

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ИМПАКТНОЙ СИНТЕТИЧЕСКОЙ СТРУЕ

© 2023 г. В. В. Леманов*, М. А. Пахомов**, В. И. Терехов***

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

**E-mail: lemanov@itp.nsc.ru*

***E-mail: pakhomov@ngs.ru*

****E-mail: terekhov@itp.nsc.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 13.10.2022 г.

Проведено экспериментальное и численное исследование локального теплообмена в импактной синтетической струе на плоской пластине при вариации числа Рейнольдса и частоты импульсов. Изучены тепловые характеристики в точке торможения на поверхности преграды: мгновенные и пульсационные значения плотности теплового потока и спектр пульсаций теплового потока. В работе проведены измерения и численные расчеты локального коэффициента теплообмена при вариации расстояния до пластины, амплитуды и частоты пульсаций синтетической струи. Для локальных значений теплоотдачи выявлены зоны с максимальными мгновенными значениями теплового потока и коэффициента теплоотдачи. Максимальное значение осредненного по времени числа Нуссельта наблюдается в точке торможения синтетической импактной струи для всех исследованных расстояний до поверхности преграды. Качественно подобное распределение числа Нуссельта по радиальной координате соответствует таковым для нестационарных и стационарных импактных струй. Наибольшее значение осредненного теплового потока в точке торможения получено при $H/d = 4$, а наименьшее — при $H/d = 1$.

DOI: 10.31857/S0040364423020126

ВВЕДЕНИЕ

Одним из классических типов ограниченных струйных течений является импактная струя, т.е. струя, натекающая на преграду нормально или под углом к ней. Такие течения характеризуются экстремально большими значениями потоков тепло- и массообмена в районе точки торможения импактной струи. Изучению аэродинамики течения и теплообмена в турбулентных импактных струях посвящено большое количество работ (см. списки литературы в монографиях [1, 2] и в обзорных работах [3–6]). Импактные струи используются во многих практических приложениях (при охлаждении различных элементов энергетического оборудования, лопаток турбин, нанесении покрытий, сушке и закалке различных материалов и т.д.). Отметим, что большая часть исследований сфокусирована на изучении характеристик и тепломассопереноса в стационарных импактных струях.

Наряду с акустическим воздействием и закруткой потока одним из активных методов управления структурой течения и теплообменом является импульсная подача потока [7–9]. Другим типом активного управления течением и теплообменом является применение синтетических импактных струй (СИС) [9–12]. Синтетическая струя форми-

руется периодическими колебаниями диафрагмы внутри полости, что приводит к организации потока по типу “вдув–отсос” [12–14]. Вдув–отсос потока газа (жидкости) происходит без закачки дополнительной массы жидкости, что позволяет создавать довольно компактные устройства для локального охлаждения. Эта особенность делает СИС привлекательными для применения в целях интенсификации теплообмена, например, в элементах микроэлектроники и в других различных миниатюрных устройствах [15].

За последние 15 лет экспериментальному [10, 11, 16–18] и численному [11, 19–21] исследованию структуры течения и теплообмена в синтетических импактных струях посвящено довольно большое количество работ. Численные расчеты [11, 18–20] выполнены с применением RANS-подхода и $k-\omega$ SST-модели [22] на коммерческом CFD-пакете Fluent. Дополнительно в [21] используется $v2-f$ -модель турбулентности [23].

Основной целью работы являются экспериментальное и численное исследования СИС. Известна только одна публикация [11], посвященная одновременно экспериментальному и численному исследованию синтетических импактных струй. Сравнение результатов экспериментального и чис-

ленного моделирования, полученных с использованием современных инструментов, не только позволяет провести надежную апробацию разработанного численного алгоритма, но и приводит к новым данным по исследуемой проблеме. В настоящих экспериментах измеряются нестационарный локальный тепловой поток и спектры мощности пульсаций плотности теплового потока по длине поверхности. Эти данные получены с помощью современных пленочных датчиков теплового потока (ПДТП) с высоким пространственным и временным разрешением [24]. Экспериментальные данные о флуктуациях теплового потока на стенке и его спектрах в литературе до настоящего времени отсутствовали. Изучение мгновенных тепловых потоков и их пульсаций необходимо для оценки максимального термического напряжения во времени. Известно, что пиковые характеристики теплового потока могут значительно превышать средние значения, что представляет интерес при проектировании теплонапряженных устройств.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Система формирования импактной синтетической струи состоит из генератора низкочастотных сигналов ГЗ-102 5, громкоговорителя 10 ГД-30В 1, плоской стальной пластины 2 толщиной 1.2 мм, медной пластины диаметром 190 мм и толщиной 50 мм 4, подогреваемой с помощью электрического нагревателя (рис. 1). Синтетическая струя генерировалась с помощью динамика через отверстие в пластине 2 диаметром $d = 7$ мм, толщина пластины $b = 1.2$ мм. Числа Рейнольдса составляли $Re_0 = U_0 d / \nu = 420 - 3800$, где U_0 – средняя по времени скорость потока за полупериод “вдува” синтетической струи, ν – кинематическая вязкость воздуха. Измерения и численные расчеты выполнены при постоянной температуре стенки $T_w = \text{const} = 320 - 330$ К. Миниатюрные ПДТП

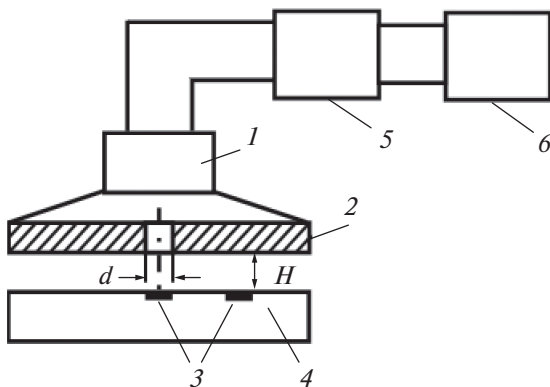


Рис. 1. Экспериментальный стенд: 1 – динамик, 2 – плоская пластина с отверстием, 3 – датчики теплового потока, 4 – медная плоская пластина с электрическим нагревателем, 5 – генератор сигналов, 6 – осциллограф.

размером $2.5 \times 2.5 \times 0.2$ мм³ позволяют проводить измерения в полосе частот до $f = 3$ кГц [24]. Система измерения ПДТП включала в себя многоканальный предварительный усилитель, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и программу сбора данных на компьютере.

С помощью быстрого преобразования Фурье определялся спектр мощности пульсаций теплового потока. Локальные средние значения коэффициента теплоотдачи α рассчитывались по тепловому потоку Q и разности температур между поверхностью нагреваемой стенки T_w и воздушной струей на начальном участке T_0 . Измерения мгновенного значения скорости производились с помощью аппаратуры термоанемометра DISA 55M (миниатюрный зонд DISA 55P1), подсоединенной с помощью АЦП к компьютеру. Для наблюдения за сигналом, который подавался с генератора 5 на динамик, использовался осциллограф GDS-840S/C 6. Температуры пластины и струи измерялись хромель-копелевыми термопарными проводами диаметром 0.2 мм, термоЭДС регистрировался вольтметром Щ-301-1. Неопределенности измерения основных параметров СИС составили: $\delta(f) = 1\%$, $\delta(Re_0) = 5.3\%$, $\delta(q) = 2.6\%$, $\delta(Nu) = 5.7\%$. Здесь Nu – число Нуссельта, q – осредненные пульсации теплового потока.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания динамики и теплопереноса нестационарного осесимметричного импактного течения применяется система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS) [25]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) &= 0, \\ \frac{D(\rho \mathbf{U})}{Dt} &= -\nabla P + \nabla[\mu(\nabla \mathbf{U}) + \nabla(-\rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle)], \\ \frac{D(\rho C_p T \mathbf{U})}{Dt} &= \nabla[\lambda(\nabla T) + \nabla(-\rho C_p \langle \mathbf{u}' t' \rangle)], \\ \rho &= P / (R_g T). \end{aligned}$$

Здесь ρ , μ , λ , C_p – плотность, динамическая вязкость, теплопроводность и теплоемкость газа соответственно; t – время; $\mathbf{U} \equiv (u_x, u_r)$ – вектор скорости; $u_x = U$, $u_r = V$ – компоненты осредненной скорости в аксиальном (x) и радиальном (r) направлениях, $D\psi/Dt = \partial\psi/\partial t + \mathbf{U}\nabla\psi$ – субстанциальная производная; $\psi \equiv (U, T)$ – параметр; $2k = \langle u_i u_i \rangle$ – турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ); P – давление; R_g – удельная газовая постоянная; T – температура. Турбулентный тепловой поток в газовой фазе определен согласно гипотезе Буссинеска

$$\langle u_j t \rangle = -\frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_j},$$

где индекс T обозначает турбулентные параметры. Величина турбулентного числа Прандтля $Pr_T = 0.85$ [25].

Модель переноса компонент рейнольдсовых напряжений состоит из системы уравнений для вторых моментов и уравнения диссипации турбулентной кинетической энергии в однофазном осесимметричном импактном потоке по модели [26]. Константы и демпфирующие функции модели имеют вид [26] и здесь не приведены.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И МЕТОД ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

Численное решение получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK второго порядка точности. Для диффузионных потоков использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC. Применена расчетная сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Сгущение расчетных узлов сделано в окрестностях оси струи, среза отверстия и всех твердых поверхностей. Расчетная область представляла собой цилиндр высотой H и длиной $10H$ (рис. 2). Первый расчетный узел от стенки находится на расстоянии $y_+ = yU_*/\nu = 0.4$, где U_* – скорость трения. Сгущение узлов сетки в пристенном слое выбиралось таким образом, чтобы в вязком подслое ($y_+ < 10$) находилось не менее 10 расчетных точек. Все расчеты проводились на сетке, содержащей 200×256 контрольных объемов для расстояния $x/d = 2$. При большем или меньшем расстоянии число узлов сетки по координате x изменялось таким образом, чтобы сохранялось приемлемое соотношение длин граней контрольных объемов. Дополнительно проводились расчеты на сетках, содержащих 100×128 и 300×400 контрольных объемов. Различия в результатах расчетов числа Нуссельта не превышало 0.1%.

На оси струи задаются условия симметрии. На всех стенках ставятся условия непроницаемости и прилипания. На поверхности преграды задается условие постоянной температуры стенки $T_w = \text{const}$, а на “верхней” ограничивающей стенке – условие адиабатной поверхности. На внешней границе пристенной струи принято условие равенства нулю производных искомых параметров в направлении, параллельном поверхности преграды.

В течение полупериода “вдува” из полости вытекает поток со среднemasсовой скоростью U_0 , а в течение полупериода “отсоса” газ с той же средне-

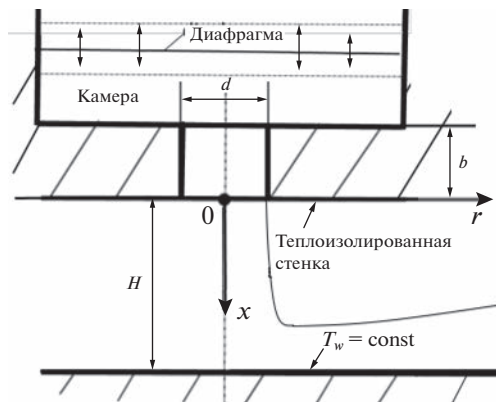


Рис. 2. Схема вычислительной области симметричной импактной струи.

массовой осредненной по времени скоростью поступает обратно в полость (время всасывания). Поэтому массовый расход за период “вдува–отсоса” равен нулю. Процесс деформации диафрагмы при ее колебании не учитывался для упрощения моделирования симметричной струи, а в выходном сечении отверстия принимался хорошо известный синусоидальный нестационарный профиль скорости [19, 20]:

$$U_0(t) = U_{\max} \sin(2\pi ft).$$

Средняя по времени скорость потока U_0 за полупериод “вдува” симметричной струи, осредненная по площади отверстия d , число Рейнольдса Re_0 и глубина проникновения L_0 определяются по известным выражениям [13, 14]:

$$U_0 = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c/2} U(t) dt, \quad L_0 = U_0/f,$$

где t_c – полное время цикла “вдув–отсос”, f – частота пульсаций.

Диафрагма представляет собой плоскую твердую поверхность (наподобие поршня). Описанный метод моделирования используется в [12, 18, 19]. Очевидно, что это только один из способов моделирования колебаний диафрагмы. Другим методом является моделирование на основе движущейся границы [27]. Он был использован в недавней работе [21]. Как показано в [28], замена колеблющейся диафрагмы твердой поверхностью не приводит к большим отличиям в расчетах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Результаты экспериментов и сравнение с данными численных расчетов. Для периодических процессов, к которым принадлежат процессы с СИС, важной характеристикой является фурье-разложение измеряемого сигнала. На рис. 3 представ-

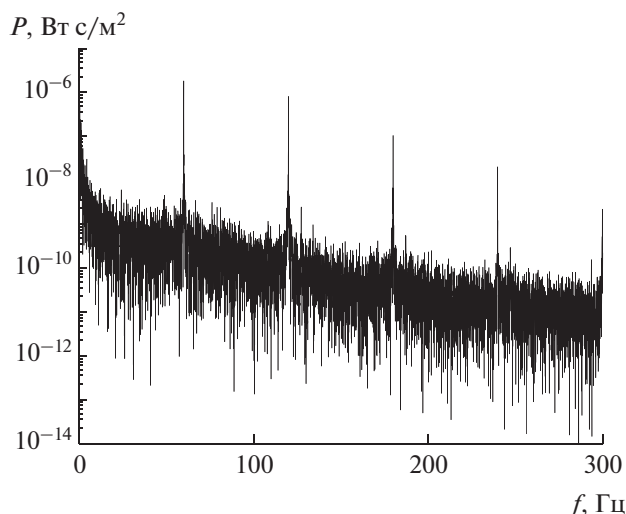


Рис. 3. Спектр пульсаций плотности теплового потока при $r/d = 0$, $h/d = 2$, $f = 60$ Гц, $Re_0 = 2470$.

лен спектр мощности пульсаций теплового потока в точке торможения $r/d = 0$. Из графика следует, что уровень основных гармоник (дискретные пики) на несколько порядков выше уровня шумов. Спектр вычислялся на основе среднеквадратичного значения теплового потока. В этом случае наличие периодической составляющей теплового потока хорошо диагностируется на основе максимумов P на дискретных частотах в спектре (рис. 3), а распределение стохастической компоненты по частотам соответствует нижнему уровню P (линия “шумов”) в диапазоне частот $f = 0–300$ Гц. В спектре наблюдается фундаментальная частота $f = 60$ Гц (частота колебаний мембраны динамика) и ее кратные гармоник $2f$, $3f$, $4f$ и $5f$. При этом спектральная мощность кратных гармоник быстро убывает с ростом номера гармоники. Наличие высоких гармоник свидетельствует о нелинейных процессах в области точки торможения. В спектральном распределении экспериментальных пульсаций теплового потока субгармоника с частотой, в два раза меньшей фундаментальной ($f/2 = 30$ Гц), отсутствует, также не наблюдается дополнительных и комбинационных частот. В литературе по импактным струям существуют разные точки зрения по поводу спектрального анализа. Так, авторы [29] при воздействии наложенных колебаний на теплообмен в импактной стационарной струе в экспериментах диагностировали субгармонику $f/2$. Аналогичный результат с наличием субгармоники получен в [30] при численном моделировании теплообмена для СИС на плоской пластине. В то же время в экспериментах [31] частота $2f$ получена для импактной стационарной струи с возмущением. Таким образом, данный вопрос требует более детальных исследований.

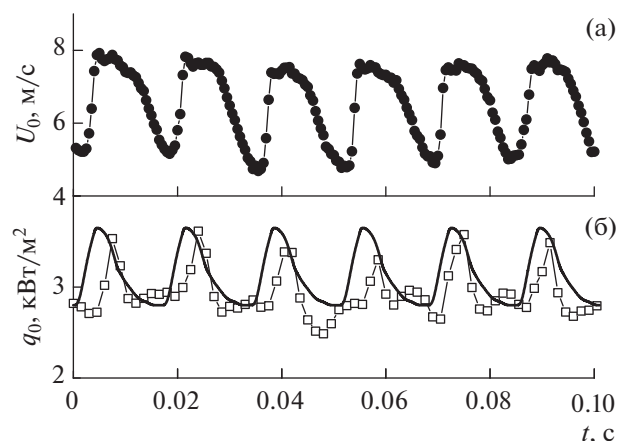


Рис. 4. Временной ряд скорости на оси струи вблизи начального сечения струи U_0 (а) и плотности теплового потока на поверхности q_0 (б) преграды; линии с точками — измерения, линия — расчет; $r/d = 0$ $H/d = 2$, $f = 60$ Гц, $Re_0 = 2470$.

Как известно, синтетические струи генерируются устройствами на основе процесса “вдува—отсоса” [13]. В настоящей работе таким устройством является динамик, который формирует струю, вытекающую из отверстия. На рис. 4а представлена экспериментальная осциллограмма мгновенного значения аксиальной скорости на оси струи вблизи отверстия U_0 , измеренная термоанемометром. В эксперименте по сигналу ПДТП вычислялись среднее значение (математическое ожидание) и среднеквадратичное значение теплового потока на стенке. Таким образом, периодическая составляющая входила в состав среднеквадратичного значения теплового потока. Как видно, график скорости близок к периодической функции с частотой $f = 60$ Гц (частота генерации динамика), т.е. формировалась нестационарная струя со средним значением $U_0 = 6.3$ м/с и амплитудой порядка $A = 1.4$ м/с. Отметим, что величина аксиальной компоненты скорости на оси струи имеет положительное значение на протяжении всего цикла “вдува—отсоса”. Это говорит о том, что на полупериоде отсоса поток движется вдоль “верхней” стенки и проникает внутрь камеры в основном по внешнему краю отверстия, что соответствует картине течения [13].

Основная измеряемая величина в данной работе — плотность теплового потока в точке торможения пластины (рис. 4б). Высокое пространственное и временное разрешение датчика теплового потока [24] позволяет проводить измерение мгновенной величины плотности теплового потока с частотой до 3 кГц. Данные для скорости и теплового потока синхронизованы и получены в одном масштабе времени. Как видно из рисунка, изменение мгновенного значения теплового потока по времени имеет вид периодической функции и

варьируется в пределах $q = 2450\text{--}3680$ Вт/м². Среднее значение теплового потока при этом составляет $Q = 2880$ Вт/м², а его среднеквадратичная амплитуда колебаний — $q = 224$ Вт/м². Отличие сигналов для скорости и теплового потока от гармонической функции на рис. 4 связано с высоким уровнем амплитуды колебаний мембраны акустического динамика, в результате которых проявляются нелинейные явления в генерирующем устройстве [32]. Как известно [13], число Рейнольдса для синтетических струй существенно зависит от амплитуды колебаний мембраны механического устройства. Локальные экстремумы для скорости и теплового потока (рис. 4) практически совпадают, что свидетельствует о быстрой реакции процессов в точке торможения пластины на динамические условия формирования синтетической струи. Дополнительно на рис. 4б нанесены линии настоящих численных расчетов нестационарной величины теплового потока в точке торможения. Видно хорошее качественное согласие между авторскими измерениями и расчетами.

Результаты численных расчетов. На рис. 5 показаны результаты численных расчетов по изменению нестационарных аксиальной компоненты скорости U_{00} и ТКЭ k_{00} на оси синтетической струи при $x/H = 0$ и вариации частоты импульсов ($f = 20, 60$ и 100 Гц). Здесь G_0 — массовый расход газа, кг/с. Необходимо отметить, что при этом фиксированной величиной является массовый расход газа за полупериод “вдува”, т.е. изменяется амплитуда аксиальной скорости. Величина энергии турбулентности определялась для осесимметричного течения по соотношению

$$2k = u_i u_i = u'^2 + v'^2 + w'^2 \approx u'^2 + 2v'^2,$$

где u' , v' и $w' \approx v'^2$ — аксиальные, радиальные и трансверсальные пульсации скорости газа. Отметим, что в расчетах ТКЭ принималась во внимание составляющая турбулентности, рассчитанная только по модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [26], в осесимметричной синтетической импактной струе. Видно, что изменения всех исследованных параметров по времени цикла носят гармонический характер. Показано заметное влияние на локальную структуру течения и турбулентность частоты импульсов. Рост частоты импульсов вызывает возрастание локальной скорости потока и турбулентности газа на оси СИС при $x/d = 0$ (рис. 5). Максимальные значения аксиальной скорости и турбулентной кинетической энергии в точке торможения получены в момент времени $t/t_c = 0.25$ (полупериод “вдува”), а минимальные — при $t/t_c = 0.75$ (полупериод “отсоса”). Отметим, что максимальная скорость в полупериод “вдув” достигается на оси струи. Минимальная скорость в полупериоде всасывания

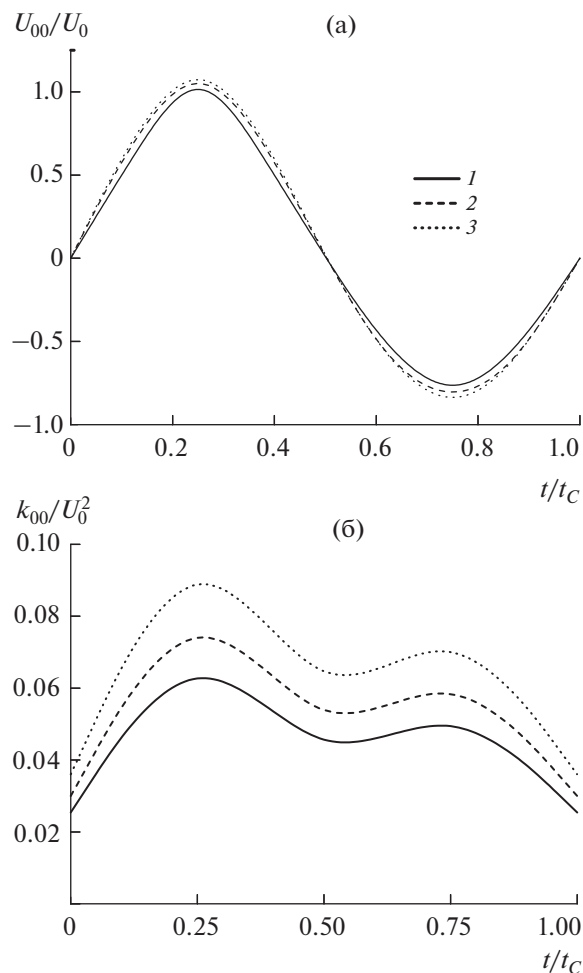


Рис. 5. Нестационарные профили аксиальной компоненты скорости U_{00} (а) и турбулентной кинетической энергии k_{00} на оси струи (б) на срезе выходного отверстия при $Re_0 = 3000$, $H/d = 2$, $L_0/d = 10$, $x/d = 0$, $G_0 = \text{const}$, $T_W = 323$ К, $T_0 = 293$ К: 1 — $f = 20$ Гц, 2 — 60, 3 — 100.

газа получена не на оси струи, а ближе к периферии отверстия, и она не совпадает по модулю с таковой для полупериода “выброса” газового потока. Тогда как осредненные по радиусу отверстия средние скорости в полупериодах “вдув” и “отсос” имеют одинаковые значения.

На рис. 6 показаны распределения нестационарного числа Нуссельта в точке торможения импактной синтетической струи за период цикла. Число Нуссельта при граничном условии $T_W = \text{const}$ определяется по формуле

$$Nu = \frac{-(\partial T / \partial y)_w d}{T_w - T_m},$$

где T_m — среднемассовая температура в данном сечении. Величина потока теплообмена в момент полного отсутствия движения газа не становится равной нулю. Это говорит о некоторой инерции

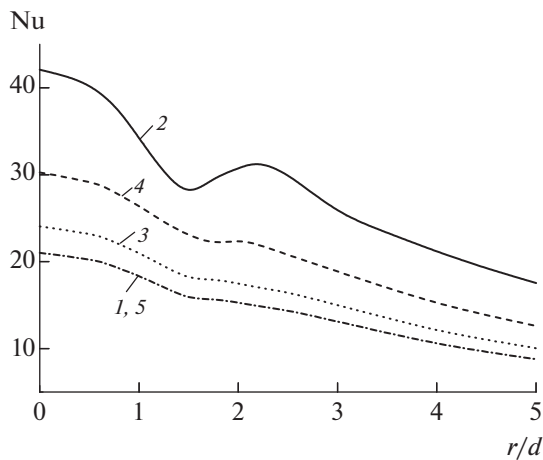


Рис. 6. Распределения нестационарного локального числа Нуссельта по радиальной координате поверхности преграды в импактной синтетической струе за цикл при $Re_0 = 3000$, $L_0/d = 10$, $T_W = 323$ K, $T_0 = 293$ K, $f = 60$ Гц, $H/d = 2$: 1 – $t/t_C = 0$, 2 – 0.25, 3 – 0.5, 4 – 0.75, 5 – 1.

онности процесса и формировании на поверхности преграды пограничного слоя. Период осреднения равен 10 циклам для всех результатов. Видно, что интенсивность нестационарного локального теплообмена в СИС существенно зависит от момента времени цикла. Наибольшая интенсивность теплообмена получена при $t/t_C = 0.25$ и соответствует максимальной скорости вдува потока. Тогда как наименьшая интенсивность теплообмена получена при наибольшей скорости отсоса в момент времени $t/t_C = 0.75$. Максимальный поток тепла соответствует точке торможения течения для всех моментов времени цикла. Далее вниз по потоку происходит значительное уменьшение интенсивности теплообмена по мере расширения потока.

Влияние двух важнейших параметров в нестационарных импактных струях, таких как расстояние до поверхности преграды и частоты импульсов, на распределения осредненного во времени числа Нуссельта представлено на рис. 7. Здесь

$$Nu = \frac{1}{TC} \int_0^{TC} Nu(r, t) dt$$
 – осредненное по времени число Нуссельта, TC – время осреднения (10 периодов “вдув–отсос”). Анализ данных численных расчетов, приведенных на рис. 7а, показывает, что наибольшие значения осредненного по времени числа Нуссельта наблюдаются в точке торможения синтетической импактной струи для всех исследованных расстояний до поверхности преграды. Качественно подобное распределение числа Нуссельта по радиальной координате получено авторами ранее в [8, 25] для нестационарных импактных струй. Наибольшее значение интенсивности теплообмена в точке торможения получено при $H/d = 4$, а наименьшее при $H/d = 1$. Эти

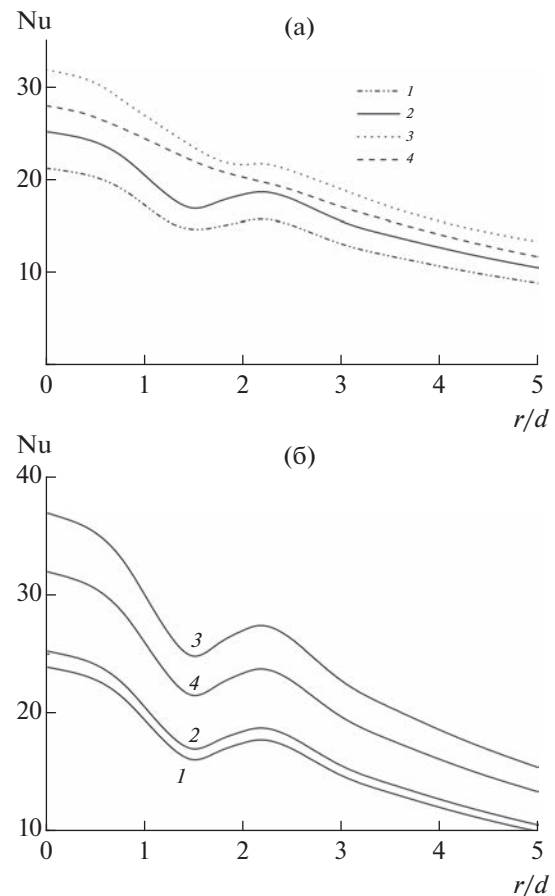


Рис. 7. Распределения осредненного локального числа Нуссельта по радиусу поверхности преграды в импактной синтетической струе при $Re_0 = 3000$, $L_0/d = 10$ и вариации расстояния до поверхности преграды (а) и частоты импульсов (б): (а) – $f = 60$ Гц, 1 – $H/d = 1$, 2 – 2, 3 – 4, 4 – 6; (б) – $H/d = 2$, 1 – $f = 20$ Гц, 2 – 60, 3 – 100, 4 – 200.

результаты качественно согласуются с данными численных расчетов [19–21] и не совпадают с результатами недавних численных расчетов [33]. В [33] показано, что максимум теплообмена соответствует $H/d \approx 6$ так же, как и для стационарных импактных струй [1–3]. В измерениях [17, 18, 33] максимум интенсивности теплообмена в точке торможения соответствует расстояниям $H/d = 3–4$ [17, 34] и $H/d = 2–3$ [18].

Среди возможных причин уменьшения интенсивности теплопереноса при малых расстояниях до поверхности преграды H/d можно отметить влияние на теплообмен ограничивающей верхней поверхности. Распределения числа Нуссельта при небольших расстояниях до поверхности преграды ($H/d \leq 2$) по своей форме соответствуют таковым для нестационарных импульсных [25] и стационарных [1–6] импактных струй. Так же как и для нестационарных и стационарных импактных струй, наблюдается наличие второго локаль-

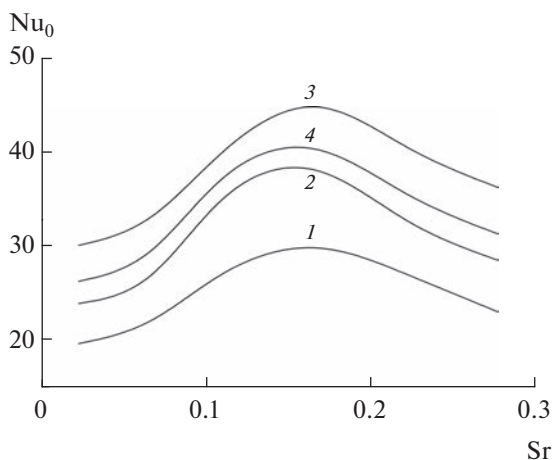


Рис. 8. Влияние числа Струхала Sr на величину Nu_0 в точке торможения при $Re_0 = 3000$, $L_0/d = 10$: 1 – $H/d = 1$, 2 – 2, 3 – 4, 4 – 6.

ного максимума теплопереноса, расположенного при $r/d \approx 2.2$, и минимума при $r/d \approx 1.5$. При больших расстояниях ($H/d \geq 6$) импактная струя «ударяется» о поверхность преграды с меньшей величиной импульса. При $H/d = 4$ крупномасштабные вихревые структуры проходят меньшее расстояние по сравнению со случаем при $H/d \geq 6$ и поток натекает на нагретую поверхность преграды с большей величиной импульса. В результате этого интенсивность теплообмена повышается.

Данные численных расчетов по влиянию частоты импульсов на распределения осредненной характеристики теплообмена по поверхности преграды показаны на рис. 7б. Интегральное по времени значение расхода газа за период при вариации частоты следования импульсов для всех представленных на рис. 7б результатов численных расчетов оставалось неизменным. Первоначально с ростом частоты импульсов при $f \leq 100$ Гц получено увеличение интенсивности теплопереноса в СИС. Тогда как для наибольшей исследованной частоты ($f = 200$ Гц) получено уже уменьшение интенсивности теплообмена между СИС и импактной поверхностью.

Данные по влиянию числа Струхала $Sr = fd/U_0$ (безразмерной частоты импульсов) на Nu_0 в точке торможения представлены на рис. 8. В данной работе варьировалась только частота следования импульсов в диапазоне от 20 до 200 Гц, тогда как диаметр отверстия d и средняя по времени скорость потока U_0 оставались неизменными. Получено, что при $Sr = 0.15$ ($f = 150$ Гц) осредненная характеристика теплообмена в точке торможения СИС имеет наибольшее значение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальное и численное исследование структуры течения и локального теплообмена в импактной синтетической струе на плоской пластине в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_0 = 400–4000$ при частотах импульсов $f = 20–400$ Гц. Измерения осредненного и пульсационного теплообмена в точке торможения выполнены с использованием пленочного датчика теплового потока. В расчетной части работы использованы осесимметричный URANS-метод и модель переноса рейнольдсовых напряжений для описания турбулентных характеристик синтетической импактной струи. Для локальных значений теплоотдачи выявлены зоны с максимальным мгновенным значением теплового потока и коэффициента теплоотдачи. В точке торможения измерены мгновенные и пульсационные значения плотности теплового потока, спектр пульсаций теплового потока. Рост частоты импульсов вызывает возрастание локальной скорости потока, степени турбулентности газа на оси СИС и интенсивности теплопереноса.

Показано заметное влияние на локальную структуру течения, турбулентность и теплообмен частоты импульсов в синтетической импактной струе. Максимальное значение осредненного по времени числа Нуссельта наблюдается в точке торможения синтетической импактной струи для всех исследованных расстояний до поверхности преграды. Качественно подобное распределение числа Нуссельта по радиальной координате соответствует таковому для нестационарных и стационарных импактных струй. Наибольшее значение интенсивности теплообмена в точке торможения получено при $H/d = 4$, а наименьшее при $H/d = 1$. Проведено сопоставление между настоящими измеренными и рассчитанными данными по плотности теплового потока как в точке торможения, так и по радиусу поверхности преграды в СИС. Получено удовлетворительное согласие, что говорит о работоспособности разработанной авторами математической модели.

Методика тепловых измерений с использованием датчика теплового потока разработана в рамках госзадания ИТ СО РАН (№ 121031800217-8). Результаты экспериментов и численных расчетов получены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-58-26003 Чехия_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
2. Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. 303 с.

3. *Martin K.* Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces // *Adv. Heat Transfer.* 1977. V. 13. P. 1.
4. *Jambunathan K., Lai E., Moss M.A., Button B.L.* A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 1992. V. 13. P. 106.
5. *Zuckerman N., Lior N.* Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling // *Adv. Heat Transfer.* 2006. V. 39. P. 565.
6. *Carlomagno G.M., Ianiro A.* Thermo-fluid-dynamics of Submerged Jets Impinging at Short Nozzle-to-plate Distance: A Review // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 2014. V. 58. P. 15.
7. *Zumbrunnen D.A., Aziz M.* Convective Heat Transfer Enhancement Due to Intermittency in an Impinging Jet // *ASME J. Heat Transfer.* 1993. V. 115. P. 91.
8. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импульсной турбулентной струи // *ТБТ.* 2013. Т. 51. № 2. С. 287.
9. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Влияние формы импульсов на теплообмен в нестационарной импульсной воздушной струе // *ТБТ.* 2021. Т. 59. № 3. С. 394.
10. *Pavlova A., Amitay M.* Electronic Cooling Using Synthetic Jet Impingement // *ASME J. Heat Transf.* 2006. V. 128. P. 897.
11. *Silva-Llanca L., d'Alencon J.P., Ortega A.* Vortex Dynamics-driven Heat Transfer and Flow Regime Assessment in a Turbulent Impinging Synthetic Jet // *Int. J. Thermal Sci.* 2017. V. 121. P. 278.
12. *Krishan G., Aw K.C., Sharma R.N.* Synthetic Jet Impingement Heat Transfer Enhancement – A Review // *Appl. Thermal Eng.* 2019. V. 149. P. 1305.
13. *Glezer A., Amitay M.* Synthetic Jets // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2002. V. 34. P. 503.
14. *Mohseni K., Mittal R.* Synthetic Jets: Fundamentals and Applications. Boca Raton: Taylor & Francis, 2015.
15. *Бендерский Л.А., Любимов Д.А., Терехова А.А.* Исследование RANS/ILES-методом эффективности применения синтетических струй для управления течением в S-образном воздухозаборнике, интегрированном с планером самолета // *ТБТ.* 2020. Т. 58. № 2. С. 287.
16. *Valiorgue P., Persoons T., McGuinn A., Murray D.B.* Heat Transfer Mechanisms in an Impinging Synthetic Jet for a Small Jet-to-surface Spacing // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2009. V. 33. P. 597.
17. *Persoons T., McGuinn A., Murray D.B.* A General Correlation for The Stagnation Point Nusselt Number of an Axisymmetric Impinging Synthetic Jet // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2011. V. 54. P. 3900.
18. *Trávníček Z., Vít T.* Impingement Heat/Mass Transfer to Hybrid Synthetic Jets and Other Reversible Pulsating Jets // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2015. V. 85. P. 473.
19. *Bazdidi-Tehrani F., Karami M., Jahromi M.* Unsteady Flow and Heat Transfer Analysis of an Impinging Synthetic Jet // *Heat Mass Transfer.* 2011. V. 47. P. 1363.
20. *Zhang D., Yang K., Qu H.C., Gao J.* Numerical Investigation of Heat Transfer Performance of Synthetic Jet Impingement onto Dimpled/Protrusioned Surface // *Therm. Sci.* 2015. V. 19. P. S221.
21. *Hatami M., Bazdidi-Tehrani F., Abouata A., Mohammadi-Ahmar A.* Investigation of Geometry and Dimensionless Parameters Effects on the Flow Field and Heat Transfer of Impingement Synthetic Jets // *Int. J. Therm. Sci.* 2018. V. 127. P. 41.
22. *Menter F.R.* Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // *AIAA J.* 1994. V. 32. P. 1598.
23. *Parneix S., Durbin P.A., Behnia M.* Computation of 3-D Turbulent Boundary Layers Using the $V2-F$ Model // *Flow, Turbulence Combust.* 1998. V. 60. P. 19.
24. *Mityakov A.V., Sapozhnikov S.Z., Mityakov V.Y., Snarskii A.A., Zhenirovsky M.I., Pyrhonen J.J.* Gradient Heat Flux Sensors for High Temperature Environments // *Sens. Actuators A.* 2012. V. 176. P. 1.
25. *Pakhomov M.A., Terekhov V.I.* Numerical Study of Fluid Flow and Heat Transfer Characteristics in an Intermittent Turbulent Impinging Round Jet // *Int. J. Thermal Sci.* 2015. V. 87. P. 85.
26. *Craft T.J., Launder B.E.* New Wall-reflection Model Applied to the Turbulent Impinging Jet // *AIAA J.* 1992. V. 30. P. 2970.
27. *Timoshenko S., Woinowsky-Krieger S.* Theory of Plates and Shells. N.Y.: McGraw-Hill, 1959. 575 p.
28. *Lemanov V.V., Pakhomov M.A., Terekhov V.I., Travnicek Z.* Non-Stationary Flow and Heat Transfer in a Synthetic Confined Jet Impingement // *Int. J. Thermal Sci.* 2022. V. 179. 107607.
29. *Liu T., Sullivan J.P.* Heat Transfer and Flow Structure in an Excited Circular Impinging Jet // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1996. V. 39. P. 3695.
30. *Silva L.A., Ortega A.* Convective Heat Transfer in an Impinging Synthetic Jet: A Numerical Investigation of a Canonical Geometry // *ASME J. Heat Transfer.* 2013. V. 135. 082201.
31. *Alekseenko S.V., Markovich D.M., Semenov V.I.* Effect of External Disturbances on the Impinging Jet Structure // *Proc. 3rd Int. Conf. on Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodyn* / Eds. Giot M., Mayinger F., Celata G. Brussels, Belgium, June 22–26, 1997. Edizioni ETS. P. 1815.
32. *Wei R., Tao Q., Ni W.* Bifurcation and Chaos of Direct Radiation Loudspeaker // *Chin. Phys. Lett.* 1986. V. 3. P. 469.
33. *Zhang Y., Li P., Xie Y.* Numerical Investigation of Heat Transfer Characteristics of Impinging Synthetic Jets with Different Waveforms // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2018. V. 125. P. 1017.
34. *Gil P., Wilk J., Smusz R., Galek R.* Centerline Heat Transfer Coefficient Distributions of Synthetic Jets Impingement Cooling // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 160. 120147.