

УДК 532.517.6+536.24

Теплоотдача в турбулентной отрывной области за обратным уступом при пульсациях потока

И.А. Давлетшин^{1,2}, А.К. Аслаев¹, Н.И. Михеев¹, А.А. Паерелий¹

¹Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ
Казанский научный центр РАН

²Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева — КАИ

E-mail: davlet60@mail.ru

Представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи пульсирующего потока воздуха в отрывной области за обратным уступом. Получены данные по распределениям коэффициента теплоотдачи. Установлено, что на расстоянии более десяти высот уступа от его кромки коэффициент теплоотдачи под влиянием вынужденных пульсаций потока находится в пределах $\pm 10\%$ от стационарного уровня. По направлению к уступу интенсификация теплоотдачи относительно стационарных режимов растет. Непосредственно за кромкой отрыва пульсации потока приводят к локальной интенсификации теплообмена до двукратного уровня и выше. При этом в целом в отрывной зоне за уступом интенсификация теплоотдачи достигала максимума (70 %) при числе Струхала $Sh \sim 1$.

Ключевые слова: обратный уступ, отрыв потока, пульсации потока, число Струхала, интенсификация теплоотдачи.

Введение

Отрыв потока в различных устройствах в зависимости от условий его возникновения может рассматриваться как желательное или нежелательное явление. В первом случае речь обычно идет об интенсификациях тепло- и массообменных процессов. Во втором — о росте гидравлических потерь или локальных перегревах. К числу классических задач гидродинамики и теплофизики относится исследование процессов в отрывных потоках за обратным уступом. Выявление гидродинамической картины течений в отрывной области является важной задачей [1], особенно интересным представляется образование и движение вихревых структур [2]. На практике применяются различные способы воздействия на структуру отрывных потоков. В работе [3] рассматривался периодический вдув–отсос рабочей среды через кромку обратного уступа, что привело к сокращению длины рециркуляционной зоны до 35 % при амплитуде пульсаций скорости 7 %.

Согласно современным представлениям коэффициент теплоотдачи как за обратными уступами, так и за ребрами (выступами) имеет характерные немонотонные распределения с минимумом вблизи уступа (ребра) и максимумом вблизи точки присоединения оторвавшегося потока [1]. При этом оценка теплоотдачи может быть проведена

по различным эмпирическим соотношениям, в частности, максимальные значения — по обобщению, сделанному в работе [4]. Для ламинарных течений приемлемые результаты могут быть получены на основе численных расчетов, так, например, в работе [5] были получены распределения теплоотдачи при обтекании ребер в условиях свободной конвекции. С целью интенсификации теплоотдачи предлагаются различные способы организации отрыва потока, в частности, за счет варьирования форм и размеров выступов, их пространственного положения [6, 7].

В общем случае течения в различных трактах имеют нестационарный характер. Чаще всего нестационарность проявляется в виде пульсирующих течений. Наложённые пульсации потока способны существенным образом повлиять на профили скоростей, касательные напряжения, ламинарно-турбулентный переход, волновую структуру потока, теплоотдачу и т.д. [8–12]. Применительно к теплоотдаче в гладких каналах возможна как интенсификация на пульсирующих режимах [13], так и, наоборот, ее снижение [14]. В частности, теплоотдача в каналах может иметь повышенные значения при низких частотах и пониженные — при высоких [15–17]. Однако при этом наблюдаются значительные изменения мгновенных значений теплоотдачи: фазам больших скоростей соответствуют большие тепловые потоки, фазам малых скоростей — малые. Необходимо отметить, что экспериментальные исследования в этом случае, особенно на высокочастотных режимах, затруднены необходимостью использования надежных быстродействующих датчиков температуры и теплового потока. Этим объясняется относительная немногочисленность экспериментальных работ по мгновенным значениям теплового потока по сравнению с работами по осредненной теплоотдаче [18].

Более сложная картина течения наблюдается в отрывных потоках при наложенных пульсациях потока. Величина теплоотдачи в каналах с ребрами [19, 20], при обтекании цилиндров [21–24] или различных препятствий [25], в волнообразных каналах [26] всегда показывает заметный прирост на пульсирующих режимах потока теплоносителя. Интенсификация может достигать более чем двукратной величины относительно стационарных значений. Особенностью таких течений, влияющей на их структуру и теплообмен, является вихреобразование в отрывной области. Периодически образующиеся вихри способствуют увеличению массо- и теплообменных процессов в потоках. В работе [27] за диафрагмой на пульсирующих режимах течения был получен эффект 60 %-го прироста теплоотдачи по сравнению со стационарным режимом. При этом было отмечено смещение положения максимума коэффициента теплоотдачи ближе к диафрагме и зафиксирован пятикратный рост локального коэффициента теплоотдачи в ближней к диафрагме области. Аналогичное смещение положения максимума коэффициента теплоотдачи также отмечалось в работе [28] при воздействии на поток акустических возмущений различной частоты и амплитуды в окрестности квадратного выступа, однако увеличения теплогидравлической эффективности, сопоставимого с достигнутым в исследовании [27], получить не удалось. Интенсификация теплообмена при периодическом локальном вдуве струи в поток через кромку обратного уступа изучалась в работе [29]. Было получено увеличение коэффициента теплоотдачи в ближнем следе за обратным уступом на 40 % при безразмерной частоте вдува (числе Струхаля), равной 0,275.

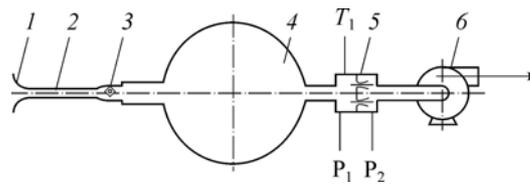
Таким образом, изучение влияния вынужденных колебаний потока на распределение коэффициента теплоотдачи в отрывной области за обратным уступом направлено на выявление основных закономерностей процесса передачи тепла в пульсирующих течениях. Исследуются режимы вынужденных колебаний расхода теплоносителя по гармоническому закону. При этом выполняются измерения осредненных по времени значений коэффициента теплоотдачи на стенке.

Постановка эксперимента

Исследования проводились на экспериментальной установке (рис. 1), в которой в качестве рабочего участка использовался плоский канал 2 с входным устройством 1.

Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — входное устройство, 2 — рабочий участок,
3 — пульсатор, 4 — ресивер,
5 — сопловой блок, 6 — турбокомпрессор.



Пульсации потока рабочей среды (воздуха) по закону, близкому к гармоническому, создавались пульсатором 3 путем периодического перекрывания проходного сечения канала заслонкой. Расход воздуха в установке создавался турбокомпрессором 6, работающим на отсос. Между каналом и турбокомпрессором был установлен сопловой блок 5 с набором критических сопел Вентури с тороидальными горлами, изготовленных по стандарту ISO 9300:2005 (Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles). Значения расхода (скорости) воздуха устанавливались открытием набора таких сопел с различными проходными диаметрами. По результатам поверки сопел на эталонной установке, выполненной перед использованием их в экспериментах, расширенная относительная неопределенность расхода через сопла при коэффициенте охвата 2 не превышала 0,25 %. Учитывалась зависимость расхода от температуры воздуха T_1 перед соплами, измеренной платиновым термометром сопротивления Pt100. В экспериментах обеспечивался перепад давления на соплах, необходимый для гарантированной работы сопел на критическом режиме истечения. Этот перепад давления контролировался измерителями P_1 и P_2 . Между пульсатором и блоком критических сопел размещался ресивер 4 объемом $1,5 \text{ м}^3$, который сглаживал пульсации давления перед соплами. Следует отметить, что воздух поступал в рабочий участок экспериментальной установки из окружающей среды (помещения лаборатории), никаких иных воздействий на поступающий воздух в экспериментах не оказывалось. Перед входным устройством находилось свободное пространство большого объема с неподвижным воздухом.

Рабочий участок 2 установки представлял собой канал прямоугольного сечения длиной $L = 600 \text{ мм}$, высотой $H = 115 \text{ мм}$ и шириной $B = 150 \text{ мм}$ (рис. 2). На входе в канал было установлено плавное в одной плоскости входное устройство 1, следом за которым был сформирован обратный уступ 6 высотой $h = 20 \text{ мм}$. Входное сечение имело размеры $95 \times 150 \text{ мм}^2$. Теплообменный участок 5 длиной $l = 455 \text{ мм}$, используемый для исследования теплоотдачи, располагался за обратным уступом. Таким образом, геометрия рабочего участка с довольно большим отношением ширины канала к высоте обратного уступа ($B/h = 7,5$) дала возможность считать угловые зоны отрывной области в местах сопряжений стенок канала относительно небольшими. Исходя из этого, отрывная область потока (за исключением угловых зон) считалась двумерной. Что касается высоты обратного уступа, к ее величине предъявляются два противоречивых требования. С одной стороны она должна быть значительной, что позволило бы проводить подробные измерения в отрывной области, с другой — относительно малой, чтобы не было сильного загромождения сечения канала. Соблюдение указанных условий необходимо, чтобы в предельном случае характер течения не оказался струйным вместо отрывного. Можно считать, что при $h = 20 \text{ мм}$ и $h/H = 0,17$ компромисс в этом плане был достигнут. Кроме того, расположение обратного уступа непосредственно за входным устройством позволяло считать, что

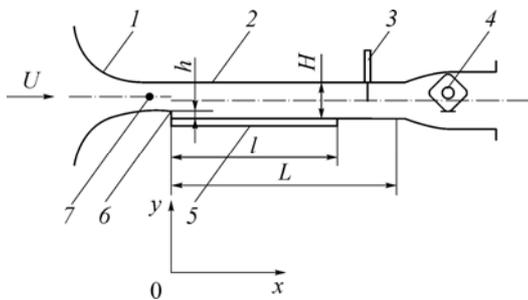


Рис. 2. Рабочий участок.

1 — входное устройство, 2 — плоский канал,
3 — термоанемометр, 4 — пульсатор,
5 — теплообменная стенка,
6 — обратный уступ, 7 — термометр.

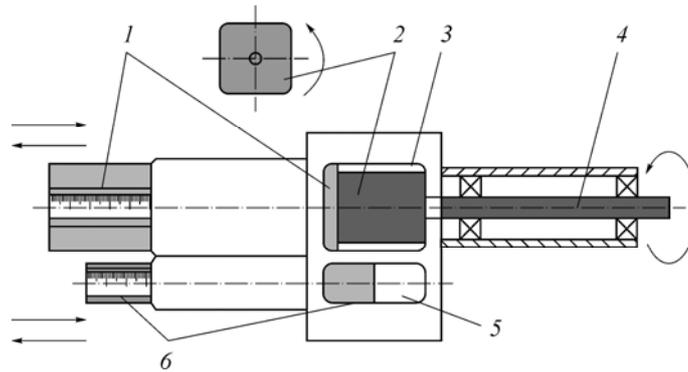


Рис.3. Схема пульсатора.

1 — регулятор динамического окна, 2 — вращающаяся заслонка,
3 — динамическое окно, 4 — вращающийся вал, 5 — статическое окно,
6 — регулятор статического окна.

толщина пограничного слоя перед отрывом потока была мала по сравнению с высотой уступа.

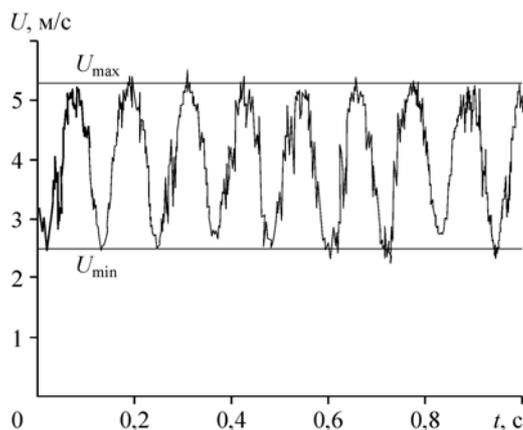
Значения амплитуд пульсаций потока, создаваемых пульсатором 4, определялись по измерениям локальных значений скорости потока термоанемометром 3, установленным на расстоянии ~ 100 мм от выходного сечения рабочего участка на оси канала. Термоанемометр с чувствительной нитью из вольфрама диаметром 5 мкм предварительно калибровался в диапазоне рабочих скоростей. При измерениях считывание показаний термоанемометра проводилось в течение 2 секунд с частотой 5000 Гц. Измерения температуры поступающего из окружающей среды воздуха проводились платиновым термометром сопротивления Pt100 7, который был установлен во входном устройстве канала.

Схема поперечного разреза пульсатора представлена на рис. 3. В экспериментах воздух протекал через два окна: динамическое 3, проходное сечение которого по близкому к гармоническому закону перекрывалось вращающейся заслонкой 2, и статическое 5, сечение которого в течении одного опыта не изменялось. Степень открытия динамического окна управлялась перемещением регулятора 1, который по сути представлял собой подвижный экран со штоком. Аналогично регулятор (экран) 6 открывал/закрывал статическое окно. Управление было ручным и позволяло устанавливать различные уровни амплитуд пульсаций скорости потока путем реализации определенных соотношений площадей проходных сечений окон. Увеличение амплитуды пульсаций скорости потока достигалось путем открытия динамического окна и/или закрытия статического окна. Конструкция пульсатора не предполагала относительных амплитуд пульсаций скорости выше 100 %, хотя такие режимы могли возникнуть вблизи резонансных частот. Частота вынужденных пульсаций потока определялась скоростью вращения заслонки, которая была установлена на валу, соединенном с электродвигателем. Заслонка представляла собой цилиндр, поперечное сечение которого имело вид квадрата с закругленными углами. Скорость вращения вала электродвигателя регулировалась частотным преобразователем VACON 0010-3L-0008-4. Подробное описание пульсатора приведено в работе [30].

Для организации процесса теплообмена между стенкой и потоком воздуха в экспериментах теплообменная стенка нагревалась постоянным электрическим током от аккумуляторов с электродвижущей силой $E = 24$ В. Это обеспечивало граничные условия, близкие к $q = \text{const}$. Опыты проводились в диапазоне частот вынужденных пульсаций $f = 0-70$ Гц. При этом минимальная длина звуковой волны составляла $\lambda = 4,9$ м (на режиме с частотой 70 Гц). В этих условиях при $L \ll \lambda$ амплитуда пульсаций потока по длине канала

Рис. 4. Осциллограмма скорости потока на пульсирующем режиме с расходом $Q = 251 \text{ м}^3/\text{ч}$ и частотой $f = 10 \text{ Гц}$.

считалась постоянной. Относительные значения амплитуд скорости определялись по осциллограммам скорости потока на оси канала (рис. 4), полученным путем термоанемометрических измерений: $\beta = A_U/U$, где амплитуда $A_U = (U_{\max} - U_{\min})/2$, среднее значение скорости $U = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt$, T — промежуток



времени с большим числом периодов пульсаций. В качестве U_{\max} и U_{\min} принимались осредненные за большое количество периодов значения соответствующих локальных экстремумов без учета турбулентных пульсаций. Сравнительно высокий уровень турбулентных пульсаций связан с измерениями в возмущенной обратным уступом области потока. В экспериментах осциллограммы скорости контролировались измерениями термоанемометром и были близки к распределению по гармоническому закону. В этих условиях для определения средней скорости использовалось более простое соотношение $U = (U_{\max} + U_{\min})/2$, которое в целом справедливо для любых симметричных сигналов. В работе исследовались режимы пульсирующих течений с относительной амплитудой скорости потока $\beta \sim 0,35$. Пульсации потока считались близкими к гармоническим:

$$U(t) = U(1 + \beta \sin(2\pi ft)).$$

Измерение осредненных по времени значений локальных коэффициентов теплоотдачи выполнялось с использованием методики, позволяющей осуществлять нагрев теплообменной поверхности с одновременным определением ее локальных температур на основе измерения связанных с ней электрических сопротивлений нагревательных элементов. Для этого в часть стенки рабочего участка встраивалась теплообменная стенка 5 (рис. 2). Основным элементом стенки являлась печатная плата длиной $l = 455 \text{ мм}$, шириной 230 мм и толщиной $1,5 \text{ мм}$ (рис. 5). На стороне платы, обращенной внутрь канала, медное покрытие было вытравлено в виде зигзагообразных дорожек 3. Дорожки были локализованы на прямоугольных участках размерами $150 \times 9,5 \text{ мм}^2$. Количество таких участков, расположенных плотно друг за другом в продольном направлении с шагом $9,5 \text{ мм}$, составляло 47 штук. Каждая дорожка имела свои токовводы 1, что позволяло

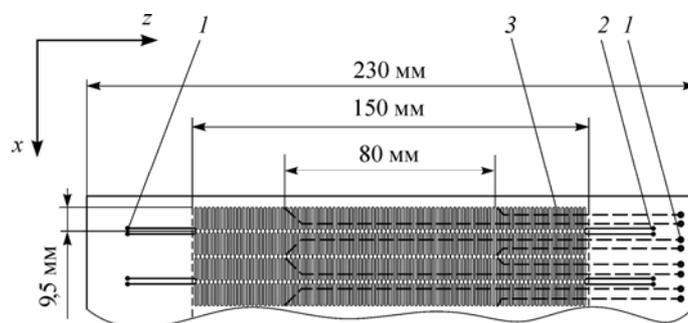


Рис. 5. Измерительная плата.

1 — токовводы, 2 — отводы для измерений напряжения,
3 — медная дорожка.

подключать их к источнику тока по последовательной или параллельной схеме. В предельном случае каждый элемент мог подключаться к своему источнику тока. В экспериментах была реализована схема из четырех цепей, подключенных параллельно к источнику тока. Три цепи имели в своем составе по 12 дорожек, соединенных последовательно, четвертая состояла из 11 дорожек. Центральные части дорожек размером $F = 80 \times 9,5 \text{ мм}^2$ имели электрические отводы 2, проходящие по обратной стороне платы, для измерений падения напряжения на участке цепи. Измерения электрического напряжения проводились с целью определения тепловыделения и электрического сопротивления участков дорожек и затем температуры соответствующих участков стенки по температурной зависимости сопротивлений.

Предварительно перед проведением экспериментов была выполнена калибровка зависимости электрических сопротивлений R_i дорожек от температуры T_i . Калибровка проводилась в специально изготовленном термостате, в который помещалась печатная плата. Температурная зависимость оказалась близкой к характеристикам термометров из технической чистой меди: в зависимости $R_i = R_{i0}(1 + \alpha_i(T_i - T_0))$ приведенный к $T_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ температурный коэффициент сопротивления оказался равным $\alpha_i = 0,0040 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (согласно [31] $\alpha_i = 0,00428 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). На обратной стороне платы по всей площади устанавливалась теплоизоляция, состоящая из двух воздушных камер толщиной 10 мм каждая. Наружная и разделительная стенки камер изготавливались из алюминиевой фольги. Такая конструкция позволяла снижать конвективную и лучистую утечки теплоты от нагретой платы.

В экспериментах теплообменная стенка нагревалась электрическим током на площади $455 \times 150 \text{ мм}^2$ в соответствии с граничными условиями второго рода: $q = \text{const}$. Следует отметить, что в силу некоторого (небольшого) различия силы тока в цепях (дорожках) и локальных различий в условиях теплообмена условие $q = \text{const}$ может выполняться нестрого. Однако проведенные измерения показали, что по всей длине измерительной платы разброс локальных значений плотности теплового потока не превышал $\pm 5 \%$ как по тепловыделению, так и по основному тепловому потоку при конвективной теплоотдаче.

Очевидно, что при нагревании стенки (по всей ширине канала) ее температурное поле будет неравномерным — по периметру нагреваемого участка будет происходить отток тепла в необогреваемую часть и в смежные стенки. Поэтому измерения температуры проводились в центральной части стенки там, где температурное поле можно считать равномерным по ширине. Расчетные оценки показали, что на ширине 80 мм это требование выполняется. В таких условиях измерительная часть платы, по сути, являлась совокупностью термометров сопротивления, расположенных с шагом $\Delta x = 9,5 \text{ мм}$ по длине канала и охватывающих полосу шириной 80 мм вдоль оси, т.е. с площадью покрытия $455 \times 80 \text{ мм}^2$. По результатам измерений определялись распределения температуры на теплообменной стенке в продольном направлении.

Таким образом, центральные части дорожек измерительной платы в опытах выполняли одновременно две функции: нагрев стенки джоулевым теплом и измерение локальных значений температуры стенки (в качестве термометра сопротивления).

Локальные значения коэффициента теплоотдачи, соответствующие продольным координатам x_i , определялись на основе уравнения теплового баланса

$$\alpha_i = \frac{q_i}{T_i - T_f} = \frac{U_i I_i - Q_i^*}{F(T_i - T_f)},$$

где T_i — локальное значение температуры стенки, T_f — температура потока на входе в канал, $U_i I_i$ — мощность тепловыделений электрического тока на измерительном участке, Q_i^* — потери тепла, F — площадь участка. Следует отметить, что в условиях

экспериментов температура воздуха при прохождении теплообменного участка повышалась не более чем на $0,6\text{ }^{\circ}\text{C}$ при малых расходах и не более чем на $0,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ при больших. Поэтому при определении α_i локальные значения температуры потока считались равными T_f . Это тем более справедливо на начальном (отрывном) участке, где прогрев потока был незначительным. Под потерями тепла здесь понимались по сути все тепловые потоки за исключением конвективной теплоотдачи. Сюда относились потоки тепла через теплоизоляцию, излучением, теплопроводностью к смежным стенкам и между соседними дорожками, которые определялись на основе соответствующих соотношений (теплопередачи, лучистого теплообмена и теплопроводности) по измеренным значениям температуры. Согласно проведенным оценкам суммарные утечки тепла составили $\sim 17\%$ от конвективного теплового потока. При этом неопределенность измерений коэффициента теплоотдачи в проведенных исследованиях составила $\Delta\alpha_i/\alpha_i \sim 0,05$. Подробным образом предложенная методика измерений коэффициента теплоотдачи с оценкой неопределенностей описывалась в работе [32].

Результаты исследований

Исследование теплоотдачи на стационарных и пульсирующих режимах течения в канале выполнялось при двух значениях объемного расхода воздуха Q : 156 и $251\text{ } \text{м}^3/\text{ч}$. При этом среднерасходные значения скорости потока во входном сечении над уступом U равнялись $3,04$ и $4,9\text{ } \text{м}/\text{с}$. Соответственно числа Рейнольдса по высоте обратного уступа $Re_h = Uh/\nu$ составили $4,1 \cdot 10^3$ и $6,5 \cdot 10^3$. Согласно литературным данным [1] эти значения соответствуют турбулентному режиму отрывного течения ($Re_h > 4 \cdot 10^3$). При этом в канале за уступом среднерасходная скорость имела значения $2,5$ и $4,05\text{ } \text{м}/\text{с}$. В рамках решаемой задачи особенности распределений коэффициента теплоотдачи, очевидно, будут определяться особенностями распределений температуры стенки при реализованных в опытах граничных условиях. Полученные данные по температурным напорам между стенкой и потоком ($\Delta T_i = T_i - T_f$) для режимов с различными частотами пульсаций приведены на рис. 6. Температура потока в рамках одного опыта считалась постоянной $T_f = \text{const}$. За начало координат $x = 0$ было взято сечение стенки сразу за уступом, которое одновременно являлось передней кромкой нагреваемого участка. Минимальные значения температурного напора в ближнем следе за уступом на режимах с вынужденными колебаниями потока, очевидно, связаны с более интенсивным охлаждением этой области.

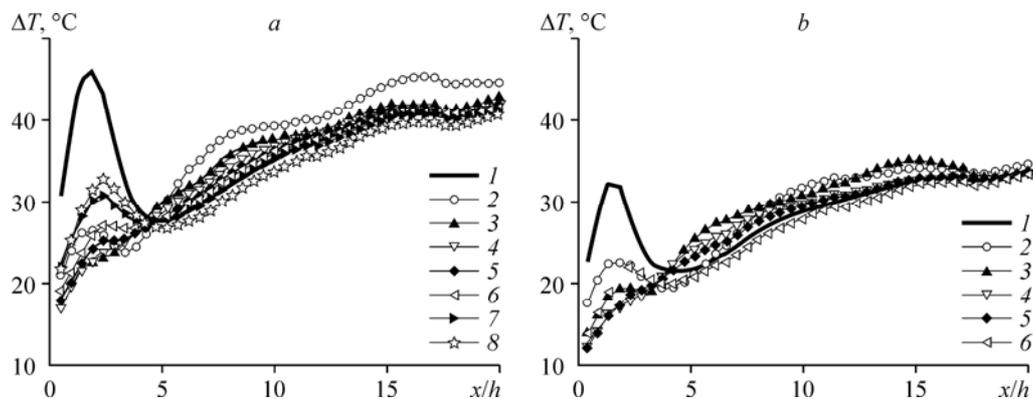


Рис. 6. Температурный напор за обратным уступом при $Re_h = 4,1 \cdot 10^3$ (a) и $6,5 \cdot 10^3$ (b).

a — $f = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (5), 50 (6), 60 (7), 70 (8) Гц; b — $f = 0$ (1), 10 (2), 17 (3), 33 (4), 50 (5), 67 (6) Гц.

Результаты экспериментов по теплоотдаче за обратным уступом при стационарном потоке показали распределения коэффициентов теплоотдачи, характерные для отрывных областей (рис. 7). На стационарных режимах наблюдается немонотонное распределение коэффициента теплоотдачи по длине с локальным минимумом в непосредственной близости от уступа и максимумом в области точки присоединения. Пульсации потока приводят к интенсификации теплоотдачи в отрывной области. При этом изменяется характер распределений коэффициента теплоотдачи. На стационарных режимах и низкочастотных пульсирующих режимах распределения теплоотдачи носят немонотонный характер изменения по продольной координате. В диапазоне средних частот распределения становятся монотонными с максимумом вблизи уступа. Дальнейший рост частот приводит к снижению интенсификации теплоотдачи и снова к ее немонотонному распределению по длине.

Значения коэффициента теплоотдачи при удалении от входной кромки и уступа вниз по потоку показывают приближение к величинам коэффициента теплоотдачи для турбулентного режима в гладком канале:

$$Nu = 0,021Re^{0,8}Pr^{0,43} \quad (1)$$

Для двух режимов по расходу теплоносителя, реализованных в работе, числа Рейнольдса $Re = Ud^*/\nu$ составили $2,2 \cdot 10^4$ и $3,5 \cdot 10^4$. Как видно, они соответствуют турбулентному режиму течения в канале. Из соотношения (1) для них получены значения числа Нуссельта Nu , равные 53 и 78. Соответственно расчетные величины коэффициента теплоотдачи $\alpha = Nu\lambda/d^*$ составили 10,6 и 15,6 Вт/(м²·К). В качестве определяющих параметров здесь использовались гидравлический диаметр канала $d^* = 130$ мм и среднерасходные скорости за уступом $U = 2,5$ и $4,05$ м/с соответственно. Измеренные значения коэффициента теплоотдачи на максимальном удалении от входа (уступа) превысили расчетные величины на 27 и 15 % для исследованных стационарных режимов, имея тенденцию к сближению при $x \rightarrow \infty$. Таким образом, можно считать, что результаты измерений в плане тестовых сопоставлений хорошо согласуются с классическими представлениями о теплоотдаче в канале.

С целью определения влияния наложенных пульсаций потока на характер распределений коэффициента теплоотдачи по длине отрывной области за уступом рассмотрим зависимости теплоотдачи для различных частот (рис. 8). На графиках попарно представлены распределения двух режимов по расходу воздуха с одинаковыми безразмерными частотами (числами Струхала). Здесь же для сравнения приведены соответствующие

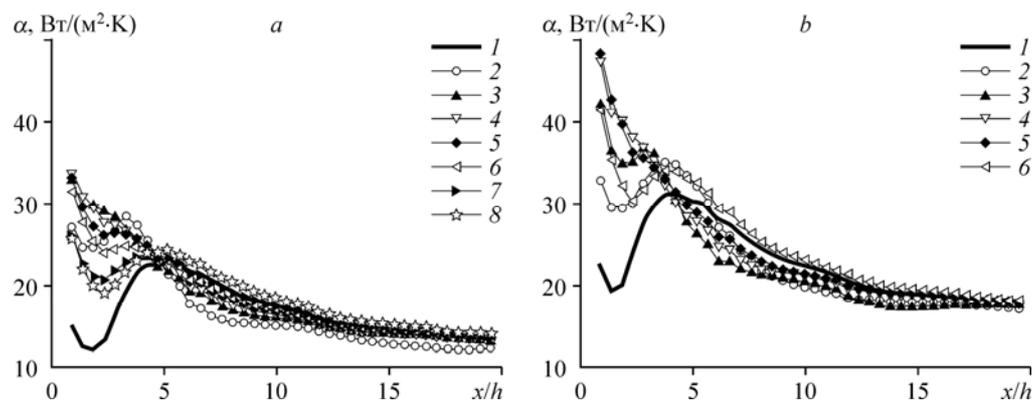


Рис. 7. Распределения коэффициента теплоотдачи за обратным уступом при $Re = 4,1 \cdot 10^3$ (a) и $6,5 \cdot 10^3$ (b).
Обозначения см. на рис. 6.

распределения коэффициента теплоотдачи на стационарных режимах. Числа Струхала $Sh = f \cdot x_R / U$ рассчитывались по длине отрывной области за обратным уступом в стационарном режиме $x_R = 5h$ и скорости потока на входе. Так как исследования гидродинамической картины течений в отрывной области за обратным уступом в настоящей работе не проводились, значение $x_R = 5h$ было выбрано исходя из современных представлений об этой величине. Применительно к проведенным исследованиям теплоотдачи именно область $x/h < 5$ оказалась наиболее подверженной влиянию наложенных пульсаций потока.

Как видно из рис. 8, при одинаковых числах Струхала наблюдается хорошее качественное согласование графиков. При малых частотах $Sh = 0,34$ происходит интенсификация теплоотдачи в отрывной области, но для обоих режимов по расходу теплоносителя сохраняется практически одинаковый немонотонный характер зависимостей вблизи уступа присущий стационарным режимам (рис. 8a). С приближением частот пульсаций потока к значению $Sh = 1$ (рис. 8b, 8c) распределения приобретают также почти одинаковый по виду монотонный характер. На этих режимах наблюдается максимальная интенсификация теплоотдачи в отрывной области. Данный факт согласуется с тем, что за кромкой уступа образуется вихревая дорожка с частотой, равной частоте наложенных пульсаций [27]. При частотах $Sh \sim 1$ эти вихри имеют максимальную интенсивность и обеспечивают максимальные массо- и теплообмен между ядром потока и пристеночной областью непосредственно за уступом. В работе [27] такие режимы были названы резонансными. На этих режимах путь, пройденный потоком за период наложенных пульсаций, совпадает с длиной отрывной области. Дальнейший рост частоты пульсаций потока $Sh > 1$

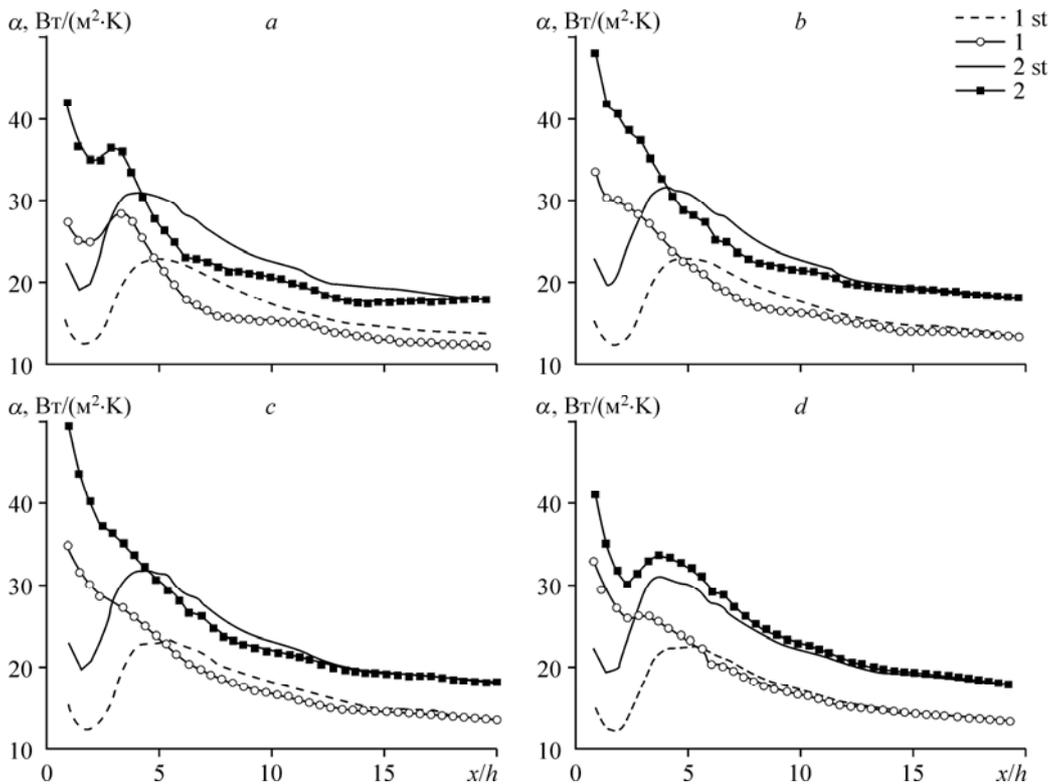


Рис. 8. Коэффициент теплоотдачи за обратным уступом при $Re_h = 4,1 \cdot 10^3$ (1) и $6,5 \cdot 10^3$ (2) при числах Струхала $Sh = 0,34$ (a), $0,68$ (b), $1,0$ (c), $1,36$ (d).

st — стационарные распределения.

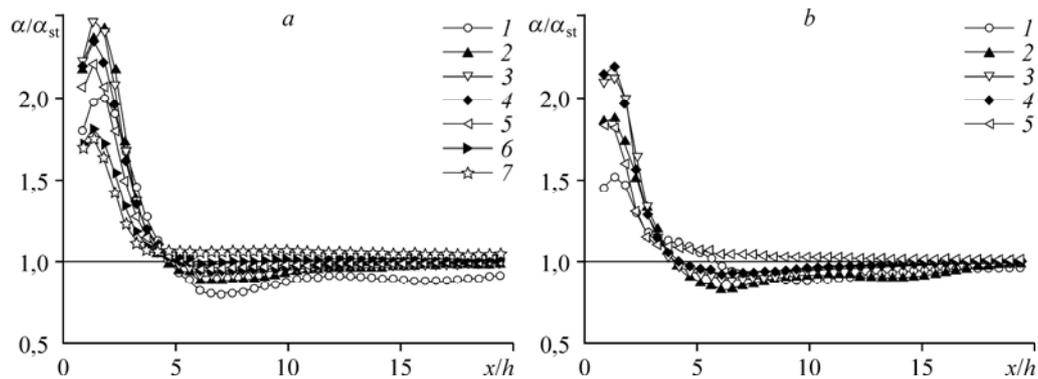


Рис. 9. Распределения локальной интенсификации теплоотдачи при пульсациях потока за обратным уступом при $Re_h = 4,1 \cdot 10^3$ (a) и $6,5 \cdot 10^3$ (b).

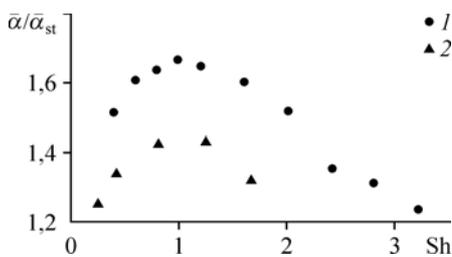
a — $Sh = 0,4$ (1), 0,8 (2), 1,2 (3), 1,8 (4), 2,0 (5), 2,4 (6), 2,8 (7); b — $Sh = 0,25$ (1), 0,42 (2), 0,82 (3), 1,23 (4), 1,65 (5).

сопровождается снижением интенсификации теплоотдачи и возвращением к немонотонному распределению коэффициента теплоотдачи по длине (рис. 8d).

Таким образом, при анализе механизмов конвективного теплообмена в отрывной области за обратным уступом на пульсирующих режимах течения теплоносителя одним из параметров характеризующих нестационарные процессы следует признать безразмерную частоту в виде числа Струхала.

Наглядным образом интенсификация теплоотдачи может быть представлена на графиках отношения коэффициента теплоотдачи на пульсирующих режимах к соответствующим стационарным величинам α/α_{st} (рис. 9) при равных средних расходах теплоносителя. Безразмерные частоты Sh здесь соответствуют частотам f , приведенным на рис. 7. Наибольшая интенсификация теплообмена наблюдается в непосредственной близости от уступа, причем она в основном локализована в области $0 < x/h < 5$, которая практически является отрывной областью за обратным уступом при пульсациях потока. Максимальная интенсификация достигает 1,5–2,5-кратного уровня и находится в области $1 < x/h < 2$, т.е. там, где располагаются минимумы стационарных распределений. Ниже по потоку все распределения коэффициента теплоотдачи становятся близкими к стационарным. При $x/h > 10$ коэффициенты теплоотдачи на пульсирующих режимах отличаются от соответствующих стационарных величин уже не более чем на 10 %. В целом интенсификация теплоотдачи на пульсирующих режимах в отрывной области $0 < x/h < 5$ в зависимости от безразмерной частоты представлена на рис. 10. Средние по длине отрывной области значения коэффициента теплоотдачи для всех стационарных и пульсирующих режимов определялись по соотношению

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{5h} \int_0^{5h} \alpha(x) dx.$$



Из графиков видно, что для обоих режимов (при разных числах Рейнольдса (расходах)) интенсификация теплоотдачи при некотором различии в уровнях имеет практически одинаковый немонотонный характер по числу Струхала.

Рис. 10. Интенсификация теплоотдачи в отрывной области за обратным уступом при $Re_h = 4,1 \cdot 10^3$ (1) и $6,5 \cdot 10^3$ (2).

Обе зависимости имеют максимум вблизи безразмерной частоты $Sh = 1$. В зависимости от расхода интенсификация достигает уровней 70 % и 40 %. Этот факт указывает на наличие определенных частот ($Sh \sim 1$), при которых достигается максимальный прирост теплоотдачи в отрывной области за обратным уступом на пульсирующих режимах течения теплоносителя. За пределами отрывной области величины коэффициента теплоотдачи становятся близкими к стационарным значениям.

Заключение

Выполнены экспериментальные исследования теплоотдачи за обратным уступом при наложенных пульсациях потока. Получены распределения коэффициента теплоотдачи по длине канала. Выявлено, что пульсации потока приводят к интенсификации конвективного теплообмена в отрывной области до 70 % по сравнению со стационарным режимом. При этом непосредственно за уступом рост локальных значений коэффициента теплоотдачи может достигать 2,5-кратного уровня. Установлено, что максимум теплоотдачи достигается при частотах пульсаций потока, соответствующих числу Струхала $Sh \sim 1$. За пределами отрывной области теплоотдача близка к стационарным значениям.

Список литературы

1. Терехов В.И., Богатко Т.В., Дьяченко А.Ю., Смутьский Я.И., Ярыгина Н.И. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. 247 с.
2. Горелов Д.Н., Говорова А.И. Исследование структуры вихревого следа при отрывном обтекании пластинок // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 3. С. 373–380.
3. Chun K.B., Sung H.J. Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing // Experiments in Fluids. 1996. Vol. 21, No. 6. P. 417–426.
4. Леонтьев А.И., Ивин В.И., Грехов Л.В. Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 47, № 4. С. 543–550.
5. Терехов В.И., Экаид А.Л., Яссин Х.Ф. Теплообмен при ламинарной свободной конвекции и отрывном течении за ребром в вертикальном канале с изотермическими стенками // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 4. С. 593–597.
6. Xie G., Zheng S., Zhang W., Sunden 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, No. 2. P. 289–300.
7. 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.
8. Бойко А.В., Довгаль А.В., Сорокин А.М. Устойчивость периодического во времени течения с отрывом ламинарного пограничного слоя // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 5. С. 693–699.
9. Gundogdu M.Y., Carpinlioglu M.O. Present state of art on pulsatile flow theory. Part 1. Laminar and transitional flow regimes // JSME Int. J. Series B Fluids and Thermal Engng. 1999. Vol. 42, No. 3. P. 384–397.
10. Gundogdu M.Y., Carpinlioglu M.O. Present state of art on pulsatile flow theory: Part 2. Turbulent flow regime // JSME Int. J. Series B Fluids and Thermal Engng. 1999. Vol. 42, No. 3. P. 398–410.
11. Miao J.J., Wang R.H., Jian T.W., Hsu Y.T. An investigation into inflection-point instability in the entrance region of a pulsating pipe flow // Proc. R. Soc. A. 2017. Vol. 473, No. 2197. P. 20160590.
12. Михеев Н.И., Молочников В.М., Давлетшин И.А., Душина О.А. Моделирование пульсирующих потоков в канале // Изв. вузов. Авиационная техника. 2009. № 1. С. 50–52.
13. Wang X., Zhang N. Numerical analysis of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, No. 19–20. P. 3957–3970.
14. Yuan H., Tan S., Zhuang N., Tang L. Theoretical analysis of wall thermal inertial effects on heat transfer of pulsating laminar flow in a channel // Int. Communications in Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 53. P. 14–17.
15. Kim S.Y., Kang B.H., Hyun J.M. Heat transfer in the thermally developing region of a pulsating channel flow // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1993. Vol. 36, No. 17. P. 4257–4266.
16. Moschandreu T., Zamir M. Heat transfer in a tube with pulsating flow and constant heat flux // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1997. Vol. 40, No. 10. P. 2461–2466.
17. Mehta B., Khandekar S. Local experimental heat transfer of single-phase pulsating laminar flow in a square mini-channel // Int. J. Thermal Sci. 2015. Vol. 91. P. 157–166.
18. Liu C., von Wolfersdorf J., Zhai Y. Time-resolved heat transfer characteristics for periodically pulsating turbulent flows with time varying flow temperatures // Int. J. Thermal Sci. 2015. Vol. 89. P. 222–233.
19. Wantha C. Effect and heat transfer correlations of finned tube heat exchanger under unsteady pulsating flows // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 99. P. 141–148.

20. **Zohir A.E., Aziz A.A.A., Habib M.A.** Heat transfer characteristics and pressure drop of the concentric tube equipped with coiled wires for pulsating turbulent flow // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2015. T. 65. P. 41–51.
21. **Молочников В.М., Михеев Н.И., Михеев А.Н., Паерелий А.А.** Теплоотдача поперечно обтекаемого цилиндра в пульсирующем потоке // *Теплофизика и аэромеханика.* 2017. Т. 24, № 4. С. 585–592.
22. **Mikheev N.I., Molochnikov V.M., Mikheev A.N., Dushina O.A.** Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2017. Vol. 109. P. 254–265.
23. **Witte A., Polifke W.** Dynamics of unsteady heat transfer in pulsating flow across a cylinder // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2017. Vol. 109. P. 1111–1131.
24. **Li G., Zheng Y., Hu G., Zhang Z., Xu Y.** Experimental study of the heat transfer enhancement from a circular cylinder in laminar pulsating cross-flows // *Heat Transfer Engng.* 2016. Vol. 37, No. 6. P. 535–544.
25. **Selimefendigil F., Oztop H.F.** Control of laminar pulsating flow and heat transfer in backward-facing step by using a square obstacle // *J. Heat Transfer.* 2014. Vol. 136, No. 8. P. 081701-1–081701-11.
26. **Nandi T.K., Chattopadhyay H.** Numerical investigations of developing flow and heat transfer in racoon type microchannels under inlet pulsation // *Int. Communications in Heat and Mass Transfer.* 2014. Vol. 56. P. 37–41.
27. **Давлетшин И.А., Михеев Н.И.** Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // *Теплофизика высоких температур.* 2012. Т. 50, № 3. С. 442–449.
28. **Cukurel B., Selcan C., Stratmann M.** Convective heat transfer investigation of acoustically excited flow over an isolated rib obstacle // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2015. Vol. 91. P. 848–860.
29. **Rhee G.H., Sung H.J.** Enhancement of heat transfer in turbulent separated and reattaching flow by local forcing // *Numerical Heat Transfer: Part A: Applications.* 2000. Vol. 37, No. 7. P. 733–753.
30. **Mikheev N.I., Goltzman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A.** Experimental setup for generation and control of sinusoidal pulsatile channel flow // *J. of Physics: Conf. Ser.* 2017. Vol. 891, No. 1. P. 012064-1–012064-6.
31. **ГОСТ 6651-2009.** Государственная система обеспечения единства измерений (ГСИ). Термопреобразователи сопротивления из платины, меди и никеля. Общие технические требования и методы испытаний.
32. **Davletshin I.A., Makheev N.I., Paereliy A.A., Gazizon I.M.** Convective heat transfer in the channel entrance with a square leading edge under forced flow pulsations // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2019. Vol. 129. P. 74–85.

*Статья поступила в редакцию 22 января 2019 г.,
после доработки — 15 февраля 2019 г.,
принята к публикации 28 февраля 2019 г.*