

УДК 536.24; 621.45.038

Тепловая эффективность пристенной газовой завесы при ее вдуве через круглые отверстия в траншею*

М.А. Пахомов¹, В.И. Терехов¹, А.А. Халатов², И.И. Борисов²

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Институт технической теплофизики НАНУ, Киев, Украина*

E-mails: pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru,
artem.khalatov@vortex.org.ua

Представлены результаты численного исследования тепловой эффективности пристенной газовой завесы, вдуваемой через наклонные отверстия в поперечную к потоку траншею. Расчет выполнен с использованием трехмерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, турбулентность газа моделируется с применением модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений. Проведено сравнение вдува через отверстия в траншею с традиционным способом охлаждения при вдуве без траншеи. Тепловая эффективность газовой завесы при вдуве через отверстия в траншею значительно превышает соответствующую величину для вдува без траншеи. Особое преимущество такого способа подачи охладителя достигается при больших параметрах вдува. При этом за счет формирования вихревых структур внутри траншеи обеспечивается более равномерное охлаждение защищаемой поверхности в поперечном направлении. Сопоставительный анализ свидетельствует о качественном соответствии между результатами измерений и расчетов.

Ключевые слова: пленочное охлаждение, тепловая эффективность, газовая завеса, вдув через отверстия, траншея, численный расчет.

Введение

Тепловая защита стенки от воздействия высокоэнтальпийных потоков с помощью пристенных газовых завес до настоящего времени является актуальной и важной задачей при разработке различных энергетических машин и установок. Среди большого числа методов охлаждения большое распространение нашли гидродинамические способы защиты, когда охлаждающий газ вдувается в пограничный слой через защищаемую поверхность. Наиболее простым с конструктивной точки зрения является вдув через тангенциальные щели [1–3]. Теория пленочного охлаждения однофазных завес как при относительно простых, так и при сложных динамических условиях, развивающихся на адиабатической или неадиабатической поверхностях, к настоящему времени является хорошо разработанной и ее основы изложены в монографиях и обзорах [1–6]. В этих

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-90405 Укр_а) и в рамках Программы повышения конкурентноспособности Томского государственного университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

работах приведена детальная база экспериментальных и расчетных данных, но преимущественно при организации газовых завес со вдувом газа через пористые участки и тангенциальные щели, а также при ступенчатом вдуве инертного или реагирующего газа. Большое распространение при решении задач теплообмена и трения получили интегральные методы [1–3].

Традиционно для охлаждения лопаток газовых турбин и поверхностей камер сгорания газовых турбин применяется вдув через наклонные отверстия цилиндрической формы, выполненные в охлаждаемой стенке [5, 6]. Картина течения в этом случае значительно усложняется, принимая ярко выраженный трехмерный характер. При таком способе защиты возможно снижение эффективности тепловой защиты при больших параметрах вдува $m > 1$. Причиной этого является наличие крупномасштабных вихревых структур, разрушающих пленку охладителя и способствующих подосу горячего потока к защищаемой поверхности. Их наличие при вдуве газа через отверстия было показано в многочисленных работах [7–9]. Поэтому совершенствование систем завесного охлаждения лопаток и теплонагруженных рабочих поверхностей современных газовых турбин по-прежнему остается актуальной проблемой.

Среди различных способов повышения эффективности охлаждения с одновременным улучшением равномерности покрытия охлаждаемой поверхности охладителем наибольший положительный эффект обеспечивается при использовании фасонных отверстий, при специальном профилировании кромок и иных методах модификации геометрии каналов [10–14]. Однако изготовление таких отверстий требует специального дорогостоящего оборудования и связано с определенными технологическими трудностями. Поэтому большой практический интерес представляют новые технические решения, не уступающие по эффективности охлаждения фасонным отверстиями, но имеющие более простую технологию изготовления. Одним из таких решений является подача охладителя через круглые наклонные отверстия, расположенные в траншее [15–20]. Основное преимущество, которое дает такой способ, обусловлено тем, что смешение с основным потоком горячего газа происходит в траншее. Это приводит к тому, что струи в траншее разбиваются вихревыми структурами и поверхность защищается не только непосредственно за отверстиями, но и в поперечном направлении между отверстиями в ряду.

Вероятно, первым исследованием тепловой эффективности при вдуве через отверстия в траншее явилась экспериментальная работа [15]. В ней было выполнено исследование влияния параметра вдува, отношения плотностей основного и вторичного потоков, уровня турбулентности основного потока и геометрии траншеи. Измерение и численные расчеты эффективности завесного охлаждения выполнены в работе [16]. Эксперименты проводились для различной формы выходной кромки отверстий: обычное круглое отверстие, круглое отверстие в траншее и отверстие фасонного профиля. Исследование проведено для различных параметров вдува $m = \rho_2 U_2 / \rho_1 U_1 = 0,5, 1, 1,5$ и 2 . Здесь ρ — плотность газа, U — его осредненная продольная скорость, индексы 1 и 2 соответствуют параметрам течения основного и вторичного потоков. В работах [17, 18] анализируется влияние форм траншей и задней кромки на тепловую эффективность.

В настоящее время изучению обсуждаемой проблемы посвящено большое число работ. Подробно с современным состоянием исследований в этом направлении можно ознакомиться в обзоре [10]. Экспериментальное исследование влияния ускорения и внешней турбулентности на эффективность пленочного охлаждения плоской поверхности приведено в работе [19]. Численное моделирование вдува через круглое отверстие в траншею выполнено в работе [20]. Был использован пакет ANSYS ICEM CFD. Изучено влияние глубины траншеи $h/d = 0,25–1,25$, продольного размера отверстия $w/d = 2–4$ и параметра вдува $m = 0,6–1,4$ на эффективность пристенной струи. Здесь h — глубина траншеи и d — диаметр отверстия.

По результатам работ [15–20] можно сделать следующие выводы. Помимо значительного увеличения эффективности пристенной завесы при вдуве в траншею (до 350 % в сравнении со вдувом без траншеи) получаем более равномерное покрытие охлаждаемой

поверхности. Показано, что наличие площадки между выходной кромкой и торцом траншеи повышает эффективность завесы до 50 % [20], тогда как экспериментально [16] и численно [20] получено снижение защитных свойств до 25 %. Рост параметра вдува вызывает возрастание теплозащитных свойств завесного охлаждения в сравнении со случаем вдува без траншеи [16–19]. Ускорение основного потока вызывает снижение эффективности завесы до 15 %, а его турбулизация увеличивает эффективность до 10 % [20]. Увеличение глубины траншеи способствует смещению пристенной струи с основным потоком, что приводит к улучшению защитных свойств [16, 20], стимулирует разрушение крупномасштабных трехмерных структур [18]. Возрастание «протяженности» отверстия ухудшает тепловую эффективность пристенной завесы [20].

Анализ показал определенную ограниченность исследований в области компьютерного моделирования завесного охлаждения при подаче охладителя в траншею. Целью настоящей работы является разработка трехмерной численной модели, ее верификация и проведение численного исследования пристенной газовой завесы при ее вдуве через цилиндрические наклонные отверстия в траншею. Турбулентность газовой фазы моделируется с использованием модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений.

1. Описание математической модели

1.1. Система осредненных уравнений

Для описания динамики однофазного потока используется система RANS (Reynolds Averaged Navier–Stokes Equations) уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_i} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \langle u_i u_j \rangle \right), \\ \frac{\partial(\rho U_i T)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho C_p \langle u_j t \rangle \right), \\ \rho &= P / (R_g T), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $U_i \langle u_i \rangle$ — компоненты осредненной скорости и ее пульсаций, x_i — проекции на оси координат, μ — коэффициент динамической вязкости газа, $2k = \langle u_i u_i \rangle$ — турбулентная кинетическая энергия, P — давление, R_g — удельная газовая постоянная. Турбулентный тепловой поток определен согласно гипотезе Буссинеска:

$$\langle u_j t \rangle = -(v_T / \text{Pr}_T) (\partial T / \partial x_j),$$

где Pr_T — турбулентное число Прандтля, которое в работе принималось равным 0,9 [21].

1.2. Модель переноса рейнольдсовых напряжений

Для моделирования турбулентности газа применялась модель переноса рейнольдсовых напряжений [22]. Аккуратное моделирование турбулентности является ключевым вопросом при расчете смешения и развития пристенной струи. Авторы имеют опыт использования нескольких моделей переноса рейнольдсовых напряжений (Reynolds stress model — RSM) при описании сложных одно- и двухфазных течений [21, 23].

В настоящем случае предварительно было выполнено сопоставление с данными расчетов с использованием классической модели RSM [24]. Получено, что расчет по модели, использованной в предлагаемой работе, дает заметно лучшее согласование с данными измерений, чем классическая модель RSM. Сравнение проводилось на тех же сетках и при прочих одинаковых условиях. Для описания сложного течения при наличии отрыва и процесса смешения в траншее более оптимальным является применение эллиптических моделей рейнольдсовых напряжений, одной из которых является модель [22].

Уравнения для расчета компонент тензора рейнольдсовых напряжений и скорости диссипации турбулентности имеют вид

$$\frac{\partial(U_j \langle u_i u_j \rangle)}{\partial x_j} = P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_k} \langle u_l u_m \rangle \right) \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_m}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{1}{T_T} (C'_{\varepsilon 1} P_2 - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m}, \quad (3)$$

здесь P_{ij} — интенсивность переноса энергии от осредненного движения к пульсационному, $P_2 = 0,5 P_{kk}$, T_T — турбулентный временной макромасштаб, ϕ_{ij} — перераспределяющее слагаемое, которое описывает обмен энергией между отдельными составляющими $\langle u_i u_j \rangle$ вследствие корреляции давление–скорость деформации, и ε — диссипация или скорость передачи энергии от крупномасштабных вихрей мелкомасштабным вихрям. Константы и функции модели (2), (3) взяты из работы [22].

Обычно перераспределяющее слагаемое моделируется с применением строгой гипотезы о локально-равновесных сдвиговых течениях, которая не подходит для пристенных потоков. У стенки величина радиальной (поперечной) составляющей пульсаций скорости мала по сравнению с аксиальной (продольной) ее составляющей. Поэтому в модели для корреляции давление–скорость деформации необходимо учитывать пристеночные эффекты. В уравнении (2) величина ϕ_{ij} определяется из следующего уравнения, учитывающего равновесные и пристеночные эффекты [25]:

$$\phi_{ij} = (1 - \beta^2) \phi_{ij}^{NH} + \beta^2 \phi_{ij}^H, \quad (4)$$

где β — коэффициент смешения, меняющийся от $\beta = 0$ на стенке при $y = 0$ до $\beta = 1$ при $y \rightarrow \infty$. Здесь y — расстояния по нормали от стенки, ϕ_{ij}^{NH} — негомогенная (в пристенной зоне) и ϕ_{ij}^H — гомогенная (вдали от стенки) части. При расчете ϕ_{ij}^H применяется модель [25], а для ϕ_{ij}^W — [26].

Уравнение (4) не является дифференциальным, и для корректного учета перехода от гомогенного равновесного потока вдали от стенки к течению в окрестности стенки используется эллиптическое уравнение [25]

$$\beta - L_T^2 \nabla^2 \beta = 1. \quad (5)$$

Тензор диссипации турбулентной кинетической энергии определяется по соотношению, предложенному в работе [25]:

$$\varepsilon_{ij} = (1 - \beta^2) \varepsilon_{ij}^W + \frac{2}{3} \beta^2 \delta_{ij}, \quad \varepsilon_{ij}^W = \langle u_i u_j \rangle \varepsilon / k.$$

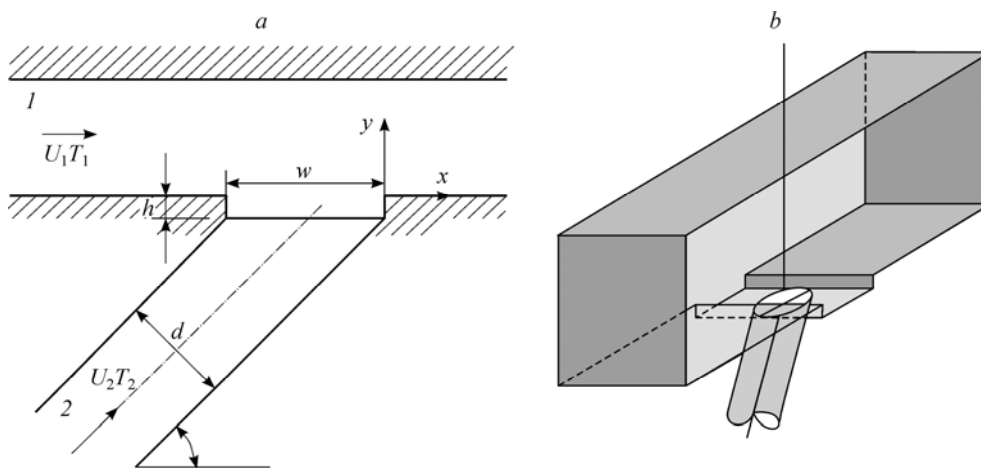


Рис. 1. Схема развития пристенной струи при вдуве через круглое отверстие в траншее.

2. Метод численного решения

Схема развития пристенной струи приведена на рис. 1. Расчеты для трехмерного случая проведены для геометрических и тепловых условий, соответствующих работе [19]. Численное решение было получено с использованием метода контрольных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялся алгоритм QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics). Для диффузионных потоков использовались центральные разности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемному согласованному алгоритму SIMPLEC (Semi-Implicit Pressure-Linked Equation Corrected).

В работе применялась неравномерная расчетная сетка со сгущением расчетных узлов в пристенной области (см. рис. 2). Первый расчетный узел от стенки находится на расстоянии $y_+ = yU_*/\nu = 0,3 - 0,5$, где U_* — скорость трения. Константа сгущения для пристенной области выбиралась таким образом, чтобы в вязком подслое ($y_+ < 10$) находилось не менее десяти расчетных точек. Вычислительная область состояла из трех частей: участок, занятый траншеей; зона, расположенная над траншеей, и область развития пристенной струи (основная расчетная область). Расчеты проводились на сетке с разрешением $256 \times 100 \times 64$ (основная расчетная область), $32 \times 10 \times 64$ (траншея) и $32 \times 100 \times 64$ (участок над траншеей). Всего сетка содержала 1,86 млн. контрольных объемов. Дальнейшее увеличение их числа не оказывает существенного влияния на результаты расчетов. Отличие рассчитанного значения тепловой эффективности для случая вложенной сетки, полученной умножением числа контрольных объемов базовой сетки в два раза, не превышает 0,1 % для расчета трехмерного течения.

В крайнем левом сечении расчетной области используются данные предварительных расчетов течения в канале длиной 2,25 м. Таким образом, во входном сечении имеется полностью развитое турбулентное течение газа. Длина расчетной области развития пристенной струи составляла 200 мм. На верхней и нижней стенках плоского канала ставятся условия непроницаемости и прилипания для газовой фазы. В выходном сечении расчетной области задаются условия равенства нулю производных всех параметров в продольном направлении. Компоненты реynольдсовых напряжений газа определялись

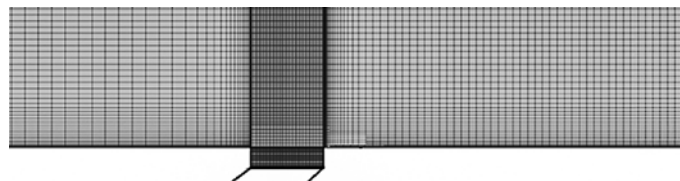


Рис. 2. Схема вычислительной сетки.

в тех же точках на поверхности контрольного объема, что и соответствующие компоненты осредненных скоростей газа по методу, предложенному в работе [27].

3. Результаты численных расчетов и их анализ

Геометрические параметры траншеи, расположение в ней отверстий и тепловые параметры течения выбирались, исходя из условий работы [19] (см. рис. 1). Эксперименты [19] выполнялись с однорядной системой цилиндрических наклонных отверстий ($\alpha = 30^\circ$) в траншее глубиной $h = 2,4$ мм и шириной $w = 6,4$ мм ($h/B = 0,375$). Диаметр отверстий $d = 3,2$ мм ($h/d = 0,75$), размер выходного эллипса равнялся двум диаметрам отверстия и соответствовал ширине траншеи. Поперечный шаг отверстий составлял $t = 10$ мм ($t/d = 3,13$). Длина отверстия вдува $L = 20$ мм, и его относительная длина $L/d = 6,25$. В соответствии с рекомендациями работы [14] принималось, что при $L/d > 5$ влияние длины отверстия на эффективность пленочного охлаждения можно не учитывать. Расстояние x отсчитывалось от среза отверстия (траншеи), а поперечное расстояние z — от центральной линии отверстия. По координате z рассматривались три положения: $z = 0, 2,5$ и 5 мм.

Параметры экспериментов были следующими: скорость основного потока воздуха $U_1 = 35\text{--}37$ м/с, его температура $T_1 = 298\text{--}306$ К, температура вдуваемого воздуха $T_2 = 338\text{--}353$ К, отношение плотностей вдуваемого и основного потока $\rho_2/\rho_1 = 0,84\text{--}0,87$, параметр вдува $m = 0,5\text{--}2,5$, число Рейнольдса, построенное по параметрам вторичного потока $Re_2 = U_2 d/\nu = 7,7 \times 10^3$, и число Рейнольдса, рассчитанное по эквивалентному диаметру основного канала и скорости потока в нем, — $Re = 1,25 \times 10^5$. При экспериментальном исследовании тепловой эффективности пленочного охлаждения в работе [19] была выбрана обратная схема теплового потока: основной поток — холодный, а вторичный — нагретый. Для сравнения были также проведены эксперименты и численные расчеты с однорядной системой отверстий без траншеи при использовании аналогичных геометрических и термогазодинамических параметров основного и вторичного течений.

Визуализационные картины тепловой эффективности $\eta = (T_{AW} - T_1)/(T_2 - T_1)$ по длине поверхности приведены на рис. 3 и 4. Здесь T_{AW} — температура адиабатической

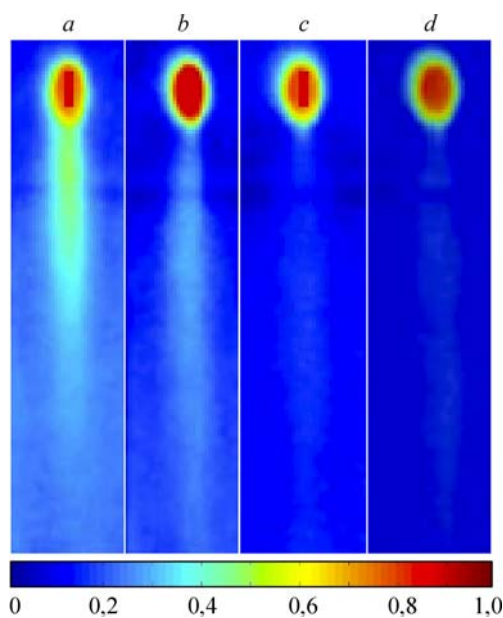


Рис. 3. Визуализационные картины тепловой эффективности пристенной газовой завесы при вдуве через круглое наклонное отверстие ($\alpha = 30^\circ$). Вид сверху; $m = 0,5$ (a), 1 (b), 1,5 (c), 2 (d).

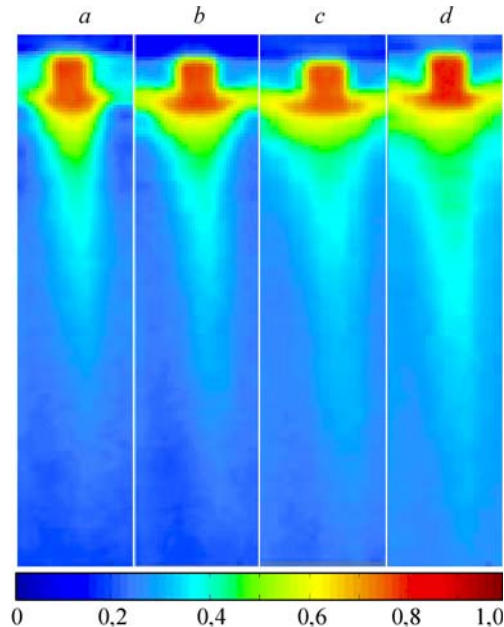
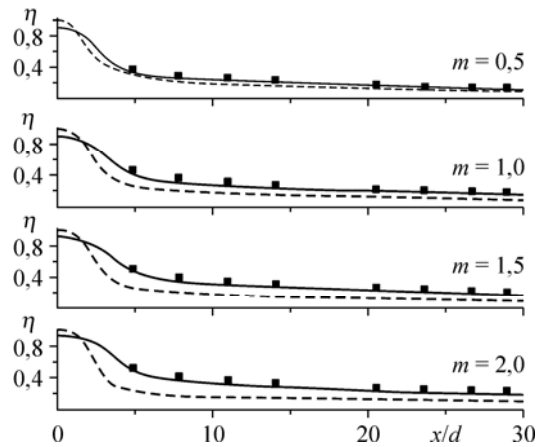


Рис. 4. Визуализационные картины тепловой эффективности пристенной газовой завесы при вдуве через круглое отверстие в траншею. Вид сверху; $m = 0,5$ (a), 1 (b), 1,5 (c), 2 (d).

Рис. 5. Влияние параметра вдува на распределение эффективности пристенной газовой завесы.

$Re = 1,2 \cdot 10^5$, $U_1 = 35$ м/с, $d = 3,2$ мм, $T_1 = 303$ К, $T_2 = 343$ К, глубина траншеи $h/d = 0,75$ и ее ширина $B/d = 2$; символы — эксперимент [19], линии — расчет настоящей работы; непрерывные линии — вдув через круглое отверстие в траншее, штриховые — вдув через отверстие без траншеи.



стенки, T_1 , T_2 — температуры основного и вторичного потоков. Расчеты проведены для условий вдува через наклонные отверстия (рис. 3) и для вдува наклонные отверстия в траншею (рис. 4).

Для обычного вдува через систему наклонных отверстий с ростом параметра m наблюдается снижение η . При традиционной системе организации вдува без траншеи защищенная поверхность располагается узкой полосой за отверстием, тогда как для вдува через отверстия в траншею защищенная поверхность занимает большую поверхность в стороны от траншеи. Это объясняется предварительным смешением охладителя и основного потока в траншее. Максимальная величина η достигается при $m \approx 0,5$ для случая вдува без траншеи. Этот вывод согласуется с данными измерений [5, 6], где было показано, что рост параметра вдува m вызывает снижение защитных свойств пристенной струи. Для вдува через наклонные отверстия в траншею увеличение параметра вдува приводит к росту тепловой эффективности во всем указанном диапазоне m , что согласуется с данными измерений и расчетов [15–20].

На рис. 5 показаны измеренные в работе [19] и рассчитанные распределения тепловой эффективности пленочного охлаждения по продольной координате вдоль оси отверстия. Как видно, в отличие от традиционной системы отверстий эффективность охлаждения системы отверстий в траншею возрастает с увеличением параметра вдува во всем исследованном в работе диапазоне изменения параметра m . Это характерно для результатов измерений [19] и численных расчетов, проведенных в настоящей работе. Пунктиром на рис. 5 нанесены данные расчетов для трехмерного случая вдува без траншеи.

Поперечные профили распределения тепловой эффективности η для случая вдува через отверстие в траншею, представленные на рис. 6, практически равномерны для измерений, проведенных в работе [19]. В численных данных наблюдается некоторое

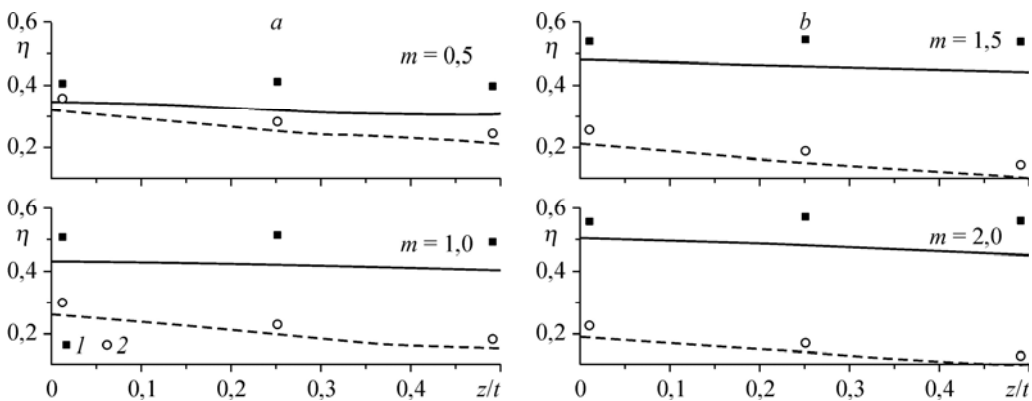


Рис. 6. Поперечное распределение тепловой эффективности завесного охлаждения для $m = 0,5$, 1 (a) и 1,5, 2 (b) на расстоянии от положения вдува $x/d = 4,84$.

Символы — эксперимент [19], линии — расчет настоящей работы; непрерывные линии — вдув в траншею, штриховые линии — вдув без траншеи; 1 — вдув через отверстия в траншее, 2 — вдув через отверстия без траншеи.

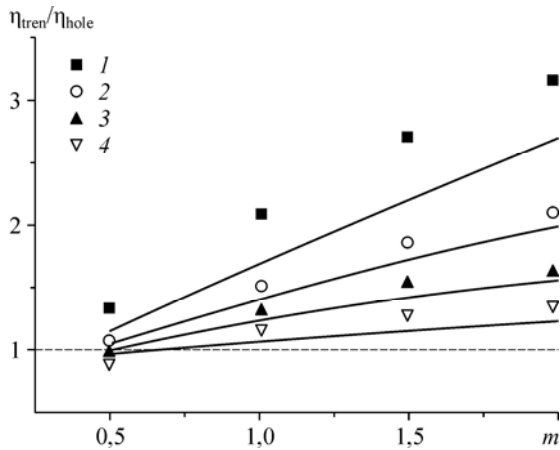


Рис. 7. Отношение тепловой эффективности завесного охлаждения для случаев вдува через отверстие в траншее и без траншеи при вариации параметра вдува m . Символы — эксперимент [19], линии — расчет настоящей работы; $x/d = 4,84$ (1), 11,09 (2), 20,47 (3), 29,84 (4).

снижение величины η по оси z (до 11 %). В случае вдува без траншеи при удалении от центральной оси отверстия по поперечной координате (по оси z) характерным является значительное снижение величины эффективности тепловой завесы (до 75 % по данным измерений [19]

и до 90 % по результатам настоящих расчетов). Кромка траншеи блокирует непосредственный выход охладителя в основной поток, который распределяется вдоль щели и выходит на поверхность более равномерно в поперечном направлении [16, 19].

Отношение тепловой эффективности пленочного охлаждения для случаев вдува через отверстия в траншее и без нее в зависимости от параметра вдува для нескольких сечений по длине показано на рис. 7. Здесь η_{tren} и η_{hole} — тепловая эффективность пристенной завесы с траншеей и без нее соответственно. Видно, что с ростом параметра вдува во всем исследованном в работе диапазоне это отношение возрастает, достигая 3 по данным работы [19] и 2,5 по результатам настоящих численных расчетов. По мере продвижения от точки вдува пристенной струи различие уменьшается до 1,3 по измерениям [19] и до 1,2 по данным расчетов при $x/d \approx 30$.

Подчеркнем, что в экспериментах [19] основной поток был холодным, а пристенная струя — нагретой, т.е. была реализована так называемая обратная схема теплообмена. Для дополнительной верификации численной модели были проведены сопоставления с данными измерений [18]. В этой работе использовалась традиционная схема, когда основной поток был нагретым, а пристенная струя холодной. Изменение тепловой эффективности пристенной завесы по длине поверхности представлено на рис. 8. Сравнения были выполнены для случаев вдува охладителя через отверстия в траншею и без нее. Отметим, что отличие между данными измерений [18] и численными результатами настоящей работы не превышает 15 %. В окрестности вдува струи эффективность завесы для вдува без траншеи (линия 1) выше до 10 %, чем для вдува в траншею (линия 2). Это можно объяснить предварительным смешением основного и вторичного потоков в траншее, что несколько снижает эффективность завесы в непосредственной близости от сечения вдува. Далее, по мере продвижения струи вдоль поверхности, при $x/d > 3$ более эффективным

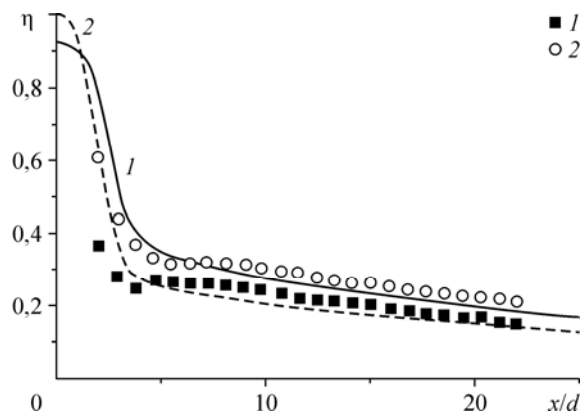


Рис. 8. Изменение тепловой эффективности пристенной газовой завесы по длине поверхности.

$Re = 1,1 \cdot 10^4$, $U_1 = 13,8$ м/с, $d = 1,27$ мм, $\rho_2/\rho_1 = 1,07$, $T_1 = 313$ К, $T_2 = 293$ К, $\alpha = 30^\circ$, глубина траншеи $h/d = 0,5$ и ее ширина $B/d = 2$; символы — эксперимент [18], линии — расчет настоящей работы: непрерывные — вдув через круглое отверстие без траншеи, штриховые — вдув через круглое отверстие в траншею.

становится вдув в траншею (до 25 %).

Заключение

Разработана трехмерная численная модель с использованием модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений. Показана применимость разработанной численной модели для проведения исследования тепловой эффективности пристенной газовой завесы, вдуваемой через наклонные отверстия в траншею. Проведено сравнение вдува через отверстия в траншею с традиционным способом охлаждения при вдуве без траншеи. Показано, что тепловая эффективность завесного охлаждения при вдуве пристенной завесы через отверстия в траншею превышает соответствующую величину для вдува без траншеи до 2,5 раз на небольшом расстоянии от места вдува. По мере удаления от места вдува различие уменьшается и при $x/d \geq 30$ не превышает 20 %. При использовании вдува в траншею эффективность завесного охлаждения повышается во всем исследованном диапазоне изменения параметра вдува $m = 0,5-2$, тогда как для традиционного вдува без траншеи рост параметра вдува приводит к заметному снижению тепловой эффективности. В поперечном направлении величина тепловой эффективности существенно выше (до 90 %) соответствующего значения для вдува без траншеи. В итоге можно отметить, что получено неплохое согласование между данными измерений [18, 19] и результатами настоящей работы.

Обозначения

d — диаметр отверстия,	x_i — проекции на оси координат,
h — глубина траншеи,	w — протяженность траншеи,
$m = \rho_2 U_2 / \rho_1 U_1$ — параметр вдува,	$\eta = (T_{AW} - T_1) / (T_2 - T_1)$ — параметр тепловой эффективности пристенной завесы,
T — температура,	μ, ν — коэффициенты динамической и кинематической вязкости газа,
t — поперечный шаг отверстий,	ρ — плотность газа.
U — осредненная продольная скорость газа,	
$\langle u_i \rangle$ — компоненты пульсационной скорости газа,	

Индексы

1 — параметры основного течения,	AW — параметры адиабатической стенки,
2 — параметры вторичного потока,	tren — параметры при вдуве в траншею,
	hole — параметры при вдуве без траншеи.

Список литературы

1. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
2. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
3. Репухов В.М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1980. 216 с.
4. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Терехов В.И. Теплообмен в турбулентных пристенных струйных течениях // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 2. С. 195–210.
5. Goldstein R.J., Eckert E.R.J., Ramsey J.W. Film cooling with injection through holes: adiabatic wall temperatures downstream of a circular hole // ASME J. Eng. Gas Turbines and Power. 1968. Vol. 90. P. 384–393.
6. Goldstein R.J. Film cooling // Advance Heat Transfer. 1971. Vol. 7. P. 321–378.
7. Andreopoulos J., Rodi W. An experimental investigation of jets in crossflow // J. Fluid Mech. 1984. Vol. 138. P. 93–127.
8. Fric T.F., Roshko A. Vortical structures in the wake of a transverse jet // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 279. P. 1–47.
9. Гиршович Т.А. Турбулентные струи в поперечном потоке. М.: Машиностроение, 1994. 251 с.
10. Bunker R.S. A review of shaped hole turbine film cooling technology // Trans. ASME J. Heat Transfer. 2005. Vol. 127. P. 441–453.
11. Gritsch M., Schulz A., Wittig S. Adiabatic wall effectiveness measurements of film-cooling holes with expanded exits // Trans. ASME J. Turbomachinery. 1998. Vol. 120. P. 549–556.

12. **Bell C.M., Hamakawa H., Ligrani P.M.** Film cooling from shaped holes // *Trans. ASME J. Heat Transfer*. 2000. Vol. 122. P. 224–232.
13. **Hyams D.G., Lylek J.H.** A detailed analysis of film cooling physics. Part 3. Streamwise injection with shaped holes // *Trans. ASME J. Turbomachinery*. 2000. Vol. 122. P. 122–132.
14. **Colban W.F., Thole K.A., Bogard D.** A film-cooling correlation for shaped holes on a flat-plate surface // *Trans. ASME. J. Turbomachinery*. 2011. Vol. 133. Paper 011002. 11 p.
15. **Bunker R.S.** Film cooling effectiveness due to discrete holes within a transverse surface slot // *ASME Paper*. 2002. GT-2002-30178. 10 p.
16. **Waye S.K., Bogard D.G.** High-resolution film cooling effectiveness measurements of axial holes embedded in a transverse trench with various trench configurations // *Trans. ASME J. Turbomachinery*. 2007. Vol. 129. P. 294–302.
17. **Oguntade H.I., Andrews G.E., Burns A.D., Derek B., Ingham D.B., Pourkashanian M.** Improved trench film cooling with shaped trench outlets // *Trans. ASME J. Turbomachinery*. 2013. Vol. 135. Paper 021009. 10 p.
18. **Lu Y., Dhungel A., Ekkad S.V., Bunker R.S.** Effect of trench width, and depth on film cooling from cylindrical holes embedded in trenches // *Trans. ASME J. Turbomachinery*. 2009. Vol. 131. Paper 011003. 13 p.
19. **Халатов А.А., Борисов И.И., Дашевский Ю.Я., Коваленко А.С., Шевцов С.В.** Пленочное охлаждение плоской поверхности однорядной системой наклонных отверстий в траншее: влияние внешней турбулентности и ускорения потока // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20, № 6. С. 731–737.
20. **Lee K.D., Kim K.Y.** Film cooling performance of cylindrical holes embedded in a transverse trench // *Num. Heat Transfer. Part A*. 2014. Vol. 65. P. 127–143.
21. **Пахомов М.А., Терехов В.И.** Численное исследование течения и теплообмена в газокапельном отрывном турбулентном потоке с применением модели переноса рейнольдсовых напряжений // *Изв. РАН. МЖГ*. 2013. № 5. С. 81–93.
22. **Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J.** Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // *Flow, Turbulence and Combust.* 2008. Vol. 81. P. 395–410.
23. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** Numerical study of fluid flow and heat transfer characteristics in an intermittent turbulent impinging round jet // *Int. J. Thermal Sci.* 2015. Vol. 87. P. 85–93.
24. **Launder B.E., Hanjalic K.** Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows // *J. Fluid Mech.* 1972. Vol. 52. P. 609–638.
25. **Manceau R., Hanjalic K.** Elliptic blending model: a new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // *Phys. Fluids*. 2002. Vol. 14. P. 744–754.
26. **Speziale C.G., Sarkar S., Gatski T.B.** Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical system approach // *J. Fluid Mech.* 1991. Vol. 227. P. 245–272.
27. **Hanjalic K., Jakirlic S.** Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows // *Comput. & Fluids*. 1998. Vol. 27. P. 137–156.

*Статья поступила в редакцию 7 ноября 2014 г.,
после доработки — 8 декабря 2014 г.*