



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. А. Пахомов, В. И. Терехов, Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импактной турбулентной струи, *ТВТ*, 2013, том 51, выпуск 2, 287–293

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.207.160.209

14 ноября 2024 г., 14:16:04



ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ИМПУЛЬСОВ НА ТЕПЛООБМЕН В ТОЧКЕ ТОРМОЖЕНИЯ ИМПАКТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

© 2013 г. М. А. Пахомов, В. И. Терехов

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

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 13.02.2012 г.

С применением модели переноса рейнольдсовых напряжений проведено численное исследование теплообмена в импульсной импактной воздушной струе. Показано, что в импульсной импактной струе возможно как увеличение, так и подавление теплообмена по сравнению со стационарным течением. В области небольших расстояний между срезом трубы и преградой ($H/D \leq 6$) в импульсной струе теплообмен в точке торможения увеличивается с ростом частоты импульсов, тогда как для $H/D > 8$ увеличение частоты вызывает снижение теплообмена. Увеличение числа Рейнольдса вызывает снижение интенсификации теплообмена, и данные для всех частот приближаются к стационарному режиму течения. Выполнено сопоставление с имеющимися в литературе данными других авторов, и получено удовлетворительное согласие по влиянию частоты импульсов на теплообмен газовой струи с импактной поверхностью.

ВВЕДЕНИЕ

Изучению аэродинамики и теплообмена в турбулентных импактных струях посвящено большое количество работ (см. обзоры [1–4]). Эта проблема представляет интерес для многих практических приложений (охлаждение различного оборудования, лопаток турбин, нанесение покрытий, сушка и закалка 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 [5] одним из методов управления структурой течения и теплообменом является импульсная подача однофазного или двухфазного потоков [6–13]. В этих работах отмечено, что основными особенностями импульсных импактных струй являются значительно более тонкие гидродинамический и тепловой пограничные слои по сравнению со стационарным течением, повышенный уровень турбулентности газовой фазы и возникающая при этом неустойчивость течения. Данные различных авторов для импульсных струй зачастую противоречат друг другу. Наблюдается как увеличение теплообмена по сравнению со стационарным потоком, так и его понижение или же отсутствие влияния. Увеличение теплообмена может изменяться от 10 до 100% в районе точки торможения и до 40–50% в области пристенной струи. Понижение теплообмена варьируется в диапазоне 10–30% по всей длине импактной поверхности.

Еще более сложная картина течения наблюдается для импульсных двухфазных струй при до-

бавлении в них испаряющихся капель жидкости [12, 13]. Значительная интенсификация теплообмена за счет периодической подачи теплоносителя делает подобный метод охлаждения весьма перспективным.

Ранее в работе [7] было показано, что на теплообмен оказывает влияние не только частота импульса, но и его продолжительность – соотношение между временем импульса t_{on} и полным временем цикла t_c (см. рис. 1 и 2), а также закон изменения формы профиля скорости газа во времени (прямоугольная, треугольная, синусоидальная и пр.) [9, 10]. Продолжительность импульса или параметр скважности DC определяется по формуле $DC = t_{on}/t_c = t_{on}/(t_{on} + t_{off})$, где t_{off} – время, когда нет течения.

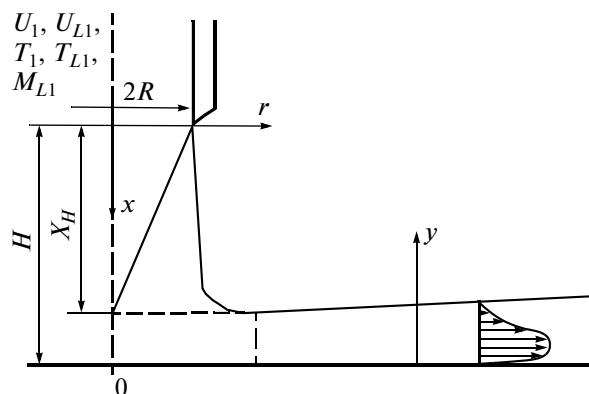


Рис. 1. Схематическое изображение развития импактной газодождевой струи.

Сложность и многофакторность процессов, протекающих в импульсных струях, не позволяет к настоящему времени получить полную картину взаимосвязанных термогазодинамических процессов в таких потоках. Имеющиеся в литературе единичные экспериментальные и расчетные работы отвечают лишь на часть вопросов. Поэтому необходимо дальнейшее проведение подробных исследований с целью накопления данных по структуре, течению и теплообмену и дополнения информации, получаемой экспериментально.

Целью настоящей работы было проведение численного моделирования динамики течения и теплообмена в импульсной осесимметричной импактной струе при турбулентном режиме течения. Исследования были проведены при вариации частоты следования импульсов, расстояния между срезом трубы и преградой, а также числа Рейнольдса струи. Импульсы были прямоугольной формы при одинаковой длительности фаз открытия и закрытия потока струи $t_{\text{он}} = t_{\text{офф}}$, так что коэффициент скважности был неизменным и равным $DC = 0.5$.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Система осредненных уравнений газовой фазы.

Для описания динамики и тепломассопереноса нестационарного осесимметричного течения система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса представлена в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{DU_i}{Dt} &= -\frac{\partial(P + 2k/3)}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \langle u_i u_j \rangle \right), \\ \frac{DT}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \langle u_j t \rangle \right), \\ \rho &= P/(\bar{R}T). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ , ν – плотность и коэффициент кинематической вязкости газа; t – время; U_i – компоненты осредненной скорости; x_i – проекции на оси координат; $\frac{D}{Dt}$ – полная или субстанциональная производная; $2k = \langle u_i u_i \rangle$ – турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ); P – давление; \bar{R} – удельная газовая постоянная; T – температура. Турбулентный тепловой поток в газовой фазе определен в работе по гипотезе Буссинеска

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

где индекс T – турбулентный параметр. Величина турбулентного числа Прандтля $Pr_T = 0.85$ в работе принималась аналогично [14].

Дифференциальная модель переноса рейнольдсовых напряжений для осесимметричного потока. Модель состоит из системы уравнений для вторых моментов $\langle u_i u_j \rangle$ и уравнения диссипации турбулентной кинетической энергии ε в однофазном импактном потоке по модели [15]

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \langle u_i u_j \rangle &= d_{ij} + P_{ij} + A_{ij} - \varepsilon_{ij}, \\ \frac{D\varepsilon}{Dt} &= C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[P_k + \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)^2 \right] - \\ &- C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[C_{\varepsilon} \langle u_i u_k \rangle \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь d_{ij} – диффузионное слагаемое, P_{ij} – производство турбулентных напряжений, A_{ij} – перераспределение энергии между отдельными оставляющими $\langle u_i u_j \rangle$ и ε_{ij} – диссипативный член.

Диффузионное слагаемое (турбулентное и молекулярное перемешивание при взаимодействии составляющих пульсационной скорости) имеет вид

$$d_{ij} = C_S \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{k}{\varepsilon} \langle u_i u_k \rangle \frac{\partial}{\partial x_l} \langle u_l u_j \rangle \right]. \quad (3)$$

Порождение турбулентных напряжений из осредненного движения (интенсивность переноса энергии от осредненного движения к пульсационному) составляет

$$P_{ij} = - \left(\langle u_i u_k \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \langle u_j u_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right). \quad (4)$$

Слагаемое, учитывающее обмен энергией между различными компонентами пульсаций за счет наличия корреляций давление–скорость деформации, имеет вид

$$A_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_i u_j \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) + A_{ij}^W, \quad (5)$$

где пристеночные эффекты в (5) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{ij}^W &= \phi_{ij1}^W + \phi_{ij2}^W, \\ \phi_{ij1}^W &= C_{W1} \frac{\varepsilon}{k} f_y \times \\ &\times \left(\langle u_i u_m \rangle n_l n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \langle u_i u_m \rangle n_m n_j - \frac{3}{2} \langle u_j u_m \rangle n_m n_i \right), \\ \phi_{ij2}^W &= -C_{W2} \frac{\partial U_l}{\partial x_m} \langle u_i u_m \rangle (n_q n_q \delta_{ij} - 3n_l n_j) f_y - C_{W2}^1 k f_y \times \\ &\times \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_m} n_l n_k a_{lm} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \frac{\partial U_i}{\partial x_m} n_l n_j a_{lm} - \frac{3}{2} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} n_l n_i a_{lm} \right) + \\ &+ C_{W2}^2 k f_y \times \left[\frac{\partial U_l}{\partial x_m} n_l n_m \left(n_l n_j - \frac{1}{3} n_q n_q \delta_{ij} \right) \right]. \end{aligned}$$

Здесь $a_{ij} = \frac{\langle u_i u_j \rangle}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}$ – анизотропные напряжения, $f_y = k^{3/2}/(C_y \varepsilon)$ – функция турбулентного масштаба длины, δ_{ij} – символ Кронекера.

Для диссипативного члена, как и в [15], используется изотропное представление, справедливое для локально изотропных течений при больших числах Рейнольдса:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon. \quad (6)$$

Другие константы модели имеют вид аналогичный работе [15] и здесь подробно не описаны.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И МЕТОД ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC.

Была применена расчетная сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Сгущение расчетных узлов сделано в окрестностях оси струи, среза трубы и стенки. Расчетная область представляла собой цилиндр размером 10 диаметров трубы и высотой H (H – расстояние между срезом трубы и поверхностью преграды). Первый расчетный узел от стенки находится на расстоянии $y_+ = y U_* / \nu = 0.3-0.5$, где U_* – скорость трения. Константа сгущения для пристенной области выбиралась 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 $x/D = 10$, где D – внутренний диаметр трубы. При меньшем расстоянии число узлов сетки по координате x уменьшалось таким образом, чтобы сохранялось приемлемое соотношение длин граней контрольных объемов. Дополнительно проводились расчеты на сетке, содержащей 300×400 контрольных объемов. Различия в результатах расчетов числа Нуссельта для однофазного течения не превышало 1%. Шаг по времени равнялся $\Delta t = 10^{-5}$ с.

На срезе трубы для газовой фазы используются данные предварительных расчетов однофазного течения в трубе длиной $x/D = 75$ калибров с использованием $k-\varepsilon$ -модели турбулентности [16]. Таким образом, на срезе трубы имеется полностью развитое турбулентное течение газа. На оси струи задаются условия симметрии, на стенке – условия непроницаемости и прилипания. В каче-

стве граничных условий на внешней границе струи устанавливались нулевые значения искомых параметров. На периферии пристенной струи задаются условия равенства нулю производных искомых параметров в направлении, параллельном импактной поверхности (“мягкие” граничные условия). Компоненты рейнольдсовых напряжений определялись в тех же точках на поверхности контрольного объема, что и соответствующие компоненты осредненных скоростей газа по методу [15].

Система уравнений (1)–(6) с соответствующими граничными условиями позволяет проводить численное исследование динамики и теплопереноса в импактной импульсной однофазной струе.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ ДРУГИХ РАБОТ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ

На первом этапе были проведены сопоставления с данными измерений и расчетов турбулентности и теплообмена стационарной импактной турбулентной струи. Было получено хорошее согласие с классическими экспериментальными данными [17] по распределению анизотропных турбулентных пульсаций и рейнольдсовых напряжений в импактной струе. Для сопоставления по теплообмену использовались данные экспериментов [18, 19], расчетов по модели $v2f$ [20], расчетов с применением нелинейной модели турбулентности [21] и метода LES [22].

В целом расчет авторов согласуется с данными других исследований [17–22] в широком диапазоне изменения расстояний между срезом трубы и импактной поверхностью. Это послужило базисом при проведении исследований более сложного случая импактной импульсной струи.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ СТРУИ И ИХ АНАЛИЗ

Схема развития импактной струи приведена на рис. 1. Все расчеты были проведены для воздуха атмосферного давления. Диаметр трубы был равен $D = 20$ мм. Среднемассовая осредненная по времени скорость потока газа на срезе трубы как для стационарного, так и для импульсного режимов течения изменялась в диапазоне $U_{m1} = 3.5-35$ м/с, при этом число Рейнольдса струи соответствовало турбулентному режиму течения $Re = DU_{m1}/\nu = 4.6 \times 10^3 - 4.6 \times 10^4$. Температура стенки была постоянной и составляла $T_w = 373$ К. Начальная температура газа на срезе трубы равнялась $T_1 = 293$ К и совпадала с температурой в окружающем затопленном пространстве. Расстояние до

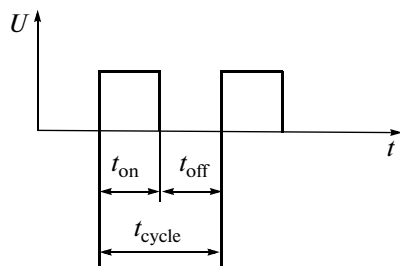


Рис. 2. Форма профиля импульса потока.

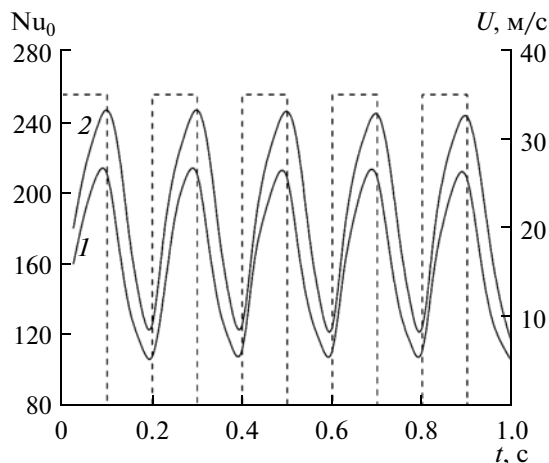


Рис. 3. Зависимость числа Нуссельта в точке торможения (непрерывные линии) и скорости газа (пунктир) от времени при $H/D = 2$ и 6 , $Re = 23000$, $T_w = 373$ К, $T_1 = 293$ К, $f = 5$ Гц, $U_1 = 35$ м/с, $DC = 0.5$, $St = 2.85 \times 10^{-3}$: 1 – $H/D = 2$, 2 – 6.

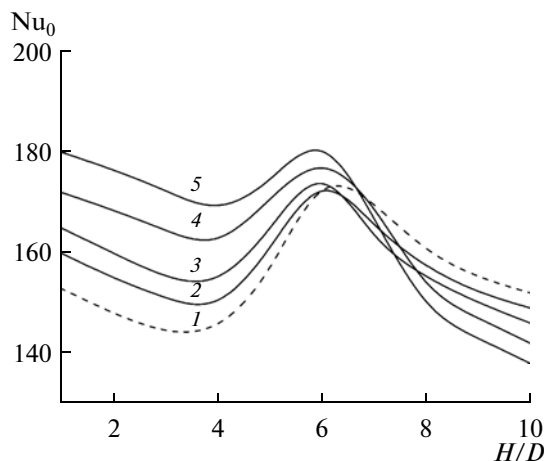


Рис. 4. Теплообмен в точке торможения импульсной импактной струи при вариации расстояния между соплом и преградой и частоты импульсов, $Re = 23000$: 1 – $f = 0$ Гц (стационарная струя), 2 – 5, 3 – 10, 4 – 30, 5 – 60.

преграды изменялось в диапазоне $H/D = 1-10$. Частота подачи потока импульса соответствовала $f = 0-60$ Гц, а величина параметра скважности была неизменной $DC = t_{on}/(t_{on} + t_{off}) = 0.5$ (см. рис. 2). Число Струхала, определенное по диаметру трубы, изменялось в пределах $St_D = fD/U_{m1} = 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$. Все расчеты были проведены для прямоугольной формы импульса подачи однофазного потока и при равенстве осредненного по времени расхода для импульсной и стационарной импактных струй.

Изменения по времени скорости истечения струи (пунктир) и числа Нуссельта Nu_0 (непрерывные линии) в точке торможения приведены на рис. 3 для расстояний до преграды $H/D = 2$ и 6 . Здесь представлены данные для пяти последовательных циклов. Видно, что изменение числа Nu_0 по времени носит гармонический характер. При этом локальные максимумы и минимумы теплообмена располагаются, соответственно, в конце цикла подачи газовой фазы и в момент перед началом нового импульса. Необходимо отметить, что при данной частоте импульсов ($f = 5$ Гц) минимальное значение теплоотдачи не обращается в ноль, а составляет примерно половину от максимального значения. Это говорит об инерционных свойствах струи и образующегося на поверхности пограничного слоя. Значения числа Нуссельта в точке торможения для стационарного потока при таком же осредненном по времени расходе $Nu_0 = 152$ и $Nu_0 = 185$ для расстояний до преграды составляют $H/D = 2$ и 6 соответственно.

Осредненные по времени значения числа Нуссельта в точке торможения при вариации расстояния между срезом трубы и преградой для различных частот следования импульсов представлены на рис. 4. Здесь $Nu = \frac{1}{TC} \int_0^{TC} Nu(r, t) dt$ – осредненное по времени число Нуссельта, TC – время осреднения (как правило, не менее 5 периодов). Интегральное по времени значение расхода газа на срезе трубы для представленных на рис. 4 данных оставалось неизменным, а число Рейнольдса равным $Re = 2.3 \times 10^4$. Пунктирная линия 1 здесь соответствует стационарному режиму течения. Расчет теплообмена в этом случае проводился по стационарным уравнениям модели.

Отметим основные особенности влияния нестационарности течения на теплообмен в точке торможения. Максимальное значение теплоотдачи в лобовой точке как для стационарного, так и нестационарного случая наблюдается на расстоянии $H/D \approx 6$ от преграды. Это расстояние примерно соответствует длине потенциального ядра струи и подобная закономерность для стационарного режима отмечается во многих работах [1, 2]. В целом характер изменения теплообмена в зависимости от расстояния до преграды при импульс-

ной подаче струи сохраняется. Однако при малых удалениях от преграды ($H/D \leq 6$) по мере роста частоты импульсов коэффициент теплоотдачи возрастает. В диапазоне расстояний $6 \leq H/D \leq 8$, как это видно на рис. 4, нестационарность импульсной струи практически не сказывается на теплообмене, а на больших удалениях от преграды ($H/D > 8$) становится заметным подавление процессов теплопереноса.

Влияние числа Рейнольдса на средний теплообмен в точке торможения импульсной струи при различных ее частотах демонстрируется на рис. 5. Линия 1 здесь соответствует стационарному режиму течения струи, которая имеет вид $Nu_0 \sim Re^{0.57}$. В экспериментальных работах [18, 19] получена зависимость $Nu_0 \sim Re^{0.55-0.68}$, а в расчетах [20, 21] это соотношение представлено зависимостями $Nu_0 \sim Re^{0.5}$ и $Nu_0 \sim Re^{0.62}$ соответственно.

Как видно, при данных частотах следования импульсов теплообмен в нестационарной струе выше, чем в стационарной. Причем по мере увеличения числа Рейнольдса эффект интенсификации теплообмена снижается и данные для всех частот приближаются к однофазному режиму течения. Подобный результат, вероятно, следует ожидать и для других расстояний между срезом трубы и преградой, однако этот интересный эффект требует более детального изучения.

Зависимость относительного коэффициента теплообмена $ER = Nu_0/Nu_{00}$ от числа Струхала $St_D = fD/U$ струи при различных расстояниях H/D показана на рис. 6. Здесь Nu_{00} – коэффициент теплоотдачи в лобовой точке стационарной струи при идентичном среднем по времени расходе газа в струе. Число Струхала в данной серии расчетов варьировалось только за счет изменения частоты импульсов.

В области малых частот все кривые имеют характерный минимум, затем величина ER резко возрастает, достигая единицы, и далее можно отметить медленное увеличение относительного коэффициента теплообмена по мере возрастания числа Струхала. Максимальная интенсификация теплообмена, как это следует из рис. 6, составляет примерно ~20%. При этом расчетные данные для различных удалений сопла от стенки имеют тенденцию к обобщению. Исключение составляют расчеты для больших удалений ($H/D = 10$), когда определяющее влияние на процесс взаимодействия струи с поверхностью начинают оказывать процессы смешения струи с окружающей средой.

Для стационарного случая теплообмен в точке торможения импульсной струи по данным работы [1] составляет

$$Nu_{00} = A Re_m^{0.5} \sim U_m^{0.5}$$

В области низких частот f , когда допустимо использование квазистационарного приближения,

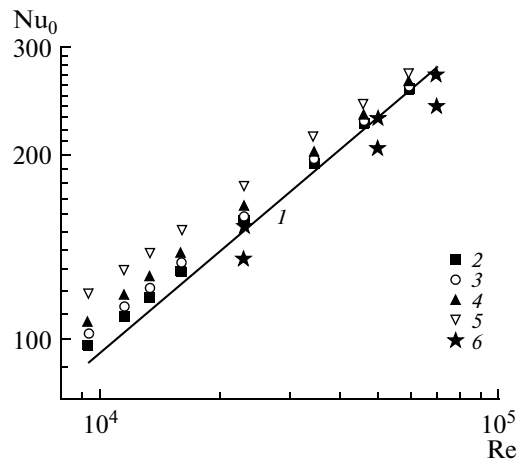


Рис. 5. Влияние числа Рейнольдса на теплообмен в точке торможения импульсной струи: линия – расчет для стационарного потока, $H/D = 2$; 1 – стационарная струя ($f = 0$ Гц), 2 – $f = 5$ Гц, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 60, 6 – область изменения экспериментальных и расчетных данных по теплообмену в точке торможения стационарной импульсной струи [18–22].

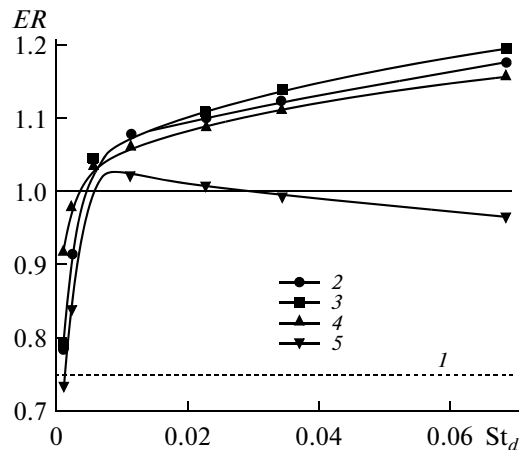


Рис. 6. Теплообмен в точке торможения импульсной струи в зависимости от числа Струхала при $Re = 23000$: 1 – квазистационарная струя ($f \rightarrow 0$), 2 – $H/D = 1$, 3 – 2, 4 – 6, 5 – 10.

для импульсной струи аналогично [9, 10] для импульсов прямоугольной формы со скважностью $DC = 0.5$ можно записать:

$$Nu_0 = A Re_{2m}^{0.5} / 2 \sim (2U_m)^{0.5} / 2.$$

Это приводит к величине $ER \approx 0.71$ в импульсной струе по сравнению со стационарным течением независимо от числа Струхала. Это значение ER на рис. 6 отмечено линией 1. При малых частотах расчетные значения приближаются к квазистационарному пределу, что говорит о возможности использования этого простого метода для оценки уровня теплообмена.

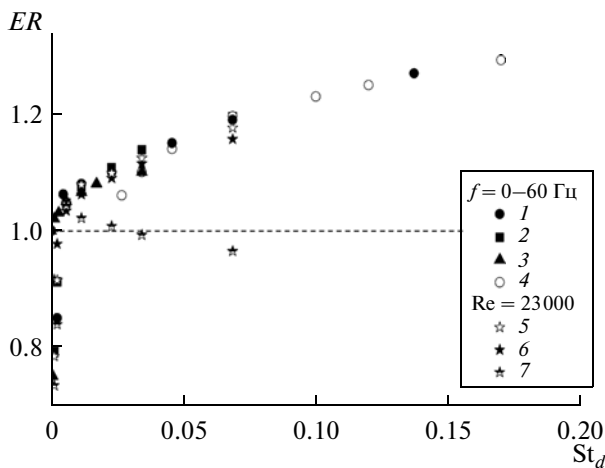


Рис. 7. Обобщение расчетных данных по теплоотдаче в точке торможения импульсной струи: 1 – $Re = 1.15 \times 10^4$, 2 – 2.3×10^4 , 3 – 4.6×10^4 , 4 – $f = 60$ Гц, $Re = (0.9-6) \times 10^4$, 5 – $H/D = 1$, 6 – 6, 7 – 10.

Обобщение расчетных данных по относительному коэффициенту теплообмена в точке торможения турбулентной импульсной струи приведено на рис. 7. Расчеты проводились при вариации как частоты следования импульсов и расстояния между соплом и преградой, так и числа Рейнольдса (скорости газа на срезе трубы). Как и на рис. 6, все расчетные точки в исследованном диапазоне режимных параметров, кроме больших значений $H/D > 6$, достаточно хорошо обобщаются. Это позволяет качественно и количественно прогнозировать поведение осредненного коэффициента теплоотдачи в лобовой точке импульсной струи.

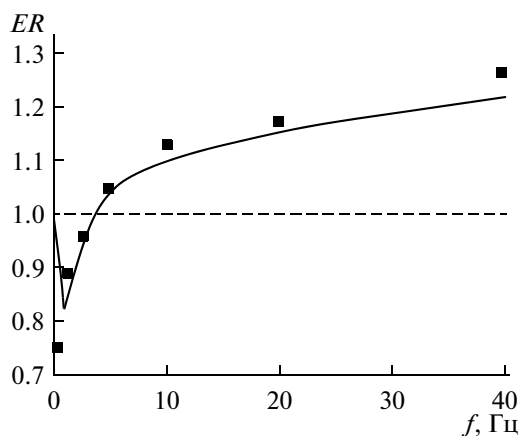


Рис. 9. Сопоставление расчетных (линия) и экспериментальных (точки) данных [9, 10] по осредненному по времени и по поверхности преграды коэффициенту теплообмена.

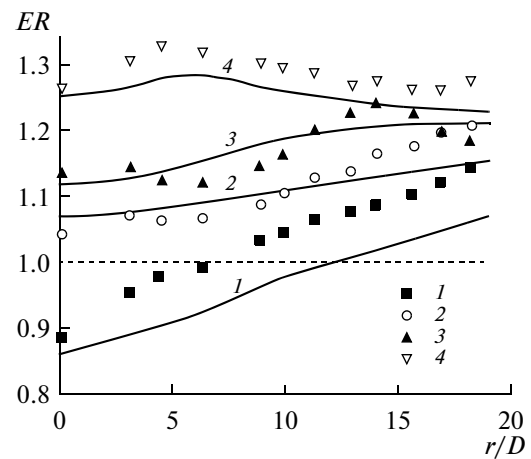


Рис. 8. Изменение осредненного по времени коэффициента теплообмена: точки – измерения [9, 10]; линии – расчет данной работы; $Re = 7500$, $H/D = 3$, $q_w = 420$ Вт/м², $St = 2.4 \times 10^{-3} - 7.6 \times 10^{-2}$; 1 – $f = 1.25$ Гц, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 40.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 8 и 9 представлены результаты сопоставлений расчетов и измерений [9, 10]. Эксперименты проведены для осесимметричной струи при $Re = 7500$, $St_d = 2.4 \times 10^{-3} - 7.6 \times 10^{-2}$, $q_w = 420$ Вт/м², $H/D = 3$ и $t_{on} = t_{off}$. Параметры течения на срезе трубы задавались из предварительного расчета потока в трубе диаметром $D = 15$ мм и длиной $20D$.

На рис. 8 показано изменение параметра ER по радиальной координате. Для частоты $f = 1.25$ Гц примерно на половине длины расчетной области величина теплообмена меньше соответствующего значения для стационарного потока. По мере удаления от точки торможения в области малых частот ($f \leq 5$ Гц) наблюдается увеличение теплообмена в импульсной струе по сравнению с величиной теплообмена в точке торможения. Это характерно как для экспериментов, так и для расчетов.

Влияние частоты подачи импульсов на теплообмен в точке торможения приведено на рис. 9. Первоначально в области малых частот ($f < 5$ Гц) наблюдается подавление теплообмена, при дальнейшем повышении f характерным является интенсификация теплообмена ($ER > 1.2$ при $f = 40$ Гц). Можно отметить удовлетворительное соответствие результатов наших численных расчетов с экспериментами [9, 10] во всей области исследованных частот f .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием модели переноса реинольдсовых напряжений выполнено численное исследование

дование течения и теплообмена воздушной импульсной импактной струи.

Показано влияние частоты импульсов на теплообмен в однофазном потоке. Для воздушной импульсной струи получено, что при расстояниях между срезом трубы и поверхностью преграды ($H/D \leq 6$) теплообмен увеличивается. В диапазоне расстояний $6 \leq H/D \leq 8$ нестационарность импактной струи практически не сказывается на теплообмене, а при больших ($H/D > 8$) заметно снижается. Увеличение числа Рейнольдса вызывает снижение интенсификации теплообмена, и данные для всех частот приближаются к стационарному режиму течения. В области низких частот импульсной импактной струи заметно подавление теплообмена по сравнению со стационарным течением.

Проведено сопоставление с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Показано, что результаты численных расчетов настоящего исследования качественно верно описывают изменение теплопереноса в импульсной импактной струе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ для молодых докторов наук (МД-670.2012.8), Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 12-08-00504) и программы ОЭММПУ РАН № 2.10.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982.
2. 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.
3. Webb B.W., Ma C.F. Single-Phase Liquid Jet Impingement Heat Transfer // Adv. Heat Transfer. 1995. V. 26. P. 105.
4. Zuckerman N., Lior N. Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling // Adv. Heat Transfer. 2006. V. 39. P. 565.
5. Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M. Experimental Study of an Impinging Jet with Different Swirl Rates // Int. J. Heat Fluid Flow. 2007. V. 28. P. 1340.
6. 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.
7. Sailor D.J., Rohli D.J., Fu Q.L. Effect of Variable Duty Cycle Flow Pulsations on Heat Transfer Enhancement for an Impinging Air Jet // Int. J. Heat Fluid Flow. 1999. V. 20. P. 574.
8. Hofmann H.M., Movileanu D.L., Kind M., Martin H. Influence of a Pulsation on Heat Transfer and Flow Structure in Submerged Impinging Jets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. V. 50. P. 3638.
9. Herwig H., Middelberg G. The Physics of Unsteady Jet Impingement and its Heat Transfer Performance // Acta Mechanica. 2008. V. 201. P. 171.
10. Middelberg G., Herwig H. Convective Heat Transfer under Unsteady Impinging Jets: The Effect of the Shape of the Unsteadiness // Heat Mass Transfer. 2009. V. 45. P. 1519.
11. Xu P., Yu B., Qiu S.X., Poh H.J., Mujumdar A.S. Turbulent Impinging Jet Heat Transfer Enhancement due to Intermittent Pulsation // Int. J. Thermal Sci. 2010. V. 49. P. 1247.
12. Moreira A.L.N., Panao M.R.O. Heat Transfer at Multiple-Intermittent Impact of a Hollow Cone Spray // Int. J. Heat Mass Transfer. 2006. V. 49. P. 4132.
13. Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И. Структура импульсной распыленной струи при изменении ее частотных характеристик // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 116.
14. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Enhancement of an Impingement Heat Transfer between Turbulent Mist Jet and Flat Surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. P. 3156.
15. Craft T.J., Launder B.E. New Wall-Reflection Model Applied to the Turbulent Impinging Jet // AIAA J. 1992. V. 30. P. 2970.
16. Hwang C.B., Lin C.A. Improved Low-Reynolds-Number $k-\varepsilon$ Model based on Direct Simulation Data // AIAA J. 1998. V. 36. № 1. P. 38.
17. Cooper D., Jackson D.C., Launder B.E., Liao G.X. Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment – I. Flow Field Experiments // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 2675.
18. Baughn J.W., Shimizu S. Heat Transfer Measurements from a Surface with Uniform Heat Flux and an Impinging Jet // ASME J. Heat Transfer. 1989. V. 111. P. 1096.
19. Baughn J.W., Hechanova A., Yan X. An Experimental Study of Entrainment Effects on the Heat Transfer from a Flat Surface to a Heated Circular Impinging Jet // ASME J. Heat Transfer. 1991. V. 113. P. 1023.
20. Behnia M., Parneix S., Durbin P.A. Prediction of Heat Transfer in an Axisymmetric Turbulent Jet Impinging on a Flat Plate // Int. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41. P. 1845.
21. Merci B., Dick E. Heat Transfer Predictions with a Cubic $k-\varepsilon$ Model for Axisymmetric Turbulent Jets Impinging onto a Flat Plate // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 469.
22. Волков К.Н. Нестационарный теплообмен в области взаимодействия турбулентной струи с преградой // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 896.