

УДК 519.63:532.526.5:532.517.[6+4]

*Болдырев С.В., ассистент, Набережночелнинский институт ФГАОУ ВО «Казанский (Приволжский) федеральный университет»,  
Болдырев А.В., кандидат технических наук, доцент, Набережночелнинский институт ФГАОУ ВО «Казанский (Приволжский) федеральный университет»,  
Харчук С.И., кандидат физико-математических наук, доцент, ФГБОУ ВО «Казанский государственный энергетический университет»*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КАНАЛА С ДИАФРАГМОЙ ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗА

*Аннотация: В работе проведено численное моделирование осесимметричного пульсирующего отрывного турбулентного течения сжимаемого газа в канале за диафрагмой. Применена квадратичная высокорейнольдсовая  $k-\varepsilon$  модель турбулентности с разработанными авторами поправочными функциями. Проведены тестовые расчеты. Исследовано влияние безразмерной частоты пульсаций на гидравлическое сопротивление канала с диафрагмой.*

*Ключевые слова: гидравлическое сопротивление; пульсирующее течение; отрывное течение; турбулентное течение; численное моделирование.*

На современном этапе развития техники первоочередными становятся проблемы повышения производительности и энергетической эффективности различных технических систем и агрегатов. Поэтому применительно к теплообменному оборудованию всё более актуальными становятся задачи, связанные с разработкой и совершенствованием методов интенсификации процессов теплоотдачи [1-5].

Так называемые пассивные методы не требуют внешнего подвода энергии для интенсификации и направлены на увеличение площади поверхности теплообмена, создание возмущений в потоке или изменение его параметров и т.п. Однако при их использовании необходимо учитывать изменение структуры и гидродинамических характеристик течения, повышение гидравлического сопротивления каналов и дополнительные потери энергии. Так, например, для течений в каналах с дискретным расположением выступов или лунок различных формы и размеров характерно образование отрывных зон

перед и за препятствиями, трехмерных вихревых структур и т.п. А при создании пульсирующих режимов течения происходит формирование в потоке волн, появляется возможность возникновения резонансных явлений, нарушается изотропия турбулентности и др. Особый интерес исследователей представляют структура и характеристики течений, возникающих при одновременном применении дискретной шероховатости в каналах и наложенных пульсаций в потоке [1-6].

Однако получение данной информации с помощью имеющихся на сегодняшний день экспериментальных и расчетных методов связано с определенными трудностями. Так, например, новые оптические методы (PIV, SIV) позволяют изучить динамику векторного поля мгновенной скорости и турбулентных характеристик пульсирующего потока в течение периода колебаний одновременно в нескольких точках некоторой плоскости в канале. Однако их использование затруднительно при криволинейной форме сечения канала, а также в аппаратах со сложной конфигурацией проточной полости.

Применение же численных методов подразумевает наличие математической модели течения, адекватно учитывающей взаимовлияние наложенных пульсаций, отрыва потока, турбулентных флуктуаций и т.п. Использование перспективных подходов к моделированию рассматриваемых потоков (DNS, LES, DES) приводит к значительным временным затратам для получения результатов расчетов даже при привлечении высокопроизводительных вычислительных ресурсов [7]. В то же время, применение моделей турбулентности, основанных на подходе Рейнольдса (URANS) и содержащих эмпирические константы, калиброванные для относительно простых течений, может привести к ошибочным решениям [8, 9].

В данной работе в ходе численного моделирования с использованием разработанных авторами поправочных функций [9] в уравнениях квадратичной высокорейнольдсовой  $k - \varepsilon$  модели турбулентности Лешцинера и др. [10] проведено исследование гидравлического сопротивления канала с диафрагмой при пульсирующем отрывном турбулентном течении сжимаемого газа.

Математическая модель течения представлена дифференциальными уравнениями переноса массы, импульса и энергии, осредненными по Рейнольдсу, уравнением Клапейрона, дифференциальными уравнениями модели турбулентности Лешчинера и др. со стандартными пристеночными функциями (в тензорной форме) [9]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = \frac{\partial P_{ji}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial E}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (P_{ji} V_i); \quad (3)$$

$$\rho = \frac{P_{ATM} + p}{RT}; \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon - \rho \Psi_M, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{C_{\varepsilon 1} G_k}{C_T} - \frac{\rho \varepsilon}{C_T} (C_{\varepsilon 2} + K(y) \cdot C_1(Sh, Re)), \quad (6)$$

где  $i, j$  – индексы, принимающие значения 1, 2, 3;

$\rho$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>;

$t$  – время, с;

$V$  – вектор скорости движения жидкости, м/с;

$x$  – координата, м;

$P$  – тензор напряжений, Па;

$E$  – полная энергия газа, Дж/кг;

$q$  – вектор плотности теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;

$p_{ATM}$  – атмосферное давление, Па;

$p$  – избыточное давление, Па;

$R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К);

$T$  – абсолютная температура газа, К;

$k$  – кинетическая турбулентная энергия, Дж/кг;  
 $\mu$  – динамический коэффициент молекулярной вязкости газа, Па·с;  
 $\mu_t$  – динамический коэффициент турбулентной вязкости газа, Па·с;  
 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$  – константы модели турбулентности;  
 $G_k$  – компонент, учитывающий генерацию энергии  $k$ , Дж/(м<sup>3</sup>·с);  
 $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической турбулентной энергии, Вт/кг;  
 $\Psi_M$  – компонент, учитывающий влияние сжимаемости среды на пульсации скорости движения жидкости, Вт/кг;  
 $C_T = \max(k/\varepsilon, \sqrt{\nu/\varepsilon})$  – турбулентный масштаб времени, с;  
 $\nu$  – кинематический коэффициент молекулярной вязкости газа, м<sup>2</sup>/с;  
 $K(y) = |\text{rot } V| \cdot y/|V|$  – локальное число вращения, зависящее от локального распределения скорости и расстояния по нормали до ближайшей стенки  $y$  (достигает максимальных значений в области оторвавшегося сдвигового слоя);  
 $C_1(Sh, Re)$  – поправочная функция чисел Струхалья  $Sh$  и Рейнольдса  $Re$ , вызывающая дополнительную генерацию кинетической турбулентной энергии.

Введение в уравнение (6) локального числа вращения и поправочной функции  $C_1(Sh, Re)$  связано с тем обстоятельством, что исходное значение коэффициента  $C_{\varepsilon 2}$  получено решением задачи о распаде изотропной турбулентности за сеткой с использованием экспериментальных данных Таунсенда и может приводить к ошибкам при моделировании более сложных течений. Кроме того, для учета возможного отклонения осредненного во времени профиля скорости от универсального логарифмического закона на определенных пульсирующих режимах течения постоянная Кармана  $\kappa = 0,42$  в выражении пристеночной функции для скорости заменена на поправочную функцию  $\kappa(Sh, Re)$  [9].

Значения поправочных функций калиброваны авторами в ходе расчетов пульсирующего отрывного турбулентного течения сжимаемого газа в цилиндрическом канале с диафрагмой на входе в диапазоне частот наложенных

пульсаций  $f = 0..377$  Гц при значениях числа Рейнольдса  $Re = U_{CP0}h/\nu$  равных 17000 и 33000 (здесь  $U_{CP0}$  – средняя за период пульсаций среднерасходная скорость газа в сечении диафрагмы,  $h = (D - d)/2 = 12$  мм – высота выступа, зависящая от диаметров канала  $D$  и отверстия в диафрагме  $d$ ).

Расчеты выполнены в осесимметричной постановке с применением программного продукта STAR-CCM+ v8.02.011 на основе метода конечных объемов. Размеры расчетной области, режимные параметры и экспериментальные данные по характеристикам течения для верификации математической модели взяты из диссертации И.А. Давлетшина [6].

Выбраны следующие граничные условия [9]: на входе в расчетную область – постоянное статическое давление, на выходе области – средний по времени массовый расход воздуха, на оси канала – ось симметрии, на стенках – условия «непроскальзывания», «непроницаемости» и «адиабатичности». Создание пульсирующих режимов течения в расчетах обеспечено за счет периодического изменения площади выходного отверстия в канале по времени путем использования деформируемой расчетной сетки [9].

Дискретизация расчетной области выполнена с помощью сеток, содержащих, в зависимости от режима течения, около 42000 квадратных ячеек со сгущением в рециркуляционной зоне и вблизи стенок ( $y^+ \geq 30$ ). В качестве начальных условий для каждой нестационарной задачи использовано решение, полученное для квазистационарного варианта  $f = 0$  Гц. Шаг по времени  $\Delta t = 10^{-4}$  с для моделирования нестационарных потоков выбран в ходе предварительных тестовых расчетов пульсирующего течения [9].

Верификация математической модели течения выполнена путем сопоставления с экспериментальными данными [6] расчетных локальных характеристик потока, осредненных за период пульсаций: коэффициентов поверхностного трения  $C_f$  и давления  $C_p$ , нормированных с помощью среднего во времени и по сечению  $x/h \approx 27$  канала динамического давления  $\rho U_{CP}/2$ , а также длины отрывной зоны, определяемой из условия  $C_f = 0$ .

На представленных ниже графиках и в тексте для краткости введены следующие обозначения: «стандартная модель» – исходная модель турбулентности Лешцинера [10] ( $C_1(Sh, Re) = 0, \kappa(Sh, Re) = 0,42$ ), «модель с поправками» – исходная модель турбулентности, содержащая предложенные авторами поправочные функции  $C_1(Sh, Re)$  и  $\kappa(Sh, Re)$  [9].

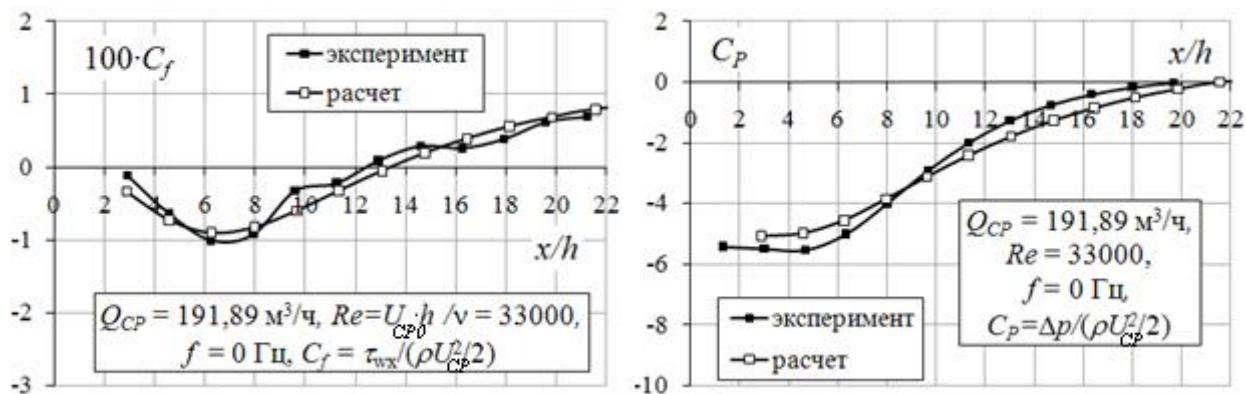


Рис. 1. Распределение коэффициентов поверхностного трения и давления вдоль стенки канала за диафрагмой для квазистационарного режима при числе Рейнольдса  $Re = 33000$

Для квазистационарных режимов ( $f = 0 \text{ Гц}$ ) достигнута низкая погрешность расчета коэффициентов поверхностного трения и давления вдоль стенки всего канала (рис. 1).

При использовании обеих моделей турбулентности на пульсирующих режимах течения выявлено удовлетворительное количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных лишь при частоте  $37 \text{ Гц}$  для  $Re = 33000$  ( $49 \text{ Гц}$  для  $Re = 17000$ ).

Установлено, что в диапазоне частот  $93..377 \text{ Гц}$  при  $Re = 33000$  ( $71..377 \text{ Гц}$  при  $Re = 17000$ ), уменьшение протяженности отрывной области успешно прогнозируется «моделью с поправками», в то время как «стандартная модель» приводит к заметному ослаблению данного эффекта (рис. 2). Кроме того, использование «стандартной модели» сильно снижает точность расчета значений коэффициентов поверхностного трения и давления (особенно при  $Re = 33000$ ).

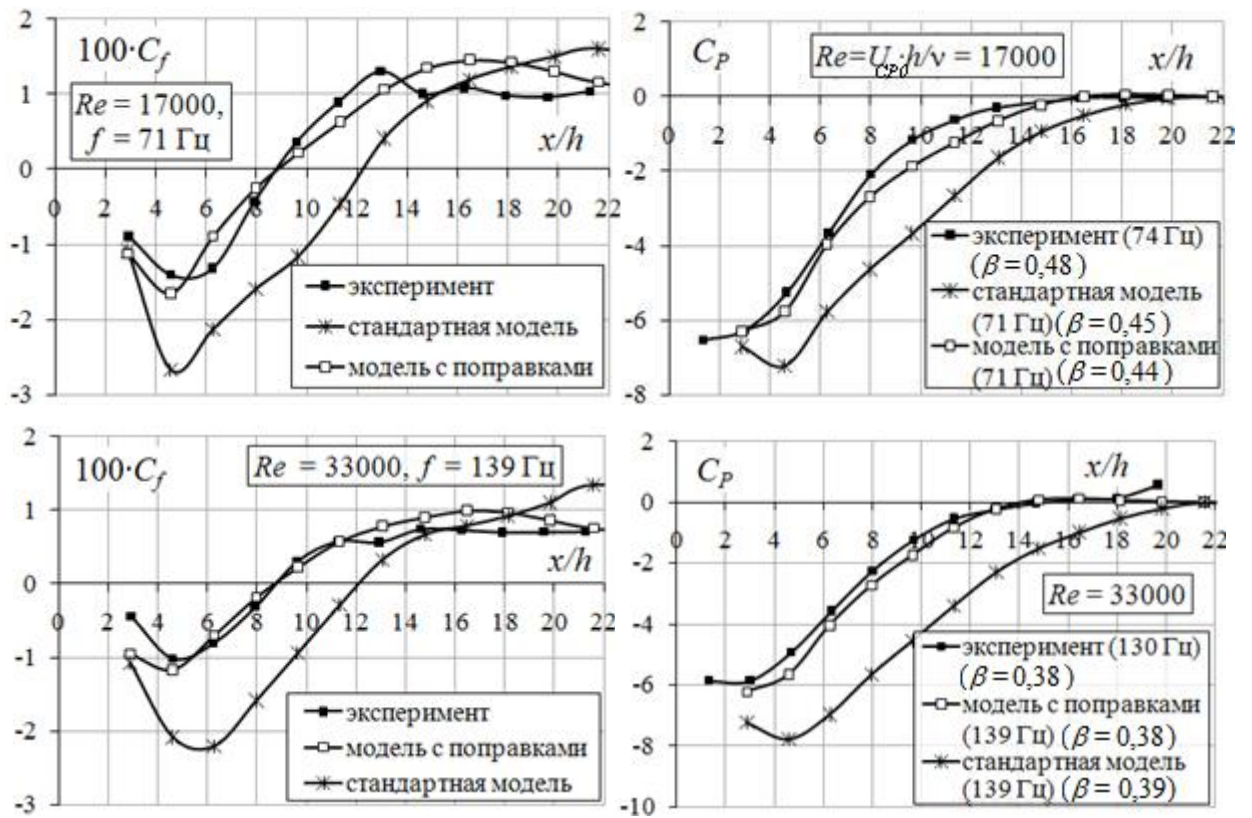


Рис. 2. Распределение коэффициентов поверхностного трения и давления вдоль стенки канала для двух пульсирующих режимов течения

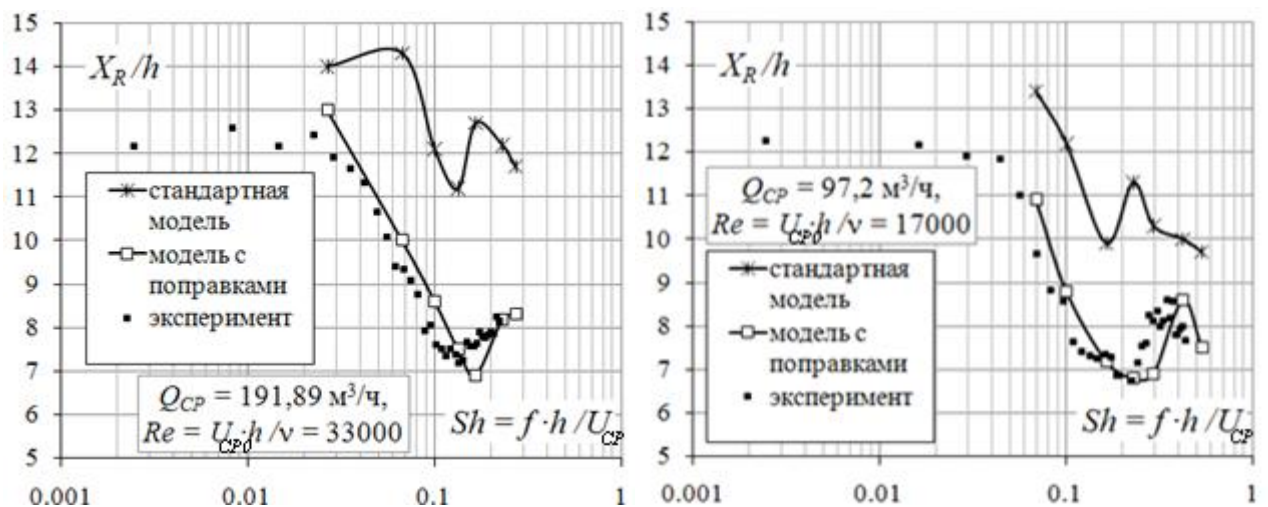


Рис. 3. Зависимость осредненной за период пульсаций относительной длины отрывной зоны от числа Струхала для двух режимов по числу Рейнольдса

Для всех исследуемых режимов по частоте колебаний наименьшая погрешность расчета относительной длины отрывной зоны  $X_R/h$  получена с помощью «модели с поправками» (рис. 3). Здесь число Струхала  $Sh = f \cdot h / U_{CP}$  вычислено по значению средней за период колебаний среднерасходной скорости  $U_{CP}$  в сечении канала  $x/h \approx 27$ . «Стандартная модель» приводит к

завышению значений  $X_R$  при высоких частотах примерно на 35..75%. Причем, точность расчета заметно повышается с уменьшением числа Рейнольдса с 33000 до 17000.

Таким образом, применение «стандартной модели» обеспечивает адекватные данные о локальных характеристиках рассматриваемых течений лишь при небольших значениях частоты наложенных пульсаций ( $Sh = f \cdot h / U_{CP} < 0,07$  при относительной амплитуде пульсаций скорости  $\beta = 0,45..0,48$  в сечении  $x/h \approx 27$  канала).

В то же время, предложенные авторами поправочные функции [9] позволяют улучшить результаты расчетов пульсирующего отрывного турбулентного течения в канале за диафрагмой при сравнительно большой частоте колебаний.

Поэтому оценка осредненного за период колебаний гидравлического сопротивления рассмотренного канала с диафрагмой при числе Рейнольдса  $Re = 33000$  в диапазоне частот  $f = 0..377$  Гц выполнена с применением в расчетах «модели с поправками».

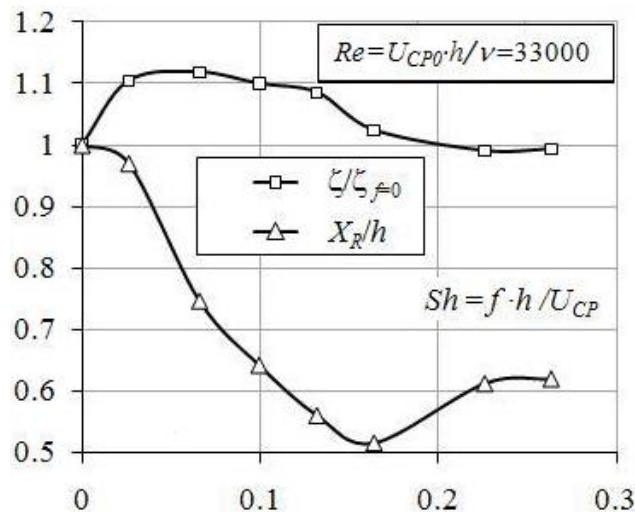


Рис. 4. Зависимости относительных коэффициента сопротивления канала с диафрагмой  $\zeta/\zeta_{f=0}$  и длины отрывной зоны  $X_R/h$  от числа Струхалия  $Sh$  для режима  $Re = 33000$ , полученные применением «модели с поправками»



Для определения коэффициента сопротивления  $\zeta$  использованы средние за период колебаний значения полных давлений  $p^*$  на входной границе расчетной области и в сечении канала  $x/h \approx 27$ :

$$\zeta = \frac{P_{\text{вход}}^* - P_x^*}{0,5\rho U_{CP}^2}. \quad (7)$$

Для квазистационарного режима течения достигнуто удовлетворительное соответствие расчетного коэффициента сопротивления  $\zeta$  канала с диафрагмой на входе экспериментальным данным из справочника И.Е. Идельчика [11].

Как видно из графика (рис. 4), сопротивление канала при наложенных пульсациях выше, чем при  $f = 0$  Гц, что качественно соответствует экспериментальным данным [6] и известным представлениям об особенностях пульсирующих течений.

Наибольшие значения сопротивления соответствуют режимам со сравнительно небольшой частотой пульсаций ( $Sh < 0,13$ ), когда, согласно экспериментальным данным [12], за диафрагмой начинают формироваться и срываться в основной поток сравнительно крупные «разгонные» вихри большой интенсивности, а протяженность зоны рециркуляции за диафрагмой уменьшается с увеличением числа Струхаля.

Быстрое снижение коэффициента сопротивления и некоторое увеличение длины отрывной области с ростом частоты  $f$  для пульсирующих режимов при  $Sh > 0,13$ , по-видимому, связано с изменением структуры течения (в слое смещения за диафрагмой образуются довольно интенсивные мелкомасштабные вихри, размер которых уменьшается с ростом числа Струхаля) [12].

Выявленный диапазон пульсирующих режимов течения ( $Sh > 0,13$ ) может оказаться перспективным для повышения теплогидравлической эффективности методов интенсификации теплообмена, одновременно использующих выступы на стенках каналов и наложенные пульсации в потоке.

## Литература

1. Колчин С.А. Гидравлическое сопротивление дискретно-шероховатого канала при наложенных пульсациях потока: дис. ... канд. техн. наук. – Казань, 2015. – 126 с.
2. Попов И.А. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Интенсификация теплообмена: монография / И.А. Попов, Х.М. Махьянов, В.М. Гуреев; под ред. Ю.Ф. Гортышова. – Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 561 с.
3. Леонтьев А.И. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок / А.И. Леонтьев, Ю.Ф. Гортышов, В.В. Олимпиаев, И.А. Попов // Известия РАН. Энергетика. – 2005. – №1. – С. 75-91.
4. Калинин Э.К. Интенсификация теплообмена в каналах / Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо. – 3 изд. – М.: Машиностроение, 1990. – 100 с.
5. Дрейцер Г.А. Интенсификация теплообмена и анализ методов сравнения теплогидравлической эффективности теплопередающих поверхностей / Г.А. Дрейцер, Б.В. Дзюбенко, Р.И. Якименко // Труды Второй Российской национальной конференции по теплообмену (Москва, МЭИ, 26-30 окт. 1998г.). Т.6. – С. 99-102.
6. Давлетшин И.А. Гидродинамические и тепловые процессы в пульсирующих турбулентных потоках: дис. докт. техн. наук. – Казань, 2009. – 298 с.
7. Scotti A. Turbulence models in pulsating flows / A. Scotti, U. Piomelli // AIAA journal. – 2002. – Vol. 40. – No. 3. – pp. 537-544.
8. Белов И.А. Моделирование турбулентных течений. Учебное пособие / И.А. Белов, С.А. Исаев. – СПб. : Балт. гос. техн. ун-т, 2001. – 108 с.
9. Болдырев С.В. Влияние поправочных функций в уравнениях нелинейной модели турбулентности на результаты расчета пульсирующего отрывного течения в канале за диафрагмой / С.В. Болдырев, С.И. Харчук // Труды Академэнерго. – 2015. – № 4. – С. 7-21.

10. Lien F.S. Low-Reynolds number eddy-viscosity modeling based on non-linear stress-strain/vorticity relations / F.S. Lien, W.L. Chen, M.A. Leschziner // Proc. 3rd Symp. On Engineering Turbulence Modelling and Measurements (27-29 May 1996, Crete, Greece).

11. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / Под ред. М.О. Штейнберга. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1992. – 672 с.

12. Давлетшин И.А. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока / И.А. Давлетшин, Н.И. Михеев // Теплофизика высоких температур. – 2012. – №3. – С. 442-449.

---

*Boldyrev S.V., assistant, Naberezhnye Chelny Institute of Kazan (Volga region) Federal University,*

*Boldyrev A.V., candidate of technical Sciences, assistant professor, Naberezhnye Chelny Institute of Kazan (Volga region) Federal University,*

*Kharchuk S.I., candidate of physical and mathematical Sciences, assistant professor, Kazan State Power Engineering University*

## RESEARCH OF HYDRAULIC RESISTENCE OF CHANNEL WITH DIAPHRAGM IN PULSATED TURBULENT FLOW OF GAS

*Abstract: In this article numerical simulation of axisymmetric pulsated separated turbulent flow of compressible gas in channel behind diaphragm was carried out. Quadratic High-Reynolds number  $k-\varepsilon$  turbulence model with correction functions determined by the authors was applied. Verifying calculations were carried out. Influence of dimensionless pulsation frequency on hydraulic resistance of channel with diaphragm was researched.*

*Key words: hydraulic resistance; pulsated flow; separated flow; turbulent flow; numerical simulation.*