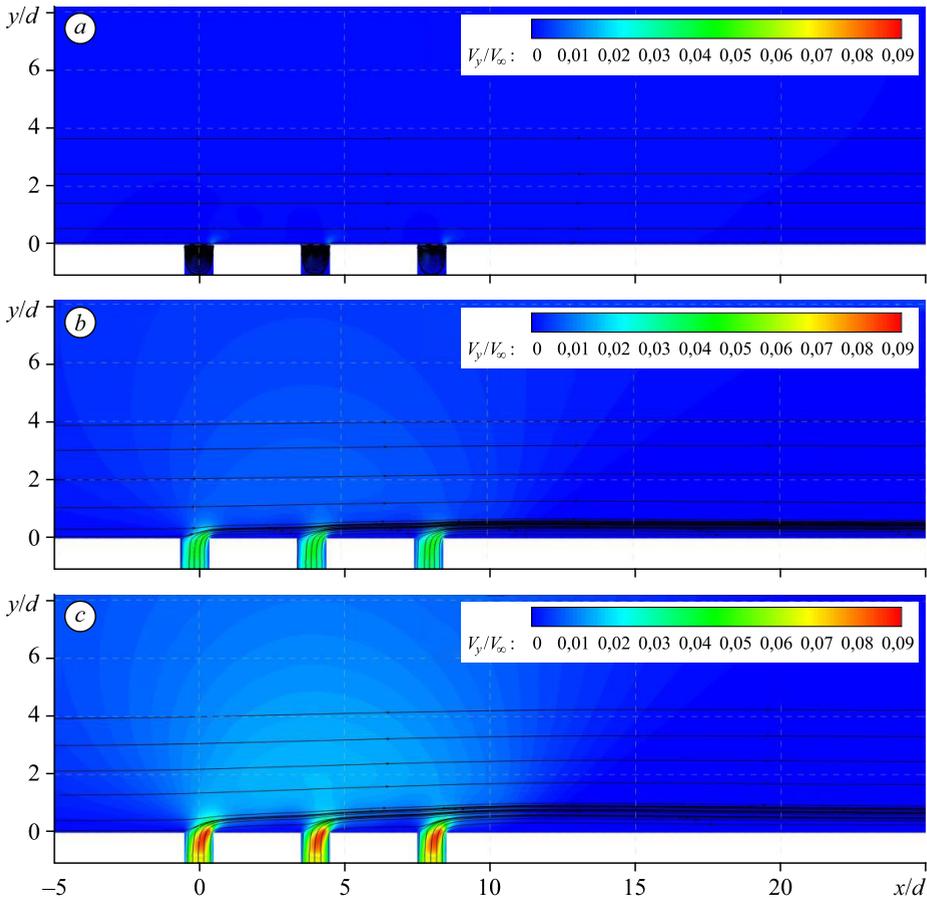


Рис. 5. Линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в центральном продольном сечении при $L = 1,0d$, $C_b = 0$ (a), 0,0219 (b), 0,0438 (c).

струя отклоняется вниз по течению под воздействием возрастающей скорости основного потока (рис. 5b, 5c). При этом каждая последующая струя препятствует отклонению предыдущей, что видно по характеру искривления линий тока при подходе потока к очередному микроотверстию. Вместе с тем каждая последующая струя распространяется до больших значений поперечной координаты y . Это обусловлено тем, что такая струя, обладая более высокими «пробивными» способностями, воздействует на область пониженной скорости, вызванной торможением потока предшествующей микроструей. В целом, влияние вдува на поле потока в направлении оси y ограничено рамками достаточно узкой пристенной области ПС, которая даже при максимальном вдуве (рис. 5c) не превышает $4d - 5d$.

При отсутствии вдува (рис. 5a) пристенное течение, если судить по поведению линий тока, практически не подвержено влиянию отверстий. Вместе с тем формирование внутри отверстия отчетливо выраженного вихревого движения (рис. 6a, 6b), инициированного основным пристенным потоком вблизи границы раздела двух областей, вносит соответствующие изменения в характер этого течения. В частности, обращает на себя внимание наличие подсосывающего эффекта вихря (рис. 6b), влияющего на указанную область течения.

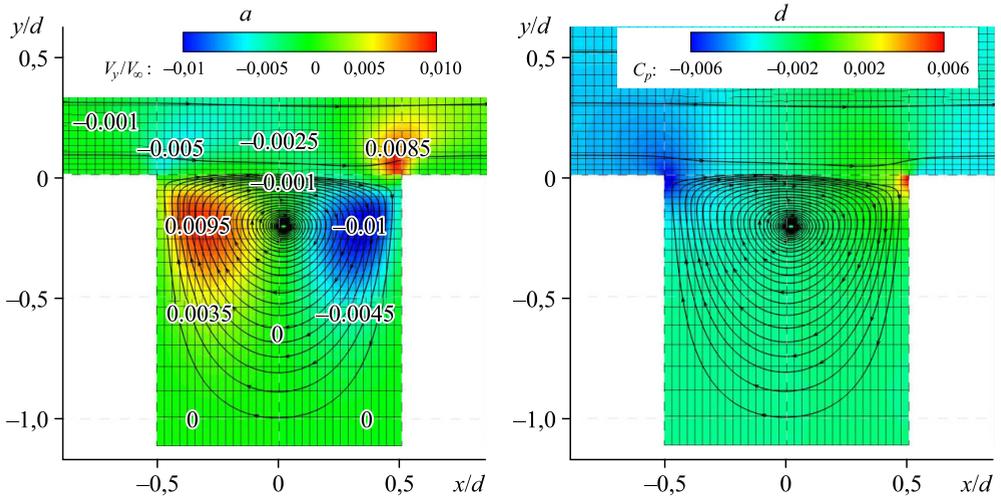


Рис. 6. Структура течения внутри отверстия при отсутствии вдува.

a — распределение поперечной компоненты скорости V_y , b — распределение коэффициента давления C_p .

Распределение коэффициента давления C_p на перфорированной поверхности для варьируемых значений коэффициента вдува C_b приведено на рис. 7а–7с. Детализация рис. 7а, представленная на фрагменте, свидетельствует о том, что характер изменения давления при отсутствии вдува в основном определяется структурой пристенного потока в окрестности передней и задней кромок отверстия. Узкие зоны повышенного давления, непосредственно примыкающие к задней кромке отверстий, постепенно расширяются

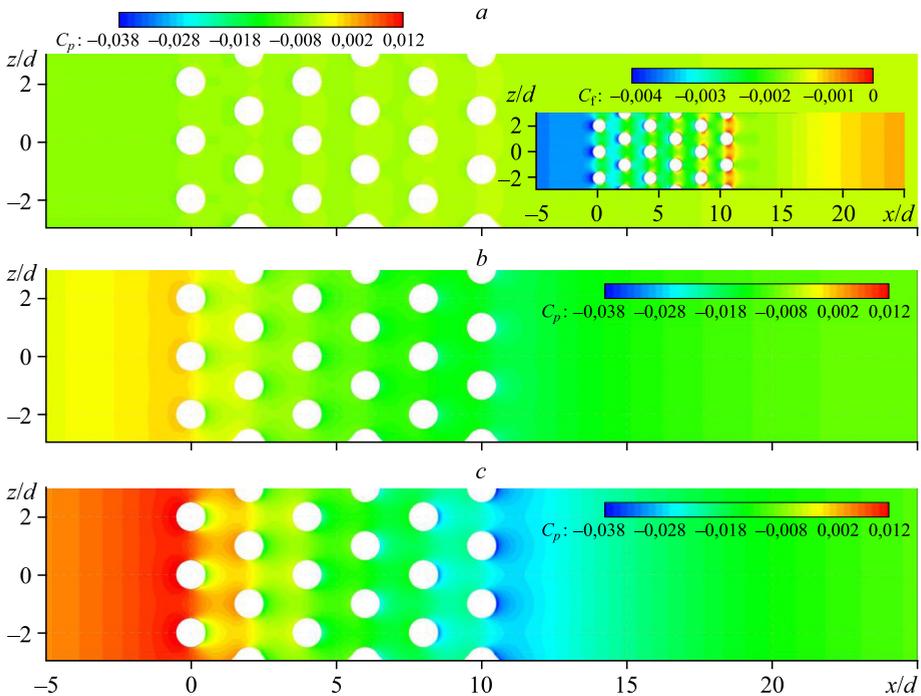


Рис. 7. Распределение коэффициента давления C_p на перфорированной поверхности при $L = 1,0d$ и $C_b = 0$ (а), 0,0219 (б), 0,0438 (с).

вниз по потоку, формируя течение со слабым положительным вдоль поверхности градиентом давления. Давление в области течения, расположенной перед отверстиями, возрастает с увеличением C_b (рис. 7b, 7c), что особенно хорошо заметно при приближении потока к первому ряду отверстий ($-5 \leq x/d \leq -0,5$). Очевидно, что величина C_p здесь существенно превышает соответствующее значение для случая вдува через одиночное отверстие. В целом наличие вдува способствует уменьшению давления в окрестности задней кромки отверстий и в промежутке между ними, что обусловлено существенной разницей напорного давления на входе и выходе из отверстий. Этот процесс усиливается по мере увеличения продольной координаты x/d , включая область ниже по течению от последнего ряда отверстий, где это особенно заметно (рис. 7c). Можно также отметить некоторую разницу в распределении давления от ряда к ряду, по крайней мере, для случая, когда процесс смешения микроструй достаточно интенсивный.

Распределение локального коэффициента трения C_f на исследуемой поверхности представлено на рис. 8a–8c для трех значений коэффициента вдува C_b . Прежде всего, обращает на себя внимание формирование области пониженных значений C_f перед первым рядом отверстий, протяженность которой возрастает с увеличением интенсивности вдува C_b , и для вдува $C_b = 0,0438$ (рис. 8c) составляет порядка $(1 - 2)d$. Очевидно, что уменьшение C_f вызвано увеличением давления по мере приближения потока к первому ряду отверстий. Качественно это согласуется с экспериментальными данными [3] с той лишь разницей, что в эксперименте область пониженных значений C_f распространяется вверх по потоку на существенно большее расстояние, что обусловлено несравненно большим количеством микроотверстий. Также видно, что эффект вдува вниз по потоку от отверстий проявляется сильнее, чем вверх по потоку, что вполне ожидаемо. Общая динамика изменения C_f такова, что трение уменьшается за отверстиями, но увеличивается в промежутке между ними. Следует, однако, отметить, что по мере увеличения C_b величина C_f вследствие интенсивного перемешивания микроструй в промежутке между

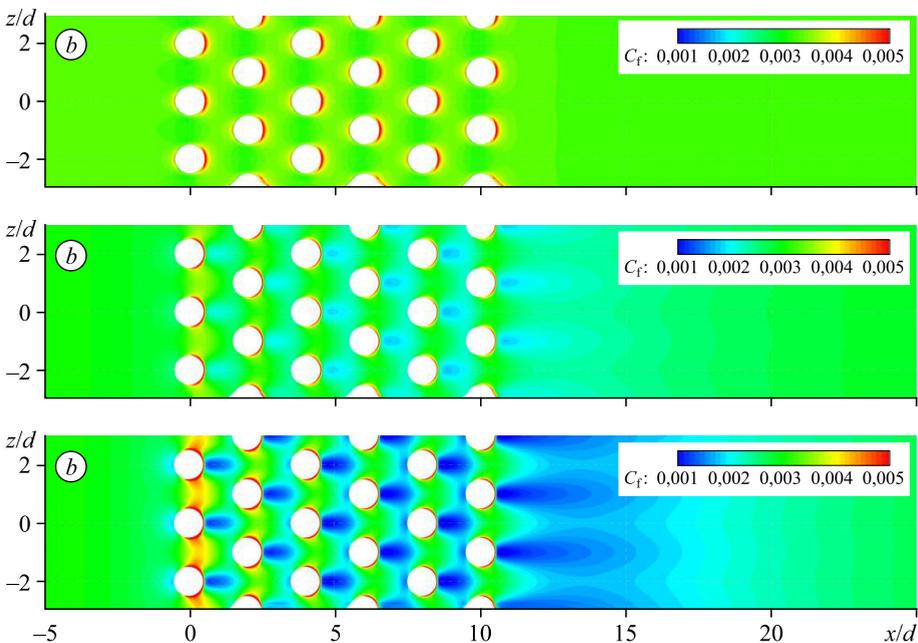


Рис. 8. Распределение локального коэффициента трения C_f на перфорированной поверхности при $L = 1,0d$ и $C_b = 0$ (a), 0,0219 (b), 0,0438 (c).

отверстиями постепенно уменьшается по длине исследуемой области. В этом случае проявляется двойной эффект. С одной стороны, за счет взаимодействия микроструй друг с другом и поперечным сдвиговым потоком расширяются области с низким C_f за отверстиями, а с другой — сужаются области с высоким C_f в промежутке между ними. Такое положение является косвенным свидетельством повышения эффективности вдува при увеличении количества отверстий, хотя динамика этого процесса требует уточнений.

При отсутствии вдува (рис. 8а) влияние микроотверстий на распределение поверхностного трения ограничено узкими участками, располагающимися преимущественно за микроотверстиями. Формирование здесь узких локальных областей повышенного трения, по-видимому, обусловлено присоединением потока к задней кромке микроотверстий. В целом создается впечатление, что присутствие микроотверстий может оказать негативное воздействие на величину поверхностного трения, хотя разрешения картины, возможно, недостаточно для однозначного вывода.

2.3. Вдув при изменении расстояния между микроотверстиями

На рис. 9а–9с представлены линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в центральном продольном сечении ($z = 0$) перфорированной поверхности при варьируемом значении расстояния между центрами

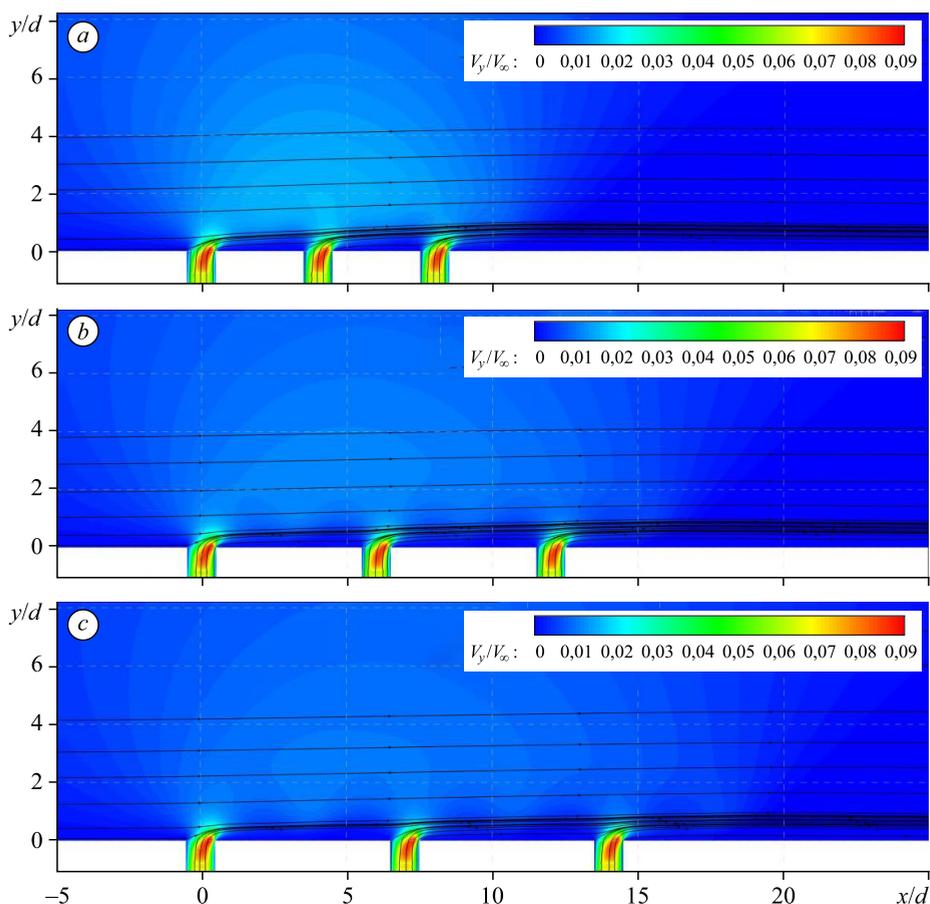


Рис. 9. Линии тока и распределение осредненной по времени поперечной компоненты скорости V_y в продольном центральном сечении при $C_b = 0,0438$ и $L = 1,0d$ (а), $1,5d$ (б), $1,75d$ (с).

отверстий L , но при постоянном значении коэффициента вдува C_b . Видно, что сколь угодно существенного изменения характера течения при изменении величины L не происходит. Это можно объяснить относительно слабым взаимодействием микроструй, истекающих из последовательно расположенных отверстий, в особенности при наибольшем исследованном расстоянии L . Во всех случаях влияние вдува на поле потока в направлении оси y ограничено рамками достаточно узкой — порядка $5d$ — пристенной области ПС.

Распределение коэффициента давления C_p на перфорированной поверхности при изменении схемы расположения отверстий представлено на рис. 10. Обращает на себя внимание ряд интересных особенностей течения по мере увеличения межцентрового расстояния L :

- слабое уменьшение давления в области течения перед отверстиями;
- достаточно активное уменьшение масштаба зоны пониженного давления за последним рядом отверстий;
- некоторое усиление роли передней кромки отверстий.

Очевидно, что отмеченные особенности вызваны плотностью размещения выдуваемых струй на единицу поверхности, связанной с их затормаживающим эффектом на основное течение.

Наибольший интерес при изменении схемы расположения отверстий вызывает характер распределения местного коэффициента поверхностного трения C_f (рис. 11а–11с). Здесь обращает на себя внимание явное преимущество схемы $L = 1,0d$ с точки зрения снижения величины C_f (рис. 11а). Это снижение особенно отчетливо видно в области течения за последним рядом отверстий. В этом случае вследствие более интенсивного перемешивания струй друг с другом зона пониженных значений C_f распространяется практически на всю ширину перфорированной поверхности ($z/d = \pm 3$). В промежутке между отверстиями формируются зоны повышенных значений C_f , которые возрастают

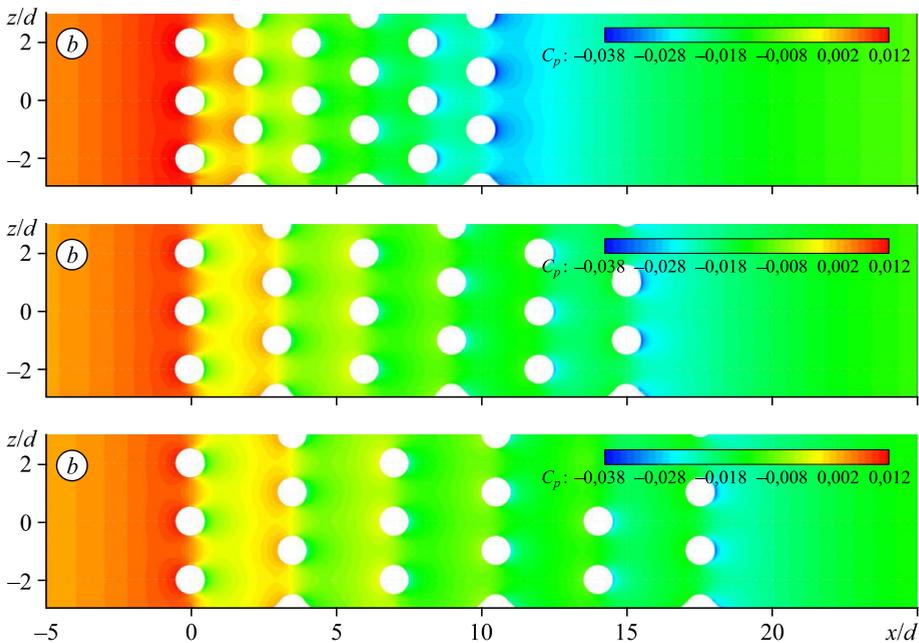


Рис. 10. Распределение коэффициента давления C_p на перфорированной поверхности при $C_b = 0,0438$ и $L = 1,0d$ (а), $1,5d$ (б), $1,75d$ (с).

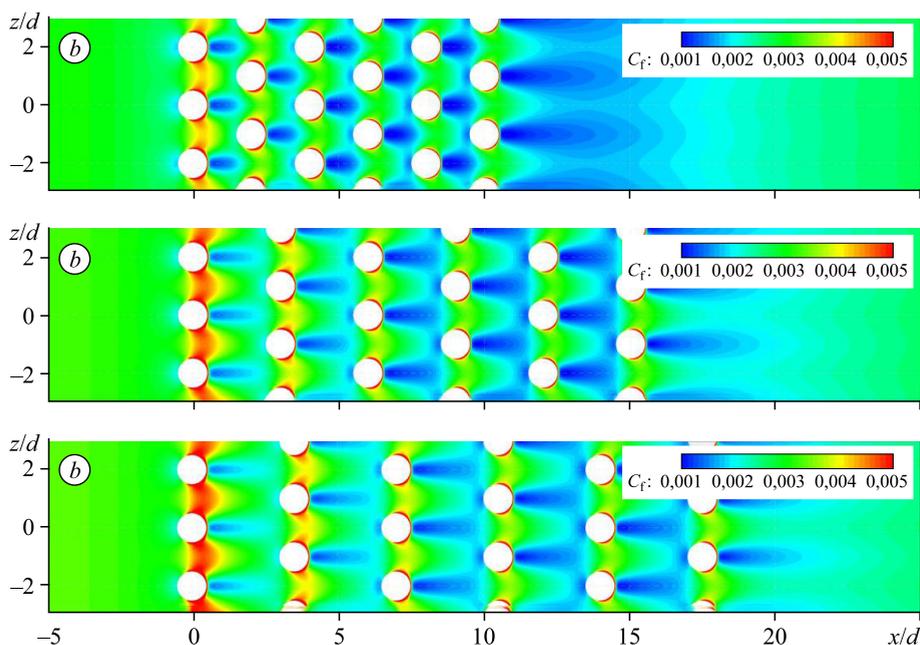


Рис. 11. Распределение локального коэффициента трения C_f на перфорированной поверхности при $C_b = 0,0438$ и $L = 1,0d$ (a), $1,5d$ (b), $1,75d$ (c).

в длину при увеличении межцентрового расстояния L , что свидетельствует не в пользу таких схем. Это связано с воздействием вверх по потоку областей течения с пониженными значениями давления, расположенных ниже по потоку и вызванных относительно слабым перемешиванием струй. Отметим, что с точки зрения параметра C_f схемы $L = 1,5d$ и $L = 1,75d$ (рис. 11b, 11c) отличаются слабо.

2.4. Эффективность вдува

Количественные данные, характеризующие эффективность вдува всей пластины с перфорированным участком, сведены в таблицу, где в качестве базовой конфигурации принята сплошная (без отверстий) поверхность. Здесь знак минус означает снижение полного аэродинамического сопротивления C_x , представляющего собой сумму сопротивления за счет сил трения C_{xf} и сил давления C_{xp} . Как видно, вдув даже через одиночное отверстие способен уменьшить величину C_x более чем на 4 %. При вдуве через массив

Таблица
Процентное снижение полного аэродинамического сопротивления всей пластины с перфорированным участком при вдуве различной интенсивности и изменении межцентрового расстояния и вклад в сопротивление за счет сил трения и сил давления

Конфигурация	Расстояние между отверстиями L	C_b	C_{xf}	C_{xp}	C_x	$\Delta C_x, \%$
Без отверстий	—	0	0,00361	0	0,00361	0
Одно отверстие	—	0,0438	0,00347	-0,000006	0,00346	-4,2
18 отверстий	1,0d	0	0,00317	0,0001	0,00327	-9,4
		0,0219	0,00266	-0,000005	0,002655	-26,5
		0,0438	0,00245	-0,0001	0,00235	-34,9
	1,5d	0,0438	0,00254	-0,0001	0,00244	-32,4
	1,75d	0,0438	0,00256	-0,0001	0,00246	-31,9

микроотверстий способность к снижению сопротивления возрастает и при увеличении интенсивности C_b до максимального значения достигает 34,9 % (схема $L = 1,0d$). При этом обращает на себя внимание тот факт, что увеличение расстояния между отверстиями снижает эффективность вдува. Вместе с тем, само присутствие отверстий при $C_b = 0$ способствует уменьшению сопротивления на величину 9,4 %. Данный факт, кажущийся на первый взгляд сомнительным, вполне объясним. Полученные в литературе ([21] и др.) данные показывают, что, например, присутствие на обтекаемой поверхности поперечно расположенных прямоугольных углублений (канавок) обеспечивает существенный выигрыш в сопротивлении, механизм которого обусловлен формированием продольно «катящихся» вихрей. При обтекании отверстий также формируются вихри, структура которых хотя и иная, но их воздействие на основные характеристики течения тоже, безусловно, проявляется.

Отметим также, что по причине ограниченного количества отверстий уровень снижения сопротивления здесь существенно меньше, чем в экспериментах [3, 2], что следовало ожидать. В то же время полученный результат качественно согласуется с данными расчетной работы [5], где при скорости потока 243 м/с достигнуто снижение трения на 31,5 %, но при более низкой интенсивности вдува. Вместе с тем, отмеченное различие не удивительно, поскольку, как было показано в исследовании [2], при увеличении скорости потока эффективность вдува повышается.

Заключение

Выполнены численные параметрические исследования характеристик сдвигового турбулентного течения при вдуве воздуха через одиночное отверстие и массив микроотверстий, расположенных в шахматном порядке на плоской стенке.

Полученные результаты подтверждают, что в целом вдув является эффективным средством уменьшения трения даже при ограниченном количестве микроотверстий. Как и следовало ожидать, способность к снижению сопротивления пропорциональна интенсивности вдува. Влияние вдува на поле поперечного сдвигового потока ограничено рамками узкой пристенной области ПС, но это влияние, как и в эксперименте, более существенно в области течения за микроотверстиями, протяженность которой возрастает с увеличением интенсивности вдува. Увеличение расстояния между отверстиями снижает эффективность вдува, что свидетельствует о преимуществе схемы $L = 1,0d$ по сравнению с другими. Во всех исследованных случаях составляющая полного сопротивления, обусловленная силами давления, носит второстепенный характер. Сравнение численных результатов с экспериментальными данными, полученными ранее на крупномасштабной перфорированной поверхности, обнаруживает существенное расхождение, причиной которого, как и в работах других авторов, является относительно небольшое количество микроотверстий, используемых в вычислениях.

Дальнейшие параметрические исследования должны быть направлены не только на увеличение размера перфорированной области, но и на изучение таких параметров, как диаметр микроотверстий, роль которого пока еще не вполне ясна.

Список литературы

1. Svorcan J., Wang J.M., Griffin K.P. Current state and future trends in boundary layer control on lifting surfaces // *Advances in Mechanical Engng.* 2022. Vol. 14, No. 7. P. 1–23.
2. Hwang D. Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // *Progress Aerospace Sci.* 2004. Vol. 40. P. 559–575.

3. Kornilov V.I. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // Progress Aerospace Sci. 2015. Vol. 76. P. 1–23.
4. Lin Y.L., Chyu M.K., Shih T.I.-P., Willis B.P., Hwang D.P. Skin-friction reduction through. micro blowing // AIAA Paper. 1998. No. 98-0359.
5. Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X. Numerical study on the flow control by micro-blowing // Proc. 47th AIAA Aerospace Sci. Meeting and the New Horizons Forum and Aerospace Exhibit 2009, 5–8 January 2009, Orlando, Florida. P. 8928–8946.
6. Li J., Lee C.-H., Jia L., Zhen H. Numerical simulation on influencing parameter of microblowing technique // J. of Beijing University of Aeronautics and Astronautics. 2010. Vol. 36, No. 2. P. 218–222.
7. Xie L., Zheng Y., Zhang Y., Ye Z.-xian, Zou J.-feng. Effects of localized micro-blowing on a spatially developing flat turbulent boundary layer // Flow, Turbulence and Combustion. 2021. Vol. 107. P. 51–79.
8. Базовкин А.В., Ковеня В.М., Корнилов В.И., Лебедев А.С., Попков В.Н. Влияние микровдува газа с поверхности пластины на ее сопротивление // Прикл. механика и техн. физика. 2012. Т. 53, № 4. С. 26–37.
9. Mahfoze O.A., Laizet S., Wynn A. Bayesian optimisation of intermittent wall blowing for drag reduction of a spatially evolving turbulent boundary layer // Tenth Intern. Confer. on Computational Fluid Dynamics (ICCFD10), Barcelona, Spain, July 9–13, 2018. ICCFD10-2018-53. P. 1–17.
10. Mahfoze O.A., Moody A., Wynn A., Whalley R.D., Laizet S. Reducing the skin-friction drag of a turbulent boundary-layer flow with low-amplitude wall-normal blowing within a Bayesian optimization framework // Physical Review Fluids. 2019. Vol. 4, Iss. 9. P. 094601-1–094601-23.
11. Kornilov V.I., Boiko A.V. Efficiency of air microblowing through microperforated wall for flat plate drag reduction // AIAA J. 2012. Vol. 50, No. 3. P. 724–732.
12. Fan Y., Zhang Y., Ye Z., Zou J., Zheng Y. Effect of micro-blowing on flow characteristics in a turbulent flat plate boundary layer and its mechanism of drag reduction // Acta Aeronautica et Astronautica Sinica. 2020. Vol. 41, No. 10. P. 123814-1–123814-14.
13. Kametani Y., Fukagata K., Orlu R., Schlatter Ph. Drag reduction in spatially developing turbulent boundary layers by spatially intermittent blowing at constant mass-flux // J. of Turbulence. 2016. Vol. 17, Iss. 10. P. 913–929.
14. Kametani Y., Fukagata K. Direct numerical simulation of spatially developing turbulent boundary layers with uniform blowing or suction // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 681. P. 154–172.
15. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
16. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.
17. Liou M.S. A sequel to AUSM: AUSM+ // J. Computational Physics. 1996. Vol. 129. P. 364–382.
18. Корнилов В.И., Шквар Е.А., Попков А.Н. Влияние распределенного ддува на турбулентный пограничный слой тела вращения // Инж.-физ. журн. 2022. Т. 95, № 1. С. 134–144.
19. Ajersch P., Zhou J.-M., Ketler S., Salcudean M., Gartshore I.S. Multiple jets in a crossflow: detailed measurements and numerical simulations // J. Turbomachinery. 1997. Vol. 119. P. 330–342.
20. Mahesh K. The interaction of jets with crossflow // Annu. Rev. Fluid Mech. 2013. Vol. 45. P. 379–407.
21. Asadzadeh H., Moosavi A., Etemadi A. Numerical simulation of drag reduction in microgrooved substrates using lattice boltzmann method // J. Fluids Engng. 2019. Vol. 141, No. 7. Art. 071111.

*Статья поступила в редакцию 15 февраля 2023 г.,
после доработки — 7 апреля 2023 г.,
принята к публикации 16 июня 2023 г.*