Теплофизика и аэромеханика, 2020, том 27, № 1

УДК 533.697.6

Анализ турбулентного течения в канале с двумерными выступами: влияние ширины первого ребра

Б. Омари, А. Матуи, А. Салем

Университет науки и технологии Хуари Бумедьена, Алжир, Алжир

E-mail: amataoui@gmail.com

Работа посвящена исследованию турбулентного течения в канале, стенкам которого придают неровность поперечно расположенные семь ребер прямоугольного сечения. При наличии одинаковых ребер в потоке после первого ребра генерируется крупный вихрь, который распространяется вдоль вершин двух первых ребер, захватывая поток первой межреберной полости. Увеличение ширины первого ребра может решить эту проблему. Полученная таким образом конфигурация потока может быть востребована при создании технических решений, требующих регулярных структур в первой полости. Линии тока указывают на то, что первое ребро ведет себя как выступ, когда его ширина $L_1 > 5h$, причем регулярные структуры в потоке наблюдаются с первой межреберной полости. Эффект от расширенного первого ребра иллюстрируется профилями коэффициентов давления и трения, а также профилями турбулентной кинетической энергии. Влияние этого эффекта также отражается на коэффициенте трения Дарси. Силы вязкости и давления, действующие на первое ребро и на пространство между 5-м и 6-м ребрами демонстрируют, что сила давления является доминирующей. Коэффициент трения Дарси, характеризующий поток, и коэффициент сопротивления давления, полученные для полости между пятым и шестым ребрами, не зависят от числа Рейнольдса при наличии выступа шириной $L_1 > 5h$, в то время как сила сопротивления на первом ребре увеличивается с увеличением числа Рейнольдса.

Ключевые слова: выступ, ребристая поверхность, коэффициент трения Дарси, коэффициент сопротивления давления, силы сопротивления, турбулентность.

Введение

Течения жидкости в канале при расположенных в нем прямоугольных ребрах активно изучаются с прошлого века, что обусловлено возможностью их практического применения. Для изучения широкого спектра подобных конфигураций использовались экспериментальные и численные методы. При исследовании динамических или тепловых характеристик потока у стенки с неровностями рассматриваются согласно классификации Ламли три случая: наличие неровностей d-типа ($w/h < 4$), промежуточных неровностей и неровностей k-типа ($w/h > 6$). Неровность d-типа приводит к незначительному улучшению теплопередачи, в то время как неровность k-типа значительно улучшает теплообмен из-за большой разницы в структуре потока между ребрами. На сегодняшний день имеется небольшое количество исследований с применением прямоугольных ребер. Течение в каналах с оребрением встречается во многих инженерных приложениях и является достаточно сложным, потому что в каждом случае имеет место типичное сжатие или уширение его сдвигового слоя. С учетом этих процессов рекомендуется контролировать перемешивание потока за счет одновременного изменения формы ребер и их ширины.

В работе [1] экспериментально исследовались структуры потока в канале с периодическим оребрением на одной стенке. Измерения были сосредоточены в окрестности одного ребра. Авторы выделили наиболее важные критические точки и основные циклы, которые являются признаками определенных физических процессов в течении.

Для полностью развитого потока над массивом последовательных ребер шириной $3h$ и $6h$ в работе [2] было обнаружено с помощью прямого численного моделирования (DNS, Direct Numerical Simulation) два асимметричных вихря в полости. В первом случае ($3h$) центр основного вихря смещался в сторону второго ребра, а во втором случае ($6h$) располагался близко к первому. Вместе с тем, при шаге $12h$ поток присоединяется к стенке канала с образованием двух вихрей на углах ребер. В работе [3] также при помощи прямого численного моделирования исследовалось двумерное обтекание одного ребра, представляющего собой солнечный нагреватель воздуха. Было дано объяснение, как длина ребра может влиять на местоположение точки присоединения ниже по течению от ребра и, следовательно, на размер рециркуляционной области. Подтвердилось, что для меньших длин ребер длина присоединения и интенсивность турбулентности увеличиваются. Авторы рекомендовали использовать для интенсификации теплопередачи рёбра меньшей длины. В работе [4] изучались турбулентная вынужденная конвекция и характеристики перепада давления охлаждаемого воздуха в оребренном воздуховоде с несколькими отношениями сторон. В исследовании [5] было экспериментально подтверждено, что характеристики пограничного слоя, формирующегося при двумерном обтекании призмы, расположенной на поверхности, зависят от длины призмы. С целью улучшения турбулентного теплопереноса в работе [6] были выполнены численные расчеты по оптимизации формы двумерного канала с периодическим расположением ребер на обеих стенках. Авторы [7] рассматривали оребренные каналы квадратного поперечного сечения с различным расположением ориентированных вниз по потоку ребер половинного размера, чтобы определить лучшие их конфигурации для повышения скорости теплопередачи при меньшем перепаде давления. Было получено, что по сравнению со случаями $6h$ и $12h$ в случае $3h$ в распределении локального коэффициента трения C_f имеет место сильный отрицательный пик в районе второго ребра. Также было определено, что ребра сильно влияют на профили средней скорости и характеристики турбулентности, а средний вклад вязкого сопротивления по сравнению с общим сопротивлением в случаях $3h$, $6h$ и $12h$ составляет соответственно 4,5 %, 1,1 % и 20,3 %. В работе [8] проводилось численное моделирование методом крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulation) турбулентного потока в канале со стержнями квадратного сечения, расположенными поперек потока на его нижней стенке. Было показано, что для неровностей d-типа ($w/h = 1$, где w — расстояние между двумя последовательными стержнями, h — высота стержня) сопротивление давления вдвое больше, чем вязкое трение, а для промежуточных неровностей ($w/h = 4$) и для неровностей k-типа ($w/h = 9$) сопротивление давления составляет более 90 % от полного сопротивления. В работе [9] для изучения полностью развитого турбулентного течения в канале со стержнями различных форм использовалась модель LRN-k-ω (Low Reynolds Number) [10]. Оценка коэффициента сопротивления на одном периоде неровности показала, что стержни квадратного сечения оказывают бóльшее влияние на давление, чем другие рассмотренные формы стержней, причем максимум достигается при $\lambda/h = 10$. При этом волновое сопротивление оказывает наименьшее воздействие на поток. Было отмечено, что профили продольной компоненты скорости в поперечном сечении части канала, в которой расположены неровности, должны характеризоваться логарифмическим законом. В работе [11], посвященной исследованию процесса теплопередачи, было обнаружено, что профили скорости и температуры подчиняются логарифмическому закону в пределах одной и той же области потока, а теплопередача над поверхностью с неровностями изменяется линейно в зависимости от числа Рейнольдса, зависящего от неровности, в логарифмической шкале.

Геометрия неровности, которая соответствует максимальной теплопередаче, дает максимальный коэффициент сопротивления. Численное изучение теплопередачи в канале с турбулентным потоком над периодическими канавками было исследовано авторами [12]. Они обнаружили, что результаты модели k-ε на мелкой сетке ($y_w^+ = 2$) лучше, чем полученные с помощью модели k-ω. Экспериментальные исследования турбулентных отрывных потоков в системе нескольких поперечно расположенных ребер были выполнены в работах [13] и [14]. В работе [15] было проведено экспериментальное исследование течения и характеристик теплопередачи над заблокированной поверхностью в ламинарном и турбулентном режимах. Измерения выполнялись методом термоанемометрии. Полученные профили средней скорости свидетельствовали об отрыве и присоединении течения выше по потоку от первого ребра, между ребрами и ниже последнего ребра. Такая конфигурация потока улучшает теплообмен и интенсивность турбулентности. Вычисленные длины присоединения (L_r/h) ниже по течению от ребер для $w/h = 1{,}5$, 2 и 3 и числа Рейнольдса (Re_h), равного $1{,}91\cdot10^5$, составляют соответственно 6,75, 6,67 и 6,6 ($H = 20$ см, $w = 3$ см и $l = 3$ см). В работе [16] с использованием данных визуализации и измерений характеристик потока была проанализирована генерация вихревых структур в оторвавшемся потоке за ребром в канале при переходе к турбулентности.

В работе [17] выполнялось прямое численное моделирование турбулентного потока в канале с поперечными квадратными стержнями на одной из стенок. Было показано, что при $w/h \le 4$ поток отрывается от ребра на его задней кромке и вновь присоединяется на вертикальной стенке следующего ребра. Межреберная полость содержит большую область рециркуляции с двумя мелкомасштабными вихрями в углах ребер. При $w/h \ge 7$ поток присоединяется на дне полости примерно на расстоянии 4,8 h от первого ребра. Авторы [18] на каждой стенке канала измеряли перепад давления и касательные напряжения Рейнольдса для расчета скорости сдвига. Было установлено, что если ширина первого ребра $L_1 > 5h$, то оно работает как выступ (см. [19–21]).

Целью настоящей работы является численное исследование потока жидкости в прямоугольных каналах с неровностями, имеющими конфигурацию, описанную в исследовании [15], и определение характеристик трения. Рассматривается отрыв и последующее присоединение турбулентного потока над массивом из семи прямоугольных ребер, расположенных поперек потока на нижней стенке канала прямоугольного сечения (рис. 1). Эта конфигурация представляет собой стандартную неровность d-типа. Длина ребра равна ширине канала и каждая равна b, причем b существенно больше высоты ребра h, что позволяет не учитывать влияние боковых стенок канала и оправдывает рассмотрение двумерного потока. Результаты рассчитываются в центральной плоскости канала ($z = 0$). Условия потока (скорость и интенсивность турбулентности) на первом ребре соответствуют $h/\delta = 1{,}55$ (δ — толщина пограничного слоя для гладкого канала). Так как регулярная структура появляется с третьего ребра, то при использовании более 7 ребер характер процесса не должен меняться. Также важным вопросом, рассматриваемым в работе, является определение ширины первого ребра, которая обеспечит регулярную структуру течения для всех полостей.

1. Методология

1.1. Основные уравнения

Настоящее численное исследование проводилось с использованием RANS-модели турбулентности (Reynolds averaged Navier–Stokes), основанной на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса. Выбор этой модели обусловлен опытом ряда работ,

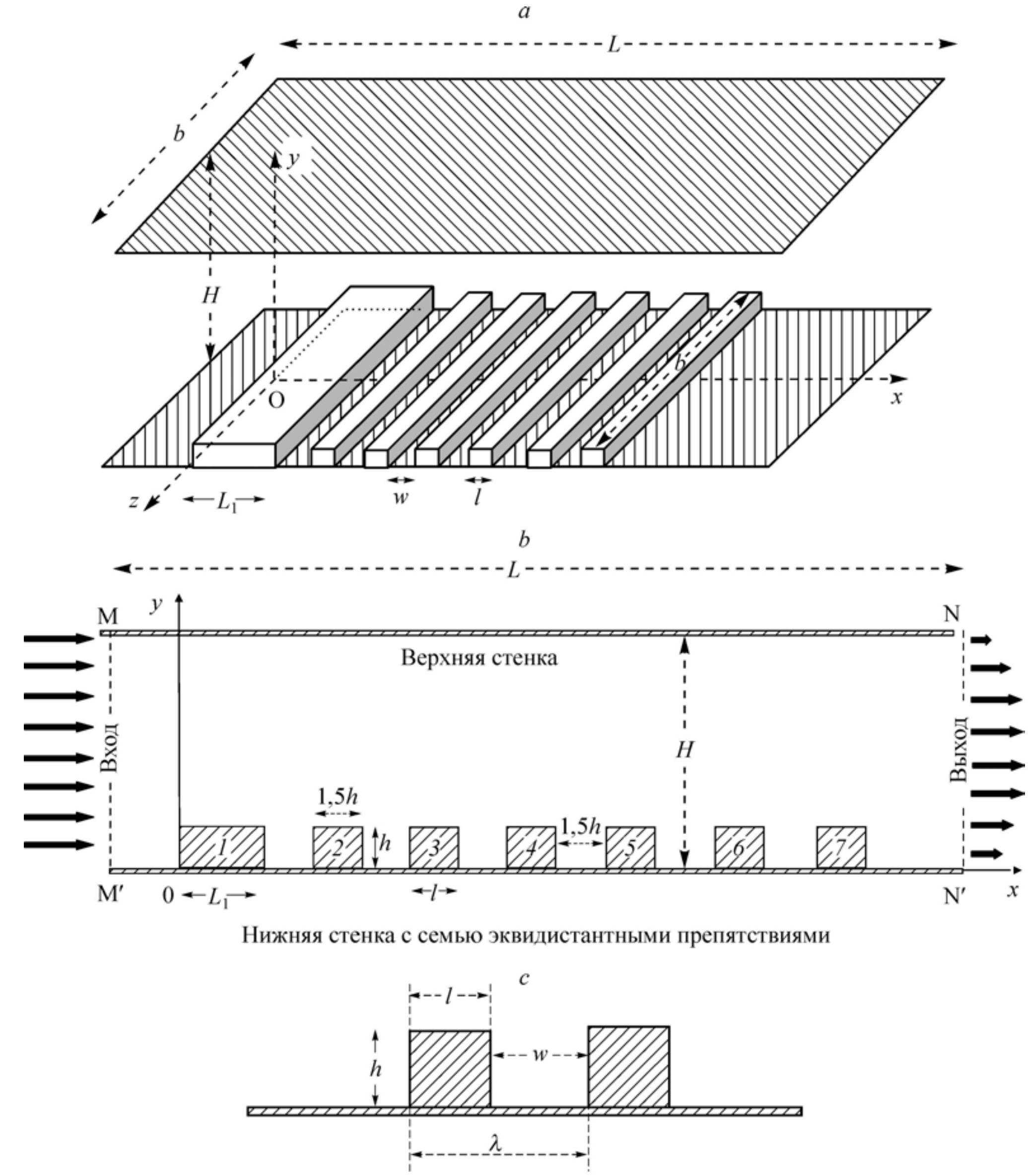

Рис. 1. Конфигурация потока.

a — трехмерный вид, *b* — плоскость $z = 0$, *c* — параметры неровности.

в которых для получения решения с хорошей точностью для потоков над стенками с неровностями [9, 10, 22–27] рекомендовалось использовать одноточечную модель замыкания на основе энергии для низких чисел Рейнольдса [10, 27]. Преимуществом k-ω модели является то, что в ней учитывается пристенное течение в вязком подслое. Для этой модели требуется разрешение сетки вблизи стенки, соответствующее $y^+ < 5$.

Рассматривается изотермическая ньютоновская несжимаемая жидкость с постоянными физическими свойствами. Уравнения RANS для несжимаемой жидкости в декартовой системе координат выводятся из уравнений баланса массы и импульса в сочетании с уравнениями модели турбулентности:

— сохранение массы: $$\partial U_i / \partial x_i = 0, \tag{1}$$

— сохранение импульса: $$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j}\right), \quad (2)$$

где P и U_i — компоненты средних давления и скорости, u_i — компонента возмущений скорости, x_i — пространственные координаты, ρ и μ —динамическая вязкость и плотность жидкости соответственно. Компоненты турбулентного тензора напряжений Рейнольдса выводятся с помощью предположения Буссинеска в виде

$$\rho \overline{u_i u_j} = \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} - \mu_{\mathrm{t}}(U_{ij} + U_{ji}), \quad (3)$$

кинетическая энергия турбулентности определяется как

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k\,, \quad (4)$$

уравнение удельной скорости диссипации ω определяется как

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_w \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega, \quad (5)$$

величины G_k, G_ω, Γ_k, Γ_ω, Y_k и Y_ω описаны в работе [10], а σ_k и σ_ω — турбулентные числа Прандтля для k и ω соответственно.

Турбулентная вязкость μ_{t} определяется как

$$\mu_{\mathrm{t}} = \alpha^* \rho \frac{k}{\omega}. \quad (6)$$

Коэффициент α^* регулирует турбулентную вязкость при низких числах Рейнольдса турбулентности ($\mathrm{Re_T}$) и достигает 1, когда $\mathrm{Re_T}/\mathrm{R}_k >> 1$, где $\mathrm{Re_T}$ — турбулентное число Рейнольдса, которое определяется следующим образом:

$$\mathrm{Re_T} = k/(\nu\omega), \quad (7)$$

$$\alpha^* = \alpha^*_\infty \frac{\alpha^*_0 + \mathrm{Re_T}/R_k}{1 + \mathrm{Re_T}/R_k}. \quad (8)$$

Для высокого числа Рейнольдса $\alpha^* = \alpha^*_\infty = 1$.

Эмпирические константы, которые появляются в приведенных выше уравнениях, составляют:
$R_k = 6,\ \alpha^*_0 = \beta_i/3,\ R_\omega = 2{,}95,\ \beta_i = 0{,}072,\ \alpha_\infty = 0{,}52,\ \alpha^*_\infty = 1,\ C_\mu = 0{,}09,\ \sigma_k = 2,\ \sigma_\omega = 2.$

1.2. Численное исследование

Численные решения определяющих уравнений получены методом конечных объемов с помощью кода ANSYS CFD 14.0. Конвективно-диффузионные члены дискретизированы с использованием степенного закона для U, V, k и ω и стандартной схемы для давления P. Связь скорости и давления осуществлялась с помощью алгоритма SIMPLE (модифицированного полунеявного метода решения уравнений распределения давлений) [28]. Решение считалось сошедшимся, когда нормированный остаток каждой переменной становился меньше, чем 10^{-7}. Консервативная форма уравнения переноса, представленная для средних значений и турбулентных величин в декартовых координатах и используемая в методе конечных объемов, имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\rho U_i \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j}\right] = S_\phi, \tag{9}$$

где ϕ является одной из зависимых переменных U, V, k или ω, а Γ_ϕ и S_ϕ — коэффициент турбулентной диффузии и источниковые члены соответственно.

1.2.1. *Граничные условия*

Для рассматриваемой конфигурации потока ставились граничные условия на входе, на твердых стенках и на выходе (см. рис. 1). На входе в расчетную область (MM′) в качестве граничных условий используются постоянные величины: компоненты вектора скорости $U = U_e$, $V = 0$ и интенсивность турбулентности I. Связь между кинетической энергией турбулентности k и интенсивностью турбулентности I имеет вид

$$k = \frac{3}{2}\left(U_e I\right)^2. \tag{10}$$

Величина удельной скорости диссипации для данного типа конфигурации потока основывается на высоте ребра, выбранного в качестве масштаба длины. Она задается как

$$\omega = k^{1/2} \Big/ \left(c_\mu^{1/4} h\right). \tag{11}$$

На выходе расчетной области (NN′) статическое давление устанавливается на уровне атмосферного. Свободные границы удалены от области взаимодействия с тем, чтобы избежать их влияния на численное решение. На стенках ставится условие прилипания для средних и пульсационных величин, однако удельная скорость диссипации ω остается асимптотической величиной $\left(\omega_w\right)$, значение которой определяется из выражения [10] и имеет вид

$$\omega_w = \frac{6\nu}{\left(9(\Delta n)^2/125\right)},$$

где Δn — расстояние по нормали между первым узлом и стенкой.

1.2.2. *Организация сетки и валидация*

В качестве примера рассмотрим случай для $L_1/h = 3$ (см. рис. 2). В других случаях, когда $L_1/h \neq 3$, соответствующие сетки создаются аналогичным образом. Расчетная область простирается от значения $-25h$ выше по течению от первого ребра до $58h$ вниз по течению в горизонтальном направлении и до $10h$ в вертикальном направлении (рис. 2*a*). Используется структурированная сетка, состоящая из неоднородных ячеек. Для разрешения области вязкого подслоя вблизи каждой стенки, которой в целом соответствует $y^+ < 5$ [10], используются сетки с различным измельчением. Для иллюстрации качества сетки, на рис. 2*b* и 2*c* показана область вблизи оребрённой поверхности.

Для того чтобы обеспечить точность и согласованность численных результатов, в обширной процедуре тестирования для каждой конфигурации ребер ($0{,}5h < L_1 < 15h$) использовалось несколько неравномерных сеток. Для улучшенного учета стенок вблизи каждой из них строились сетки мелкого размера (рис. 2). Потоки в оребрённых каналах в основном зависят от поведения пристенной турбулентности, которая контролируется значением y^+. Было проведено тестирование нескольких сеток при варьировании размеров их ячеек на ребре и пространстве между ними, а также при установлении максимального y^+ и минимального y_w^+ значений вдоль стенок канала.

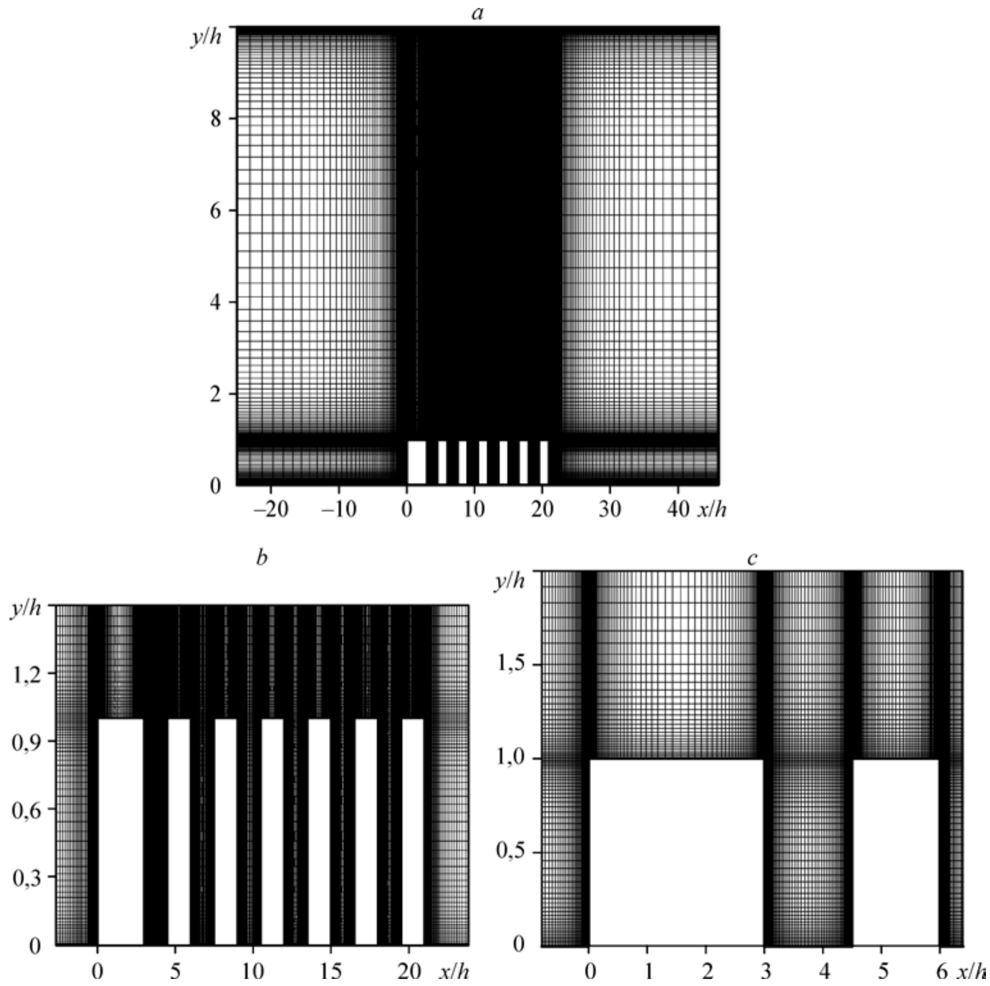

Рис. 2. Пример типичной сетки (L_1 = 1,5h).
a — расчетная область, *b* и *c* — области взаимодействия потока с ребрами.

2. Результаты и обсуждение

Статья посвящена исследованию явления отрыва и повторного присоединения турбулентного потока над массивом из семи прямоугольных ребер в канале, поиску ширины первого ребра, которая может обеспечить регулярную структуру для всех полостей, а также изучению влияния ширины первого ребра и числа Рейнольдса на поле потока. Основные параметры этого исследования приведены в таблице.

На рис. 3 представлены линии тока, полученные из средних компонент скорости. Расчеты выполнены для $1{,}5h \le L_1 \le 15h$. Для большей наглядности топологии потока на рис. 3*a* представлена увеличенная область вблизи первого ребра. Первое ребро может играть роль выступа при $L_1 > 5h$. Причем в полостях между каждыми двумя последовательными ребрами генерируется несколько вихрей. Начиная с третьего ребра, формы

Таблица

Параметры моделирования

h, м	H, м	L_1, м	l, м	w, м	Re_h
0,02	0,20	$h \le L_1 \le 15h$	1,5h	1,5h	$5480 \le \mathrm{Re}_h \le 6{,}85\cdot10^4$

вихрей практически подобны. За последним ребром видны (рис. 3*b*) два противовращающихся вихря, размеры которых зависят от ширины первого ребра. На рис. 3 показано, что при $L_1 \leq 5h$ в результате низкой интенсивности турбулентности, соответствующей слабой турбулентной диффузии вниз по потоку [29], поток не присоединяется к краю первого ребра. Отсутствие присоединения потока между ребрами ($w/h = 7$) также объясняется слабой турбулентной диффузией [29] и довольно значительной кинетической энергией турбулентности в окрестности точки присоединения потока [17]. Из рисунка видно, что при $L_1 = 1{,}5h$ образуется большая рециркуляционная зона, охватывающая первые две полости, которая поднимается до высоты $0{,}5h$ над ребрами. В экспериментальной работе [30] с помощью цифровой трассерной визуализации потоков (PIV, Particle Image Velocimetry) наблюдалась такая же структура потока. Начиная с третьей полости наблюдается регулярная (периодическая) структура. При $L_1 = 3h$ эта регулярная структура

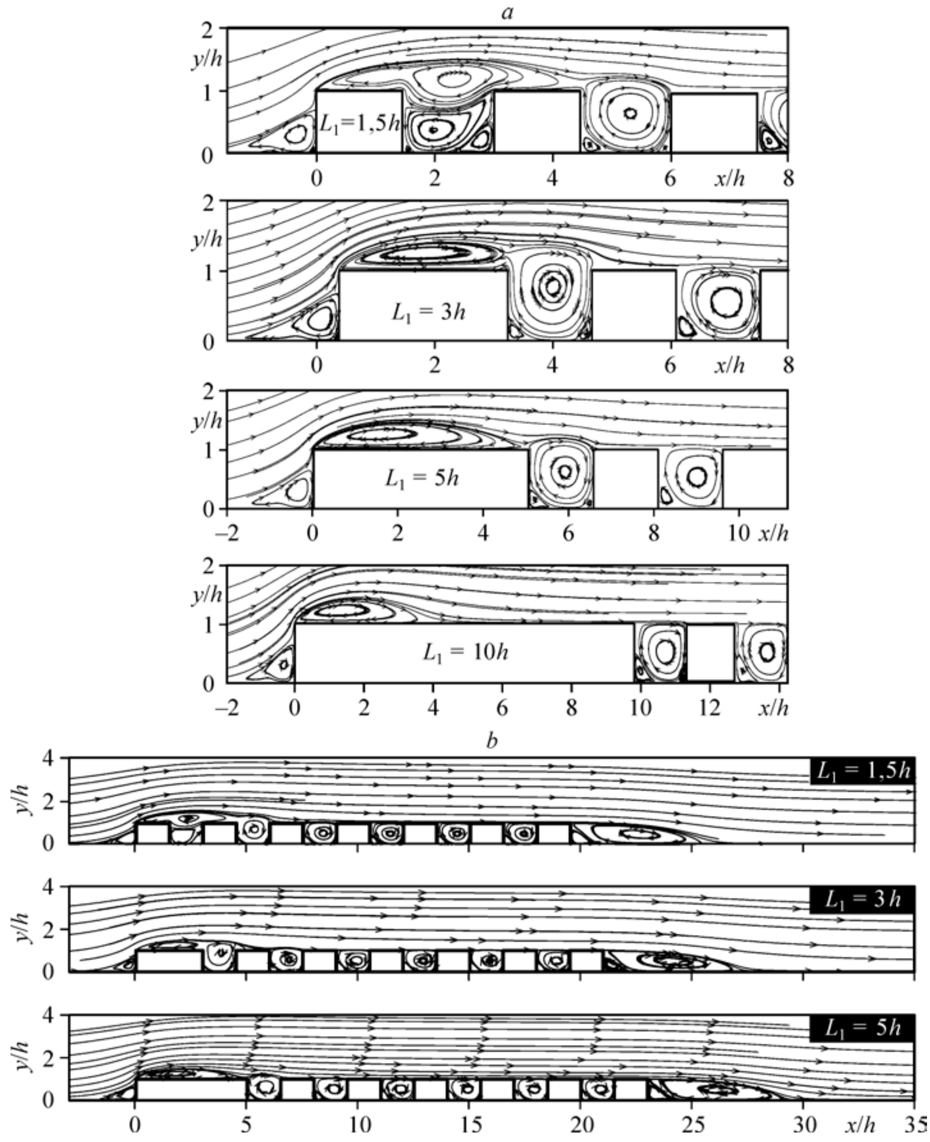

Рис. 3. Изолинии при $\mathrm{Re}_h = 20550$, $w = 1{,}5h$, $l = 1{,}5h$.

a — область первых ребер, *b* — область, охватывающая все ребра.

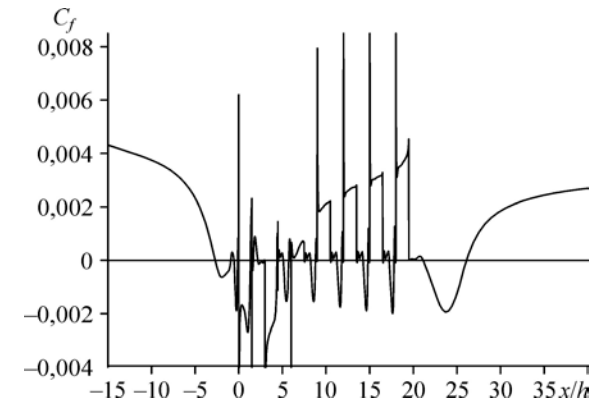

Рис. 4. Коэффициент поверхностного трения вокруг ребер. $L_1 = 1{,}5h$, $\mathrm{Re}_h = 20550$, $I = 0{,}7$ %.

появляется со второй полости, затем при $x = 5{,}3h$ происходит её присоединение на втором ребре. В работе [31] также с четвертого ребра наблюдалось такое периодическое поведение потока для случая шероховатости k-типа. При $L_1/h > 5$ сдвиговый слой присоединяется на вершине первого ребра, и периодическое течение заполняет практически все полости. Вниз по течению от каждого ребра создается большая зона рециркуляции, захватывающая два небольших вихря в нижнем углу. Однако ниже последнего ребра наблюдаются два противовращающихся вихря различной интенсивности, размеры которых зависят от характеристик потока и формы неровностей. Отметим, что местоположение центра основного вихря несколько смещается назад от грани последнего ребра при увеличении L_1, приводя к более ровной форме основной зоны рециркуляции. Сдвиговый слой в верхней части полости проникает дальше с ростом L_1, смещая точку присоединения. Поэтому длина присоединения увеличивается слабо.

Распределение коэффициента поверхностного трения для рассматриваемого потока указывает на размер каждого вихря. Положение $C_f = 0$ определяет длину вихря. Рис. 4 подтверждает, что регулярная структура появляется с третьей полости ($x/h = 7{,}5$) при $L_1 = 1{,}5h$. В случае $3h$ она наблюдается начиная со второй полости. Для более широкого первого ребра ($L_1/h > 5$) регулярная структура потока начинается со второго ребра за счет развития течения за выступом на вершине первого ребра.

Ширина первого ребра оказывает незначительное влияние на длину присоединения за уступом последнего ребра (см. рис. 5). Можно отметить ее небольшое увеличение при заданном числе Рейнольдса для самого большого ребра. Рис. 6 подтверждает данные для всех рассмотренных случаев ($1{,}5h \le L_1 \le 15h$) при высоких числах Рейнольдса, причем за последним ребром достигается асимптотическое значение длины присоединения.

Эволюция коэффициента давления при $y \approx h$ показывает (рис. 7*а*), что во всех случаях ($1{,}5h \le L_1 \le 15h$) распределение коэффициентов давления имеет одинаковый вид. Можно заметить, что наблюдается сильный неблагоприятный градиент давления перед каждым выступом. Каждый пик соответствует переднему краю ребер. Ширина первого ребра существенно влияет на коэффициент давления на начальном участке, продолжающемся до $x - L_1 \approx 7{,}56h$ (около третьего ребра). На выходе достигается атмосферное давление ($C_p = 0{,}0$). На расстоянии $y > 1{,}5h$ выше ребер их влияние уменьшается (отсутствуют явные пики). Вверх по течению от первого ребра при $y = 1{,}5h$ из-за препятствия потоку, приводящему к генерации больших градиентов

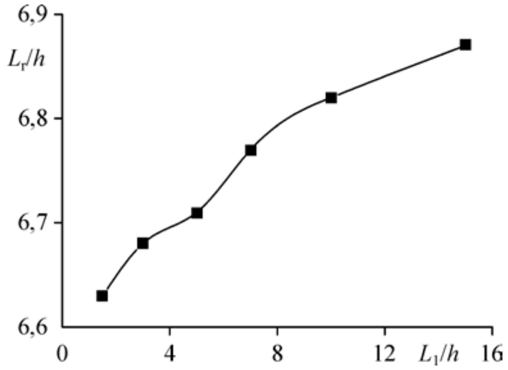

Рис. 5. Влияние ширины первого ребра на длину присоединения. $\mathrm{Re}_h = 20550$, $I = 0{,}7$ %.

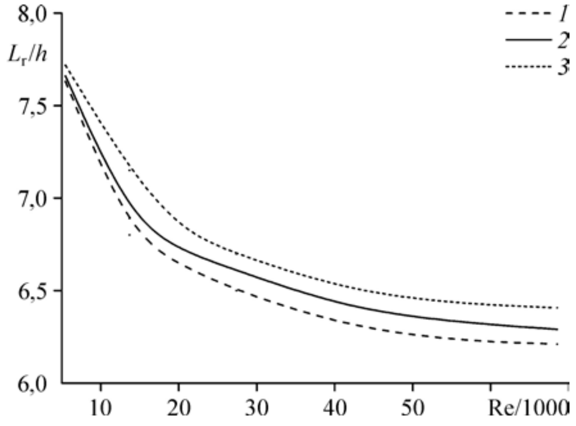

Рис. 6. Влияние числа Рейнольдса на длину присоединения. L_1/h = 1,5 (*1*), 5 (*2*), 10 (*3*).

скорости и интенсивной положительной вертикальной скорости, устанавливается высокий отрицательный градиент давления (рис. 7*b*), что демонстрирует наличие отрыва сдвигового слоя. Таким образом, поток над полостями существенно ускоряется (U/U_0 ~ 1,13 при $0 < x/h < 24$ и $2 < y/h < 9{,}5$). Ниже по течению от последнего ребра статическое давление на стенке является почти постоянным в области, окруженной вторичным вихрем, и наблюдается неблагоприятный градиент давления на стенке в области, окруженной большим вихрем, что вызывает увеличение вязкого трения.

Рассматриваемая задача подразумевает полностью турбулентное течение ($5480 \leq \mathrm{Re}_h \leq 6{,}85 \cdot 10^4$), поэтому стационарное решение, полученное в данном исследовании, несколько отличается от решения нестационарной задачи для потока за уступом в канале прямоугольного сечения, которая была описана в работе [32]. Кроме того, боковые стенки канала могут создавать трехмерный поток, что было также показано в этой работе. Настоящее решение соответствует плоскости симметрии канала. Рассмотрение трехмерной нестационарной задачи предполагается в будущем. Поле турбулентности изучается на основе изменения её кинетической энергии. Все контуры кинетической энергии турбулентности имеют максимальные значения вблизи передней кромки первого ребра, что соответствует сильным градиентам скорости и, следовательно, отражает интенсивное производство турбулентности. Также кинетическая энергия турбулентности имеет значительную величину над двумя первыми ребрами, у передней кромки ребра и в области, расположенной выше точки присоединения (рис. 8). В сечениях $x = L_1$ и $x = L_1 + 1{,}5h$ кинетическая энергия турбулентности k является значительной в границах $1 < y/h < 2$. Снижение k в зависимости от L_1 отражает картину установления потока над полостями. Оно также подчеркивает затухание взаимодействия между потоком внутри первой

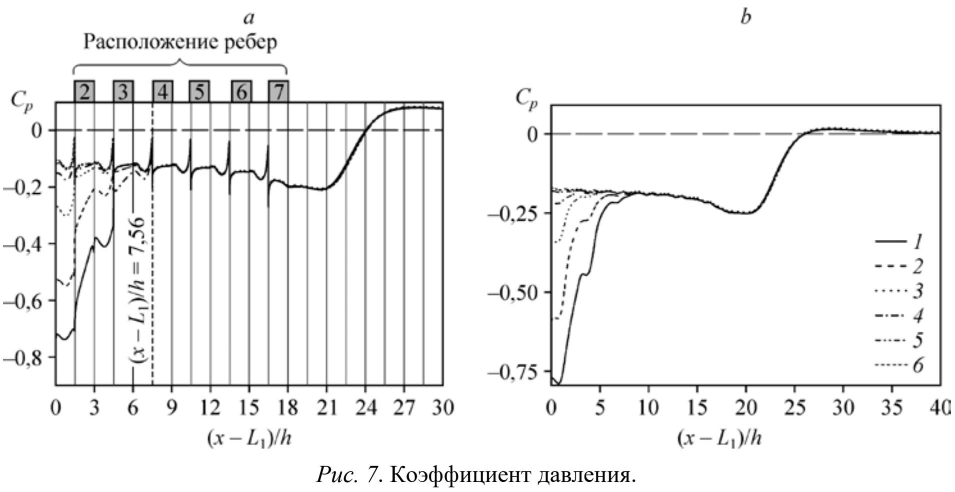

Рис. 7. Коэффициент давления.
a — вниз по течению от первого ребра при $y = h$, *b* — на расстоянии $y = 1{,}5h$, над ребрами; L_1/h = 1,5 (*1*), 3 (*2*), 5 (*3*), 7 (*4*), 10 (*5*), 15 (*6*).

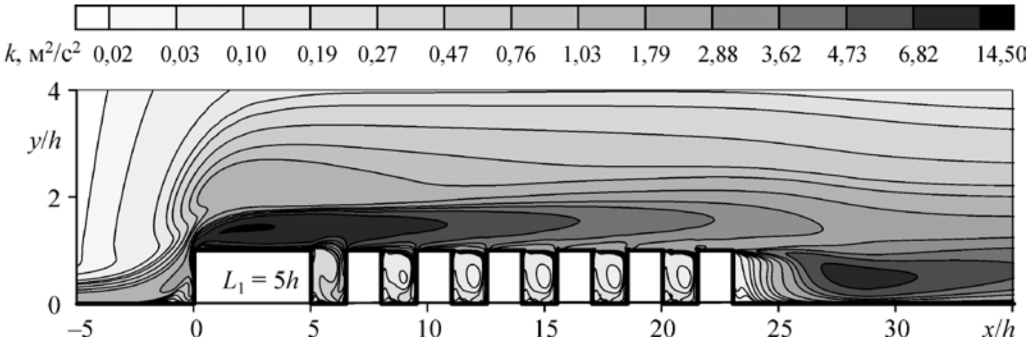

Рис. 8. Изолинии кинетической энергии в м^2/с^2.

полости и внешним потоком. Кинетическая энергия турбулентности k является очень низкой в верхней части межреберных полостей, тогда как на вершинах ребер влияние ширины L_1 проявляется до третьего ребра; за уступом последнего ребра величина k уменьшается с увеличением L_1.

Как показано на рис. 3, для всех тестовых случаев ($1{,}5h \le L_1 \le 15h$) в пределах каждой межреберной полости, начиная с третьего ребра, появляются регулярные (периодические) структуры. В дальнейшем детальном исследовании рассмотрим полость между пятым и шестым ребрами (5-й шаг). Продольная скорость и профили кинетической энергии турбулентности вдоль прямых участков соответственно в центре верхней части ребра и в центре трех вихрей, наблюдаемых внутри полости, указывают на одинаковую эволюцию при $y > h$. Отметим, однако, наличие отрицательных значений U вдоль центрального сечения полости при $y/h < 1$, которые приближаясь к $y/h = 1$ линейно возрастают (см. [2], [8]). В каждой межреберной полости кинетическая энергия турбулентности увеличивается очень быстро, достигая своего максимума при $0{,}5h$ над полостью, и затем уменьшается к $y/h = 5$. Она остается постоянной до $y/h = 9{,}5$ и увеличивается в непосредственной близости верхней стенки канала.

Когда ширина первого ребра увеличивается, кинетическая энергия турбулентности в полости уменьшается. Это позволяет предположить, что высокая кинетическая энергия турбулентности ускоряет присоединение сдвигового слоя. Во всех случаях максимальное значение достигается над полостью при $0{,}5h$. Локальный коэффициент трения C_f вдоль шага 5 является положительным на вершине ребра, но внутри полости наблюдаются его отрицательные значения из-за наличия главной рециркуляционной зоны и двух вторичных вихрей. Так, средний коэффициент трения $\overline{C_f}$ в полости и на вершине ребра равен $-0{,}00013$ и $0{,}00124$ соответственно. Отметим, что в полости его величина имеет отрицательное значение и она мала по сравнению с его значением на вершине ребра. Здесь

$$\overline{C_f} = \int_0^\lambda C_f dx \Big/ \lambda = 0{,}00124 \quad \text{при } \lambda = 3h. \tag{12}$$

Местное давление на обеих вертикальных стенках шага 5 получается из

$$\overline{C_p} = \int_0^h C_p dy \Big/ h, \quad C_p = 2\frac{P - P_0}{\rho U_0^2}, \quad P_0 = P_{\text{atm}} = 0. \tag{13}$$

Формула для коэффициента сопротивления, осредненного на одном периоде неровности $\lambda = 3h$, имеет вид:

$$\overline{C_D} = \frac{\left[\int_0^h Pdy\right]_{0,27}^{0,3}}{\lambda\rho U_0^2} = \frac{\overline{C_p}(x=0,3) - \overline{C_p}(x=0,27)}{3} = 0,003964 \approx 3,2\overline{C_f}. \tag{14}$$

Полный средний коэффициент сопротивления, осредненный по одной неровности, составляет $\overline{C} = \overline{C_f} + \overline{C_D} = 0,0052.$ Это соответствует средней динамической скорости, определяемой как

$$\frac{\overline{U_\tau}}{U_0} = \sqrt{\frac{\overline{C_f} + \overline{C_D}}{2}} = 0,051. \tag{15}$$

В работе [17] авторы получили диапазон 0,003 < $\overline{C} < 0{,}009$ для квадратных ребер при Re = 42001 ≤ w/h ≤ 4 и для высоты половины канала ($H/2$) при h/H = 0,1. Эти же авторы для таких же условий, как и ранее, в работе [18] получили $0,05 < \overline{U_\tau}/U_0 < 0,075$. Рис. 9*a* иллюстрирует осредненный коэффициент поверхностного трения, характеризующий поток в зависимости от Re, для разной ширины первого ребра, а на рис. 9*b* представлен коэффициент аэродинамического сопротивления $\overline{C_D}$. Все кривые показывают асимптотическое значение для высоких чисел Рейнольдса. Зоны рециркуляции и средний коэффициент трения на оребренной стенке сокращаются при увеличении Re. Однако, как было установлено в работе [18], аэродинамическое сопротивление остается практически нечувствительным к этому параметру. Далее рассмотрим коэффициент трения Дарси для всей области. Проекция уравнения импульса вдоль продольной оси (оси x) задается уравнением

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x} - \rho\overline{u^2} - \rho U^2\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial y} - \rho\overline{uv} - \rho UV\right). \tag{16}$$

Левая часть этого уравнения равна нулю, так как скорость потока является постоянной. Проинтегрировав уравнение (16) по x между входом (x = 0) и выходом ($x = L$), получим

$$\begin{gathered} -\left[P(L,y) - P(0,y)\right] - \sum_{i=1}^{i=7}\left[P_{x=i+1} - P_{x=i}\right] + \left(\mu\frac{\partial U}{\partial x} - \rho\overline{u^2} - \rho U^2\right)_L - \\ -\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x} - \rho\overline{u^2} - \rho U^2\right)_0 + \int_0^L \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial y} - \rho\overline{uv} - \rho UV\right)dx = 0. \end{gathered} \tag{17}$$

Проинтегрировав последнее уравнение по y между y = 0 и $y = H$ с учетом

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{L,y} = \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{0,y} = 0 \text{ и } \overline{uv} = UV = 0,$$

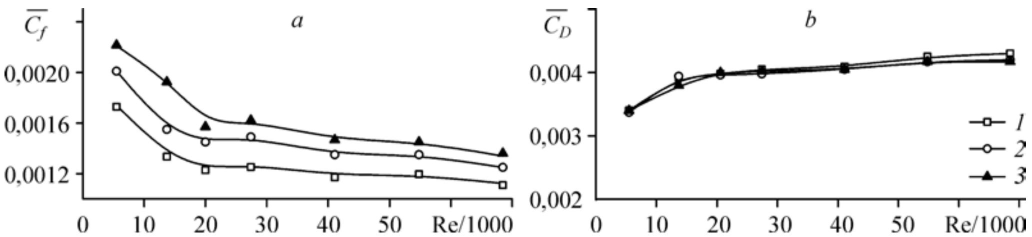

Рис. 9. Эволюция среднего коэффициента поверхностного трения на одном периоде (шаг 5).
a — осредненный коэффициент поверхностного трения,
b — осредненный коэффициент аэродинамического сопротивления;
a, *b*: L_1/h = 1,5 (*1*), 5 (*2*), 10 (*3*).

получим баланс сил, приложенных к рассматриваемой области:

$$\int_0^H \left[p(L,y) - p(0,y) + \left(\overline{\rho u^2} + \rho U^2\right)_{x=L} - \left(\overline{\rho u^2} + \rho U^2\right)_{x=0} \right] dy +$$
$$+\int_0^h \sum_{i=1}^{i=7} \left[p_{x_i=b} - p_{x_i=a} \right] dy - \int_0^L \left[\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=H} - \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} \right] dx = 0, \tag{18}$$

где $\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_H$ — сила трения на верхней стенке канала, а $\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_0$ — сила трения на нижней (с ребрами) стенке. Сгруппировав условия с одинаковыми индексами, приходим к выражению

$$\int_0^H (P + \rho\overline{u^2} + \rho U^2)_{x=0} dy - \int_0^H (P + \rho\overline{u^2} + \rho U^2)_{x=L} dy = \tau_x \cdot L, \tag{19}$$

здесь

$$\tau_x = \frac{\int_0^h \sum_{i=1}^{i=7} \left[P_{x=i+1} - P_{x=i} \right] dy - \int_0^L \left[\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=H} - \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} \right] dx}{L}, \tag{20}$$

x_i и x_{i+1} — положение вертикальных граней одного ребра (ребра i).

Первый член уравнения для τ_x представляет собой аэродинамическое сопротивление при наличии ребра, а второй — вязкую силу трения на верхней и нижней стенках канала и на верхней части ребра. Коэффициент трения Дарси определяется как $f = 8\tau_x / \rho U_0^2$. При заданном Re для большего первого ребра коэффициент трения Дарси f увеличивается. Это приводит к расширению зоны рециркуляции. Далее при том же Re коэффициент трения Дарси уменьшается из-за сокращения зоны рециркуляции за последним ребром.

Баланс сил на единицу длины на первом ребре в направлении основного потока включает силы давления F_p на вертикальных гранях ребра и силы вязкости F_ν на его поверхности: $F_p + F_\nu = F_T$, где F_T — сила сопротивления, приложенная к первому ребру,

$$F_p = \int_0^h (P(x=0) - P(x=L_1))dy, \quad F_\nu = \int_0^{L_1} \tau_{wx} dx. \tag{21}$$

С учетом формы ребер коэффициент аэродинамического сопротивления определяется по формуле $\overline{C_D} = 2F_p / \left(\rho U_0^2 L_1\right)$, а коэффициент сопротивления из-за трения на вершине ребер имеет вид $\overline{C_f} = 2F_\nu / \left(\rho U_0^2 L_1\right)$.

Рисунок 10*a* иллюстрирует влияние числа Рейнольдса на силы давления и полное сопротивление на первом ребре и показывает, что силы вязкости ничтожно малы по сравнению с аэродинамическими силами. Рис. 10*b* подтверждает, что для заданного числа Рейнольдса силы полного сопротивления на первое ребро уменьшаются при его уширении. Действительно, когда ребро становится шире, поток, как правило, создает в прилегающий полости область рециркуляции меньшего объема. Вследствие этого сила давления на задней поверхности ребра становится больше. Рис. 10*c* показывает, что коэффициент аэродинамического сопротивления $\overline{C_D}$ практически нечувствителен к числу Рейнольдса. Кривые зависимостей $\overline{C_f}$ и $\overline{C_D}$ от L_1/h на рис. 10 также показывают, что вязкие силы

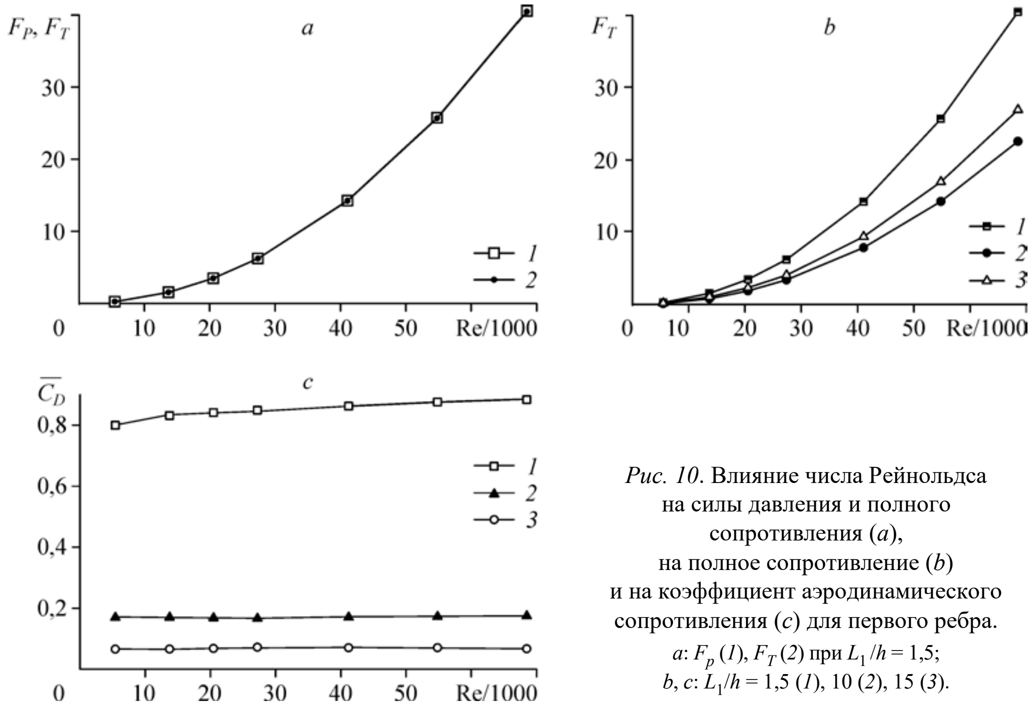

Рис. 10. Влияние числа Рейнольдса на силы давления и полного сопротивления (*a*), на полное сопротивление (*b*) и на коэффициент аэродинамического сопротивления (*c*) для первого ребра.
a: F_p (*1*), F_T (*2*) при $L_1/h = 1{,}5$;
b, *c*: $L_1/h = 1{,}5$ (*1*), 10 (*2*), 15 (*3*).

ничтожно малы по сравнению с силами давления. Функции $\overline{F_T}$ и $\overline{C_D}$ качественно похожи, их уменьшение свидетельствует о том, что интенсивность рециркуляции за широким ребром уменьшается, в то время как их значения становятся асимптотическими в случае широких ребер вследствие восстановления потока после присоединения на вершине (рис. 11*a* и 11*b*). Зависимость $\overline{C_f}$ от L_1/h имеет минимум при $L_1/h = 4$ (рис. 11*c*).

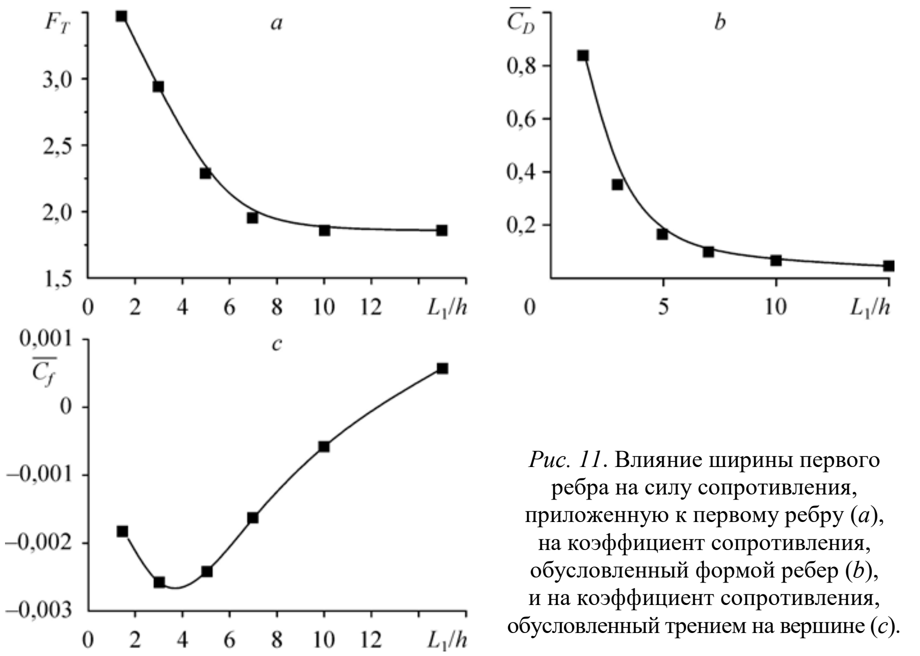

Рис. 11. Влияние ширины первого ребра на силу сопротивления, приложенную к первому ребру (*a*), на коэффициент сопротивления, обусловленный формой ребер (*b*), и на коэффициент сопротивления, обусловленный трением на вершине (*c*).

Это значение разграничивает две структуры потока, развивающиеся за двумя первыми ребрами: при $L_1/h < 4$ большая рециркуляционная зона охватывает два первых шага ребер, а при $L_1/h > 4$ зона рециркуляции в первой полости стремится изолировать внешний поток.

Заключение

В работе определяется ширина первого препятствия, которая обеспечивает регулярность структур во всех полостях. Анализ показывает, каким образом ширина первого ребра влияет на область рециркуляции и, следовательно, на точки присоединения потока. Увеличенное по ширине первое ребро может играть роль выступа. Во всех случаях регулярные структуры появляются после третьего ребра. Уширение первого ребра L_{r} также вызывает уменьшение кинетической энергии турбулентности с последующим небольшим увеличением рециркуляции и незначительным снижением трения Дарси. Поток за период (шаг 5) становится глубже и подтверждает асимптотические значения, достигнутые при больших числах Рейнольдса для осредненных коэффициента трения $\overline{C_f}$, аэродинамического коэффициента сопротивления $\overline{C_D}$ и средней динамической скорости $\overline{U_\tau}$. Увеличение числа Рейнольдса вдоль всей оребренной стенки приводит к сокращению зоны рециркуляции и среднего коэффициента трения, но аэродинамический коэффициент сопротивления $\overline{C_D}$ остается практически постоянным. В будущем исследовании для большей точности планируется рассмотреть трехмерные эффекты для данной конфигурации потока, индуцированные боковыми стенками канала и нестационарностью потока.

Обозначения

b — ширина канала и длина ребра, м,
C_p — коэффициент статического давления на стенке,
C_f — коэффициент поверхностного трения,
h — высота ребра, м,
H — толщина канала, м,
I — интенсивность турбулентности,
K — кинетическая энергия турбулентности, (м^2/с^2),
L_1 — ширина первого ребра, м,
L_{r} — длина до присоединения, м,
l — ширина от 2 до 7-го ребра, м,
P_0 — атмосферное статическое давление, Па,
R_{ij} — напряжение Рейнольдса, м^2/с^2,
Re_h — число Рейнольдса по h,
U — продольная компонента скорости, м/с,
U_{e} — скорость на входе, м/с,
v — перпендикулярная скорость возмущений, м/с,
w — расстояние между двумя соседними ребрами, м,
x — продольная координата, м,
y — вертикальная координата, м.

Греческие символы

δ — толщина пограничного слоя, м,
δ_{ij} — символ Кронекера,
ε — скорость диссипации турбулентности, м^2/с^3,
ω — удельная скорость диссипации, с$^{-1}$,
Ω_{ij} — компоненты завихренности, с,
ν — кинематическая вязкость, кг/(м·с),
ν_{t} — турбулентная вязкость, м^2/с,
ρ — плотность жидкости, кг/м^3,
λ — длина шага (период), м.

Список литературы

1. **Wang L., Salewski M., Sundén B.** Turbulent flow in a ribbed channel: Flow structures in the vicinity of a rib // Experimental Thermal & Fluid Sci. 2010. Vol. 34, No. 2. P. 165–176.
2. **Nagano Y., Hattori H., Houra T.** DNS of velocity and thermal fields in turbulent channel flow with transverse-rib roughness // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2004. Vol. 25, No. 3. P. 393–403.
3. **Vogiatzis I.I., Denizopoulou A.C., Ntinas G.K., Fragos V.P.** Simulation analysis of air flow and turbulence statistics in a rib grit roughened duct // Scientidic World J. 2014. Article ID 791513. 10 p.
4. **Kant K., Qayoum A.** Numerical investigations of fluid flow and heat transfer in a ribbed heated duct with variable aspect ratios // Recent Trends in Fluid Mechanics. 2016. Vol. 3, Iss. 1. P. 23–37.
5. **Antoniou J., Bergeles G.** Development of the reattached flow behind surface-mounted two-dimensional prisms // J. Fluids Engng. 1988. Vol. 110, No. 2. P. 127–133.

6. **Kim H.-M., Kim K.-Y.** Design optimization of rib-roughened channel to enhance turbulent heat transfer // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. P. 5159–5168.
7. **Xie G., Zheng S., Zhang W., Sundén B.** A numerical study of flow structure and heat transfer in a square channel with ribs combined downstream half-size or same-size ribs // Applied Thermal Engng. 2013. Vol. 61. P. 289–300.
8. **Cui J., Patel V.C., Lin C.L.** Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel with rib roughness // Int. J. Heat & Fluid Flow. 2003. Vol. 24, No. 3. P. 372–388.
9. **Ryu D.N., Choi D.H., Patel V.C.** Analysis of turbulent flow in channels roughened by two-dimensional ribs and three-dimensional blocks. Part I. Resistance // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2007. Vol. 28, No. 5. P. 1098–1111.
10. **Wilcox D.C.** Turbulence Modeling for CFD. 2nd Ed. La Canada, CA: DCW Industries, 1998. 540 p.
11. **Ryu D.N., Choi D.H., Patel V.C.** Analysis of turbulent flow in channels roughened by two-dimensional ribs and three-dimensional blocks. Part I I. Heat transfer // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2007. Vol. 28. P. 1112–1124.
12. **Eiamsa-ard S., Promvonge P.** Numerical study on heat transfer of turbulent channel flow over periodic grooves // Int. Communications in Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 35, No. 7. P. 844–852.
13. **Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Смульский Я.И.** Обтекание системы из нескольких ребер в условиях высокой турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 3. С. 361–367.
14. **Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Смульский Я.И.** Особенности теплообмена в отрывном течении за плоским ребром, расположенным под углом к основному потоку, при изменении внешней турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 2. С. 219–227.
15. **Yemenici O., Firatoglu Z.A., Umur H.** An experimental investigation of flow and heat transfer characteristics over blocked surfaces in laminar and turbulent flows // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55, No. 13. P. 3641–3649.
16. **Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А.** Особенности формирования вихревых структур в отрывном течении за выступом в канале при переходе к турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 325–334.
17. **Leonardi S., Orlandi P., Smalley R.J., Djenidi L., Antonia R.A.** Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 491. P. 229–238.
18. **Leonardi S., Orlandi P., Djenidi L., Antonia R.A.** Structure of turbulent channel flow with square bars on one wall // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2004. Vol. 25, No. 3. P. 384–392.
19. **Miyazawa J., Sato H., Hattori H., Nagano Y.** Numerical predictions of turbulent shear flows with impingement, detachment and reattachment // J. Japan Soc. Computational Fluid Dynamics, C08-2. 2001. 4 p.
20. **Moss W.D., Baker S.** Re-circulating flows associated with two-dimensional steps // Aeronautical Quarterly. 1980. Vol. 31, No. 3. P. 151–172
21. **Zhang C.X.** Numerical predictions of turbulent recirculating flows with a k-ε model // J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 1994. Vol. 51. P. 177–201.
22. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32. P. 1598–1605.
23. **Wongcharee K., Changcharoen W., Eiamsa-ard S.** Numerical investigation of flow friction and heat transfer in a channel with various shaped ribs mounted on two opposite ribbed walls // Int. J. Chem. React. Eng. 2011. Vol. 9, No. 1. P. A26.
24. **Moon M.A., Park M.J., Kim K.Y.** Evaluation of heat transfer performances of various rib shapes // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 71. P. 275–284.
25. **Yoon J.Y.** Application of turbulence models to separated flow over rough surfaces // J. Fluids Engng. 1995. Vol. 117, No. 2. P. 234–241.
26. **Bredberg J., Peng S.H., Davidson L.** An improved k-ω turbulence model applied to recirculating flows // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2002. Vol. 23, No. 6. P. 731–743.
27. **Bredberg J., Davidson L.** Low-Reynolds number turbulence models: an approach for reducing mesh sensitivity // J. Fluids Engng. 2004. Vol. 126, No. 1. P. 14–21.
28. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
29. **Ashrafian A., Andersson H.I., Manhart M.** DNS of turbulent flow in a rod-roughened channel // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2004. Vol. 25, No. 3. P. 373–383.
30. **Garcia Sagrado A.P., van Beeck J., Rambaud P., Olivari D.** Numerical and experimental modeling of pollutant dispersion in a street canyon // J. Wind Engng and Industrial Aerodynamics. 2002. Vol. 90. P. 321–339.
31. **Rau G., Cakan M., Moeller D., Arts T.** The effect of periodic ribs on the local aerodynamic and heat transfer performance of a straight cooling channel // ASME J. Turbomach. 1998. Vol. 120. P. 368–375.
32. **Williams P.T., Baker A.J.** Numerical simulation of laminar flow over a 3-D backward-facing step // Int. J. Numer. Methods in Fluids. 1997. Vol. 24. P. 1159–1183.

Статья поступила в редакцию 16 июня 2017 г.,
после переработки — 9 октября 2017 г.,
принята к публикации 2 ноября 2017 г.,
после дополнительной доработки — 18 октября 2019 г.