

# Modification of Dimple Shape and its Influence on the Aerodynamic Characteristics of a Dimpled Plate

Rawad Deeb<sup>1,2,3</sup>, A. A. Dudolin<sup>1</sup>, I. A. Burakov<sup>1</sup>, A. A. Orlov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research University (Moscow Power Engineering Institute)  
Moscow, 111250, Russia

<sup>2</sup>Joint Stock Company «Research and design institute of urea» (JSC «NIIK»),  
Dzerzhinsk, 606008, Russia

<sup>3</sup>Damascus University, Damascus, Syria

e.rawad.deeb@yandex.com, DeebR@mpei.ru, deeb\_r@niik.ru  
DudolinAA@mpei.ru BurakovIA@mpei.ru orlovaa@mpei.ru

## Abstract

In this study, numerical simulations were conducted to investigate the effect of dimpled surfaces on flow characteristics within the Reynolds number range of  $8.5 \times 10^3 \leq Re \leq 75 \times 10^3$ . Spherical, elliptical, drop-shaped, and cam-shaped dimples were analyzed at attack angles of  $\theta = 0^\circ$  and  $180^\circ$ , and compared to a smooth plate. The analysis of velocity, turbulent kinetic energy, and pressure distributions revealed that dimpled surfaces promote the formation of strong secondary flows, boundary layer disruption, and vortex structures. Additionally, the results showed that drop-shaped and elliptical dimples provide the lowest aerodynamic drag, whereas cam-shaped and spherical dimples generate significant secondary vortices, increasing resistance. Drop-shaped dimples at a  $0^\circ$  attack angle demonstrate the best balance between drag reduction and flow recovery efficiency.

Keywords: dimple, cavity, drop-shaped, cam-shaped, elliptical-shaped, angle of attack, flow separation, secondary flows, Kelvin–Helmholtz vortices, aerodynamic drag coefficient.

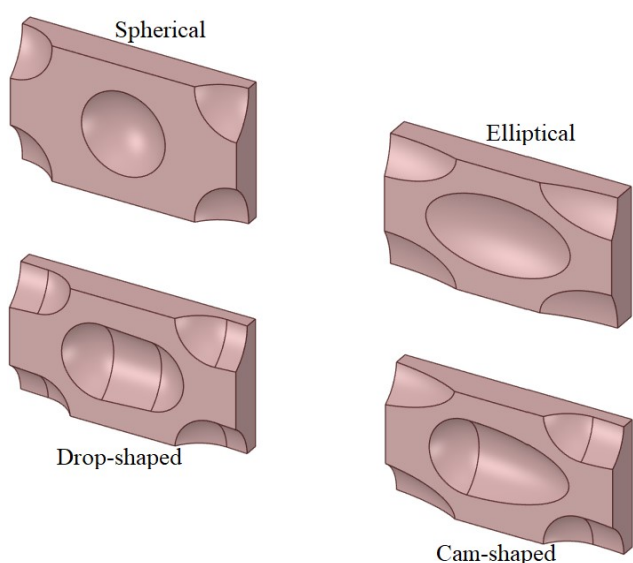


Fig. 1. Section view of the plate with various dimple geometries

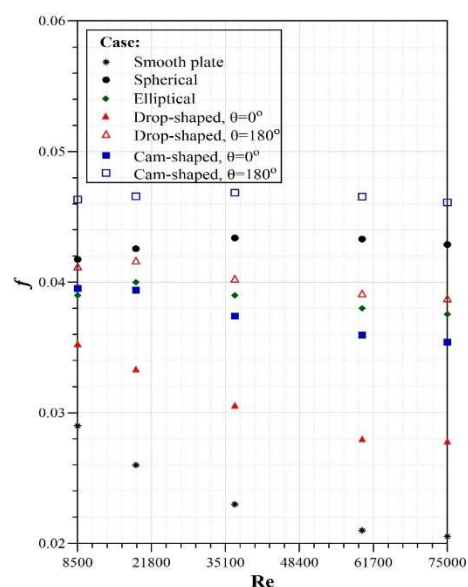


Fig. 2. Friction factor vs Reynolds number across all examined scenarios.

УДК 532.5:004.414.23

# Модификация формы выемок и её влияния на аэродинамические характеристики пластины с выемками

Равад Дееб<sup>1,2,3</sup>, А. А. Дудолин<sup>1</sup>, И. А. Бураков<sup>1</sup>, А. А. Орлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
Россия, Москва, 111250, Красноказарменная, 14

<sup>2</sup>Акционерное общество «Научно-исследовательский и проектный институт карбамида»  
(АО «НИИК») Россия, Дзержинск, 606008, Грибоедова, 31

<sup>3</sup>Университет Дамаска, Дамаск, Сирия

e.rawad.deeb@yandex.com, DeebR@mpei.ru, deeb\_r@niik.ru  
DudolinAA@mpei.ru BurakovIA@mpei.ru orlovaa@mpei.ru

## Аннотация

В данном исследовании проведено численное моделирование влияния поверхностей с выемками на характеристики течения в диапазоне чисел Рейнольдса  $8.5 \times 10^3 \leq Re \leq 75 \times 10^3$ . Рассматривались сферические, эллиптические, каплевидные и кулачковые выемки при углах атаки  $\theta=0^\circ$  и  $180^\circ$ , сравнивая их с гладкой пластиной. Анализ распределения скорости, турбулентной кинетической энергии и давления показал, что поверхности с выемками способствуют образованию мощных вторичных течений, разрушению пограничного слоя и формированию вихревых структур. Кроме того, результаты показали, что каплевидные и эллиптические выемки обеспечивают наименьшее аэродинамическое сопротивление, в то время как кулачковые и сферические формы создают значительные вторичные вихри, увеличивающие сопротивление. Каплевидные выемки при угле атаки  $0^\circ$  демонстрируют наилучший баланс между снижением сопротивления и эффективностью восстановления потока.

Ключевые слова: выемка, лунка, каплевидная форма, кулачковая форма, эллиптическая форма, угол атаки, отрыв течения, вторичные течения, вихри Кельвина – Гельмгольца, коэффициент аэродинамического сопротивления.

## 1. Введение

Энергоэффективные поверхности с выемками представляют собой перспективное направление в развитии вихревых технологий для энергетики [1]. Применение таких структурированных поверхностей может значительно повысить эффективность, при этом увеличение аэродинамических потерь остается оправданным. Современные достижения в области аддитивных технологий позволяют создавать такие поверхности с высокой точностью, опираясь на численное моделирование. Одной из важных задач в этой области является повышение эффективности газотурбинных установок. Рост рабочих температур современных турбин предъявляет повышенные требования к системам охлаждения их внутренних элементов, включая камеры сгорания и лопатки [2]. Для обеспечения эффективного охлаждения турбинных лопаток применяются различные методы, такие как использование шероховатых поверхностей, штифтовых рёбер, турбулизаторов и углублений. Каждая из этих методик обладает своими преимуществами и ограничениями. Среди них выемки показали высокую теплоаэродинамическую эффективность по сравнению с другими способами [2–3].

Эффективность аэродинамических систем с выемками определяется балансом между потерями давления и улучшением характеристик потока. Оптимизация формы выемок позволяет минимизировать зоны рециркуляции и снижать сопротивление, что ведет к уменьшению затрат энергии на преодоление аэродинамического сопротивления. Улучшение структуры вихрей способствует стабилизации течения, что особенно важно для снижения турбулентных потерь и повышения общей эффективности системы. В работах [4, 5] экспериментально изучены структуры течения на поверхности с одиночной сферической выемкой, выявлены особенности вихревой осцилляции. В [6] продемонстрировано, что каналы со сферическими выемками обладают более высокой эффективностью и меньшим коэффициентом аэродинамического сопротивления по сравнению с каналами с треугольными выемками, достигая снижения коэффициента аэродинамического сопротивления на 9 %.

Несколько исследований были посвящены улучшению аэродинамических характеристик путем перехода от сферических выемок к более обтекаемым их профилям. В [7] сделан вывод, что оптимизация конструкции выемок играет ключевую роль в снижении влияния застойных вихревых зон. В [8] показано, что цилиндрическая выемка показала лучшие результаты по сравнению со сферической выемкой аналогичной глубины. В [9,10] проведено сравнение симметричных и асимметричных одиночных выемок, включая усеченный конус с углом наклона  $10^\circ$ , с точки зрения теплоаэродинамической эффективности. Установлено, что удлиненные наклонные выемки формируют более интенсивные вихревые структуры. В [11] обнаружено, что при обтекании сферической выемки глубиной  $0.22D$  с радиусом закругления  $0.1D$  на плоской поверхности (при числе Рейнольдса  $Re_D = 23500$  и толщине турбулентного пограничного слоя  $0.175D$ ) происходит переход от двухячейстой вихревой структуры к наклоненному струйному потоку с одним доминирующим вихрем. В [12] выполнены экспериментальные и численные исследования аэродинамику на стенке канала с различными типами выемок, включая сферические, треугольные, квадратные и каплевидные с острыми гранями. Установлено, что каплевидные выемки обеспечивают наилучшую эффективность среди рассмотренных вариантов. В [13] выполнено численное моделирование турбулентного течения над поверхностью с выемками, исследовано 30 различных вариантов каплевидных выемок в диапазоне чисел Рейнольдса  $10000 \div 40000$ . В результате изменения кривизны хвостовой части каплевидных выемок были предложены три варианта формы: капля-линия, капля-круг и капля-эллипс. Исследование показало, что конфигурация капля-круг демонстрирует наилучшую эффективность во всем диапазоне чисел Рейнольдса. В [14–16] проведено исследование характеристик потока при различных схемах расположения каплевидных поверхностей в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re = 1780 \div 18700$ . Результаты показали, что шахматная компоновка превосходит коридорную, обеспечивая повышение эффективности на  $18 \div 55\%$ . В [17] исследовано влияние угла атаки ( $\theta$ ) на структуру течения вокруг массива каплевидных элементов. Установлено, что оптимальная эффективность достигается при  $\theta = 0^\circ$ . В [18] экспериментально и численно изучено влияние сферических и каплевидных выемок на гидродинамическое сопротивление в диапазоне чисел Рейнольдса  $8500 \div 60000$  при отношении глубины к диаметру 0.2. Результаты показали, что каплевидные выемки обладают наибольшей эффективностью, обеспечивая приблизительно двукратное увеличение эффективности по сравнению со сферическими.

Несмотря на многочисленные вышеизложенные исследования, подтверждающие преимущества асферических выемок, остаётся фундаментальное ограничение. В большинстве работ не соблюдается постоянная смачиваемая поверхность при сравнении различных геометрий выемок. Изменение поперечного сечения неизбежно влияет не только на общий объём выемок, но и на характер обтекания, формирование вихревых структур и перераспределение давления. В результате это приводит к расхождениям, затрудняющим прямое сопоставление аэродинамических характеристик. Такой подход оставляет важный пробел в понимании реального влияния геометрии выемок на эффективность снижения сопротивления и управления потоком.

В данном исследовании проводится систематический анализ влияния поперечного сечения выемок на аэродинамические характеристики пластины с выемками. Рассматриваются четыре различных формы выемок: сферическая, эллиптическая, кулачковая и каплевидная, при разных углах атаки ( $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ ). При этом смачиваемая поверхность остаётся постоянной, что позволяет обеспечить объективную и точную оценку влияния геометрии выемок на структуру течения, зону отрыва и повторного присоединения потока, а также аэродинамическое сопротивление. Такой подход даёт новые представления о механизмах управления потоком и снижении сопротивления на поверхностях с выемками.

## 2. Численный метод

### 2.1. Физическая модель

Физическая модель представляет собой трехмерные пластины с выемками четырех различных форм: сферической, эллиптической, кулачковой и каплевидной (рис. 1, 2). Размеры исследуемой пластины составляют  $245 \times 130 \times 6.5$  мм, что соответствует экспериментальному исследованию [18] и позволяет провести валидацию численной модели. Рассматриваемые пластины содержат 11 рядов выемок, расположенных в шахматном порядке, с продольным шагом  $S_{про} = 21.6$  мм и поперечным шагом  $S_{поп} = 25$  мм (рис. 3). Пластина с выемками расположена в центре канала длиной 445 мм и высотой 20 мм. исследованы две вариации кулачковых и каплевидных выемок при углах атаки потока  $\theta = 0^\circ$  и  $180^\circ$ . Общая смоченная поверхность, подверженная воздействию потока, остается неизменной для всех изучаемых геометрий выемок. Глубина всех выемок составляет  $h_p = 4.0$  мм. Отношение глубины к диаметру  $h_p/d_p$  составляет 0.2 для сферических выемок и 0.277 для асферических. Геометрические параметры рассматриваемых выемок приведены в табл. 1. Поперечные сечения исследованных выемок, а также обозначения параметров  $d_p$  и  $h_p$ , показаны на рис. 4.

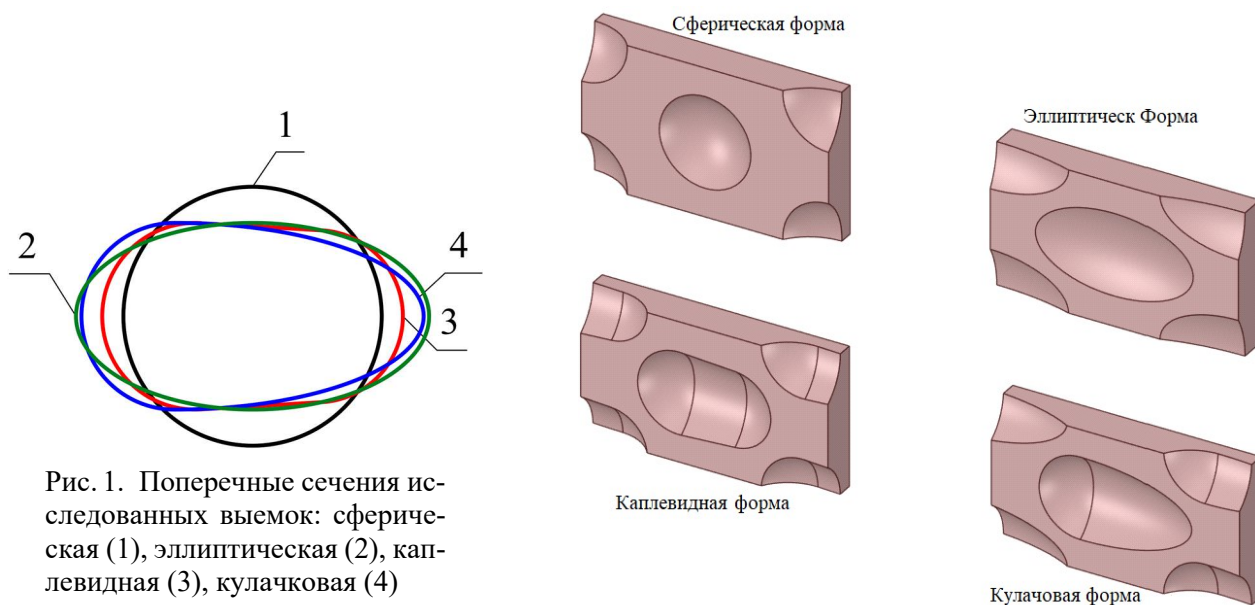


Рис. 1. Поперечные сечения исследованных выемок: сферическая (1), эллиптическая (2), каплевидная (3), кулачковая (4)

Рис. 2. Разрез пластины с различными геометриями выемок

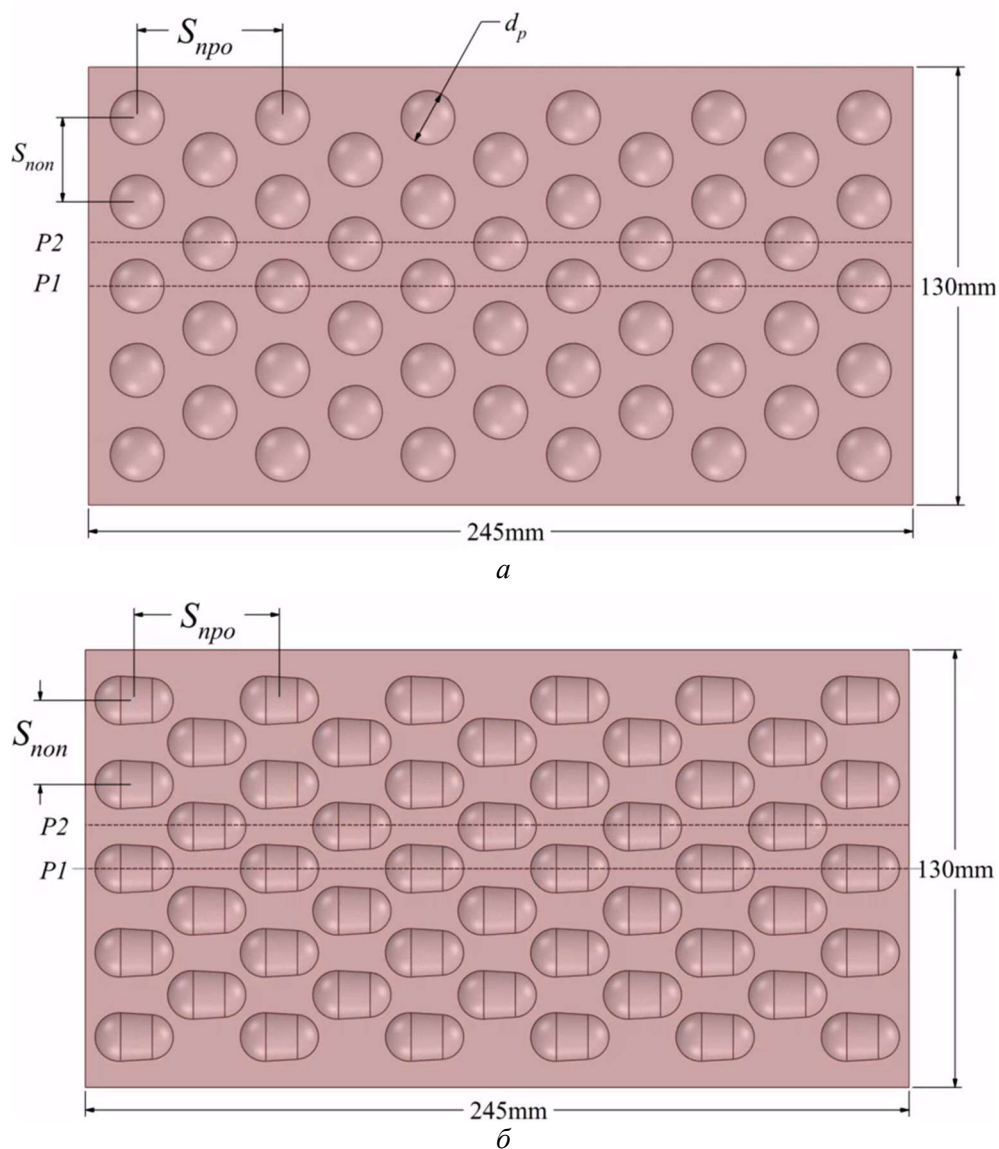


Рис. 3. Исследуемые пластины: со сферическими выемками (а), с каплевидными выемками (б)

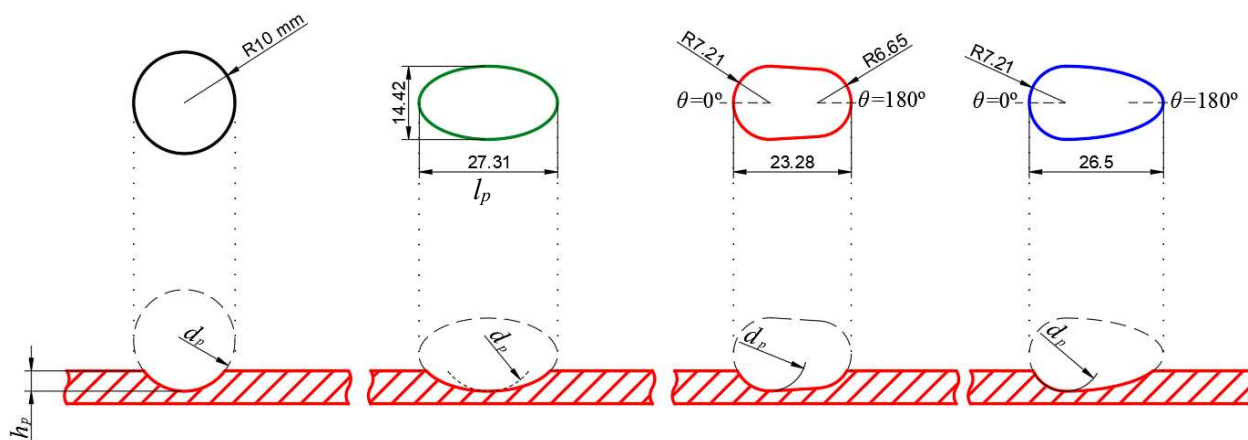


Рис. 4. Геометрические параметры исследованных выемок

Таблица 1

Вариации геометрии исследуемых случаев

| № случая | Форма выемок  | $d_p$ , мм | $l_p$ , мм | $l_p/d_p$ | $h_p$ , мм | $h_p/d_p$ | $\theta^\circ$ |
|----------|---------------|------------|------------|-----------|------------|-----------|----------------|
| 1        | Сферическая   | 20         | 20         | 1         | 4          | 0,2       | -              |
| 2        | Эллиптическая | 14.42      | 27.31      | 1.894     | 4          | 0,277     | -              |
| 3        | Каплевидная   | 14.42      | 23.28      | 1.614     | 4          | 0,277     | 0              |
| 4        |               |            |            |           |            |           | 180            |
| 5        | Кулачковая    | 14.42      | 26.5       | 1.838     | 4          | 0,277     | 0              |
| 6        |               |            |            |           |            |           | 180            |

## 2.2. Вычислительная область и допущения

Для сокращения времени вычислений анализ проводится только для половины пластины с учетом симметрии относительно оси  $x$  (рис. 5). Основные уравнения, включая уравнение неразрывности (сохранение массы), уравнение импульса и уравнение сохранения энергии, решались с использованием программного пакета Fluent [19]. Эти уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial[(\rho E + p)u_j]}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ k \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho C_p \overline{u'_j T'} \right], \quad (3)$$

где  $i, j, k$  – индексы, определяющие направления декартовой системы координат;  $\rho, u, p$  обозначают плотность, скорость и давление соответственно;  $\rho \overline{u'_i u'_j}$  – тензор турбулентных (Рейнольдсовых) напряжений;  $k$  – эффективная теплопроводность;  $E$  – энергия;  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера;  $C_p$  – компоненты вектора турбулентного теплового потока.

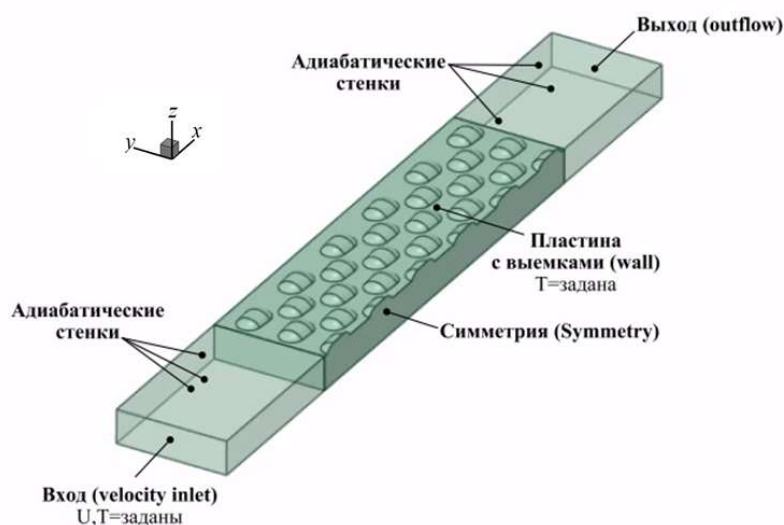


Рис. 5. Геометрические параметры исследованных выемок

Поток рассматривается стационарным, несжимаемым. Для моделирования турбулентного течения использовалась двухпараметрическая турбулентная модель SST  $k - \omega$  [18, 19]. Кроме того, для снижения численных погрешностей применялась дискретизация второго порядка second-order upwind для уравнения импульса и турбулентных величин, а для всех уравнений использовалась схема QUICK. Связь между давлением и скоростью обеспечивалась с использованием алгоритма SIMPLER. Критерий сходимости установлен на уровне  $10^{-8}$  для уравнения энергии  $10^{-6}$  для остальных уравнений.

Граничные условия, представленные на рис. 6, определены следующим образом:

- Скорость на входе варьировалась от 3.44 до 30.38 м/с, что соответствует числам Рейнольдса в диапазоне от 8500 до 75000, при температуре входного потока 20°C.
- К наружной поверхности пластины было применено условие прилипания, а температура поддерживалась на уровне 45°C.
- Стенки канала также удовлетворяли условию прилипания.
- На центральной оси канала вдоль оси  $x$  было наложено условие симметрии.
- На выходе канала задавалось условие выхода потока (outflow).

### 2.3. Определение параметров

- Число Рейнольдса рассчитывалось по следующей формуле:

$$Re = \frac{u_{\infty} D_h}{\nu}, \quad (4)$$

где  $u_{\infty}$  – средняя скорость в канале;  $D_h$  – обозначает гидравлический диаметр канала;  $\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с.

- Коэффициент давления  $C_p$  определялся как безразмерный параметр, характеризующий распределение локального статического давления в любой точке пластины  $p_i$  относительно статического давления набегающего потока  $p_{\infty}$ :

$$C_p = \frac{p_i - p_{\infty}}{1/2 \rho u_{\infty}^2} \quad (5)$$

- Коэффициент аэродинамического сопротивления:

$$f = \frac{2 \Delta P D_h}{\rho u_{\infty}^2 L}, \quad (6)$$

где  $\Delta P$  – перепад давления в канале;  $L$  – длина пластины.

### 2.3. Генерация сетки и дискретизация

Трехмерная вычислительная область была дискретизирована с использованием ANSYS ICEM, как показано на рис. 6. Во всех расчетных сценариях применялась гибридная топология сетки, состоящая из структурированных тетраэдрических и гексаэдрических элементов.

Для повышения точности численного моделирования сетка вблизи вогнутых выемок и в зоне пристенного течения была локально сгущена, что позволило эффективно учитывать вторичные течения. Параметр  $y^+$  был настроен таким образом, чтобы приближаться к 1.0 или быть ниже этого значения, обеспечивая оптимальную точность расчетов в сочетании с турбулентной моделью SST  $k - \omega$ .

Было проведено детальное исследование сеточной независимости решения для всех случаев с выемками при числе Рейнольдса 75000 с целью определения оптимального баланса

между вычислительными затратами и точностью расчетов. Рассматривались различные конфигурации сетки, содержащие от 36442 до 1285695 узлов. На рис. 7 представлено влияние размера сетки на среднее число Нуссельта и коэффициент аэродинамического сопротивления для всех исследованных случаев. Сравнение результатов показало, что сетка, состоящая из 803391 узла, является оптимальной. Таким образом, данная конфигурация была выбрана для последующих расчетов.

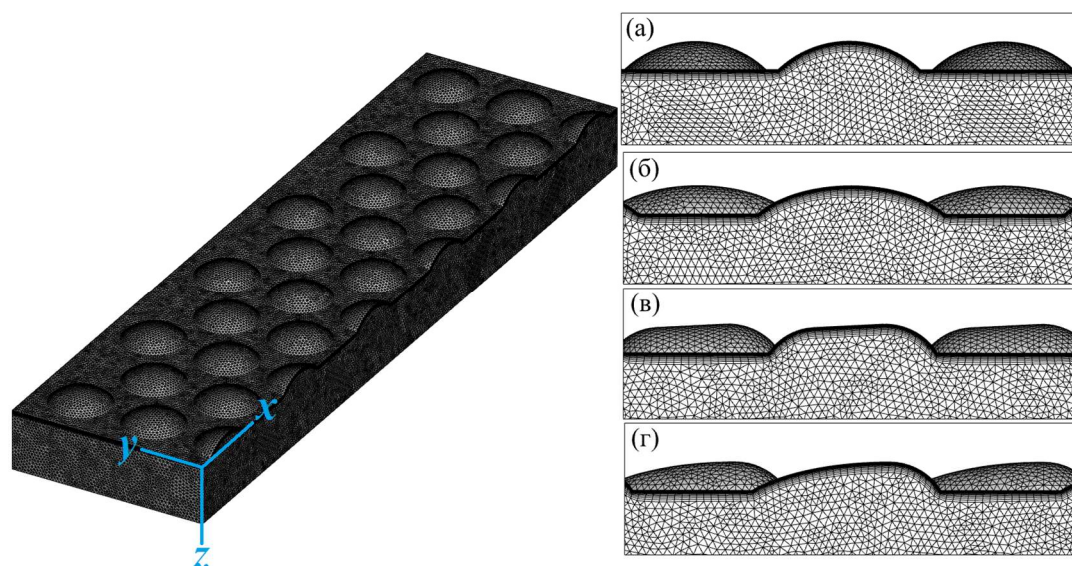


Рис. 6. Детали вычислительной сетки: сферические (а), эллиптические (б), каплевидные (в), кулачковые выемки (г)

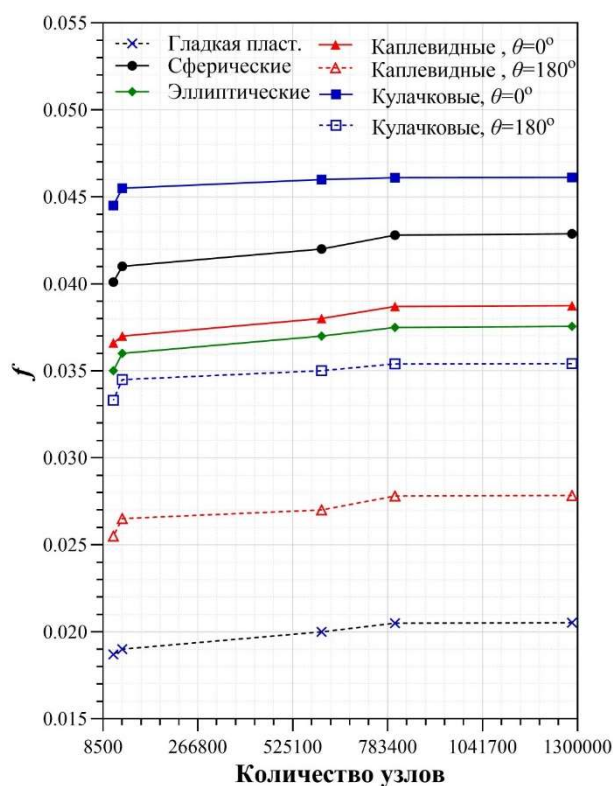


Рис. 7. Анализ чувствительности сетки

## 2.4. Валидация численной модели

Для подтверждения достоверности численного моделирования полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными из предыдущих исследований, в частности, для коэффициента аэродинамического сопротивления. Для гладкой пластины численные данные сопоставляются с корреляцией Блазиуса [20], тогда как экспериментальные данные для сферических выемок взяты из работы [18]. Как показано на рис. 8, численные результаты демонстрируют хорошее совпадение с экспериментальными данными. Максимальные отклонения составляют 9.72 % для  $f$  во всем диапазоне чисел Рейнольдса.

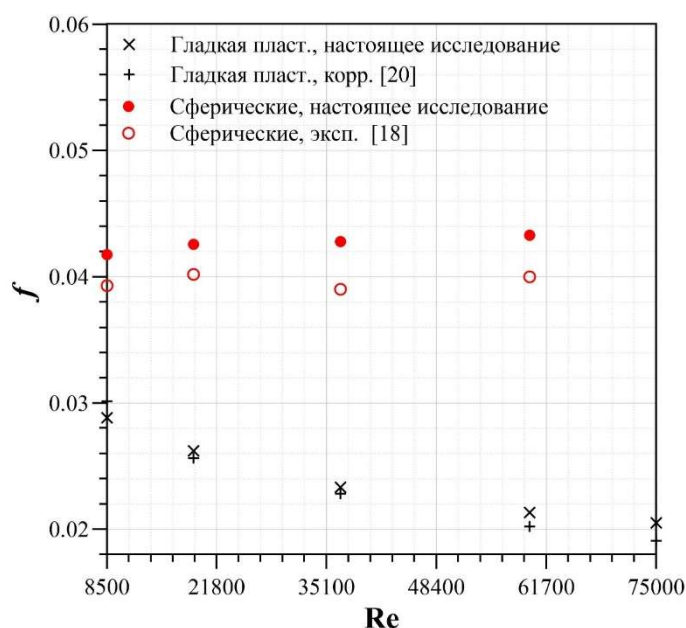


Рис. 8. Валидация численных результатов

## 3. Результаты исследований и их обсуждение

### 3.1. Характеристики воздушного потока

Структура течения над поверхностями с выемками оказывает существенное влияние на характеристики аэродинамики. Различные геометрии выемок по-разному воздействуют на процессы отрыва и повторного присоединения потока, образование вихревых структур и интенсивность турбулентности. Концептуальное представление явлений, обусловленных наличием выемок, приведено на рис. 9.

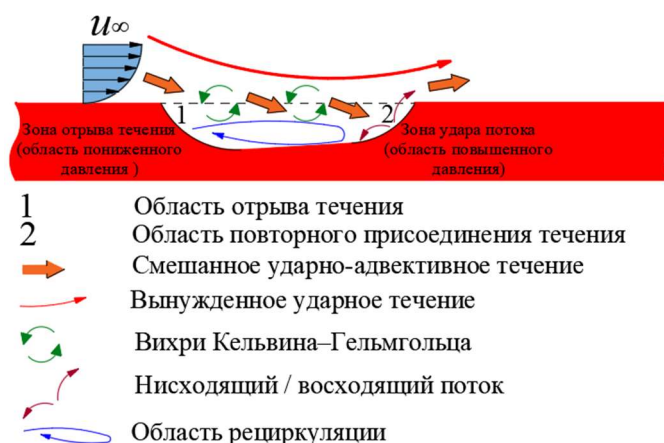


Рис. 9. Концептуальное представление явлений, вызванных наличием выемок (каплевидная выемка при  $\theta = 0^\circ$ )

При обтекании поверхности с выемками возникают сложные аэродинамические процессы, формирующие структуру течения. На начальном этапе, когда высокоскоростной основной поток приближается к передней кромке выемки, происходит отрыв течения вследствие резкого падения давления. Это приводит к образованию выраженного сдвигового слоя между быстро движущимся внешним потоком и медленным рециркуляционным течением внутри выемки. Отделившийся пограничный слой ведет себя аналогично свободному сдвиговому слою, демонстрируя высокую неустойчивость. В результате формирование нестационарных вихревых структур инициируется возмущениями Кельвина–Гельмгольца, что приводит к непрерывному закручиванию вихрей. Эти вихри способствуют втягиванию высокоскоростного основного потока в пристенную область и одновременно усиливают вытеснение низкоскоростного рециркуляционного потока из полости выемки в основной поток. Это приводит к формированию характерных «зонтичных вихрей» (рис. 10).

Наличие зоны пониженного давления в передней части выемки, обусловленное формированием низкоскоростного рециркуляционного течения внутри полости, приводит к незначительному смещению основного высокоскоростного потока вниз, в результате чего он ударяется о заднюю кромку выемки. Взаимодействие потока с задней стенкой выемки приводит к формированию смешанного ударно-адвективного течения, при котором поток сталкивается с поверхностью и перемешивается с окружающим потоком. После удара о поверхность поток разделяется, одна часть продолжает циркулировать внутри выемок, а другая выходит в основной поток в виде энергичного восходящего течения. Восходящий поток способствует вытеснению низкоскоростной жидкости из выемки в окружающий поток.

На рис. 10 представлены линии тока и контуры скорости в продольной плоскости и на поверхности пластины с выемками при числе Рейнольдса 75000. Асимметричная картина течения, показанная на рис. 10, *a–f*, обусловлена увеличением скорости потока, что приводит к нарушению баланса вихря: одна его сторона становится значительно больше другой. С ростом скорости струя, сформированная крупным вихрем, вытесняет струю с меньшей стороны из выемки, в результате чего образуется одначейковый вихрь, напоминающий торнадо.

Во всех случаях течение отделяется (зона I) и циркулирует в передней части выемок. В задней части выемок течение повторно присоединяется (зона II) и интенсивно взаимодействует с поверхностью, формируя вторичные вихри, особенно вблизи выходной кромки.

Анализ рис. 10 показывает, что сферическая выемка обладает наибольшей зоной рециркуляции (рис. 10, *a*), что объясняется ее увеличенным проектируемым диаметром  $d_p$  по сравнению с другими геометриями выемок. В случае эллиптических выемок (рис. 10, *б*) выраженная кривизна в передней части способствует усиленному отрыву потока, что приводит к формированию более протяженной рециркуляционной области по сравнению со сферической выемкой. Это обусловлено большей шириной эллиптической выемки в направлении потока по сравнению с другими конфигурациями (см. рис. 4).

В случае каплевидных выемок зона рециркуляции при угле атаки  $\theta = 180^\circ$  (рис. 10, *з*) значительно больше, чем при  $\theta = 0^\circ$  (рис. 10, *в*). Данное явление обусловлено влиянием двух наклонных стенок, которые замедляют выход потока из выемки, тем самым усиливая внутреннюю рециркуляцию при  $180^\circ$ .

Кулачковая выемка при угле атаки  $\theta = 0^\circ$  (рис. 10, *д*) обладает характеристиками, свойственными как сферическим, так и эллиптическим выемкам (рис. 10, *a, б*), поскольку ее геометрия сочетает в себе полукруглый и полуэллиптический профили. В результате в передней части выемки формируется вихревая зона. Однако при  $\theta = 180^\circ$  (рис. 10, *е*) вихревые структуры исчезают благодаря плавному переходу, создаваемому двумя изогнутыми стенками, которые направляют поток от входа к выходу без резких изменений направления.

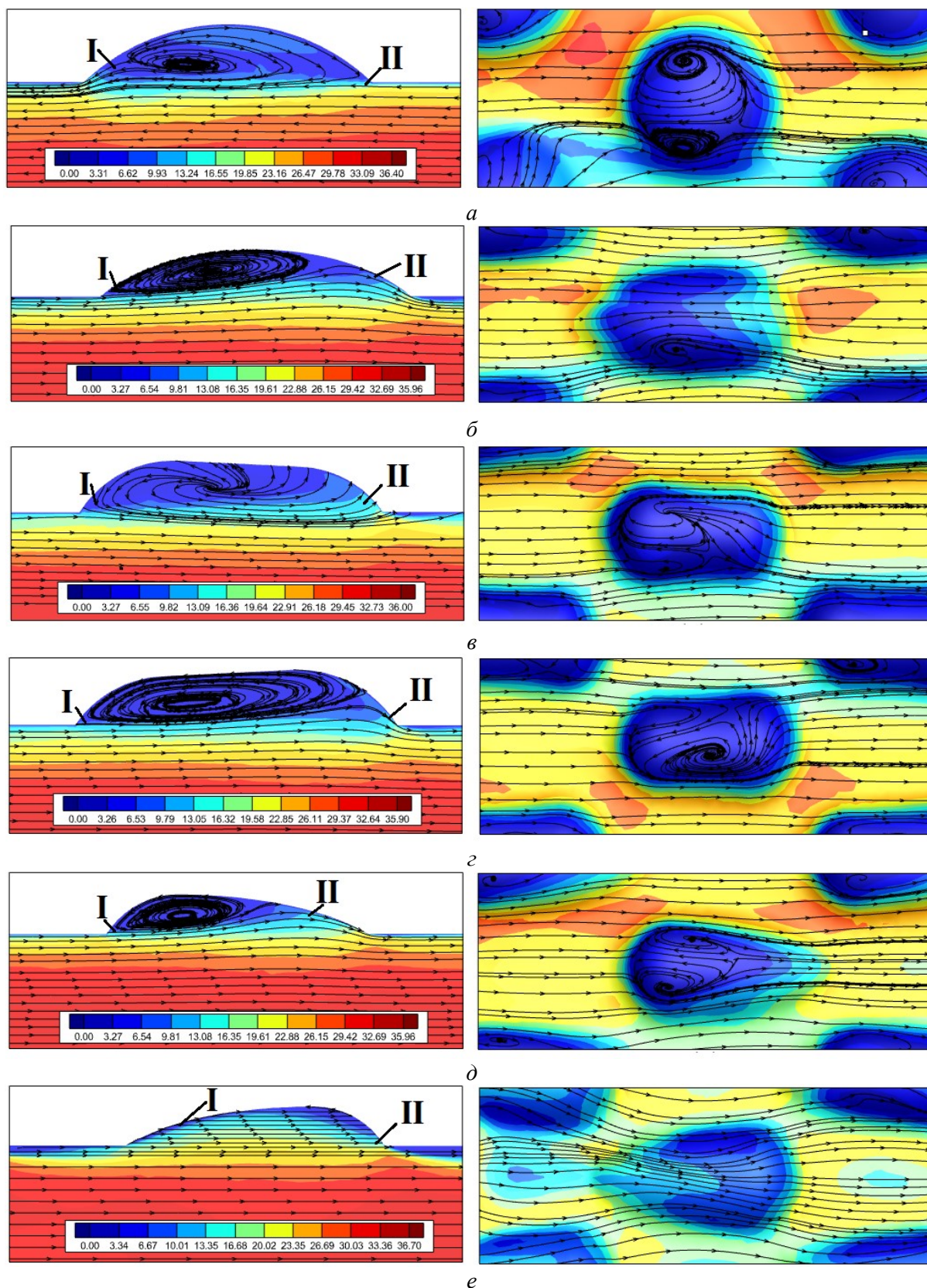
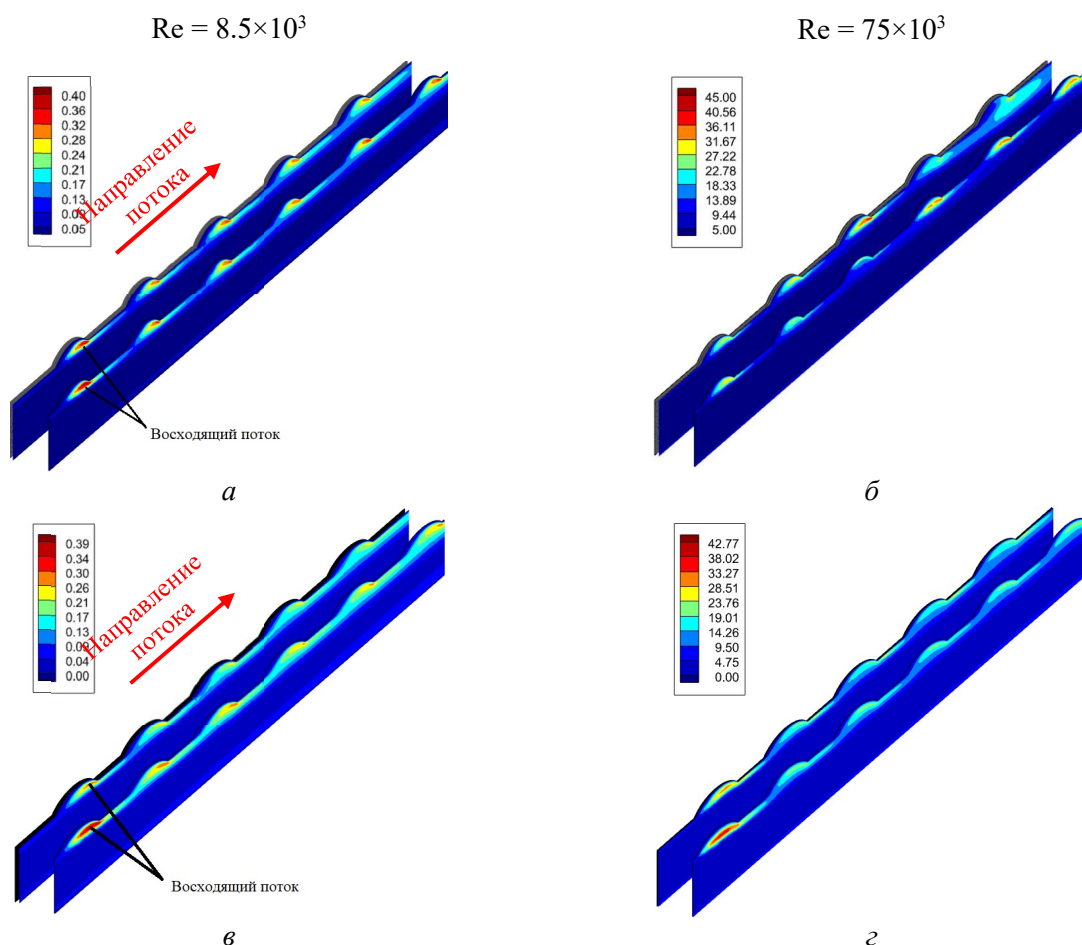


Рис. 10. Линии тока и контуры скорости в продольной плоскости и на поверхности пластины с выемками при  $Re = 75000$  для исследованных выемок: сферическая (а), эллиптическая (б), каплевидная при  $\theta = 0^\circ$  (в), каплевидная при  $\theta = 180^\circ$  (г), кулачковая при  $\theta = 0^\circ$  (д), кулачковая при  $\theta = 180^\circ$  (е), м/с

Турбулентная кинетическая энергия (ТКЕ) играет ключевую роль в формировании структуры вихревого течения на поверхностях с выемками, оказывая влияние на аэродинамические характеристики обтекаемого объекта. Оценка этого параметра возможна через распределение ТКЕ в пристенной области, что позволяет выявить зоны интенсивного перемешивания и взаимодействия основного потока с вторичными вихревыми структурами. На рис. 11 представлено сравнение распределения турбулентной кинетической энергии для различных геометрий выемок при низких и высоких числах Рейнольдса. Выемки значительно усиливают уровень турбулентности в пристенной области, особенно над ними и в зоне за их выходной кромкой, что связано с образованием вихревых структур. Среди рассмотренных геометрий сферическая выемка демонстрирует наиболее обширную область повышенной ТКЕ, что объясняется наличием расширенной зоны рециркуляции (область восходящего потока), способствующей интенсивному перемешиванию и генерации турбулентности (рис. 11, *а, б*). В случае эллиптической выемки выраженная кривизна переднего участка усиливает отрыв потока, приводя к локальному увеличению ТКЕ вблизи точки отрыва. Однако по сравнению со сферической выемкой зона с повышенной турбулентной энергией оказывается менее обширной (рис. 11, *в, г*).

Для каплевидных выемок угол атаки играет ключевую роль в распределении турбулентной кинетической энергии. При  $\theta = 180^\circ$  (рис. 11, *ж, з*) усиленная внутренняя рециркуляция приводит к более обширной зоне повышенной ТКЕ по сравнению со случаем  $\theta = 0^\circ$  (рис. 11, *д, е*), где поток выходит более плавно. Кулачковая выемка при  $\theta = 0^\circ$  (рис. 11, *и, к*) демонстрирует смешанные характеристики, формируя вихревую зону в передней части. Однако при  $\theta = 180^\circ$  (рис. 11, *л, м*) отсутствие вихревых структур обеспечивает более плавный переход течения, что снижает интенсивность локальной турбулентности.



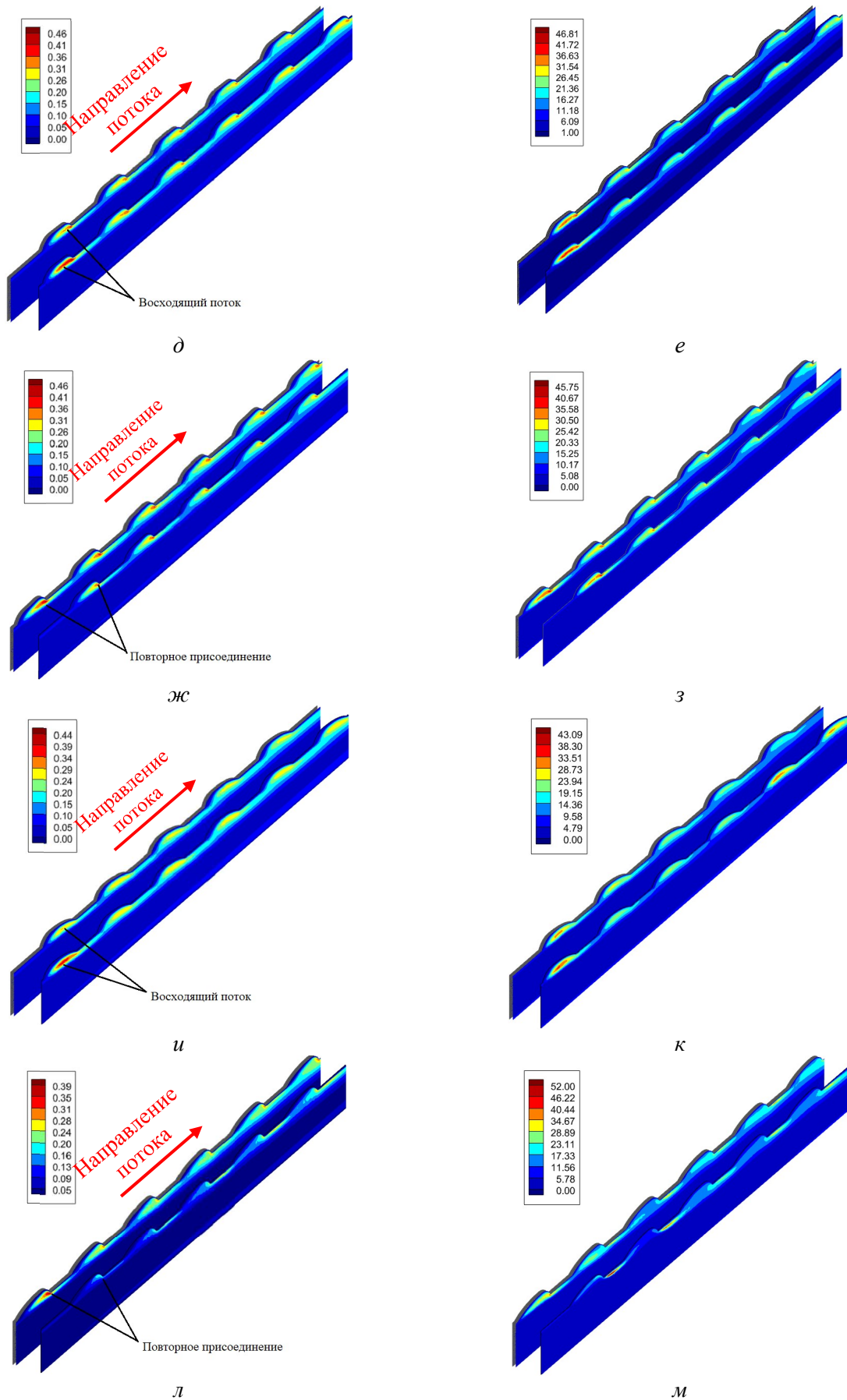


Рис. 11. Контуры турбулентной кинетической энергии в продольных плоскостях (P1, P2) пластины с выемками: сферические (а, б), эллиптические (в, г), каплевидные при  $\theta = 0^\circ$  (д, е), каплевидные при  $\theta = 180^\circ$  (ж, з), кулачковые при  $\theta = 0^\circ$  (и, к), кулачковые при  $\theta = 180^\circ$  (л, м),  $\text{м}^2/\text{с}^2$

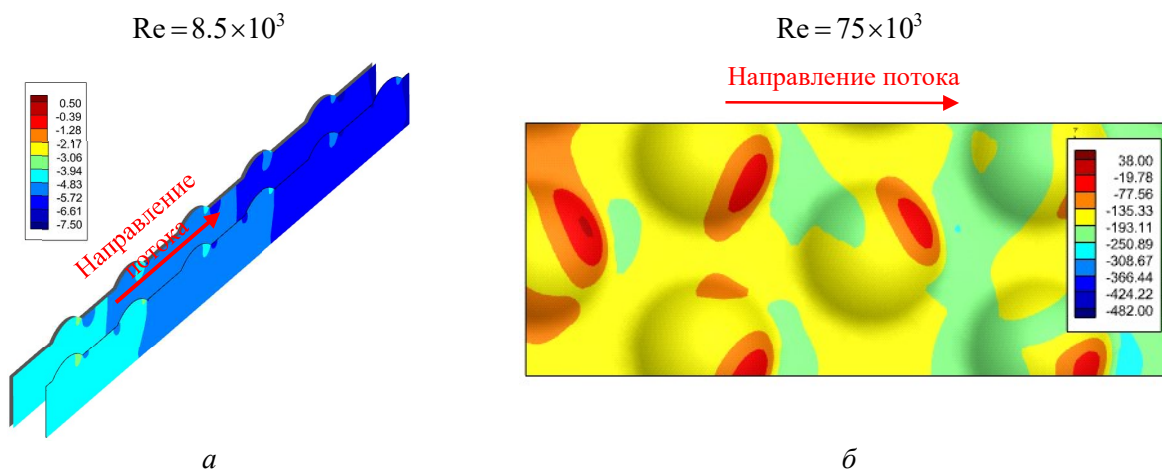
Установлено, что для кулачковых и каплевидных выемок при  $\theta = 180^\circ$  (рис. 11, ж, з, л, м) восходящий поток в продольной центральной плоскости в задней части выемки значительно слабее, чем при  $\theta = 0^\circ$  (рис. 11, д, е, и, к). Однако наблюдается выраженное повторное присоединение потока к выходной стенке выемки. Во всех случаях величина ТКЕ увеличивается с ростом числа Рейнольдса, что указывает на усиление турбулентности воздуха при увеличении скорости потока.

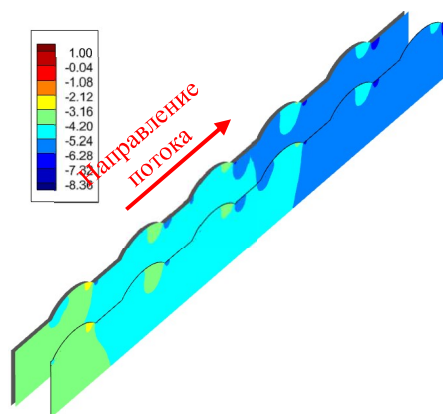
### 3.2. Распределение статического давления и коэффициент аэродинамического сопротивления

На рис. 12 представлены контуры статического давления для пластин с выемками при  $Re = 8.5 \times 10^3$  и  $Re = 75 \times 10^3$ . Во всех случаях максимальные значения статического давления, как правило, наблюдаются в задней части выемок вследствие повторного присоединения потока. При отрыве потока у передней кромки выемки внутри нее образуется зона пониженного давления, вызванная рециркуляционными вихрями. Однако в процессе повторного присоединения потока в задней части давление постепенно восстанавливается и достигает максимальных значений в областях повторного присоединения. Вниз по потоку давление снова снижается по мере ускорения потока после повторного присоединения, особенно в случаях с интенсивным срывом вихрей и турбулентным перемешиванием. Степень перепада и восстановления давления варьируется в зависимости от формы и ориентации выемок. Для несферических выемок удлиненная форма способствует более плавному повторному присоединению потока, что приводит к более низким значениям давления вниз по потоку. В то же время сферические выемки характеризуются более выраженной зоной повторного присоединения, где отделившийся от выемки поток вновь соединяется с основным потоком, обладая повышенной энергией и интенсивностью турбулентности, что может способствовать локальному восстановлению давления.

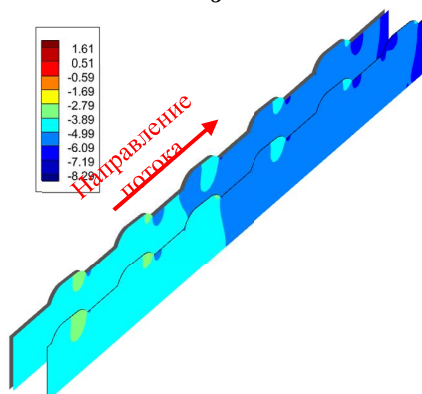
При высоких числах Рейнольдса (рис. 12) сферические выемки демонстрируют наиболее выраженное падение давления, что указывает на интенсивное образование вихрей и глубокие зоны рециркуляции (рис. 12, б). В то же время эллиптические выемки характеризуются несколько меньшим снижением давления (рис. 12, з), что свидетельствует о более плавном повторном присоединении потока и сниженной интенсивности рециркуляции.

Каплевидные и кулачковые выемки при угле атаки  $0^\circ$  обеспечивают более равномерное распределение давления, что отражает улучшенное выравнивание потока и минимизацию эффектов отрыва (рис. 12, д, е). При угле атаки  $180^\circ$  наблюдается изменение структуры давления, сопровождающееся значительным увеличением максимального восстановления давления для каплевидных и кулачковых выемок (рис. 12, к, м). Это свидетельствует о значительном влиянии взаимодействий обратных потоков, приводящее к локализованному застою и усилению повторного присоединения. Наибольшее восстановление давления демонстрируют кулачковые выемки.

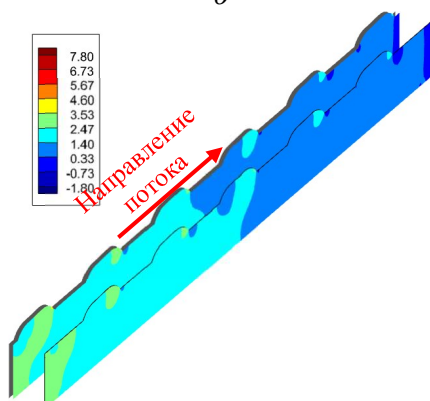




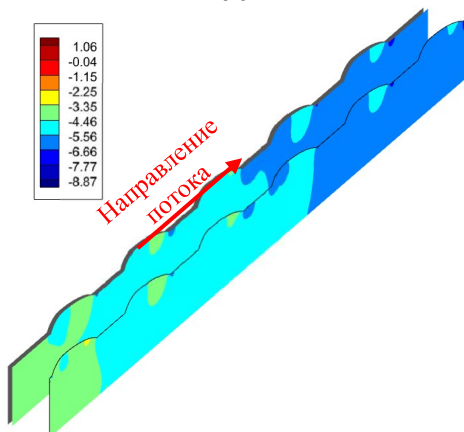
в



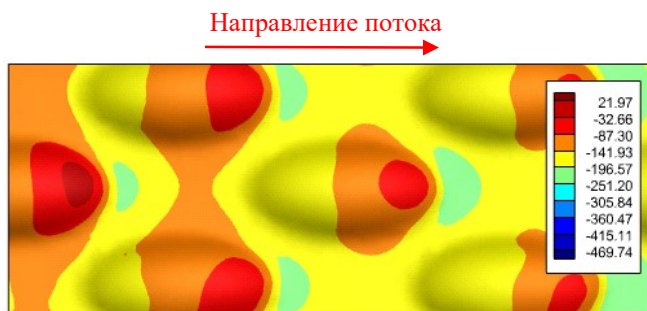
д



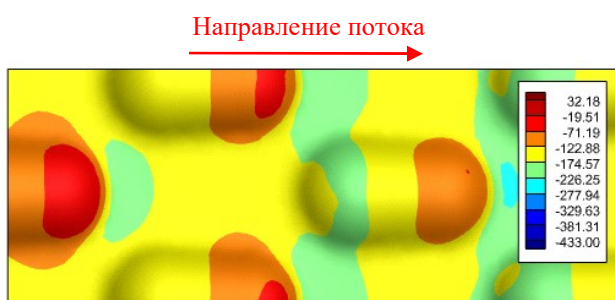
ж



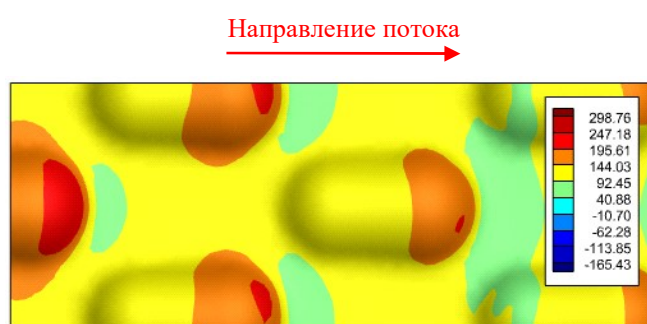
и



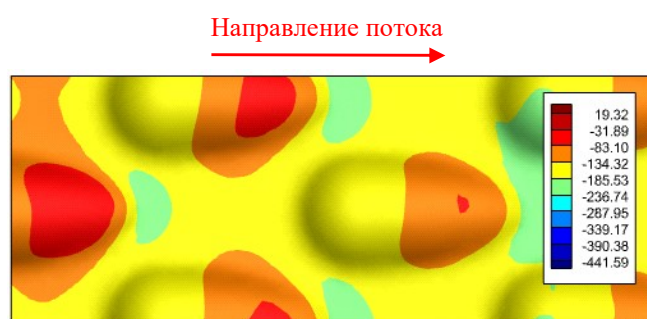
з



е



3



к

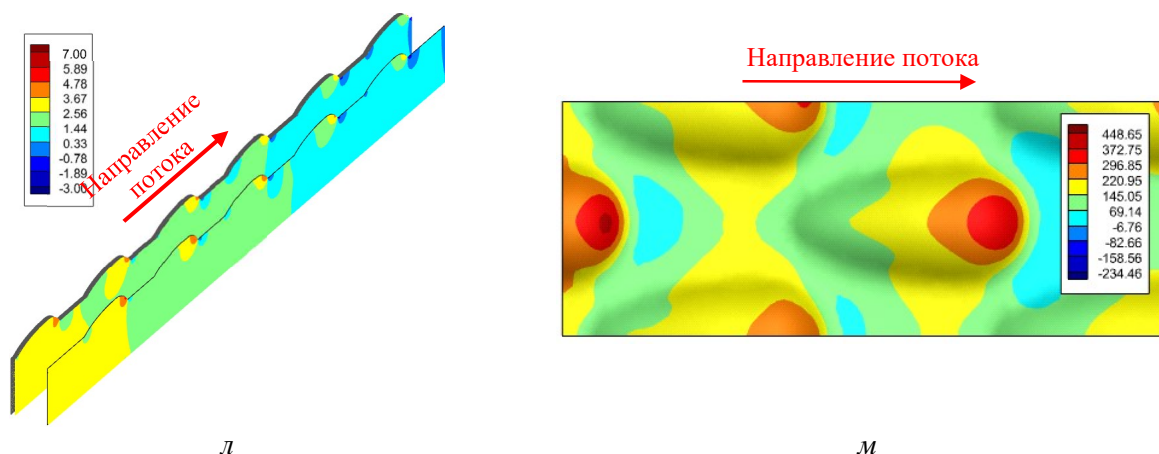


Рис. 12. Контуры статического давления в продольной плоскости и на поверхности пластины с выемками: сферические (а, б), эллиптические (в, г), каплевидные при  $\theta = 0^\circ$  (д, е), каплевидные при  $\theta = 180^\circ$  (ж, з), кулачковые при  $\theta = 0^\circ$  (и, к), кулачковые при  $\theta = 180^\circ$  (л, м), Па

На рис. 13 представлено распределение коэффициента давления вдоль продольной плоскости при  $Re = 75 \times 10^3$  для исследуемых случаев. Для всех выемок в передней части поверхности коэффициент давления изначально имеет относительно высокое значение, что свидетельствует о замедлении набегающего потока. Входя в выемку, поток испытывает резкое падение давления, что связано с его отрывом и образованием рециркуляционных вихрей. Внутри выемки давление изменяется более выражено, в передней части зоны рециркуляции коэффициент давления сначала незначительно снижается, а затем резко возрастает к задней части выемки.

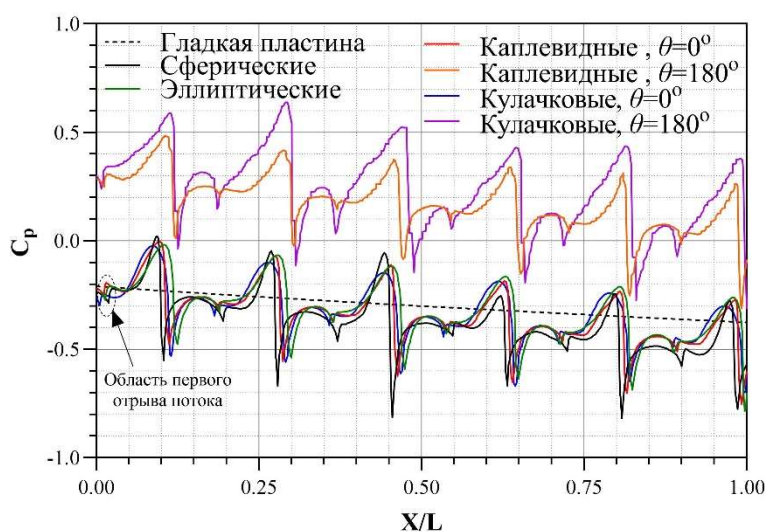


Рис. 13. Распределение коэффициента давления вдоль продольной плоскости (P1) при  $Re = 75 \times 10^3$

В задней части выемки, по мере повторного присоединения потока, коэффициент давления вновь увеличивается, достигая максимальных значений вблизи выходной кромки выемки. Процесс восстановления давления наиболее выражен у сферических выемок, где повторное присоединение потока происходит интенсивнее. В то же время удлиненные выемки, такие как эллиптические, кулачковые и каплевидные, способствуют более плавному присоединению потока, что приводит к сохранению пониженного давления в задней части поверхности. Однако, несмотря на частичное восстановление давления, коэффициент  $C_p$  не возвращается к своему первоначальному значению в передней части, что свидетельствует о продолжающемся влия-

нии вихревых структур и турбулентного перемешивания. Для кулачковых и каплевидных выемок при  $\theta = 180^\circ$  поток взаимодействует с меньшей, но более резко изогнутой поверхностью, что усиливает его взаимодействие с выемкой. Это приводит к более быстрому возникновению возмущений и усиленному образованию вихрей, вызывая значительное снижение давления. При  $\theta = 0^\circ$  поверхность больше и имеет меньшую кривизну, что снижает механическое взаимодействие, задерживает отрыв потока и уменьшает интенсивность вихреобразования, приводя к более высоким значениям коэффициента давления. В целом, хотя общий характер распределения давления остается схожим для различных форм выемок, различия в интенсивности повторного присоединения потока и динамике вихрей оказывают значительное влияние на степень падения и восстановления давления. Для гладкой пластины распределение коэффициента давления является более равномерным, с постепенным снижением вдоль поверхности из-за развития пограничного слоя.

Для более детального объяснения на рис. 14 представлены профили локального коэффициента давления вдоль центральной линии каплевидной выемки при  $\theta = 0^\circ$  в качестве примера. Когда высокоскоростной набегающий поток приближается к передней кромке выемки, резкое падение давления приводит к отрыву течения. Несмотря на образование неустойчивого сдвигового слоя, взаимодействие основного быстрого потока с рециркуляционным потоком приводит к возникновению временных возмущений. Эти возмущения могут привести к кратковременному увеличению давления, так как неустойчивый сдвиговой слой формирует вихревые структуры, которые временно повышают локальное давление на поверхности. После первоначального повышения давление начинает снижаться по мере продолжения взаимодействия между основным высокоскоростным потоком и низкоскоростным рециркуляционным течением внутри выемки. По мере движения потока вдоль передней части выемки давление продолжает уменьшаться из-за постоянного формирования вихрей и турбулентного перемешивания внутри выемки. По мере продвижения потока к задней кромке выемки зона низкого давления в ее передней части вызывает незначительное смещение основного высокоскоростного потока вниз, заставляя его ударяться о заднюю часть выемки. Это взаимодействие формирует интенсивный восходящий поток вблизи задней кромки, что приводит к временному увеличению давления в этой области. Ударное течение создает смешанный адвективный поток, при котором поток разделяется на рециркуляционные и выходящие струи. После удара потока о заднюю кромку часть его продолжает рециркулировать внутри выемки, а оставшаяся часть выходит в основной поток в виде энергичного восходящего течения. Это приводит к снижению давления в задней части выемки, где низкоскоростной рециркуляционный поток вытесняется и взаимодействует с основным высокоскоростным потоком.

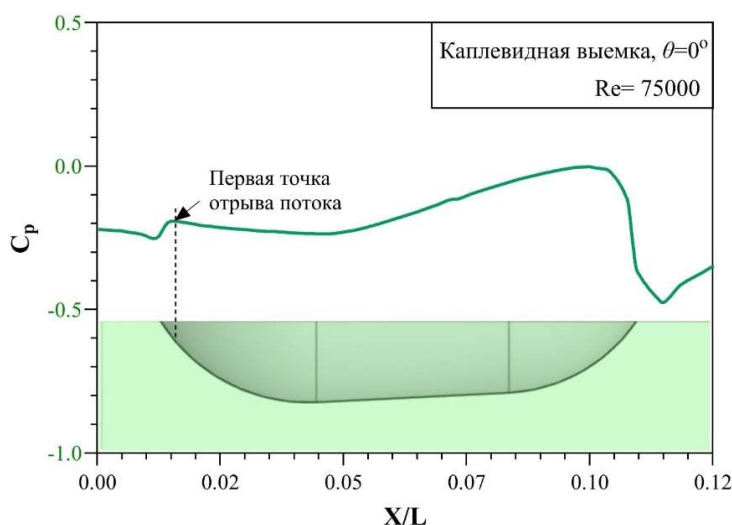


Рис. 14. Профили локального коэффициента давления вдоль центральной линии каплевидной выемки

На рис. 15 представлена зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления от числа Рейнольдса для исследуемых пластин с выемками. В общем, во всех случаях наблюдается обратная зависимость между коэффициентом аэродинамического сопротивления и числом Рейнольдса. С увеличением  $Re$  коэффициент сопротивления уменьшается, что соответствует известной закономерности для турбулентного течения и связано с относительным снижением вязкостных эффектов при более высоких скоростях потока [14]. Пластины с выемками демонстрируют более высокие значения коэффициента аэродинамического сопротивления по сравнению с гладкой пластиной. Это связано с наличием выемок, которые усиливают турбулентность, способствуют срыву вихрей и рециркуляции потока, что приводит к увеличению аэродинамического сопротивления.

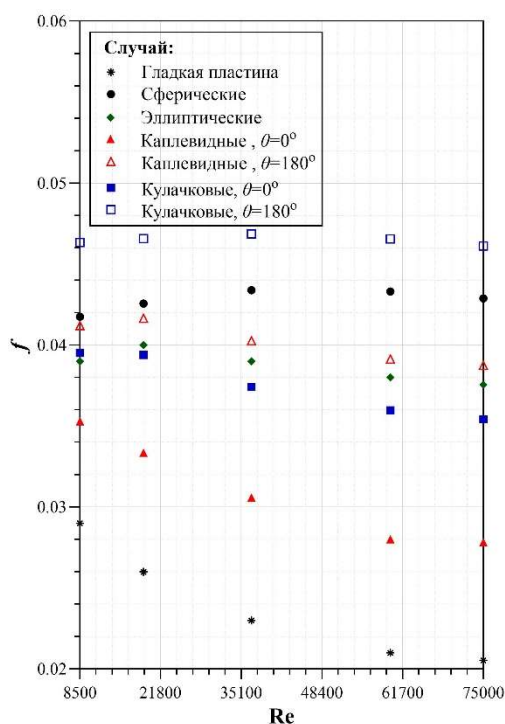


Рис. 15. Коэффициент аэродинамического сопротивления в зависимости от  $Re$

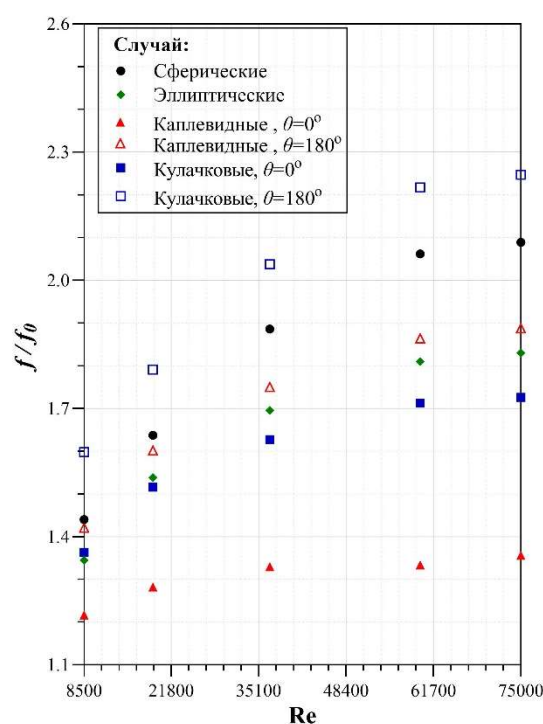


Рис. 16. Отношение коэффициента аэродинамического сопротивления в зависимости от  $Re$

Для оценки влияния различных геометрий выемок на сопротивление потока на рис. 16 представлено сравнение отношения коэффициента аэродинамического сопротивления ( $f_{\text{выем.}}/f_{\text{глад.}}$ ) для различных форм выемок в зависимости от числа Рейнольдса. В целом, кулачковые выемки при  $\theta = 180^\circ$  демонстрируют наибольшее значение отношения коэффициента сопротивления, варьирующееся от 1.60 до 2.25 в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса, что указывает на интенсивную генерацию турбулентности и высокое сопротивление потока. Это обусловлено сильно асимметричными вихревыми структурами и интенсивным ударным воздействием потока внутри полости выемки, что значительно нарушает основное течение. Вынужденное ударное течение (см. рис. 9), обусловленное изменением направления потока для кулачковых выемок при  $\theta = 180^\circ$ , приводит к формированию мощных вторичных вихрей и перенаправлению потока, что увеличивает сопротивление (см. рис. 11, л, м). Увеличенная длина и неоднородная кривизна кулачковых выемок способствуют образованию крупномасштабных зон рециркуляции, вызывая дополнительные возмущения потока и увеличивая аэродинамического сопротивления. Сферические выемки демонстрируют второе по величине значение отношения коэффициента сопротивления, увеличиваясь с 1.44 до 2.09 с ростом числа Рейнольдса. Это подтверждает активное образование вихрей и рециркуляционных зон. Коэф-

коэффициент аэродинамического сопротивления сферических выемок ниже, чем у кулачковых выемок. Это объясняется тем, что течение в области сферических выемок характеризуется более плавной рециркуляцией и повторным присоединением, что снижает избыточные потери энергии (см. рис. 12, а, б). Вихревые структуры внутри сферических выемок остаются относительно стабильными и симметричными. Каплевидные выемки при  $\theta = 180^\circ$  занимают третье место по значению отношения коэффициента сопротивления, варьируясь в диапазоне от 1.42 до 1.89. Эллиптические выемки демонстрируют умеренные значения отношения коэффициента сопротивления (от 1.34 до 1.83), что свидетельствует о более стабильном потоке с контролируемым срывом вихрей.

Кулачковые выемки при  $\theta = 0^\circ$  имеют значения коэффициента сопротивления в диапазоне от 1.36 до 1.73. Каплевидные выемки при  $\theta = 0^\circ$  демонстрируют наименьшее отношение коэффициента сопротивления, находящийся в пределах от 1.22 до 1.36, благодаря их обтекаемой форме, способствующей снижению аэродинамического сопротивления. Это обусловлено их обтекаемой формой, способствующей более плавному повторному присоединению потока и снижению интенсивности срыва вихрей по сравнению с другими типами выемок. В отличие от кулачковых или сферических выемок, которые вызывают образование мощных вторичных вихрей (см. рис. 12, б, м), каплевидные выемки при  $\theta = 0^\circ$  минимизируют потери энергии за счет уменьшения резких изменений направления потока.

### 3.3. Зависимость оценки аэродинамического сопротивления

На основе полученных результатов была сформулирована корреляционная зависимость для расчета коэффициента аэродинамического сопротивления пластин с выемками

$$f = A \text{Re}^{-B} \quad (7)$$

Уравнение (7) справедливо в диапазоне  $8.5 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 75 \times 10^3$ . Константы, используемые в этой корреляции, а также максимальное отклонение ( $\Delta$ ) предсказанных значений от полученных результатов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Константы предложенной корреляционной зависимости (7)

| Параметр     | Значение |        |                              |                                |                               |                                 |
|--------------|----------|--------|------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|
|              | Сфер.    | Эллип. | Капл.,<br>$\theta = 0^\circ$ | Капл.,<br>$\theta = 180^\circ$ | Кулач.,<br>$\theta = 0^\circ$ | Кулач.,<br>$\theta = 180^\circ$ |
| <i>A</i>     | 0.0415   | 0.0535 | 0.1136                       | 0.0623                         | 0.0731                        | 0.0731                          |
| <i>B</i>     | – 0.0145 | 0.0197 | 0.1145                       | 0.0309                         | 0.0531                        | 0.0531                          |
| $\Delta$ , % | 1.13     | 2.32   | 2.2                          | 2.08                           | 2.37                          | 2.37                            |

## 5. Заключение

В этой работе проведен анализ влияния различных геометрий выемок (сферических, эллиптических, кулачковых и каплевидных) и углов атаки ( $\theta = 0^\circ$  и  $180^\circ$ ) на аэродинамические характеристики поверхностей с выемками в диапазоне чисел Рейнольдса  $8.5 \times 10^3 \div 75 \times 10^3$ . Основное внимание уделялось распределению коэффициента давления, особенностям рециркуляционных зон и аэродинамическому сопротивлению. Основные выводы следующие:

1. Во всех случаях в передней части выемки наблюдается локальное повышение коэффициента давления, связанное с замедлением набегающего потока. Внутри выемки формируется зона низкого давления, сопровождающаяся рециркуляцией и образованием вихревых структур.
2. Повторное присоединение потока к задней части выемки приводит к частичному восстановлению давления. Этот процесс наиболее выражен у каплевидных и эллиптических

выемок, которые демонстрируют более плавное восстановление давления по сравнению с кулачковыми и сферическими.

3. При высоких числах  $Re$  взаимодействие обратных потоков становится более выраженным, особенно в каплевидных и кулачковых выемках при угле атаки  $\theta = 180^\circ$ . Это приводит к увеличенному восстановлению давления и формированию мощных вторичных течений, что усиливает турбулентность и способствует повторному присоединению потока. Однако эти эффекты также способствуют увеличению аэродинамического сопротивления по сравнению со случаем  $\theta = 0^\circ$ , при котором поток остается более обтекаемым и характеризуется меньшими потерями на отрыв.
4. Кулачковые выемки при  $\theta = 180^\circ$  показали наибольшее увеличение отношения коэффициента аэродинамического сопротивления (в  $1.6 \div 2,25$  раза по сравнению с гладкой пластиной), что связано с образованием интенсивных вторичных вихрей и резкими изменениями направления потока. Сферические выемки демонстрируют второе по величине отношения сопротивления (увеличение в  $1.44 \div 2.09$  раза).
5. Каплевидные выемки при угле атаки  $0^\circ$  показали наименьшее аэродинамическое сопротивление (в  $1.18 \div 1.45$  раза по сравнению с гладкой пластиной). Их обтекаемая форма способствует более плавному повторному присоединению потока и подавлению чрезмерного отрыва, что минимизирует потери энергии. Таким образом, данная конфигурация является наиболее аэродинамически выгодной среди всех исследованных геометрий выемок.
6. Разработана зависимость для расчета коэффициента аэродинамического сопротивления для пластин с выемками в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

## Литература

1. Леонтьев А. И. Вихревые технологии для энергетики. Под общ. ред. М.: Изд. дом МЭИ, 2017. 500 с.
2. Han J. C., Dutta S., Ekkad S. Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology. Taylor and Francis, New York, 2001.
3. Juan H., Qinghua D., Zhenping F. Film Cooling Performance Enhancement by Upstream V-shaped Protrusion/Dimple Vortex Generator // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 180. 121784. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121784>
4. Terekhov V. I., Kalinina S. V., Mshvidobadze Y. M., Sharov K. A. Impingement of an impact jet onto a spherical cavity. Flow structure and heat transfer // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. No. 11–12. Pp. 2498–2506. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.01.018>
5. Terekhov V. I., Kalinina S. V., Mshvidobadze Y. M. Heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple // Journal of Enhanced Heat Transfer. 1997. Vol. 4. No. 2. Pp. 131–145. <https://doi.org/10.1615/JEnhHeatTransf.v4.i2.60>
6. Wang F., Chen L., Liu K., Tang H., Ren Y. Heat transfer and flow friction characteristics of dimple-type heat exchanger in axial piston pump // AIP Advances. 2022. Vol. 12. No. 4. Pp. 045312–045312. <https://doi.org/10.1063/5.0087958>
7. Li R., He Y.L., Chu P., Lei Y.G. Numerical Simulation of Dimled Tubes for Heat Transfer Enhancement // Journal of Engineering Thermophysics. 2008. Vol. 11. Pp. 1947–1949. [https://caod.oriprobe.com/articles/16173537/NUMERICAL\\_SIMULATION\\_OF\\_DIMLED\\_TUBES\\_FOR\\_HEAT\\_TRAN.htm](https://caod.oriprobe.com/articles/16173537/NUMERICAL_SIMULATION_OF_DIMLED_TUBES_FOR_HEAT_TRAN.htm)
8. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Попов И. А., Щелчков А. В., Габдрахманов И. Р. Численное моделирование интенсификации теплообмена в плоскопараллельном канале с цилиндрической неглубокой лункой на нагретой стенке // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89. № 5. С. 1195.

9. Isaev S. A., Schelchikov A. V., Leontiev A. I., Gortyshov Yu. F., Baranov P. A., Popov I. A. Tornado-like Heat Transfer Enhancement in the Narrow Plane-parallel Channel with the Oval-trench Dimple of Fixed Depth and Spot Area // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 109. P. 40. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.103>
10. Isaev S., Leontiev A., Chudnovsky Y., Nikushchenko D., Popov I., Sudakov A. Simulation of Vortex Heat Transfer Enhancement in the Turbulent Water Flow in the Narrow Plane-parallel Channel with an Inclined Oval-trench Dimple of Fixed Depth and Spot Area // *Energies*. 2019. Vol. 12. No. 1296. P. 1. <https://doi.org/10.3390/en12071296>
11. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Усачов А. Е. Бифуркация вихревого турбулентного течения и интенсификация теплообмена в лунке // Докл. РАН. 2000. Т. 373. № 5. С. 615.
12. Acharya S., Zhou F. Experimental and Computational Study of Heat/Mass Transfer and Flow Structure for Four Dimple Shapes in a Square Internal Passage // *ASME Journal of Turbomachinery*. 2012. Vol. 134. No. 6. 061028. <https://doi.org/10.1115/1.4006315>
13. Rad H. S., Mousavi S. M., Sarmadian A. Comparative study on the thermal–hydraulic performance of tubes enhanced with three different types of teardrop protrusions // *Applied Thermal Engineering*. 2024. Vol. 236. 121682. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.121682>
14. Деев Р., Сиденков Д. В. Повышение эффективности пучков каплевидных труб за счет управления углом атаки // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2023. Т. 24, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-3/articles/1042/>
15. Деев Р. Гидродинамические характеристики однорядных и многорядных теплообменников с шахматным расположением каплевидных труб // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-4/articles/1001/>
16. Деев Р. Теплоаэродинамические характеристики шахматного смешанного пучка круглых и каплевидных труб // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/987/>
17. Sayed A., et al. Heat transfer characteristics of staggered wing-shaped tubes bundle at different angles of attack // *Heat and Mass Transfer*. 2014. Vol. 50. Pp. 1091–1102. <https://doi.org/10.1007/s00231-014-1323-3>
18. Rao Y., Li B., Feng Y. Heat transfer of turbulent flow over surfaces with spherical dimples and teardrop dimples // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2015. Vol. 61. Pp. 201–209. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.10.030>
19. ANSYS, Inc. ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide. 2009.
20. Blasius H. Das Aehnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten // *Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*. 1913. Vol. 131. [https://doi.org/10.1007/978-3-662-02239-9\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-662-02239-9_1)

## References

1. Leontyev A. I., *Vortex Technologies for Energy*. Ed. by A. I. Leontyev, Moscow: MPEI Publishing House, 2017. 500 p. [in Russian].
2. Han J. C., Dutta S., Ekkad S., *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*, Taylor and Francis, New York, 2001.
3. Juan H., Qinghua D., Zhenping F., Film Cooling Performance Enhancement by Upstream V-shaped Protrusion/Dimple Vortex Generator, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, vol. 180, 121784. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121784>
4. Terekhov V. I., Kalinina S. V., Mshvidobadze Y. M., Sharov K. A., Impingement of an impact jet onto a spherical cavity. Flow structure and heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, vol. 52, no. 11–12, pp. 2498–2506. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.01.018>

5. Terekhov V. I., Kalinina S. V., Mshvidobadze Y. M., Heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple, *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 1997, vol. 4, no. 2, pp. 131–145. <https://doi.org/10.1615/JEnhHeatTransf.v4.i2.60>
6. Wang F., Chen L., Liu K., Tang H., Ren Y., Heat transfer and flow friction characteristics of dimple-type heat exchanger in axial piston pump, *AIP Advances*, 2022, vol. 12, no. 4, pp. 045312–045312. <https://doi.org/10.1063/5.0087958>
7. Li R., He Y. L., Chu P., Lei Y. G., Numerical Simulation of Dimled Tubes for Heat Transfer Enhancement, *Journal of Engineering Thermophysics*, 2008, vol. 11, pp. 1947–1949. [https://caod.oriprobe.com/articles/16173537/NUMERICAL\\_SIMULATION\\_OF\\_DIMLED\\_TUBES\\_FOR\\_HEAT\\_TRAN.htm](https://caod.oriprobe.com/articles/16173537/NUMERICAL_SIMULATION_OF_DIMLED_TUBES_FOR_HEAT_TRAN.htm)
8. Isaev S. A., Leontyev A. I., Baranov P. A., Popov I. A., Shchelchikov A. V., Gabdrakhmanov I. R., Numerical simulation of heat transfer intensification in a plane-parallel channel with a shallow cylindrical dimple on a heated wall, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2016, vol. 89, no. 5, pp. 1186–1201. [in Russian].
9. Isaev S. A., Shchelchikov A. V., Leontiev A. I., Gortyshov Yu. F., Baranov P. A., Popov I. A., Vortex heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 109, pp. 40–62. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.103>
10. Isaev S. A., Leontiev A., Chudnovsky Y., Nikushchenko D., Popov I. A., Sudakov A., Simulation of Vortex Heat Transfer Enhancement in the Turbulent Water Flow in the Narrow Plane-parallel Channel with an Inclined Oval-trench Dimple of Fixed Depth and Spot Area, *Energies*, 2019, vol. 12, no. 1296, p. 1. <https://doi.org/10.3390/en12071296>
11. Isaev S. A., Leontyev A. I., Baranov P. A., Usachov A. E., Bifurcation of vortex turbulent flow and heat transfer intensification in a dimple, *Doklady RAN* (Reports of the Russian Academy of Sciences), 2000, vol. 373, no. 5, p. 615 [in Russian].
12. Acharya S., Zhou F., Experimental and Computational Study of Heat/Mass Transfer and Flow Structure for Four Dimple Shapes in a Square Internal Passage, *ASME Journal of Turbomachinery*, 2012, vol. 134, No. 6, 061028. <https://doi.org/10.1115/1.4006315>
13. Rad H. S., Mousavi S. M., Sarmadian A., Comparative study on the thermal–hydraulic performance of tubes enhanced with three different types teardrop protrusions, *Applied Thermal Engineering*, 2024, vol. 236, 121682. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.121682>
14. Deeb R., Sidenkov D. V., Improving the efficiency of drop-shaped tube bundles by controlling the angle of attack, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, iss. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-3/articles/1042/> [in Russian].
15. Deeb R., Hydrodynamic Characteristics of Single and Multi-Row Heat Exchangers Employing Staggered Drop-Shaped Tubes, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, iss. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-4/articles/1001/> [in Russian].
16. Deeb R., Thermal-aerodynamic characteristics of staggered mixed tubes bundle composed of circular and drop-shaped tubes, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, iss. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/987/> [in Russian].
17. Sayed A., et al., Heat transfer characteristics of staggered wing-shaped tubes bundle at different angles of attack, *Heat and Mass Transfer*, 2014, vol. 50, pp. 1091–1102. <https://doi.org/10.1007/s00231-014-1323-3>
18. Rao Y., Li B., Feng Y., Heat transfer of turbulent flow over surfaces with spherical dimples and teardrop dimples, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2015, vol. 61, pp. 201–209. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.10.030>
19. ANSYS, Inc. ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide. 2009.

20. Blasius H., Das Aehnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten, Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 1913, vol. 131. [https://doi.org/10.1007/978-3-662-02239-9\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-662-02239-9_1)

Статья поступила в редакцию 19 марта 2025 г.