

УДК 532.536

Теплообмен и течение при натекании плоской турбулентной струи на гладкую и оребренную поверхности*

А.К. Шукла, А. Деван

Индийский технологический институт Дели, Нью-Дели, Индия

E-mail: adewan@am.iitd.ac.in

Проведено численное исследование с целью оценки возможности описания натекания плоской струи на плоскую и оребренную поверхности при разных значениях числа Рейнольдса и при разных расстояниях между срезом сопла и пластиной с использованием различных моделей турбулентности, основанных на усредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса. Дано сравнение результатов вычислений с опубликованными экспериментальными данными. Обнаружено, что все рассмотренные модели турбулентности дают лишь приближенные предсказания для теплопереноса. Однако некоторые модели обеспечивают неплохое описание экспериментальных особенностей, таких как появление вторичного пика и нескольких выбросов числа Нуссельта для оребренной поверхности с точным вычислением числа Нуссельта в точке торможения. Для случая натекания струи на оребренную поверхность изучено влияние высоты щели, периода оребрения и расстояния между срезом сопла и оребренной поверхностью. Обнаружено, что местное число Нуссельта возрастает с высотой щели и с расстоянием между ребром и пластиной. Также обнаружено, что увеличение числа Рейнольдса имеет преимущественное влияние на местный теплоперенос. С увеличением межреберного расстояния локальное число Нуссельта растет в окрестности точки торможения, но уменьшается в направлении потока. Наблюдаемые картины течения различны для случаев натекания струи на оребренную и плоскую поверхности.

Ключевые слова: натекание струи, рёбра, теплообмен, моделирование турбулентности, число Нуссельта, усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса.

Введение

Натекание струй с теплообменом порождает течение с интересной конфигурацией. Его изучение представляется важным как для теоретических исследований, так и в плане практических применений. Известно, что рассматриваемое течение обеспечивает наиболее интенсивную теплопередачу среди всевозможных однофазных течений с теплообменом [1]. Теплообменная конфигурация с натекающей струей встречается в ряде инженерных приложений, таких как охлаждение или нагрев электрических компонентов или цепей, охлаждение внешних поверхностей стенок камер сгорания, процесс сушки в бумажной и текстильной промышленности, охлаждение внутренней поверхности турбинных лопаток, процесс теплообмена, отжиг стекол, быстрое охлаждение или нагрев, используемые в производстве стекла и эксплуатации самолетов с коротким разбегом и вертикальной посадкой, и так далее. Даже если натекание струи на преграду (гладкую или оребренную)

* Работа является частью проекта, поддержанного Отделением науки и технологии Правительства Индии, Нью Дели (SR/S3/MERC/0114/2012). Авторы благодарны Отделению за поддержку работы.

осуществляется в самой простой геометрии, имеется несколько интересных областей с довольно сложным течением в зависимости от расстояния между соплом и преградой, а именно: область потенциального ядра (вплоть до точки, где скорость на оси равна скорости на срезе сопла), область свободно сдвигового течения (с образованием крупномасштабных вихревых структур), область торможения потока и область пристенного течения. Плоские или круглые нагретые струи, натекающие на плоскую поверхность, ранее широко изучались в связи с возросшими требованиями эффективности и безопасности. Возможны разные конструкции экспериментальных стендов для изучения физических процессов с использованием потока жидкости (газа) и теплопередачи, например, натекание струи на твердую плоскую поверхность, гладкую или с различными видами турбулизаторов, установленных на ней, на наклонную плоскую поверхность и цилиндрическую выпуклую/вогнутую поверхность и т.д.

В струйном течении над твердой плоской поверхностью можно различить несколько характерных областей (рис. 1). Уменьшение скорости струйного течения и возрастание полной скорости массового потока вниз по течению может происходить благодаря вовлечению окружающей жидкости в основное струйное течение. Во время этого процесса кинетическая энергия струйного течения уменьшается и происходит расширение профиля скорости в поперечном направлении; скорость потока также уменьшается по обе стороны струи. Соответственно, изменяющееся (неоднородное) распределение скорости распространяется радиально по отношению к струйному течению. Область свободной струи можно дополнительно подразделить на три области: потенциальное ядро потока, область развивающегося течения и область развитого течения, что отмечено на рис. 1. Область потенциального ядра потока обрамлена сдвиговым слоем или слоем смешения, длина этой области равна расстоянию, на котором скорость струи на ее оси оказывается почти равной скорости струи на выходе из сопла: $U_m = 0,95U_{\text{exit}}$ [2]. На длину потенциального ядра потока влияют условия течения на срезе сопла и его форма. Обычно длина

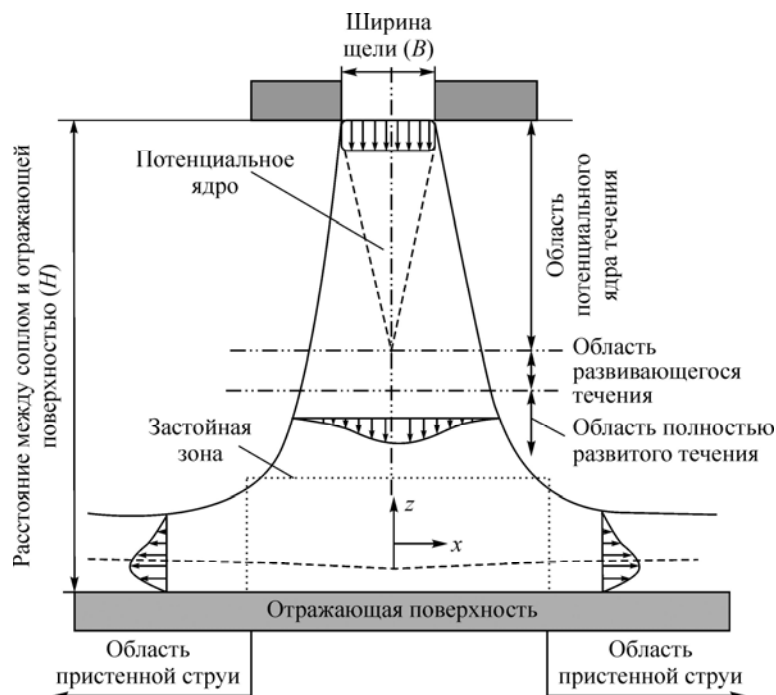


Рис. 1. Различные области течения в импактной струе.

потенциального ядра потока приблизительно равна 6–7 диаметрам струи для круглых струй и 4,7–7,7 высотам щели для плоских струй, отсчитываемых от точки выхода струи [2]. За потенциальным ядром течения можно наблюдать вырождение распределения аксиальной скорости в результате появления значительных сдвиговых течений на границах струи; эта область называется областью развивающегося течения. Полностью развитый профиль скорости может быть реализован за областью развивающегося течения; эта новая область называется областью развитого течения. Возможность появления области свободной струи в значительной степени зависит от величины зазора между срезом сопла и отражающей пластиной. Однако если преграда установлена на расстоянии от среза сопла, равном двум ширинам щели или двум диаметрам струи, то область свободной струи может и не сформироваться [3]. Точка, в которой струя натекает на поверхность преграды/пластины, называется точкой торможения. В области торможения происходит быстрое уменьшение осевой скорости течения и последующее возрастание статического давления. Далее важную роль играют области пристенных струй по обе стороны от ее оси, где объем направленного наружу вдоль радиуса течения становится существенным. Численное моделирование этих областей является сложной задачей (рис. 1).

Теплообменная конфигурация с импактной струей обеспечивает гибкий и эффективный подход к рассмотрению переноса массы и энергии в целом ряде физических приложений посредством изменения некоторых геометрических параметров и условий течения. Теплоперенос импактной струи и ее течение существенно зависят от множества параметров, таких как число Рейнольдса струи (Re), характеристики начальной турбулентности струи, число Прандтля (Pr), форма и размер сопла, расстояние от среза сопла до пластины (H/B), степень поджатия потока, расстояние от точки торможения потока (x/B) и другие. Авторами особо тщательно была изучена литература, содержащая сведения об экспериментальных и теоретических исследованиях влияния этих важных параметров на особенности течения и теплопереноса для плоской импактной струи [3–6]. Большинство RANS-моделей (Reynolds-Averaged Navier–Stokes), которыми пользовалась часть исследователей, не могли быть использованы для точного расчета импактных струйных течений, кроме некоторых [7, 8]. С другой стороны, некоторые модели, основанные на RANS-подходе, были способны лишь качественно воспроизводить особенности рассматриваемых течений. Многие авторы [9–13] использовали метод крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulation) и сделали вывод, что он имеет потенциал для достаточно точного расчета течений и теплопереноса. Однако LES-вычисления являются более затратными, чем RANS-вычисления. Использование метода пристеночных функций для вычисления импактных струй также является актуальным [1]. Авторы работы [10] изучали вторичный пик числа Нуссельта с использованием метода LES для теплопереноса в импактной круглой струе и связали его наличие с ускорением потока. В работах [12, 13] было выполнено LES-исследование теплообмена в импактной плоской струе и обнаружено хорошее согласование предсказаний с опубликованными экспериментальными данными.

В работе [14] дан обзор многочисленных моделей турбулентности, которые определяются двумя уравнениями ($k-\omega$ модель, $k-\varepsilon$ модель, RSM (Reynolds Stress Model), модель алгебраических напряжений, v^2-f модель и SST-модель (Shear Stress Transport)), для анализа различных численных алгоритмов и оценки их применимости для проведения вычислений импактных струй, а также для выявления недостатков этих моделей. Были получены хорошие результаты для v^2-f и SST-моделей, демонстрирующих хорошую точность при небольших вычислительных затратах. Авторы работы [15] провели краткий обзор экспериментальных работ по характеристикам теплопереноса в одиночной турбулентной круглой импактной струе с безразмерным расстоянием H/D в диапазоне от 1,2 до 16 и с числом Re в диапазоне от 5000 до 124000. В работе [16] наблюдалось

появление максимума теплопереноса в конце потенциального ядра течения. Авторы [17] дали краткий обзор численных методов для расчета поля течения и свойств теплопереноса в импактной струе, а также проанализировали эффективность и недостатки этих методов. Они сделали вывод, что $k-\omega$, $k-\varepsilon$, RSM и ASM (Algebraic Stress Models) модели демонстрируют результаты, значительно расходящиеся с экспериментальными данными даже при использовании сетки с максимальным разрешением. Авторы также показали, что v^2-f и SST-модели обеспечивают хорошую гибкость при вычислении особенностей течения и теплопереноса. В статье [1] приводился обзор различных SGS (Subgrid Scale Model) моделей, а также входных и граничных условий, соответствующих различным LES-исследованиям. Здесь авторы обнаружили сложность в оценке надежности и эффективности LES-вычислений из-за неточности представленных в литературе данных LES и их обобщения.

Часть авторов [18, 19] пришла к выводу, что прямое численное моделирование (DNS, Direct Numerical Simulation) может применяться только для простых геометрий и для малых значений числа Re в случае расчета теплопереноса в импактной струе. Однако результаты, полученные методом DNS, могут использоваться для сравнения. Гибридные модели турбулентности способны точно предсказывать черты течения и теплопереноса натекающей струи при малых вычислительных затратах [17]. Некоторые исследователи (см. [20–22]) изучали гибридные модели, такие как моделирование оторвавшихся вихрей (DES, Detached Eddy Simulation) и метод частично усредненных уравнений Навье–Стокса (PANS, Partially-Averaged Navier–Stokes) и показали, что эти модели способны давать весьма точные результаты при малых вычислительных затратах.

Теплообмену в турбулентных импактных струях на оребренных поверхностях было посвящено малое количество работ. Возможны два типа расположения для ребер на отражающей пластине: ребра могут крепиться непосредственно на отражающей поверхности (присоединенные ребра) или они могут быть размещены с зазором над обтекаемой поверхностью (отсоединенные ребра). Натекание струи на обтекаемую поверхность с ребром останавливает пристенную струю. Соответственно, уровень турбулентности локально возрастает, и поэтому скорость теплопереноса увеличивается [14]. Авторы работы [23] экспериментально исследовали отсоединенные ребра, расположенные по обеим сторонам струи, и отметили непрерывное увеличение числа Nu, как правило, вплоть до первого отсоединенного ребра от точки торможения для всех изученных конфигураций. Такое поведение обусловлено ускорением потока в застойной зоне, которое является следствием малого промежутка (зазора) между ребром и отражающей поверхностью. В этой работе также наблюдалось уменьшение локального числа Nu в области вниз по потоку от первого ребра за счет увеличения его высоты. В работе [24] экспериментально исследовался случай присоединенных ребер на обтекаемой поверхности и был сделан вывод о различии характеристик течения и теплообмена для оребренной обтекаемой поверхности по сравнению со случаем плоской пластины, который характеризуется уменьшением локального теплопереноса в окрестности области натекания. Авторы работы [25] экспериментально изучали теплообмен при натекании струи на поверхность с треугольными ребрами. Они наблюдали эволюцию воздушного пузыря в межреберных полостях в окрестности точки торможения потока, приводящего к уменьшению теплопереноса, который может быть ниже, чем на плоской пластине. В работе также было отмечено, что в ситуации с высокотурбулентной пристенной струей значимого возрастания теплопереноса можно достигнуть только используя оребренную поверхность. Авторы публикации [26] экспериментально исследовали натекание струи на ортогональную V-образную и инвертированную V-образную оребренную поверхности при значениях чисел Re в диапазоне от 6000 до 30000 и при величине отношения H/B в диапазоне от 1 до 3. Было установлено примерно 30-процентное возрастание теплопереноса в ситуации с оребренной обтекаемой стенкой по сравнению с плоской пластиной. С целью увеличения уровня турбулентности в импактной струе можно использовать также

Рис. 2. Эскиз различных типов шероховатости обтекаемой пластины.

закрученные или пульсирующие струи. Вопрос о влиянии величины закрутки и частоты импульсов на поле течения в импактной струе обсуждался в работах [27–32]. Закрученные струи могут применяться для холодного напыления и разрушения покрытий [33, 34]. На рис. 2 показаны виды шероховатости на отражающей пластине, которые были использованы в этой работе.

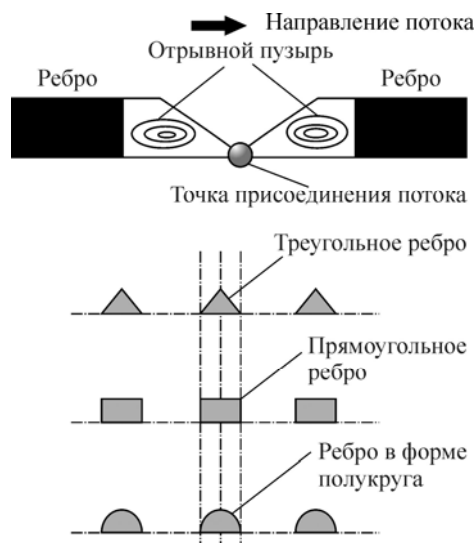
Из вышеприведенного литературного обзора можно заключить, что большинство RANS-моделей недостаточно адекватно улавливают характеристики теплообмена плоской импактной струи, и потому возникает необходимость в дальнейшем исследовании таких моделей. Имеется очень небольшое количество публикаций, в которых исследовалось натекание струй на оребренные поверхности. В настоящей работе изучаются особенности течения и теплопереноса, полученные с помощью RANS-вычислений для гладкой и оребренной обтекаемых поверхностей. Авторы также исследуют турбулентный теплоперенос в импактной струе при ее натекании на оребренную поверхность с целью достичь лучшего понимания соответствующих особенностей течения, а также изучить возможность интенсификации теплообмена.

1. Расчетная область

На рис. 3 показана расчетная область и использовавшиеся в настоящей работе граничные условия. На стенках были приняты условия прилипания (узкая стенка, отражающая стенка и ребра). На стальной отражающей пластине предполагался постоянный поток тепла сквозь стенку. Вязкой диссипацией, а также потерями тепла на излучение и массовыми силами пренебрегалось. Также предполагалась реализация условий полностью развитого течения на срезе сопла, при этом на нем задавались скорость V_0 на основании числа Рейнольдса (Re), интенсивность турбулентности (I) величиной 1 % и турбулентный масштаб скорости, подобный использованному в работе [20]. Чтобы избежать необходимости учета обратного течения, граничные условия для истекающей струи рассматривались на достаточно большом удалении от ее оси. Отметим, что на удалении вдоль потока $x/B = \pm 60$ уже можно использовать граничные условия для истекающего потока. При $Z = 0$, $W = \pi B$ ставились периодические граничные условия [20]. При проведении численных исследований важно выбрать такую расчетную сетку или ячейку, которая обеспечивала бы разумный компромисс между вычислительной эффективностью и затратами на вычисления. В настоящей работе использовалось сгущение сетки в критических областях, например, вблизи точки торможения и оребренной части обтекаемой поверхности (в области отрыва и присоединения потока), и т.д.

2. Вычислительный метод и математическое моделирование

Все вычисления проводились с использованием неструктурированной сетки и программы ANSYS FLUENT 15.0, осуществлявшей расчеты методом конечных объемов (с центрированием на ячейке) с использованием совмещенных сеточных конфигураций.



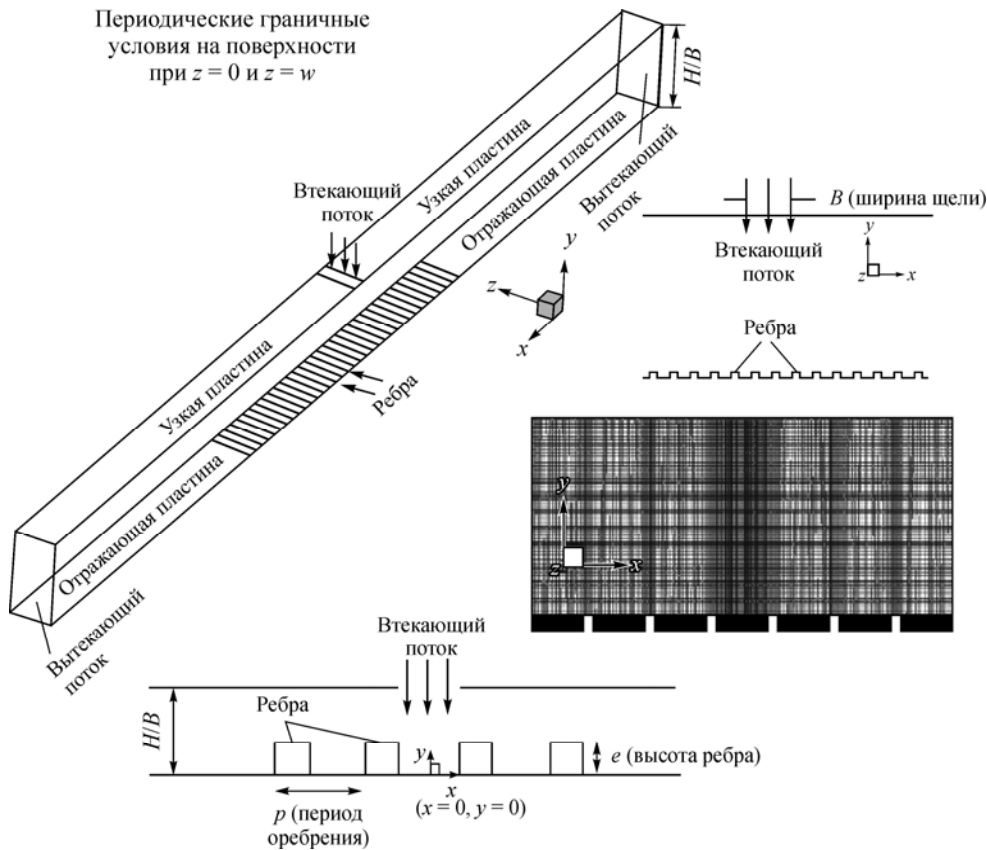


Рис. 3. Детали расчетной области и распределение плотности сетки.

Диффузионные члены в определяющих уравнениях дискретизировались с использованием схемы центральных разностей второго порядка аппроксимации. Конвективные члены аппроксимировались схемой встречного счета второго порядка. Для моделирования связи между давлением и скоростью использовался метод полуявных уравнений со связью посредством давления (SIMPLE, Semi Implicit Pressure Linked Equations). Решения считались найденными по получению для всех переменных невязки, меньшей 10^{-5} (для уравнения энергии — 10^{-9}). Базовая формулировка RANS-подхода приводится ниже.

В RANS-подходе мгновенное поле скорости разлагается на две компоненты, одна из которых представляет собой усредненную по времени, или среднюю, скорость \bar{U}_i , а вторая — турбулентную, или флуктуирующую, компоненту скорости u'_i , такую что $\bar{u}'_i = 0$. Таким образом, имеем

$$u_i(x, t) = \bar{U}_i(x) + u'_i(x, t). \quad (1)$$

Аналогичным образом может быть разделена на две компоненты и температура:

$$T(x, t) = \bar{T}(x, t) + T'(x, t). \quad (2)$$

В RANS-подходе решаются усредненные по времени определяющие уравнения. Дополнительные члены возникают при усреднении определяющих уравнений; они известны как напряжения Рейнольдса (в уравнениях импульса) и турбулентные потоки тепла (в уравнениях для тепловой энергии) и требуют моделирования (что составляет так называемую проблему замыкания). Усредненные по времени управляющие уравнения сохранения массы, импульса и энергии могут быть записаны как

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{u_i' T'} \right), \quad (5)$$

где $\tau_{ij} = \rho \overline{u_i' u_j'}$ — напряжение Рейнольдса, которое входит в уравнение (4). В представленной работе рассматриваются различные модели турбулентности. Эти модели сформулированы на основании предположения Буссинеска, которое дает связь между напряжениями Рейнольдса и средним градиентом скорости в виде

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k, \quad (6)$$

где $k = (1/2) \overline{u_i' u_i'}$ — кинетическая энергия турбулентности, δ_{ij} — символ Кронекера, μ_t — вихревая или турбулентная вязкость. Турбулентный перенос тепла может моделироваться аналогично напряжениям Рейнольдса как

$$-\overline{\rho u_i' T'} = \Gamma_t \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right). \quad (7)$$

Турбулентное число Прандтля Pr_t равно отношению турбулентной или вихревой вязкости μ_t к турбулентной теплопроводности Γ_t и записывается в виде

$$Pr_t = \mu_t / \Gamma_t.$$

В инженерных вычислениях типичное значение турбулентного числа Прандтля почти достигает 1,0 [35]. Используемые в настоящей работе различные модели турбулентности обсуждаются в следующих разделах статьи.

2.1. Стандартная k - ε модель

Данная модель широко используется для вычисления реальных течений, встречающихся в практике, и представляет собой полуэмпирическую модель из двух уравнений [36]. Она включает в себя решение уравнений переноса для кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации этой энергии ε ; эти уравнения могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (9)$$

где G_k — скорость генерации кинетической энергии турбулентности средним градиентом скорости. Значения входящих в модель констант [35] следующие: $C_\mu = 0,09$, $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, и $\sigma_\varepsilon = 1,31$. Здесь величины σ_ε и σ_k представляют собой турбулентные числа Прандтля для скорости диссипации ε и для турбулентной кинетической энергии k соответственно. Турбулентная вязкость моделируется как

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

где коэффициент C_μ является эмпирической константой.

2.2. RNG k - ε модель

RNG k - ε модель была развита с использованием теории ренормализационной группы (RNG, Re-Normalization Group). Она напоминает стандартную k - ε модель. Эта модель содержит дополнительный член в диссипативном (для ε) уравнении, который приводит к сильному влиянию для случаев закрученных и быстро деформируемых потоков [35]. Уравнения переноса для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации (ε) могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{U}_i) = \mu_t S^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) - \rho \varepsilon, \quad (10)$$

где

$$S \equiv \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{U}_i) = C_{1\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \mu_t S^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) - C_{2\varepsilon} \rho \left(\frac{\varepsilon^2}{k} \right) - R_\varepsilon, \quad (11)$$

здесь $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t = \mu + \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ — эффективная вязкость, $R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \cdot \frac{\varepsilon}{k}$, $\eta = S \varepsilon / k$, $\eta_0 = 4,38$, $\beta = 0,012$. Выражения для входящих в модель констант α_k , α_ε , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ могут быть получены после применения теории ренормализационной группы [35].

2.3. Реализуемая k - ε модель

Реализуемая k - ε модель представляет собой модифицированную форму стандартной k - ε модели. Она отличается от стандартной k - ε модели двумя обстоятельствами [35]: во-первых, эта модель включает в себя другую формулировку вихревой вязкости и во-вторых, новое уравнение переноса для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности возникает из точного уравнения переноса среднеквадратичных флуктуаций завихренности. Уравнения переноса для турбулентной кинетической энергии k и скорости диссипации этой энергии ε могут быть записаны как

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v \varepsilon}}, \quad (13)$$

где $C_1 = \max \left[0,43 \frac{\eta}{\eta + S} \right]$, $\eta = \frac{S k}{\varepsilon}$, S_ε — определенный пользователем источниковый член. Вихревая вязкость $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, $C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S (k U^* / \varepsilon)}$, $U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}}$, $S_{ij} = (\bar{U}_i, j + \bar{U}_j, i) / 2$, $\bar{\Omega}_{ij}$ — скорость, определяемая тензором вращения, A_0 и A_S — константы модели.

2.4. Стандартная k - ω модель

Данная модель представляет собой модель турбулентности, включающую два уравнения [37]. В ней используются уравнения переноса кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации ($\omega = \varepsilon/k$) для вычисления удельной вихревой или турбулентной вязкости. Уравнения переноса для k и ω могут быть записаны как

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega. \quad (15)$$

Вихревая вязкость моделируется как $\mu_t = \alpha^* \rho(k/\omega)$, где $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ для течений с большими числами Рейнольдса. В уравнениях (14) и (15) символы G_k и G_ω обозначают генерацию кинетической энергии турбулентности и удельную скорость диссипации этой энергии. Величины Γ_k и Γ_ω представляют собой эффективные температуропроводности для k и ω соответственно. Величины Y_k и Y_ω представляют собой соответственно турбулентную диссипацию кинетической энергии и удельную скорость диссипации, а символы S_k и S_ω обозначают введенные пользователем соответствующие источниковые члены.

2.5. Транспортная (SST) k - ω модель переноса сдвиговых напряжений

Эта модель также включает два уравнения: уравнение переноса кинетической энергии турбулентности k и уравнение удельной скорости диссипации этой энергии. Она была предложена Ментером [38] для применения формулировки k - ω модели вблизи стенки с привлечением k - ε формулировки во внешней области, то есть в области свободного потока. Формулировка k - ω модели была получена путем преобразования k - ε модели в некоторый вариант модели для кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости ее диссипации ω . SST k - ω модель была признана самосогласованной и достаточно точной для многих течений, таких как течения с положительным градиентом давления, с отделившимися скачками уплотнения, со скачками уплотнения в околозвуковом потоке и т.д. [35]. Этот подход аналогичен стандартной k - ω модели с некоторыми модификациями, к которым относится введение в уравнение для ω кросс-диффузионного члена и сопрягающей функции, сконструированной так, чтобы обеспечить применимость k - ω модели в пристеночной области. Здесь определение вихревой вязкости модифицировано таким образом, чтобы обеспечить лучшее понимание переноса турбулентных сдвиговых напряжений. Уравнения переноса для k и ω могут быть записаны как

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k, \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega, \quad (17)$$

здесь $\Gamma_k = \mu + \mu_t/\sigma_k$ и $\Gamma_\omega = \mu + \mu_t/\sigma_\omega$ — эффективные коэффициенты диффузии для k и ω соответственно; величины $\sigma_k = 1/(F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2})$ и $\sigma_\omega = 1/(F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2})$ представляют собой турбулентные числа Прандтля для k и ω , коэффициент турбулентной

вязкости записывается в виде $\mu_t = \left(\frac{\rho k}{\omega} \right) \left(1 / \max \left[1/\alpha^*, SF_2/(a_1\omega) \right] \right)$. Функции F_1 и F_2 являются смешанными функциями, а величина S определяет значение скорости деформации. Величина \tilde{G}_k — скорость генерации кинетической энергии турбулентности, обусловленной средним градиентом скорости, а G_ω — скорость удельной диссипации кинетической энергии турбулентности. Последние величины определены как $\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega)$, где $G_k = -\rho u'_i u'_j \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}$ (из точного уравнения переноса для k) или $G_k = \mu_t S^2$ (если следовать рассмотрению, совместимому с гипотезой Буссинеска), и $G_\omega = \frac{\alpha\rho}{\mu_t} G_k$. Эта формулировка отличается от формулировки стандартной k - ω модели:

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \text{Re}_t/\text{Re}_\omega}{1 + \text{Re}_t/\text{Re}_\omega} \right), \text{ где } \text{Re}_\omega = 2,95, \text{Re}_t = \rho k / (\mu\omega), \alpha_0 = \beta_i/3 \text{ и } \beta_i = 0,072.$$

Для течений с большим числом Рейнольдса $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$, здесь $\alpha_\infty = F_1\alpha_{\infty,1} + (1-F_1)\alpha_{\infty,2}$,

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,1}\sqrt{\beta_\infty^*}}, \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,2}\sqrt{\beta_\infty^*}}, k = 0,41 \text{ и } \beta_\infty^* = 0,09.$$

Члены Y_k и Y_ω представляют собой скорость диссипации кинетической энергии турбулентности и удельную скорость диссипации этой энергии: $Y_k = \rho\beta^*k\omega$ и $Y_\omega = \rho\beta\omega^2$, где $\beta^* = \beta_i^*$ для течений несжимаемой среды с большими числами Рейнольдса. Член

$$D_\omega = 2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$
 является кроссдиффузионным членом, который вво-

дится при смешении двух моделей турбулентности, а именно: стандартных k - ε и k - ω моделей, где стандартная k - ε модель трансформируется в модель для k и ω . Входящие в модель константы имеют значения $\sigma_{k,1} = 1,176$, $\sigma_{\omega,1} = 2,0$, $\sigma_{k,2} = 1,0$, $\sigma_{\omega,2} = 1,168$, $a_1 = 0,31$, $\beta_{i,1} = 0,075$, $\beta_{i,2} = 0,0828$.

Два параметра, а именно число Рейнольдса Re и локальное число Нуссельта Nu_x , рассматриваемые в настоящей работе, определены как $\text{Re} = \rho UB/\mu$ и $\text{Nu} = h_x B/k_a$, где $h_x = q_w/(T_w - T_f)$ — локальный коэффициент теплопереноса, k_a — коэффициент теплопроводности воздуха, B — ширина щели, T_w и T_f — соответственно температуры стенки и текучей среды.

3. Результаты и обсуждение

Рассмотрены два случая натекания струи: на гладкую поверхность и оребренную. В случае оребренной поверхности струя натекает прямо по центральной линии полости между ребрами. Рассматривались числа Re (вычисленные по высоте щели), равные 5500, 11000 и 20000, а также значения отношения H/B , равные 4, 8, 9.2 и 12. Для случая оребренной поверхности были выбраны два значения безразмерного межреберного расстояния $p/e = 4$ и 5, где e — толщина ребра, равная 3 мм. Для изучения влияния высоты щели на распределение локального теплопереноса использовался безразмерный параметр B/e , равнявшийся 2 и 3. Был проанализирован целый ряд моделей турбулентности, а именно SST k - ω модель, стандартная k - ω модель, k - kl - ω модель, модель Спаларта–Алмараса (SA),

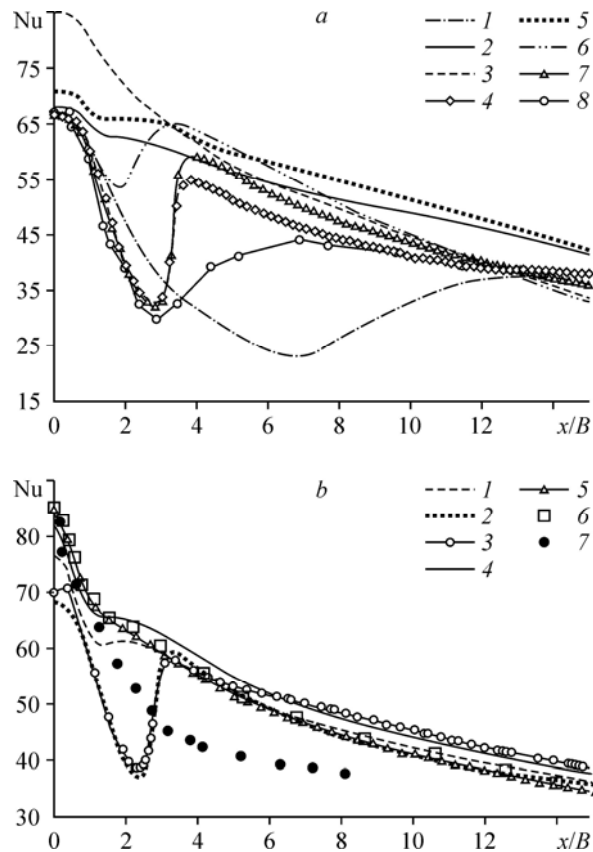


Рис. 4. Распределение локального числа Nu на плоской поверхности для $H/B = 4$ (a), $9,2$ (b) при $Re = 20000$.

a — $k-kl-\omega$ (1), реализуемая $k-\varepsilon$ (2), стандартная $k-\varepsilon$ (3), SST $k-\omega$ (новая) (4), RNG $k-\varepsilon$ (5), SA (6), стандартная $k-\omega$ (7) модели и экспериментальные данные [3] (8);
 b — реализуемая $k-\varepsilon$ (1), стандартная $k-\omega$ (2), SST $k-\omega$ (3), RNG $k-\varepsilon$ (4), стандартная $k-\varepsilon$ (5) модели, результаты расчетов работы [7] (6), экспериментальные данные [3] (7).

а также несколько вариантов $k-\varepsilon$ модели для случаев малых и больших расстояний от среза сопла до пластины для плоской струи, натекающей на плоскую пластину (рис. 4).

Стандартная $k-\omega$ и SST $k-\omega$ модели турбулентности предсказывают наличие вторичного пика числа Нуссельта для малых расстояний между срезом сопла и отражающей поверхностью (рис. 4a), и хотя имеются некоторые отличия от экспериментальных данных работы [3], в настоящих вычислениях проявляется та же тенденция. Как и предполагалось, для случая малых расстояний между срезом сопла и отражающей пластины в распределении числа Нуссельта вдоль потока может наблюдаться вторичный пик. Расчеты, проведенные авторами, предсказывают наличие впадины и вторичного пика числа Nu почти там же, где они наблюдаются в экспериментальных данных [3] при использовании SST $k-\omega$ модели. Возникновение вторичного пика в распределении числа Nu обусловлено переходом от ламинарного к турбулентному течению в области пристенной струи [3]. Видно, что модель $k-kl-\omega$ и модель турбулентности Спаларта–Алмараса предсказывают появление вторичного пика лишь качественно по сравнению с экспериментальными данными [3]. Эти две модели дают значительные ошибки при предсказании положения вторичного пика и впадины в распределении поверхностного числа Нуссельта (в большую и меньшую стороны соответственно (рис. 4a)). Модель $k-kl-\omega$ была разработана применительно к течению, переходному от ламинарного к турбулентному, а также

для переходных течений с отрывом потока. Настоящее исследование выявляет вторичный пик в распределении числа Nu , который только качественно согласуется с экспериментальными данными, а его положение и величина весьма отличаются от экспериментальных значений (рис. 4а). Модель Спаларта–Аламараса [39] представлена одним уравнением, которое описывает изменение кинематической вязкости вихрей. Изначально её развивали для аэрокосмических применений, и она не была стандартизована для общих сложных инженерных течений. Известно, что модели с одним уравнением дают плохие предсказания эволюции течений с быстро изменяющимся масштабом длины, таких, например, как расширяющаяся струя. Модель SA дает относительно большую ошибку в вычислении локального числа Nu при малых расстояниях между срезом сопла и пластиной (рис. 4а). Из рисунка также видно, что стандартная $k-\varepsilon$ модель дает слишком большие значения числа Нуссельта в точке торможения потока, а также величин на распределении поверхностного числа Нуссельта. Следовательно, эта модель тоже не способна объяснить появление вторичного пика числа Nu . Известно, что стандартная $k-\varepsilon$ модель демонстрирует неудовлетворительные результаты в областях с сильным искривлением линий тока. Таким образом, как и ожидалось, стандартная $k-\varepsilon$ модель оказалась менее точной при малых расстояниях от среза сопла до пластины с переоценкой числа Nu в точке торможения потока. Подобным же образом RNG $k-\varepsilon$ модель и реализуемая $k-\varepsilon$ модель также переоценивают локальное число Nu при малом расстоянии от среза сопла до пластины, но величина переоценки в этих случаях меньше, чем в случае стандартной $k-\varepsilon$ модели. В настоящем исследовании обе модели оказались неподходящими из-за их неспособности воспроизводить переход, что является крайне желательным для случая малого расстояния от среза сопла до пластины. Из рис. 4b можно видеть, что предсказанные стандартной $k-\varepsilon$ моделью числа Nu на поверхности проявляют ту же тенденцию, которая наблюдается в экспериментальных [3] и расчетных [7] данных для случая большого расстояния от среза сопла до пластины. Однако все остальные модели, за исключением стандартной $k-\varepsilon$ модели, показывают ложный вторичный пик.

Для всех проанализированных случаев изучались зависимости полученных результатов от степени измельчения решетки. Величины y^+ для первой сетки в окрестности стенок поддерживались на уровне меньше 5 во всех вычислениях. Для представления полученных результатов, таких как нормированное число Нуссельта (отношение локального числа Nu и числа Nu_{st} в точке торможения потока), нормированное расстояние по потоку (x/B) и т.д. использовались нормированные координаты. На рис. 5 показано распределение приведенного локального числа Nu на плоской поверхности при $H/B = 8$ и различных числах Re . Видно, что число Нуссельта возрастает повсюду с увеличением Re . Такое поведение вызвано тем обстоятельством, что с возрастанием числа Re струя ударяется об отражающую поверхность при большем уровне турбулентности и, следовательно, скорость теплопереноса возрастает. На рис. 6 приведены изолинии давления и скорости для $H/B = 8$. Можно наблюдать (при $x/B = 0$) точку торможения потока (точка

торможения потока — это точка, где струя ударяется об обтекаемую пластину) с отклонением потока в области торможения в направлении оси x (параллельно обтекаемой пластине) и с сильным его торможением, сменяющимся ускорением в направлении оси x (рис. 6b).

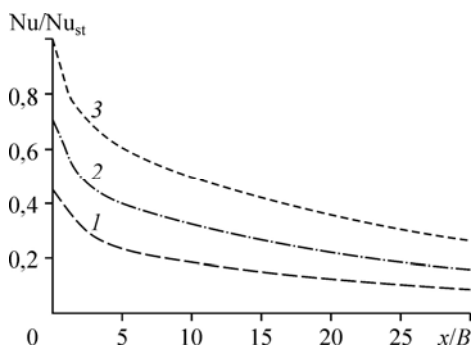


Рис. 5. Распределения локального числа Nu на плоской поверхности для $H/B = 8$ при разных значениях числа Re . $Re = 5500$ (1), 11000 (2), 20000 (3).

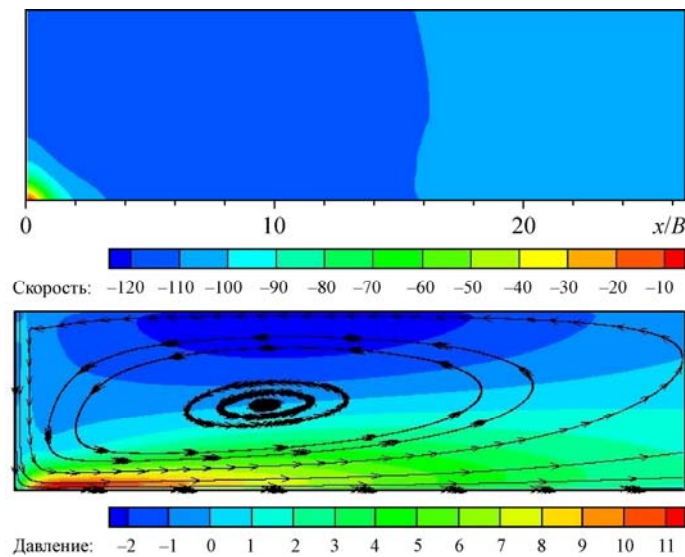


Рис. 6. Изолинии давления (а) и скорости (б) для плоской пластины с $H/B = 8$ при $Re = 5500$.

В настоящей работе рассматривался случай с несколькими квадратными ребрами, расположенными по обе стороны от оси струи, а также случай, когда струя направлялась вдоль центральной линии межреберной полости. Результаты вычислений сравнивались с опубликованными экспериментальными данными [24]. Из рис. 4 видно, что SST $k-\omega$ модель хорошо работает при малых расстояниях от среза сопла до пластины ($H/B = 4$), а стандартная $k-\varepsilon$ модель демонстрирует весьма удовлетворительные результаты для больших расстояний ($H/B = 9,2$). Расчет натекания струи на оребренную поверхность представляет собой трудную задачу из-за нескольких осложняющих факторов, таких как торможение потока, его отрыв и последующее присоединение. Соответственно в представленной работе использовались две модели турбулентности (стандартная $k-\varepsilon$ и SST $k-\omega$ модели) для расчета натекания струи на оребренную поверхность с тем, чтобы оценить их пригодность для рассматриваемого сложного случая.

Авторами проведено сравнение значений локального числа Nu для оребренной поверхности с $H/B = 12$, $p/e = 4$, $B/e = 2$ и $Re = 5500$, полученных с использованием стандартной $k-\varepsilon$ модели и SST $k-\omega$ модели турбулентности, с экспериментальными данными работы [24] (рис. 7). Результаты вычислений по стандартной $k-\varepsilon$ модели демонстрируют хорошее согласование с экспериментальными данными, однако предсказания, полученные с применением SST $k-\omega$ модели, показали не лучшее согласование с экспериментальными данными [24]. Отметим, что результаты, полученные с использованием стандартной $k-\varepsilon$ модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными как в случае гладкой, так и оребренной пластины для большого расстояния от среза сопла до пластины (то есть, при $H/B \geq 7,7$) (см. рис. 4б и 7). В обоих случаях SST $k-\omega$ модель предсказывает отклонение значений локального числа Нуссельта при больших расстояниях от среза сопла до пластины. Стандартная $k-\varepsilon$ модель является наиболее широко используемой в инженерной практике, и она демонстрирует достоверные результаты для случая свободно сдвиговых и ограниченных течений.

Предсказанные в выполненных здесь расчетах значения локального числа Nu в области между ребрами хорошо согласуются с экспериментальными данными везде, за исключением окрестности жестких ребер, где значения локального числа Nu оказались

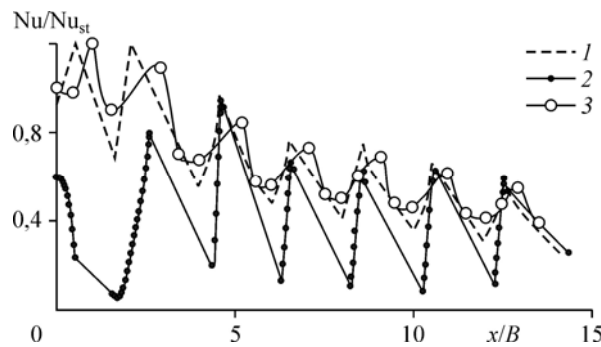


Рис. 7. Распределение локального числа Nu на оребренной поверхности для $H/B = 12$, $p/e = 4$ и $Re = 5500$.

Расчеты по стандартной $k-\varepsilon$ (1) и SST $k-\omega$ (2) моделям; экспериментальные данные [24] (3).

заниженными, хотя в целом расчетные данные проявляют те же тенденции, что и экспериментальные (рис. 7). Выявленное отклонение можно отнести к нескольким факторам, осложняющим картину течения, таким как отрыв потока, рециркуляционное течение и присоединение потока. Модели турбулентности, основанные на усредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса (RANS), неспособны адекватно воспроизвести эти особенности из-за изначально заложенных в модели предположений. Подобные закономерности наблюдались для оребренных поверхностей и в других вычислительных исследованиях [40, 41]. Рисунок 7 показывает, что числа Нуссельта, вычисленные в точке торможения потока (Nu_{st}), хорошо согласуются с экспериментальными данными [24] с максимальным отклонением, равным 6,20%. Также можно видеть (см. рис. 4а и 4б), что предсказания числа Нуссельта в точке торможения (Nu_{st}) для малых и больших расстояний между срезом сопла и пластиной, выполненные с использованием SST $k-\omega$ и стандартной $k-\varepsilon$ моделей, показывают хорошее согласование с экспериментальными данными [3] с максимальным 3-процентным отклонением от них, и 1-процентным отклонением от вычисленных данных [7] для плоской пластины. Между тем, некоторые отклонения от экспериментальных данных могут наблюдаться и в области ниже по течению как для малых, так и для больших расстояний между срезом сопла и пластиной; однако здесь имеют место те же тенденции, которые наблюдаются в профиле локального числа Nu .

Для того чтобы изучить влияние расстояния между срезом сопла и пластиной на теплоперенос авторы провели сравнение значений локального числа Nu для случаев $H/B = 8$ и 12 с оребренной поверхностью (рис. 8) и для случаев $H/B = 4$ и $9,2$ с плоской поверхностью (рис. 9). Для оребренных поверхностей исследовалась струя, направленная вдоль оси одной из межреберных полостей для больших значений отношения H/B (8 и 12). На рис. 8 видно, что локальное число Nu увеличивается с увеличением отношения H/B , такое поведение связано с возрастающей турбулентностью потока,

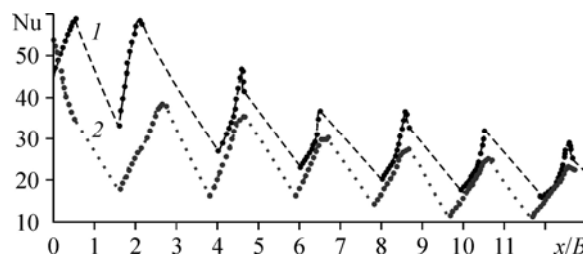


Рис. 8. Распределение локального числа Nu на оребренной поверхности для $H/B = 12$ (1), 8 (2), $p/e = 4$ и $Re = 5500$.

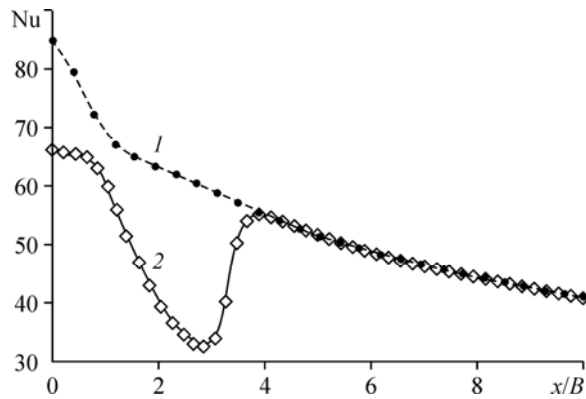


Рис. 9. Распределение локального числа Nu на плоской поверхности для случаев $H/B = 4$ (1) и $9,2$ (2) при $Re = 20000$.

наблюдающейся при увеличении отношения H/B . Таким образом, значительная часть набегающего струйного течения может проникать в воздушный пузырь и ударять в дно полости, особенно в области, близкой к точке торможения. Влияние расстояния от среза сопла до пластины было проанализировано также для случая гладкой поверхности (рис. 9). Из рисунка видно, что значения локального числа Nu возрастают при увеличении отношения H/B , особенно в зоне торможения потока. Вместе с тем в случае $H/B = 4$ наблюдается вторичный пик числа Nu. Соответственно число Нуссельта возрастает, начиная от значения x/B , примерно равного 3,5, затем распределение числа Nu после ламинарно-турбулентного перехода достигает почти тех же значений, что и для $H/B = 9,2$.

На рис. 10 показано распределение нормированной кинетической энергии турбулентности (k) поперек потока около обтекаемой поверхности при разных значениях x/B

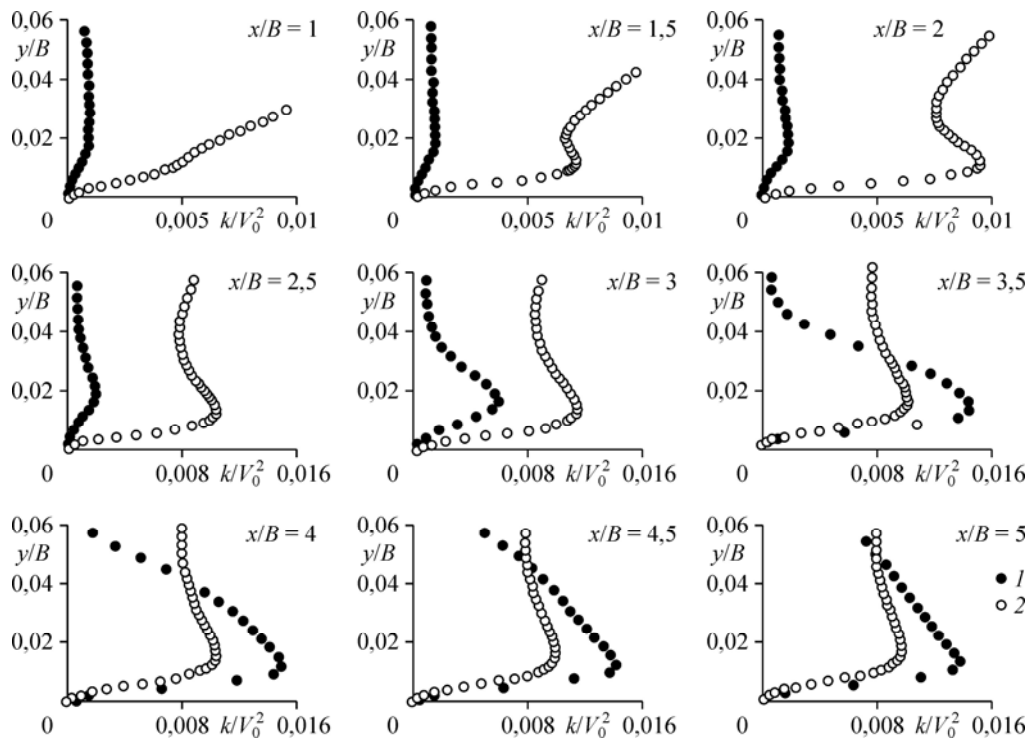


Рис. 10. Распределение кинетической энергии турбулентности при разных значениях x/B для случаев $H/B = 4$ (1) и $9,2$ (2) при $Re = 20000$ около области отражения.

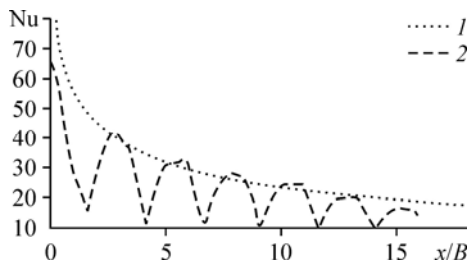


Рис. 11. Распределение локального числа Nu на гладкой (1) и оребренной (2) поверхностях для $H/B = 8$ при $Re = 5500$.

для $H/B = 4$ и $9,2$. Видно, что профиль кинетической энергии турбулентности около обтекаемой поверхности лежит выше при $H/B = 9,2$, чем при $H/B = 4$ в интервале значений $1 \leq x/B \leq 3$ (рис. 10). Однако, начиная с $x/B = 3,5$, профиль кинетической энергии турбулентности сильнее возрастает для случая $H/B = 4$, по сравнению со случаем $H/B = 9,2$, и эта тенденция продолжается до $x/B = 5$. Рассматриваемая область может быть скоррелирована с областью, где распределенное число Nu для случая $H/B = 4$ достигает почти такого же значения, которое реализуется при большем расстоянии между срезом сопла и пластиной ($H/B = 9,2$). Видно также, что в области вторичного пика ($x/B = 3,5-4$) величина кинетической энергии турбулентности достигает максимума для случая $H/B = 4$.

На рис. 11 представлено сравнение локальных чисел Nu для случаев натекания струи на оребренную и гладкую поверхности при $H/B = 8$. Наличие ненулевой проекции ребра на отражающей поверхности приводит к образованию разрыва пристенной струи и воздушных пузырей в межреберных полостях в окрестности точки торможения потока. Очевидно, эффективность натекания струйного течения на обтекаемую поверхность невелика, и здесь можно ожидать уменьшения теплообмена по сравнению со случаем плоской пластины (рис. 9). Если натекающая струя ударяет в оребренную поверхность при наличии высокого уровня турбулентности, то есть при больших значениях H/B или Re , то это приводит к проникновению пристенной струи внутрь воздушного пузыря, возникающего в межреберных полостях. Таким образом, эффект удара натекающей струи об отражающую поверхность может вызывать последующее уменьшение силы сопротивления потоку (обусловленное выступом) и, следовательно, может иметь место возрастание теплообмена [25].

В настоящей работе исследовалось влияние высоты щели и межреберного расстояния на характеристики теплопереноса (рис. 12 и 13). С этой целью были рассмотрены два значения высоты щели, а именно: $B/e = 2$ и 3 . Как видно из рис. 12, при $H/B = 8$ локальное число Nu везде возрастает с увеличением высоты щели. Локальное число Nu достигает максимального значения в точке торможения потока, и оно уменьшается вниз по потоку для обоих рассмотренных значений высоты щели. Локальное число Nu в окрестности точки торможения потока возрастает с увеличением высоты щели (B/e)

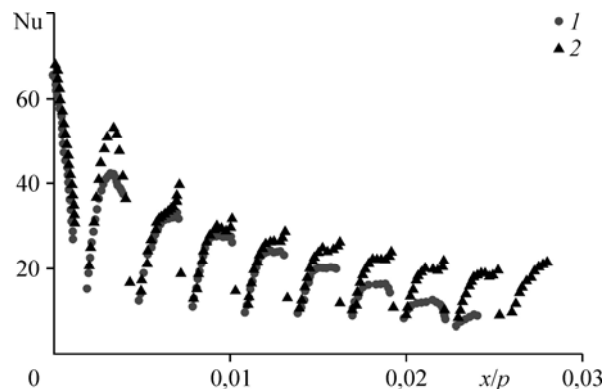


Рис. 12. Распределение локального числа Nu на оребренной поверхности для $H/B = 8$, $B/e = 2$ (1), 3 (2), $p/e = 5$ при $Re = 5500$.

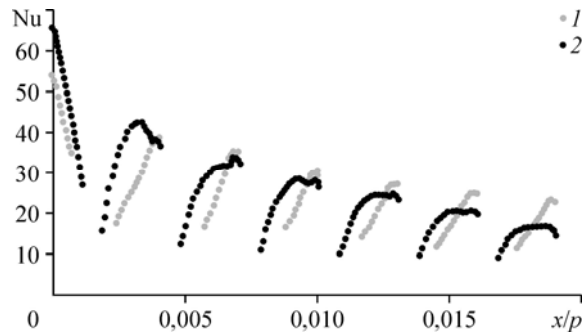


Рис. 13. Распределение локального числа Nu на оребренной поверхности для $H/B = 8$, $p/e = 4$ (1), 5 (2), $B/e = 2$.

из-за роста импульса пристенной струи. Увеличение высоты щели также приводит к большим значениям давления в окрестности точки торможения потока, и вследствие этого может наблюдаться увеличенный уровень теплопереноса. Для оребренной поверхности также изучалось влияние межреберного расстояния ($p/e = 4$ и 5). На рис. 13 показано предельное возрастание локального числа Nu в окрестности точки торможения потока при увеличении межреберного расстояния. При этом в области ниже по потоку локальное число Nu с увеличением межреберного расстояния (p/e) уменьшается.

На рис. 14 изображено распределение приведенной средней продольной компоненты скорости при различных положениях x/B вдоль высоты ребра при $H/B = 8$, $p/e = 4$ и $Re = 5500$. Здесь наблюдается рециркуляционное течение при всех значениях x/B из-за образования воздушного пузыря в межреберной полости, обусловленного выступом ребра. Интенсивность рециркуляционного течения уменьшается с увеличением x/B (рис. 11). Таким образом, частица жидкости легче проникает в межреберную полость ниже по потоку. Полная величина средней приведенной продольной скорости уменьшается вниз по потоку; следовательно, уменьшается и горизонтальный импульс, в результате снижается теплоперенос (рис. 8 и 13). На рис. 15 показано распределение кинетической энергии турбулентности k в разных точках по потоку вдоль высоты ребра. Здесь наблюдается

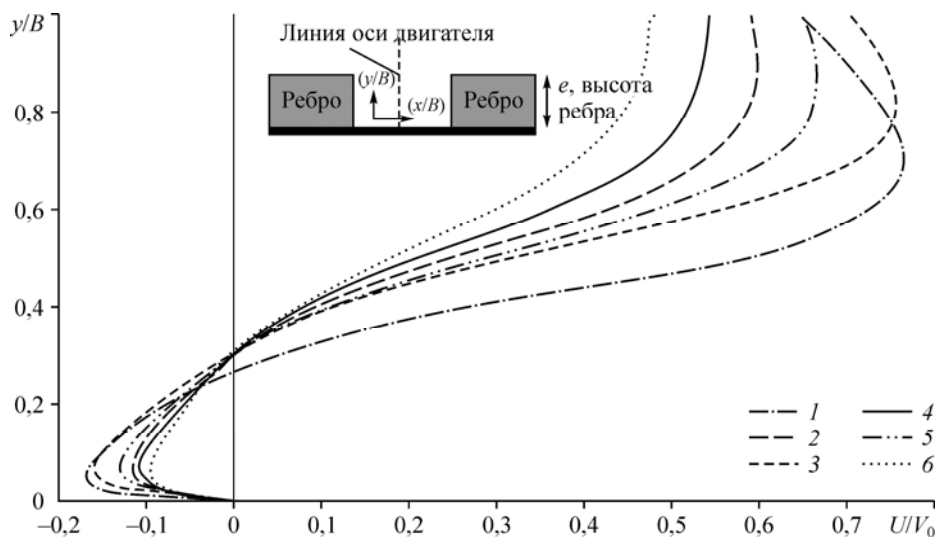


Рис. 14. Распределение средней продольной скорости потока вдоль высоты ребра для $H/B = 8$, $p/e = 4$ и $Re = 5500$ при различных значениях x/B .
 $x/B = 4$ (1), 16 (2), 8 (3), 20 (4), 12 (5), 24 (6).

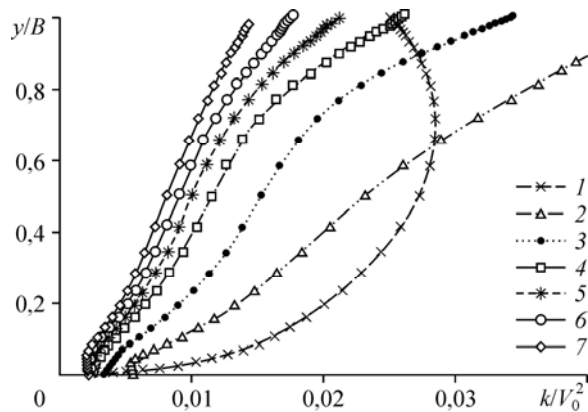


Рис. 15. Распределение кинетической энергии турбулентности для $H/B = 8$, $p/e = 4$ и $Re = 5500$ при различных значениях x/B .
 $x/B = 0$ (1), 4 (2), 8 (3), 12 (4), 16 (5), 20 (6), 24 (7).

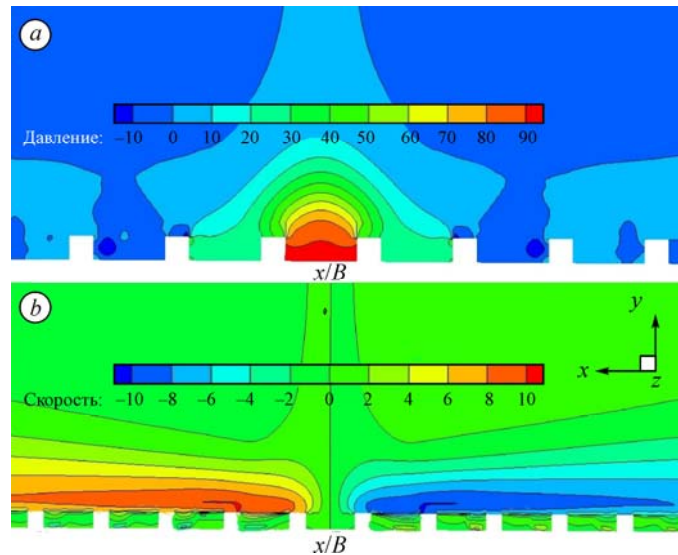


Рис. 16. Изолинии давления (a) и скорости (b) для оребренной поверхности с $H/B = 8$ и $Re = 5500$.

уменьшение кинетической энергии турбулентности с увеличением x/B , приводящее к снижению теплопереноса. Кинетическая энергия турбулентности возрастает с увеличением y/B почти до высоты ребра из-за непрерывного роста скорости при всех положениях x/B (рис. 12).

Из-за того, что ребро выступает над обтекаемой поверхностью, в межреберной полости может наблюдаться разрыв пристенной струи и образование воздушного пузыря (рис. 16). Рисунки 6 и 16 показывают, что особенности течения для двух представленных на них случаев существенно различаются. Также можно видеть, что установка ребер разрывает пристенную струю с последующим уменьшением горизонтального импульса потока в ее области. Следовательно, отрыв потока на поверхности ребра, рециркуляционное течение в межреберной полости и его последующее присоединение к обтекаемой пластине могут наблюдаться в каком-то месте в каждой межреберной полости (рис. 14 и 16). Следовательно, в отличие от гладкой поверхности на оребренной поверхности может наблюдаться несколько выбросов локального числа Nu .

Выводы

Численно исследовалась применимость различных (основанных на RANS-подходе) моделей турбулентности для описания плоской импактной струи, натекающей на плоскую или оребренную поверхность, с целью прогнозирования картины течения и теплообмена при разных значениях числа Рейнольдса и безразмерного расстояния между срезом сопла и пластиной. Обнаружено, что ни одна из рассмотренных моделей турбулентности не способна дать точные предсказания теплопереноса. Тем не менее, было получено, что стандартная $k-\varepsilon$ модель лучше, чем SST $k-\omega$ модель, описывает теплоперенос с несколькими пиками числа Нуссельта для оребренной поверхности при больших расстояниях от среза сопла до пластины. Кроме того, было установлено, что местное число Нуссельта возрастало с увеличением высоты щели и расстояния от среза сопла до пластины. С увеличением расстояния между ребрами локальное число Нуссельта возрастало вблизи застойной зоны, но уменьшалось по направлению вдоль течения. Наблюдаемые особенности течения и теплообмена для нагретой струи, натекающей на холодную плоскую и на оребренную поверхности, существенно различались.

Обозначения

B — ширина щели, мм,	Nu/Nu_{st} — нормированное число Nu ,
e — высота ребра, мм,	P — среднее давление, Па,
e/B — безразмерная ширина ребра,	p — период оребрения, мм,
H — высота в области между соплом и пластиной, мм,	p/e — нормированный период оребрения,
H/B — нормированное расстояние от среза сопла до пластины,	$Re = \rho UB/\mu$ — число Рейнольдса,
h — коэффициент теплопереноса, Вт/(м ² ·К),	T — средняя температура, К,
k — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К),	U — средняя скорость, м/с,
$Nu = hB/k$ — число Нуссельта,	V_0 — скорость на срезе сопла, м/с,
Nu_{st} — точка торможения Nu (при $x/B = 0$),	x, y, z — координатные направления,
	μ — коэффициент динамической вязкости, Па·с.

Список литературы

1. Dewan A., Dutta R., Srinivasan B. Recent trends in computation of turbulent jet impingement heat transfer // Heat Transf. Eng. 2012. Vol. 33. P. 447–460.
2. Livingood J.N.B., Hrycak P. Impingement heat transfer from turbulent air jets to flat plates: a literature survey // Security. X-2778. 1973. Vol. 43.
3. Ashforth-Frost S., Jambunathan K., Whitney C.F. Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet // Exp. Therm. Fluid Sci. 1997. Vol. 14. P. 60–67.
4. Hoogendoorn C.J. The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point // Int. J. Heat Mass Transf. 1977. Vol. 20. P. 1333–1338.
5. Ashforth-Frost S., Jambunathan K. Effect of nozzle geometry and semi-confinement on the potential core of a turbulent axisymmetric free jet // Int. Commun. Heat Mass Transf. 1996. Vol. 23. P. 155–162.
6. Zhe J., Modi V. Near wall measurements for a turbulent impinging slot jet // J. Fluids Eng. 2001. Vol. 123. P. 112–120.
7. Dutta R., Dewan A., Srinivasan B. Comparison of various integration to wall (ITW) RANS models for predicting turbulent slot jet impingement heat transfer // Int. J. Heat Mass Transf. 2013. Vol. 65. P. 750–764.
8. Behnia M., Parneix S., Shabany Y., Durbin P.A. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets // Int. J. Heat Fluid Flow. 1999. Vol. 20. P. 1–9.
9. Czesla T., Biswas G., Chattopadhyay H., Mitra N.K.K. Large-eddy simulation of flow and heat transfer in an impinging slot jet // Int. J. Heat Fluid Flow. 2001. Vol. 22. P. 500–508.
10. Uddin N., Neumann S.O., Weigand B. LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution // Int. J. Heat Mass Transf. 2013. Vol. 57. P. 356–368.
11. Dairay T., Fortuné V., Lamballais E., Brizzi L.E. LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes // Int. J. Heat Fluid Flow. 2014. Vol. 50. P. 177–187.
12. Dutta R., Dewan A., Srinivasan B. Large eddy simulation of turbulent slot jet impingement heat transfer at small nozzle-to-plate spacing // Heat Transf. Eng. 2016. Vol. 37. P. 1242–1251.
13. Dutta R., Srinivasan B., Dewan A. LES of a turbulent slot impinging jet to predict fluid flow and heat transfer // Numer Heat Transf. Part A Appl. 2013. Vol. 64. P. 759–776.
14. Zuckerman N., Lior N. Jet impingement heat transfer: Physics, correlations, and numerical modeling // Adv. Heat Transf. 2006. Vol. 39. P. 565–631.

15. **Jambunathan K., Lai E., Moss M.A., Button B.L.** A review of heat transfer data for single circular jet impingement // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 1992. Vol. 13. P. 106–115.
16. **Viskanta R.** Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1993. Vol. 6. P. 111–134.
17. **Zuckerman N., Lior N.** Impingement heat transfer: correlations and numerical modeling // *J. Heat Transfer*. 2005. Vol. 127. P. 544–552.
18. **Chung Y.M.M., Luo K.H.H., Sandham N.D.D.** Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2002. Vol. 23. P. 592–600.
19. **Jaramillo J.E., Trias F.X., Gorobets A., Pérez-Segarra C.D., Oliva A.** DNS and RANS modelling of a turbulent plane impinging jet // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2012. Vol. 55. P. 789–801.
20. **Kubacki S., Dick E.** Simulation of plane impinging jets with $k-\omega$ based hybrid RANS/LES models // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2010. Vol. 31. P. 862–878.
21. **Kubacki S., Dick E.** Hybrid RANS/LES of flow and heat transfer in round impinging jets // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2011. Vol. 32. P. 631–651.
22. **Taghinia J., Rahman M.M., Siikonen T.** Numerical investigation of twin-jet impingement with hybrid-type turbulence modeling // *Appl. Therm. Eng.* 2014. Vol. 73. P. 648–657.
23. **Katti V., Prabhu S.V.** Heat transfer enhancement on a flat surface with axisymmetric detached ribs by normal impingement of circular air jet // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. Vol. 29. P. 1279–1294.
24. **Gau C., Lee C.C.** Impingement cooling flow structure and heat transfer along rib-roughened walls // *Int. J. Heat Mass Transf.* 1992. Vol. 35. P. 3009–3020.
25. **Gau C., Lee I.C.** Flow and impingement cooling heat transfer along triangular rib-roughened walls // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2000. Vol. 43. P. 4405–4418.
26. **Tan L., J.Z. Zhang, Xu H.S.** Jet impingement on a rib-roughened wall inside semi-confined channel // *Int. J. Therm. Sci.* 2014. Vol. 86. P. 210–218.
27. **Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M.** Experimental study of an impinging jet with different swirl rates // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2007. Vol. 28. P. 1340–1359.
28. **Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M.** Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2008. Vol. 29. P. 1699–1715.
29. **Alekseenko S.V., Dulin V.M., Tokarev M.P., Markovich D.M.** Coherent structures in a turbulent swirling jet under vortex breakdown. 3D PIV measurements // *Proc. 5th Intern. Conf. «Jets, Wakes and Separated Flows» (ICJWSF2015)*. Springer Proc. in Physics. 2015. Vol. 85. P. 43–50.
30. **Terekhov V.I., Mshvidobadze Y.M.** Features of heat transfer at interaction of an impact swirl jet with a dimple // *Thermal Sci.* 2016. Vol. 20. P. 35–45.
31. **Никулин В.В.** Налетание вихревого кольца, несущего примесь, на твердую поверхность // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20, № 3. С. 359–362.
32. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** Numerical study of fluid flow and heat transfer characteristics in an intermittent turbulent impinging round jet // *Intern. J. Thermal Sci.* 2005. Vol. 87. P. 85–93.
33. **Зайковский В.Н., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Меламед Б.М., Трубачев Г.В.** Управления формой пятна напыления при ХГН. Ч. 1. Газодинамические аспекты // *Теплофизика и аэромеханика*. 2014. Т. 21, № 1. С. 107–114.
34. **Зайковский В.Н., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Меламед Б.М., Трубачев Г.В.** Управления формой пятна напыления при ХГН. Часть 2. Процесс напыления // *Теплофизика и аэромеханика*. 2014. Т. 21, № 2. С. 233–240.
35. **Dewan A.** Tackling turbulent flows in engineering. Berlin, Heidelberg: Springer, 2011. 124 p.
36. **Launder B.E., Spalding D.B.** Lectures in mathematical models of turbulence. London England, Academic Press, 1972. 169 p.
37. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD, DCW industries // Inc., La Canada, California, 1998. 540 p.
38. **Menter F.R.** Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. Vol. 32. P. 1598–1605.
39. **Spalart P.R., Allmaras S.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *AIAA Paper*. 1992. No. 92-0439.
40. **Shukla A.K., Dewan A.** Computational study on effects of rib height and thickness on heat transfer enhancement in a rib roughened square channel // *Sādhanā–Acad. Proc. Eng. Sci.* 2016. Vol. 41. P. 667–678.
41. **Promvong P., Changcharoen W., Kwankaomeng S., Thianpong C.** Numerical heat transfer study of turbulent square-duct flow through inline V-shaped discrete ribs // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 2011. Vol. 38. P. 1392–1399.

*Статья поступила в редакцию 28 марта 2017 г.,
после доработки — 28 июля 2017 г.*