

УДК: 519.6

## Использование URANS подхода для определения пульсаций температуры при перемешивании трех разнотемпературных струй натрия

С. А. Рогожкин<sup>1,а</sup>, А. А. Аксёнов<sup>2,б</sup>, С. В. Жлуктов<sup>2</sup>, С. Л. Осипов<sup>1</sup>,  
И. Д. Фадеев<sup>1</sup>, Е. В. Шапоренко<sup>2</sup>, С. Ф. Шепелев<sup>1</sup>, В. В. Шмелев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ОАО «ОКБМ Африкантов», Россия, 603074, г. Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, д. 15

<sup>2</sup> ООО «ТЕСИС», Россия, 127083, г. Москва, ул. Юннатов, д. 18, офис 705

E-mail: <sup>а</sup> birbraer@okbm.nnov.ru, <sup>б</sup> andrey@tesis.com.ru

Получено 19 июня 2014 г.

Рассматривается возможность определения пульсаций температуры на основе URANS подхода. Представлены результаты численного моделирования процессов перемешивания трех разнотемпературных струй натрия с использованием программного комплекса FlowVision и модели турбулентного теплопереноса LMS. Приведено сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных. Обоснована возможность определения энергонесущих частот температурных пульсаций при перемешивании разнотемпературных потоков натрия с использованием URANS подхода и модели LMS.

Ключевые слова: URANS подход, пульсации температуры, реактор на быстрых нейтронах, спектральная плотность мощности

## Use of URANS approach for determination of temperature fluctuations when mixing triple-jet sodium at different temperatures

S. A. Rogozhkin<sup>1</sup>, A. A. Aksenov<sup>2</sup>, S. V. Zhluktov<sup>2</sup>, S. L. Osipov<sup>1</sup>, I. D. Fadeev<sup>1</sup>,  
E. V. Shaporenko<sup>2</sup>, S. F. Shepelev<sup>1</sup>, V. V. Shmelev<sup>2</sup>

<sup>1</sup> JSC "Afrikantov OKBM", 15 Burnakovskiy Proezd, Nizhniy Novgorod, 603074, Russia

<sup>2</sup> JSC "Tesis" 18 (705) Unnatov Str., Moscow, 125083, Russia

**Abstract.** — The possibility to study temperature fluctuations using URANS approach is studied. The results of numerical simulation of mixing processes for triple-jet sodium at different temperatures are presented. The processes were simulated using FlowVision software system and LMS model for turbulent heat transfer. The analysis and experiment data are compared. Validated was the possibility to determine the energy-carrying frequencies of temperature fluctuations using URANS approach and LMS model when mixing triple-jet sodium at different temperatures.

Keywords: URANS approach, temperature fluctuations, fast neutron reactor, power spectral density

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2014, vol. 6, no. 6, pp. 923–935 (Russian).

## Введение

При перемешивании неизотермических потоков теплоносителя, выходящих из активной зоны ядерного реактора, возникают пульсации температуры, которые обуславливают дополнительные термоциклические нагрузки на оборудование и могут оказывать существенное влияние на ресурс конструкций.

Мировой опыт численного моделирования смешения разнотемпературных потоков с использованием различных моделей турбулентности класса URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations) свидетельствует о наличии определенных проблем предсказания осциллирующего поведения температуры. Анализ работ по численному моделированию разнотемпературных потоков воды и воздуха [Kimura, Nishimura, Kamide, 2002; Choi, Kim, 2007; Chacko, Chung et al., 2011] показывает, что среди моделей турбулентности класса URANS только LRSFM модель [Nishimura, 1999] адекватно описывает низкочастотные осцилляции температуры [Kimura, Nishimura, Kamide, 2002]. Однако, данная модель правильно предсказывает частоту и амплитуду флуктуаций не во всей области течения, а только в области максимальной интенсивности пульсаций.

Для получения данных по пульсациям температуры (для вычисления амплитуды и частоты осцилляций) во всем частотном спектре традиционно используют DNS (Direct Numerical Simulation) и LES (Large Eddy Simulation) подходы. В работах [Kimura, Nishimura, Kamide, 2002; Choi, Kim, 2007] для воздуха и воды показано, что результаты DNS и LES расчётов на очень подробных сетках хорошо согласуются с экспериментальными данными, как по частоте, так и по амплитуде осцилляций. В интегральной компоновке оборудования реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем (БН) все оборудование первого контура размещено внутри корпуса. Соответственно, проточная часть реактора имеет очень сложную геометрическую форму. Применение подходов DNS и LES в сложных геометрических объектах требует значительных вычислительных ресурсов. Это, как правило, делает их непригодными для решения практических инженерных задач. Основной задачей при моделировании теплогидравлических процессов в реакторах БН является нахождение энергонесущих частот пульсаций температуры, которые являются определяющими при обосновании ресурса конструкций.

В данной работе дается обоснование возможности использования URANS подхода для определения энергонесущих частот пульсаций температуры, возникающих в результате перемешивании разнотемпературных потоков натрия, при условии учета специфики турбулентного теплопереноса с помощью модели LMS (Liquid Metal Sodium) [Дядькин, Жлуктов, 2013; Рогожкин, Осипов, 2013]. Приведены результаты численного моделирования перемешивания трех разнотемпературных струй натрия в программном комплексе FlowVision. Выполнено сравнение с экспериментальными данными [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007].

## Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007], приведенная на рисунке 1, соответствует упрощенной конфигурации выхода из активной зоны реактора.

Через три прямоугольных параллельных отверстия толщиной 20 мм и длиной 180 мм проходят разнотемпературные потоки натрия: в центре — холодный, по краям — горячие. Высота отверстий от нижней границы 85 мм (рис. 1). Входные отверстия и область смешения потоков заключены между пластинами из нержавеющей стали толщиной 12 мм. Для выравнивания потоков в подводящих трубах перед каждым входом установлены решетки и конфузоры прямоугольного сечения.

Для определения координат контрольных точек принята система координат, начало которой лежит в центре холодной струи в поперечном направлении, в плоскости выходных отверстий по высоте и на пластине в продольном направлении (рис. 1).

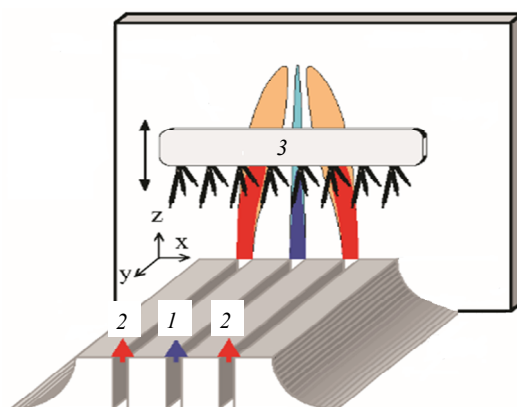


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — поток холодного натрия; 2 — потоки горячего натрия; 3 — термозонд

Температура натрия в потоке измеряется подвижным термозондом, который состоит из четырех зон в зависимости от расстояния до пластины. Расстояние между зонами и пластиной 90 мм, 40 мм, 10 мм, 0.5 мм, установлено с точностью 0.1 мм. Каждая зона включает в себя 25 термопар хромель–алюмель. Диаметр термопары 0.5 мм. В зависимости от температуры и скорости холодной и горячих струй рассматриваются четыре варианта проведения эксперимента (см. таблицу 1).

Таблица 1. Условия проведения экспериментов

N	Потоки горячего натрия			Поток холодного натрия			$\Delta T, ^\circ\text{C}$	$V_x/V_z$
	$V_z, \text{м/с}$	$T_z, ^\circ\text{C}$	$Re_z \cdot 10^4$	$V_x, \text{м/с}$	$T_x, ^\circ\text{C}$	$Re_x \cdot 10^4$		
Вариант 1	0.51	347.7	2.83	0.51	304.5	2.6	43.2	1.0
Вариант 2	1.01	340.8	5.53	1.01	309.8	5.18	30.8	1.0
Вариант 3	0.51	349.8	2.87	0.32	311.0	1.68	38.8	0.63
Вариант 4	1.01	338.5	5.54	0.68	308.5	3.5	30	0.67

Где  $V_z, V_x$  — скорость горячих и холодного потоков соответственно;  $T_z, T_x$  — температура горячих и холодного потоков соответственно;  $Re_z, Re_x$  — число Рейнольдса горячих и холодного потоков соответственно;  $\Delta T = T_z - T_x$ .

## Применение метода URANS для моделирования процесса перемешивания разнотемпературных струй

Процесс перемешивания разнотемпературных струй — сугубо нестационарный процесс. Подход, в котором решают нестационарные уравнения Рейнольдса — URANS, рассматривают как обобщение метода RANS [Волков, Емельянов, 2008].

Вывод уравнений Рейнольдса сделан в предположении стационарности процесса.

Поэтому обоснование использования URANS подхода вызывает, в общем случае, определенные методические трудности: период осреднения должен быть достаточно продолжительный, намного больше характерных времен всех маломасштабных турбулентных пульсаций.

Во многих случаях в классе нестационарных физических процессов, соответствующем реальным физическим явлениям, можно выделить особые типы нестационарности, для которых задача оценивания и анализа упрощается. Примером частного случая нестационарных течений является периодическая зависимость скорости и давления, период колебаний при этом определяется частотой образования и отрыва новых крупномасштабных вихрей, например в задачах плохобтекаемых тел (обтекание цилиндра) [Снегирев, 2009]. Для таких задач Reynolds and Hussain [Reynolds, Hussain, 1971] предложили тройное разложение характеристик течения

(скорость, давление):

$$f(t) = \bar{f} + \tilde{f}(t) + f(t)', \quad (1)$$

где  $f(t)$  — характеристика турбулентного течения;  $\bar{f}$  — осреднение по времени  $f(t)$ ;  $\tilde{f}(t)$  — величина, соответствующая крупномасштабным упорядоченным вихрям;  $f(t)'$  — величина, соответствующая маломасштабным хаотическим турбулентным пульсациям.

Данное разложение предусматривает два вида осреднения:

- 1) по времени, результатом будет  $\bar{f}$ ;
- 2) по фазе, результатом будет  $\bar{f} + \tilde{f}(t)$ .

При осреднении по времени  $f(t)$  результат  $\bar{f}$  не зависит от времени. При фазовом осреднении появляется функция  $\tilde{f}(t)$ , которая описывает периодическое поведение крупных вихревых образований (когерентных структур), соразмерных с поперечным размером слоя смешения и имеющих достаточно большое время существования. Мелкомасштабные турбулентные пульсации накладываются на крупномасштабные вихри.

В работе [Пивоваров, Тарасов, Селищев, 2004] показано, что если математическое ожидание процесса не зависит от времени, то автокорреляционная функция данного процесса также не зависит от времени, а зависит только от временного сдвига между сечениями процесса и процесс есть квазистационарный. Нетрудно проверить, что случайный процесс, каждая реализация которого описывается выражением (1), — квазистационарный, так как осреднение по времени  $\bar{f}$  — величина постоянная, и, следовательно, автокорреляционная функция зависит только от временного сдвига между сечениями процесса.

В этом случае нестационарные уравнения Рейнольдса описывают, по сути, стационарный процесс. Нестационарность заключается в периодичности течения.

При этом подходе периодическая составляющая  $\tilde{f}(t)$  трактуется как возмущение, наложенное на среднее по времени значение.

Анализ результатов эксперимента [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007] (наличие крупномасштабных периодических колебаний во временной зависимости температуры в контрольных точках, ярко выраженные основные энергонесущие частоты в зависимости спектральной плотности мощности от частоты) позволяет сделать вывод, что процесс перемешивания струй можно описать выражением (1) и считать его стационарным в широком смысле. Наименьший промежуток времени, по которому можно проводить осреднение, будет определяться периодом функции  $\tilde{f}(t)$ , который, в свою очередь, определяется основной энергонесущей частотой. Это намного превышает длительность хаотических турбулентных пульсаций.

## Учет неопределенностей проведения эксперимента

При смешивании разнотемпературных струй натрия температурные пульсации возникают как следствие трения слоев жидкого металла с различными термодинамическими параметрами. Дополнительное возмущение вносит непостоянство скорости и температуры на входе.

Для оценки температурных пульсаций, вызванных трением, рассмотрим тангенциальный разрыв в несжимаемой жидкости, обусловленный струями, вытекающими плоскопараллельно вертикально вверх. Ось  $Z$  направлена вертикально вверх, ось  $X$  — перпендикулярно оси  $Z$  в плоскости возмущений, ось  $Y$  — перпендикулярно плоскости возмущений.

Колебания границы раздела двух сред с плотностью  $(\rho_1, \rho_2)$  и динамической вязкостью  $(\mu_1, \mu_2)$ , которые движутся параллельно со скоростями  $U_1, U_2$ , можно описать с помощью потенциалов скоростей  $\phi_{1,2}(x, y, z, t)$  и функцией смещения границы раздела жидкости от положения равновесия  $x = \eta(x, z, t)$ , которые подчиняются уравнению неразрывности и кинематическому

граничному условию [Пивоваров, Тарасов, Селищев, 2004; Ландау, Лившиц, 1988; Розуменко, Ткаченко, 2005].

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \bar{\nabla}_\perp \eta \bar{\nabla}_\perp \phi_{1,2} = \frac{\partial \phi_{1,2}}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\Delta \phi = \Delta_\perp \phi + \frac{\partial^2 \phi_{1,2}}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + U_x \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + U_y \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + U_z \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = -\text{grad } P + \rho \bar{g} + \text{grad } \sigma_{ij}, \quad (4)$$

где  $P$  — давление;  $g$  — ускорение свободного падения;

$$\sigma_{ij} = \mu(x) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (5)$$

$$\mu(x) = \mu_1 \theta(x + \delta) + \mu_2 \theta(-x + \delta), \quad (6)$$

где

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Интегрируя уравнение (4) по тонкому переходному слою  $(-\delta, \delta)$  вдоль оси  $X$  и устремляя  $\delta \rightarrow 0$ , получим динамическое граничное условие:

$$\begin{aligned} & \rho_1 \left[ \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + 0.5(\bar{\nabla}_\perp \phi_1)^2 + 0.5 \left( \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 \right] \Big|_{x=\eta} + 2(\mu_2 \Delta_\perp \phi_2 - \mu_1 \Delta_\perp \phi_1) = \\ & \rho_2 \left[ \frac{\partial \phi_2}{\partial t} + 0.5(\bar{\nabla}_\perp \phi_2)^2 + 0.5 \left( \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)^2 \right] \Big|_{x=\eta}. \end{aligned} \quad (8)$$

Исследуем устойчивость малых возмущений. Пусть

$$\phi_1 = \text{Re} \left[ i A_0 \left( U_1 - \frac{\omega}{k} \right) e^{i(kz - \omega t)} \right] e^{ky} \quad (y < 0), \quad (9)$$

$$\phi_2 = \text{Re} \left[ -i A_0 \left( U_2 - \frac{\omega}{k} \right) e^{i(kz - \omega t)} \right] e^{-ky} \quad (y > 0), \quad (10)$$

$$\eta(z, t) = \text{Re}(A_0 e^{i(kz - \omega t)}), \quad (11)$$

где  $k$  и  $\omega$  — волновое число и угловая скорость.

Подставляя (9)–(11) в уравнение (8) и устремляя  $y \rightarrow \infty$ , получаем квадратное уравнение относительно  $\omega$ :

$$(\rho_1 + \rho_2) \omega^2 - \omega k (\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 - 2(\mu_1 + \mu_2)k) + k^3 (\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 - 2(\mu_1 U_1 + \mu_2 U_2)) = 0. \quad (12)$$

Откуда

$$\omega = \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 - 2(\mu_1 + \mu_2)k}{2(\rho_1 + \rho_2)} k \pm \frac{k}{2(\rho_1 + \rho_2)} \sqrt{-\rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2 + (\mu_1 + \mu_2)^2 k^2}. \quad (13)$$

В случае, если корни уравнения (12) вещественны, поверхность раздела описывается уравнением:

$$\eta(z, t) = A_0 \cos(kz - \omega t), \quad (14)$$

т. е. возмущения не затухают и не возрастают во времени. Такой режим осуществим, если

$$U_1 = U_2, \quad (15)$$

$$k \geq \frac{(U_1 - U_2)}{(\mu_1 + \mu_2)} \sqrt{\rho_1 \rho_2}. \quad (16)$$

Таким образом, в случае равных скоростей холодной и горячих струй возникшие осцилляции температуры затухать не будут. Осцилляции будут постоянными и в случае, если волновые числа будут определяться неравенством (16). В случае течения натрия это диапазон волновых чисел  $\sim 10^3$ .

В случае мнимых корней уравнения (12) уравнение поверхности раздела имеет вид

$$\eta(z, t) = A_0 e^{\mp \frac{k}{2(\rho_1 + \rho_2)} \sqrt{\rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2 - (\mu_1 + \mu_2)^2} k^2}, \quad (17)$$

т. е. возмущения либо затухают, либо нарастают по экспоненциальному закону.

Суммируя вышесказанное, можно прогнозировать характер течения струй для различных режимов. Для случаев с одинаковыми скоростями холодной и горячей струй ожидается колебательный характер течения. В случае различных скоростей холодной и горячих струй можно ожидать как ламинарное течение, так и полное перемешивание холодного и горячего натрия.

## Численное моделирование в программном комплексе FlowVision

Численное моделирование в программном комплексе FlowVision течения натрия выполнено в рамках модели турбулентного течения несжимаемой жидкости с использованием стандартной  $k$ - $\epsilon$  модели турбулентности и модели турбулентного теплопереноса  $k_\theta - \epsilon_\theta$  в натрии LMS [Дядькин, Жлуктов 2013,].

На рисунке 2 представлена геометрическая модель расчетной области. В нижней части расчетной области находятся прямоугольные блоки и блоки со скругленными кромками высотой 85 мм и шириной 180 мм, расстояние между блоками 20 мм. Вдоль торцов блоков расположены стальные пластины высотой 1000 мм, шириной 420 мм. Толщина пластин 12 мм. Блоки и пластины помещены в прямоугольный стальной сосуд  $2000 \times 2000 \times 540$  мм.

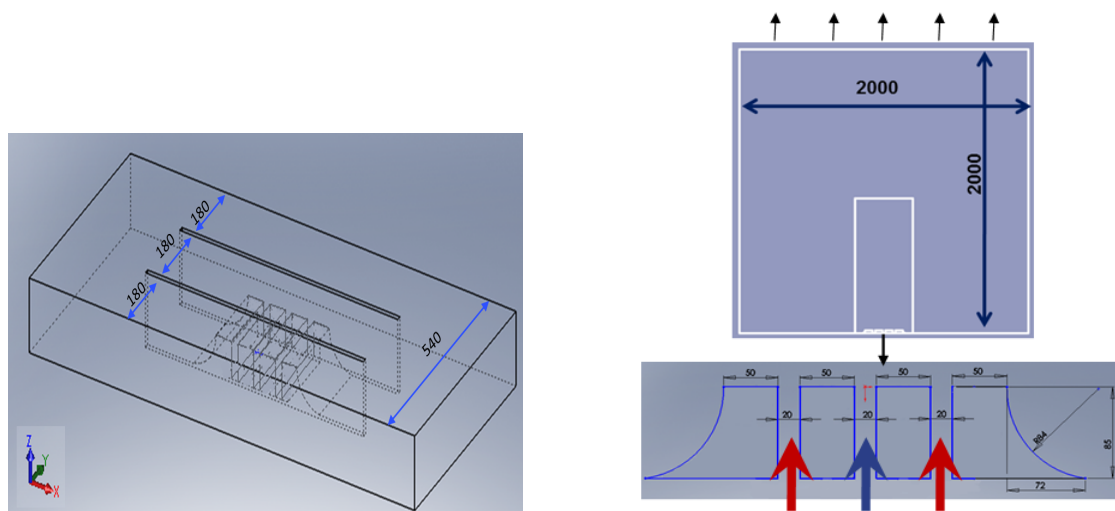


Рис. 2. Расчетная модель

В качестве граничных условий во входных каналах задавалась нормальная составляющая массовой скорости течения ( $\rho V$ ) и температура ( $T$ ) натрия соответственно для холодной и горя-

чих струй согласно таблице 1. Начальная степень турбулизации потока натрия ( $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $k_\theta$ ,  $\varepsilon_\theta$ ) задавалась согласно следующим соотношениям:

$$k|_b = \frac{3(I \cdot V)^2}{2}; \quad \varepsilon|_b = \frac{C_\mu (k|_b)^{3/2}}{0.001}; \quad k_\theta|_b = 0; \quad \varepsilon_\theta|_b = 0,$$

где  $I = 0.16 \cdot (\text{Re})^{-1/8}$  — интенсивность турбулентности.

На поверхности стальных пластин, а также на стенках входных каналов и нижней границе расчетной области, задано условие непротекания с турбулентным пограничным слоем, характеризующимся логарифмическим законом изменения касательной компоненты скорости:

$$V_n|_b = 0; \quad V_\tau|_b, \text{ а также } k|_b, \varepsilon|_b, k_\theta|_b, \varepsilon_\theta|_b \text{ — через пристеночные функции.}$$

На границах стальных пластин и рабочего вещества задан сопряженный теплообмен.

На верхней границе расчетной области в качестве граничного условия задавался свободный выход.

В расчете использовалась неравномерная начальная сетка, сгущенная по всем направлениям в области перемешивания струй и их турбулентного следа. В области сгущения сетка равномерная кубическая и размер ячейки составляет  $\sim 4$  мм. На поверхности стальных пластин применялась адаптация первого уровня. Количество расчетных ячеек  $\sim 8.2 \cdot 10^6$ .

## Результаты расчетов

На рисунке 3 приведены поля температур, полученные в результате моделирования процессов перемешивания трех разнотемпературных струй натрия в программном комплексе FlowVision для четырех вариантов в соответствии с таблицей 1.

Как видно из рисунка 3, для равноскоростных струй (варианты 1, 2) течение хорошо развито, и имеет место перемежаемость (чередование в данной точке пространства) холодной и горячих струй. В случае разнотемпературных струй (варианты 3, 4) явления перемежаемости не наблюдается: для варианта 4,  $V_h = 1.0$  м/с,  $V_c = 0.68$  м/с, наблюдаются незначительные колебания струй, а в варианте 3,  $V_h = 0.51$  м/с,  $V_c = 0.32$  м/с, колебания отсутствуют.

Сравнение результатов расчетов в программном комплексе FlowVision и экспериментальных данных выполнено по следующим характеристикам:

1) временные зависимости температуры и скорости в контрольных точках  $x = -15$  мм,  $y = 90$  мм,  $z = 100$  мм и  $x = -15$  мм,  $y = 0.5$  мм,  $z = 100$  мм;

2) распределение спектральной плотности мощности (СПМ) для натрия в зависимости от частот для контрольных точек  $x = -15$  мм,  $y = 90$  мм,  $z = 100$  мм и  $x = -15$  мм,  $y = 0.5$  мм,  $z = 100$  мм.

Обработка результатов расчета для вычисления СПМ выполняется на основе соотношений, приведенных в [Отнес, Эноксон, 1982; Гольденберг, Матюшкин, Поляк, 1985].

На рисунке 4 представлены экспериментальные и расчетные временные зависимости нормированной температуры в контрольных точках для варианта 1 ( $V_h = V_c = 0.51$  м/с).

В таблице 2 для представленного варианта приведено сравнение значений, усредненных по времени нормированных температур, полученных в эксперименте и в расчете FlowVision, а также относительная погрешность вычислений, которая определялась по формуле:

$$\delta_T = \left| T_{\text{норм.эксп}} - T_{\text{норм.расч}} \right| \cdot 100\%, \quad (18)$$

где  $T_{\text{норм.эксп}} = \frac{T_{\text{эксп}}}{T_c - T_x}$  — нормированная температура, полученная из эксперимента;

$T_{\text{норм.расч}} = \frac{T_{\text{расч}}}{T_c - T_x}$  — нормированная температура, полученная из расчета.

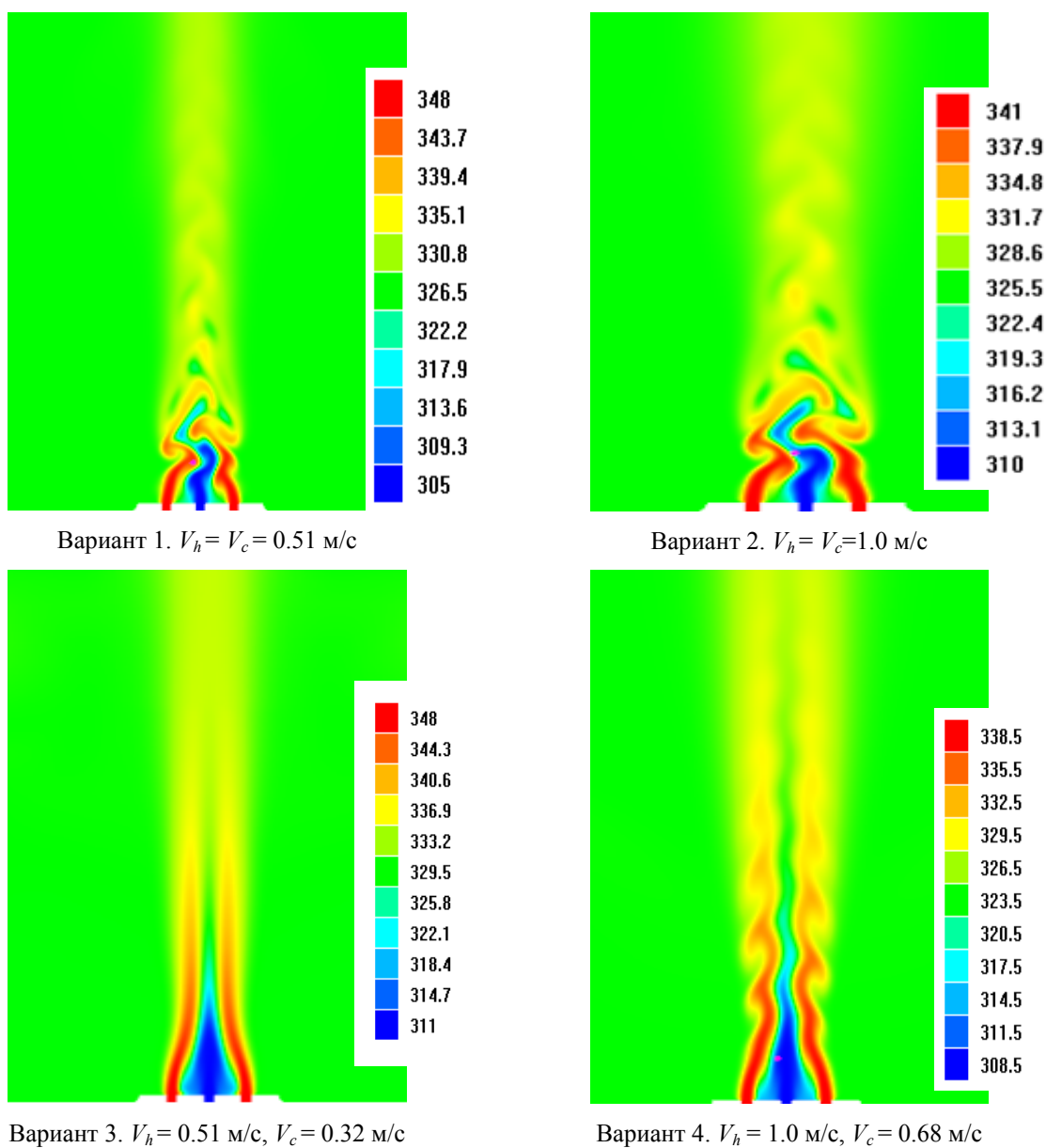
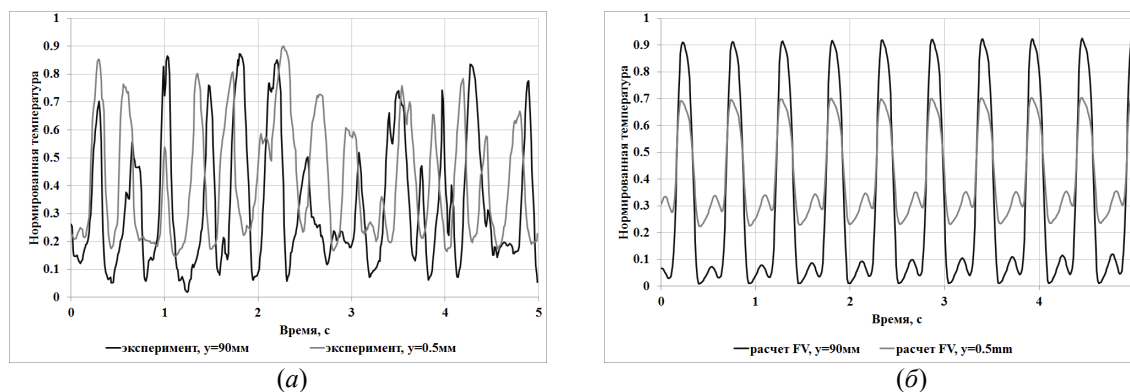
Рис. 3. Распределение температуры,  $y = 90$  мм

Рис. 4. Нормированная температура в контрольных точках для варианта 1: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision



Таблица 2. Средняя нормированная температура в контрольных точках. Вариант 1

Положение датчика по оси Y	Эксперимент	Расчет FlowVision	Относительная погрешность, %
0.5 мм	0.417	0.415	0.2 %
90 мм	0.33	0.323	0.7 %

На рисунке 5 представлена СПМ, полученная в результате расчета и из экспериментальных данных для варианта 1.

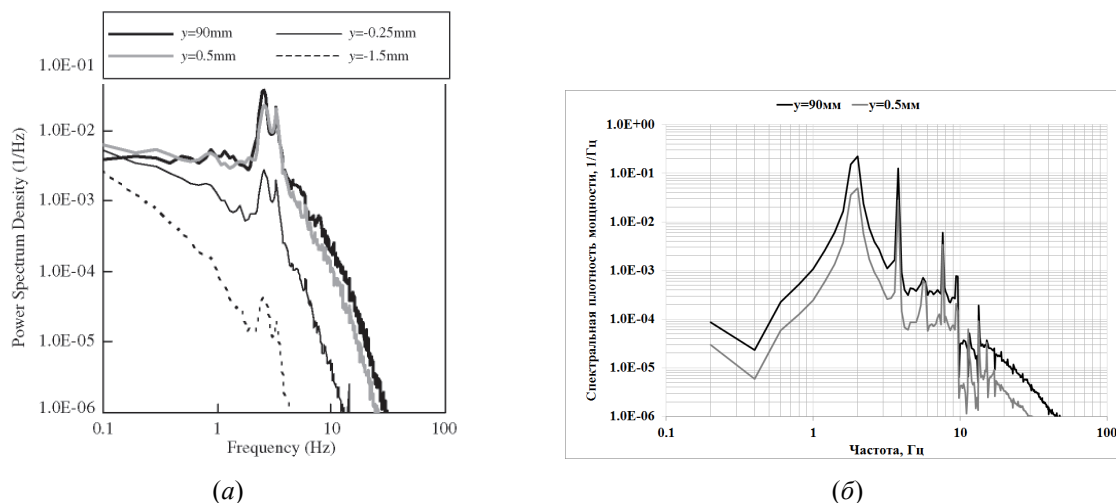


Рис. 5. СПМ для варианта 1: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision

Для варианта 2 ( $V_h = V_c = 1.0$  м/с) временные зависимости нормированной температуры в контрольных точках, полученные в эксперименте и в расчете, представлены на рисунке 6. Усредненные по времени нормированные температуры приведены в таблице 3. СПМ в контрольных точках, полученная в расчетах FlowVision, представлена на рисунке 7 (экспериментальные данные для этого варианта отсутствуют).

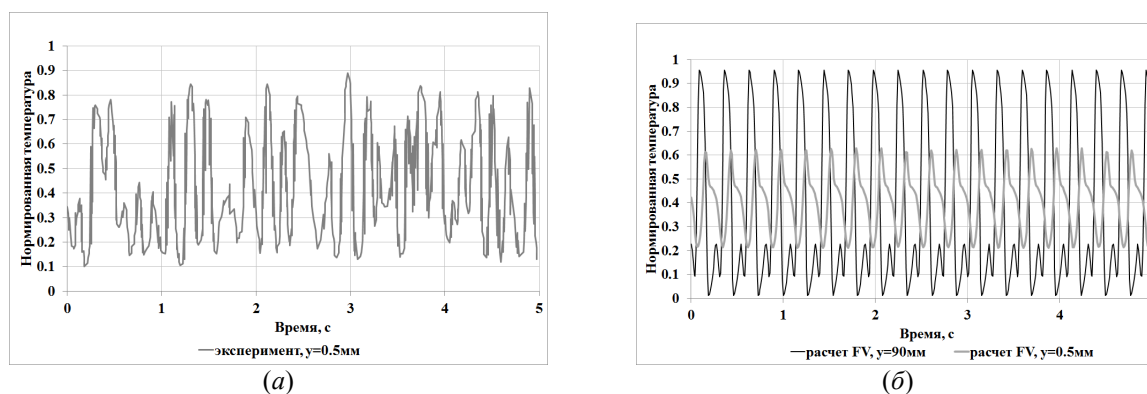


Рис. 6. Нормированная температура в контрольных точках для варианта 2: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision

Таблица 3. Средняя нормированная температура в контрольной точке. Вариант 2

Положение датчика по оси Y	Эксперимент	Расчет FlowVision	Относительная погрешность, %
0.5 мм	0.419	0.476	5.7 %

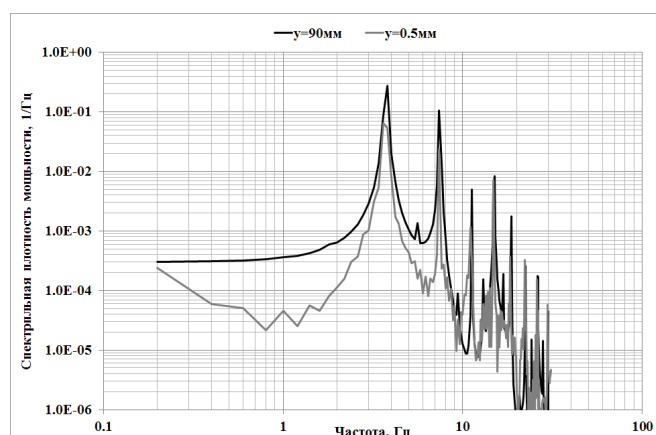
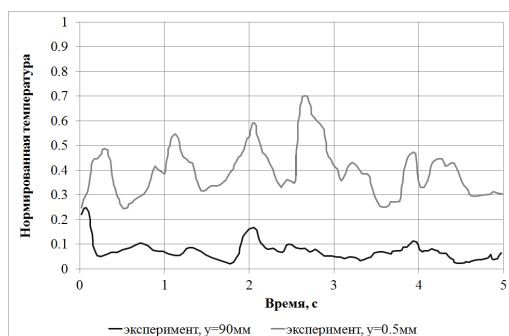
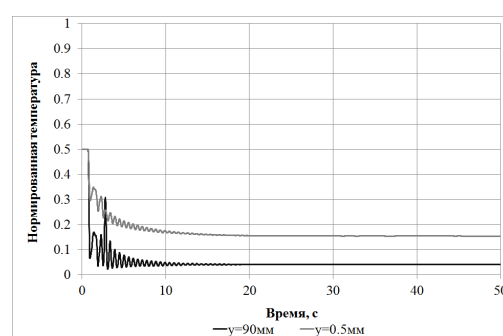


Рис. 7. СПМ для варианта 2, расчет FlowVision

Временные зависимости нормированной температуры для случаев, когда холодные и горячие струи имеют различную скорость,  $V_h = 0.5$  м/с,  $V_c = 0.32$  м/с (вариант 3) и  $V_h = 1.0$  м/с,  $V_c = 0.68$  м/с (вариант 4), представлены на рисунках 8 и 9 соответственно.

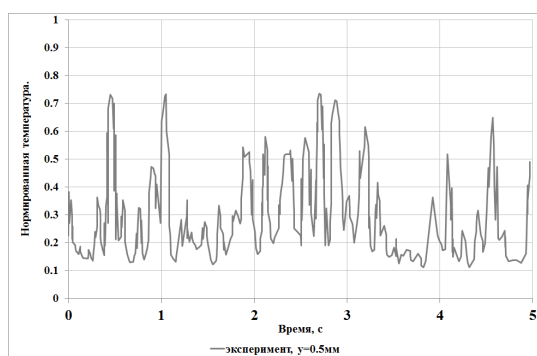


(а)

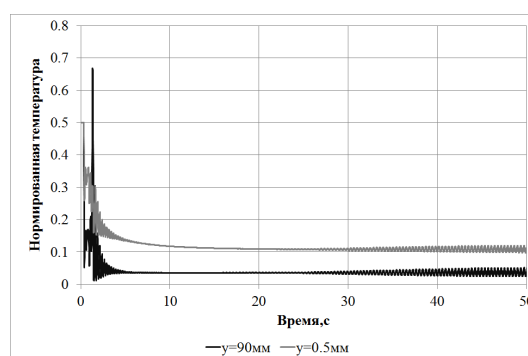


(б)

Рис. 8. Нормированная температура в контрольных точках для варианта 3: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision



(а)



(б)

Рис. 9. Нормированная температура в контрольных точках для варианта 4: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision

## Анализ результатов

Из рисунков 4, 6 видно, что в случае равноскоростных струй амплитуда и частота осцилляций температуры в натрии согласуется с экспериментом, несмотря на то, что расчетные ам-

плитуды несколько завышены. Средние температуры в натрии также хорошо согласуются с экспериментом — в варианте 1 ( $V_h = V_c = 0.5$  м/с) относительная погрешность не превышает 0.7 %, в варианте 2 ( $V_h = V_c = 1.0$  м/с) средняя температура в расчете завышена на 6 % (см. таблицы 2, 3).

На рисунке 5 представлена зависимость СПМ от частоты пульсаций, полученная по расчетным и экспериментальным данным [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007] для варианта 1. Из рисунка видно, что основной вклад в температурные пульсации приходится на частоту 2.5 Гц, что согласуется с экспериментальными данными.

СПМ для варианта 2, приведенная на рисунке 7, указывает, что в этом случае основной вклад дает частота 4 Гц, что также согласуется с экспериментальными данными (так как для варианта 2 нет СПМ, полученной по экспериментальным данным, оценить доминирующую частоту можно из временной зависимости температуры, рис. 6а).

В случаях, когда скорости холодной и горячих струй различны, численное моделирование не показало возникновения осцилляций температуры, тогда как в эксперименте они наблюдаются (рис. 8, 9)

Результаты расчетов полностью согласуются с предварительными оценками (14) и (17) для случаев равных и различных скоростей струй соответственно. Однако данные, полученные в эксперименте [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007], свидетельствуют о наличии пульсаций температуры не только для струй с равными скоростями, но для струй с различными скоростями. В работе [Kimura, Miyakoshi, Kamide, 2007] приведены поля усредненной по времени температуры, полученной из экспериментов. Для всех приведенных вариантов видна асимметрия в полях усредненной по времени температуры, одинаковая для всех случаев. Следовательно, в эксперименте присутствовало дополнительное возмущение при течении струй.

Для оценки влияния возмущения входного потока на возникновение пульсаций было выполнено дополнительное расчетное исследование с использованием программного комплекса FlowVision для варианта 4 ( $V_h = 1$  м/с,  $V_c = 0.68$  м/с). В целях экономии вычислительных ресурсов, вариант 3 не рассматривался, а вариант 4 был выбран из-за более быстрого установления и большей входной скорости струй.

Исходя из того, что температурные пульсации обусловлены конвективным перемешиванием струй горячего и холодного теплоносителя и скорость струй является определяющим фактором в формировании осцилляций температуры, во входном потоке скорость одной из горячих струй возмущалась по следующему закону:

$$V = V_h + 0.05 V_h \cos(20t).$$

Значение угловой скорости  $\omega = 20$  рад/с было выбрано из следующих предпосылок. На рисунке 9а приведена временная зависимость нормированной температуры. Как видно из рисунка, трудно выделить определяющую частоту. В среднем частота максимальных амплитуд  $\sim 3$  Гц, поэтому  $\omega = 2\pi\nu \sim 20$  рад/с. Следует заметить, что эта оценка достаточно приближительная.

Результаты расчета приведены на рисунке 10 и в таблице 4.

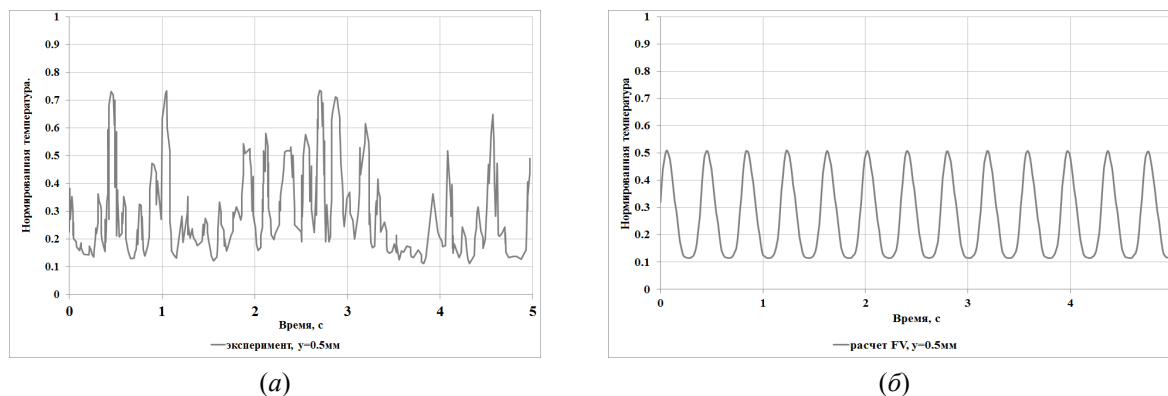


Рис. 10. Нормированная температура в контрольных точках для варианта 4 с возмущением скорости на входе: (а) экспериментальные данные, (б) расчет FlowVision

Таблица 4. Средняя нормированная температура в контрольной точке для варианта 4 с возмущением скорости на входе

Положение контрольной точки	Эксперимент	Расчет FlowVision	Относительная погрешность, %
0.5 мм	0.29	0.218321	8 %

Приведенные выше результаты показывают, что в случае перемешивания струй натрия, имеющих разные скорости, внесение возмущений в скорости на входе позволяет получить пульсации температуры, наблюдаемые в эксперименте.

## Заключение

В данной работе представлены результаты численного моделирования перемешивания трех разнотемпературных струй натрия в рамках URANS подхода. Расчёты проводились в программном комплексе Flow Vision. В расчётах использовалась стандартная  $k$ - $\varepsilon$  модель турбулентности и модель турбулентного теплопереноса LMS.

Приведено теоретическое обоснование полученных осциллирующих решений для различных режимов течения.

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы:

- 1) совместное использование стандартной  $k$ - $\varepsilon$  модели турбулентности и модели турбулентного теплопереноса LMS позволяет получить осциллирующее решение;
- 2) частоты температурных осцилляций, полученные в расчетах, близки к основным энергонесущим частотам, полученным в результате обработки экспериментальных данных;
- 3) для всех контрольных точек амплитуда температурных осцилляций несколько завышена по сравнению с экспериментом;
- 4) отклонение значений средней температуры от экспериментальных данных не превышает 6 %.

Таким образом, полученные результаты и их анализ демонстрируют возможность а) применения URANS подхода к численному решению задач перемешивания разнотемпературных струй натрия с использованием стандартной  $k$ - $\varepsilon$  модели совместно с моделью турбулентного теплопереноса LMS, б) получения достоверных результатов как по средним значениям параметров течения, так и по пульсациям температуры на основных энергонесущих частотах.

Следует отметить, что в отличие от подхода [Kimura, Nishimura, Kamide, 2002], предложенный подход позволяет адекватно предсказать пульсации температуры на основных энергонесущих частотах во всей области течения.

## Список литературы

- Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 64 с.
- Гольденберг Л. М., Матюшкин Б. Д., Поляк М. Н. Цифровая обработка сигналов: Справочник. — М.: Радио и связь, 1985.
- Дядькин А. А., Жлуктов С. В., Кутин В. А., Осипов С. Л., Рогожкин С. А., Сазонова М. Л., Сушко Г. Б., Фадеев И. Д., Шепелев С. Ф. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2013617351. Модуль «Liquid Metal Sodium» («LMS») для моделирования турбулентного теплопереноса в жидких металлах с реализацией в ПК Flow Vision, 2013.
- Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1988. — 733 с.
- Отнес Р., Энксон Л. Прикладной анализ временных рядов. Основные методы. — М.: Мир, 1982.

- Пивоваров Ю. Н., Тарасов В. Н., Селищев Д. Н. Методы и средства оперативного анализа случайных процессов. Учебное пособие. — Оренбург: ГОУ ВПО ОГУ, 2004. — С. 37–38.
- Рогожкин С. А., Осипов С. Л., Фадеев И. Д., Шепелев С. Ф., Аксенов А. А., Жлуктов С. В., Сазонова М. Л., Шмелев В. В. Численное моделирование теплогидравлических процессов в верхней камере быстрого реактора // Атомная энергия. — 2013. — Т. 115, Вып. 5. — С. 295–298.
- Розуменко Л. С., Ткаченко В. И. Неустойчивость границы раздела вязких течений // Вестник Харьковского университета. Физическая серия «Ядра, частицы, поля». — 2005. — Вып. 3, № 710. — С. 73–80.
- Снегирёв А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений. Учебное пособие. — СПб.: Политехнический университет, 2009. — 143 с.
- Chacko S., Chung Y. M., Choi S. K., Nam H. Y., Jeong H. Y. Large-Eddy Simulation of Thermal Sprining in Unsteady Non-Isothermal Triple-Jet. International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2011. — Vol. 54, Issue 19–20.
- Choi S.-K., Kim S.-O. Evaluation of Turbulence Models for Thermal Striping in a Triple Jet. Jorlal of Pressure Vessel Tecnology. — November 2007. — Vol. 129. — P. 583–592.
- Kimura N., Miyakoshi H., Kamide H. Experimental investigation on transfer characteristics of temperature fluctuation from liquid sodium to wall in parallel trile-jet // International Journal of Head and Mass Transfer. — 2007. — Vol. 50. — P. 2024–2036.
- Kimura N., Nishimura M., Kamide H. Study on Convective Mixing for Thermal Striping Phenomena (Experimental Analyses on Mixing Process in Parallel Triple-Jet and Comparisons between Numerical Methods) // JSME International Journal. — 2002. — Series B. — Vol. 45, No. 3. — P. 592–599.
- Nishimura M. Development of Low Reynolds Number Turbulence Stress and Heat Flux Equation Models-A New Type Wall Boundary Condition Rate of Turbulent Kinetic Energy Aided by DNS Data Base. ICONE-7, Apr. 20–22, Tokyo, Japan, ICONE-7106, 1999.
- Reynolds W., Hussain A. The mechanism of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3: Theoretical models and comparison with experiments // Journal of Fluid Mechanics. — 1971. — Vol. 54. — P. 263–288.