

Рис. 4

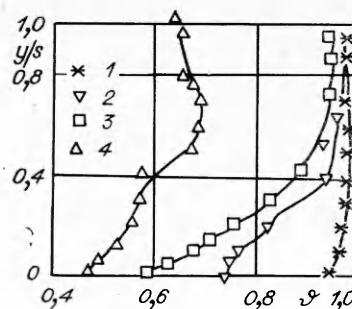


Рис. 5

несколько больше глубины проникновения встречной струи, определенной с помощью линии максимальных температур. Это, по-видимому, связано с тем, что в конце зоны разворота струи, когда она отходит от стенки, вблизи поверхности образуются вихревые структуры [4], которые приводят к интенсивному перемешиванию потоков и увеличению дальности у стенки.

В результате проведенного исследования выявлены характерные особенности теплового смешения пристенной струи с набегающим потоком. Полученные экспериментальные данные позволяют сделать вывод о том, что встречная пристенная струя может быть использована для регулируемой гидродинамической защиты поверхности выше по потоку от места вдува, и определить характеристики такой тепловой завесы.

Авторы выражают благодарность Э. П. Волчкову за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение ее результатов.

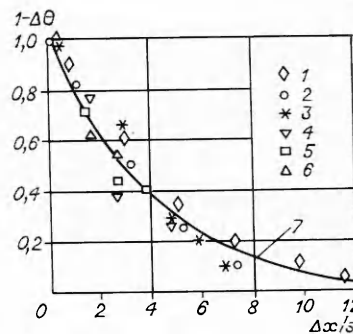


Рис. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы.— Новосибирск: Наука, 1983.
2. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е. Эффективность газовой завесы при взаимодействии пристенной струи со встречным потоком // Теплообмен-VII.— Минск, 1984.— Т. 1, ч. 2.
3. Репухов В. М., Богачук-Козачук К. А., Зотов Е. Н. Эффективность тепловой завесы за перфорацией на скругленном торце симметрично обтекаемой пластины // Там же.
4. Клецов Ю. М. Распространение турбулентной струи, соударяющейся с плоской поверхностью во внешнем потоке // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1978.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 10/V 1988 г.

УДК 536.27

И. Г. Дик, О. В. Матвиенко

ТЕПЛОБМЕН ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА С ОБЪЕМНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

Теплообмен закрученных потоков представляет интерес в связи с разработкой и эксплуатацией различных энергетических устройств с использованием местной закрутки потока. Многие особенности таких потоков рассмотрены в [1—3]. Численному моделированию гидродинамики внутренних закрученных потоков посвящены работы [4—6].

В настоящей работе проведено численное исследование влияния закрутки на теплообмен ламинарного закрученного потока с внутренним источником тепла постоянной интенсивности. Известно, что потоки с подобными источниками тепла применяются в ряде технологических устройств [7]. Кроме того, внутренний источник тепла постоянной интенсивности позволяет моделировать теплообмен химически реагирующего потока с невысоким значением теплового эффекта [8].

Систему уравнений, описывающих несжимаемое течение и теплообмен такого потока в безразмерном виде с использованием переменных функция тока — напряженность вихря, можно записать как

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \frac{\text{Re}}{4} \xi^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\omega}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\omega}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi^3 \frac{\partial (\omega/\xi)}{\partial x} \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi^3 \frac{\partial (\omega/\xi)}{\partial \xi} \right] \right\} - \text{Re} \xi \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial x} = 0, \\
 & \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] + \omega = 0, \\
 & \frac{\text{Re}}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[v_\varphi \xi \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[v_\varphi \xi \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi \frac{\partial (\xi v_\varphi)}{\partial x} \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial (\xi v_\varphi)}{\partial \xi} \right] \right\} + 2 \frac{\partial (v_\varphi \xi)}{\partial \xi} = 0, \\
 & \frac{\text{Pe}}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\theta \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\theta \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right] \right\} - S_T \xi = 0.
 \end{aligned}$$

При задании граничных условий предполагалось, что на входе в трубу поток имеет постоянную по сечению температуру и распределение скоростей по закону твердого тела

$$(2) \quad \psi = \xi^2, \quad \omega = 0, \quad v_\varphi = \sigma \xi, \quad \theta = 0 \quad \text{при } x = 0.$$

На выходе ставились мягкие граничные условия, моделирующие свободное истечение жидкости:

$$(3) \quad \partial^2 \psi / \partial x^2 = 0, \quad \partial^2 \omega / \partial x^2 = 0, \quad \partial^2 v_\varphi / \partial x^2 = 0 \quad \text{при } x = L.$$

На оси трубы справедливы условия симметрии

$$(4) \quad \psi = 0, \quad v_\varphi = 0, \quad \partial \theta / \partial \xi = 0 \quad \text{при } \xi = 0.$$

На стенке трубы контролировалось постоянство расхода жидкости и моделировались условия «прилипания» и идеальности теплопроводящих свойств стенки:

$$(5) \quad \psi = 1, \quad v_\varphi = 0, \quad \theta = 0 \quad \text{при } \xi = 1.$$

Здесь $\omega = 2(\partial v_\xi / \partial x - \partial v_x / \partial \xi)$ — безразмерная напряженность вихря; ψ — функция тока; θ — безразмерная температура; $\sigma = \Omega R / U$ — параметр, характеризующий интенсивность закрутки на входе в трубу; Ω — угловая скорость при $x = 0$; $U = 2R^{-2} \int_0^R v_x r dr$ — средперасходная скорость; R — радиус трубы; $\text{Re} = 2UR/\nu$, $\text{Pe} = 2UR/\kappa$ — числа Рейнольдса и Пекле; $S_T = \text{const}$ — тепловой источник.

Для решения системы уравнений (1) с граничными условиями (2)–(5) применялся конечно-разностный метод [9], обладающий достаточной простотой и универсальностью. Задача решалась на неравномерной по обеим координатам сетке 31×15 , имеющей точки сгущения на входе и у стенки трубы. Конечно-разностным аналогом системы дифференциальных уравнений является система нелинейных алгебраических уравнений, которая решалась численно методом Гаусса — Зейделя. Сходимость итераций при $\sigma \geq 3$ обеспечивалась использованием нижней релаксации для напряженности вихря и циркуляции $v_\varphi \xi$. Критерием сходимости итераций служило выполнение неравенства $|1 - \Phi^{(N-1)} / \Phi^{(N)}| < 10^{-3}$ ($\Phi = (\psi, \omega/\xi, \xi v_\varphi, \theta)$, N — номер итерации).

Напряженность вихря на оси и стенке трубы определялась согласно методике [9]. Осевая и радиальная составляющие скорости находились при численном дифференцировании функции тока (по трехточечной схеме):

$$v_x = \frac{1}{2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad v_\xi = -\frac{1}{2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

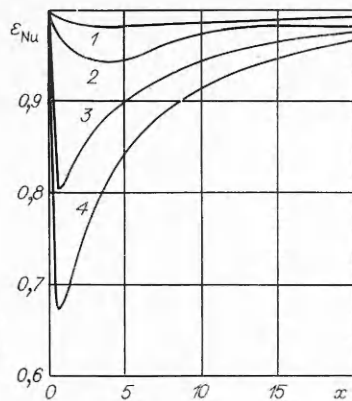


Рис. 1

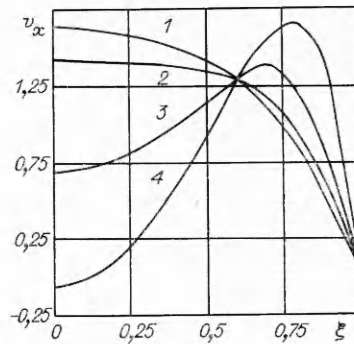


Рис. 2

Расчеты, выполненные для $\sigma < 6$ в диапазоне $10^2 \leq \text{Re} \leq 10^3$, показывают, что изменение полей осевой и тангенциальной составляющих скорости, а также температуры при вариации Re сводится к преобразованию координат, увеличивающему продольную координату x в Re раз. Таким образом, параметрические зависимости $v_x = v_x(x, \xi, \text{Re}, \sigma)$, $v_\varphi = v_\varphi(x, \xi, \text{Re}, \sigma)$, $\theta = \theta(x, \xi, \text{Re}, \sigma)$ можно свести к зависимостям вида $v_x = v_x(z, \xi, \sigma)$, $\theta = \theta(z, \xi, \sigma)$, где $z = x\text{Re}^{-1}$. Для радиальной составляющей скорости справедливо преобразование $v_\xi = \text{Re}f(z, \xi, \sigma)$.

На рис. 1 показано изменение вниз по потоку относительного коэффициента теплоотдачи $\varepsilon = \text{Nu}/\text{Nu}_0$ для $\text{Re} = 160$ и разных значений интенсивности закрутки σ ($\text{Nu} = \langle \theta \rangle^{-1} \partial \theta / \partial \xi|_{\xi=1}$ отвечает закрученному потоку, Nu_0 — прямоточному $\sigma = 0$, $\langle \theta \rangle = 2 \int_0^1 v_x \theta \xi d\xi$ — среднерасходная температура). Кривые 1—4 проведены для $\sigma = 2, 3, 4$ и 6 соответственно. Видно, что закрутка приводит к ухудшению теплоотдачи, при этом с ростом σ уменьшается ε во всей области течения. Особенно заметные изменения ε происходят на начальном участке течения. Вниз по потоку по мере вырождения закрутки значения Nu , полученные для закрученных потоков, приближаются к Nu для прямоточных потоков.

Рассмотрим причины, вызывающие такой режим теплообмена. Саморазогрев потока с внутренним объемным источником тепла на начальном участке течения обладает рядом особенностей. Одна из них — зависимость темпа разогрева от распределения скоростей в потоке. Более быстрые слои жидкости сносятся вниз по потоку, не успев значительно разогреться. Более медленные, напротив, проходят меньшее расстояние, прежде чем произойдет саморазогрев, поэтому в случае адиабатической стенки ($\partial \theta / \partial \xi|_{\xi=1} = 0$) температура достигнет максимума при $\xi = 1$, где $v_x = 0$. Теплоотвод понижает температуру пристеночной области, поэтому координата точки с максимальным значением температуры в сечении будет при $\xi_* < 1$.

С появлением закрутки распределение скоростей в потоке приобретает более сложный характер. Это придает своеобразие температурным профилям. На рис. 2 показано распределение осевой скорости в сечении $x = 3$, а на рис. 3 — распределение температуры в этом же сечении для $\text{Re} = 160$, $S_T = 10$. Кривая 1 — прямоточный поток с $\sigma = 0$, а 2—4 — закрученный с $\sigma = 2, 4, 6$.

При $\sigma \leq 1$ влияние центробежных сил на течение и теплообмен потока незначительно: профили скоростей и распределения температуры при $\sigma = 0$ и 1 близки. С ростом закрутки ($\sigma \geq 2$) под действием центробежных сил в приосевой зоне формируется область пониженного давления. Вследствие этого происходит образование «провала» v_x в ядре потока (вплоть до возникновения рециркуляционных течений при $\sigma \geq 6$) и максимума осевой скорости при некотором $\xi = \xi_m \neq 0$ (рис. 2). С ростом

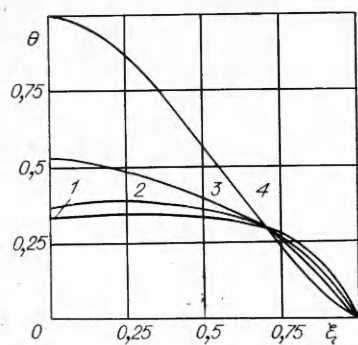


Рис. 3

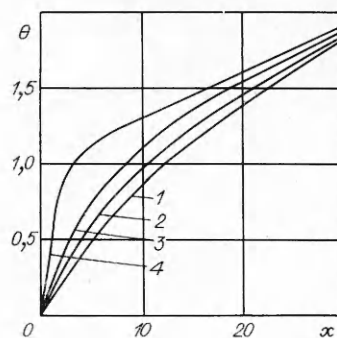


Рис. 4

закрутки наблюдаются увеличение максимального значения v_x и смещение ξ_m к стенке. Таким образом, наряду с обычным фактором, препятствующим разогреву пристеночной области, — теплоотводом, действует еще один — увеличение расхода в окрестности стенки. Это приводит к тому, что с ростом закрутки происходит уменьшение температуры в пристеночной области, температурный профиль становится более пологим у стенки (рис. 3), а температурный градиент $\partial\theta/\partial\xi|_{\xi=1}$ уменьшается по абсолютной величине.

Замедление потока в приосевой зоне с закруткой приводит к более интенсивному разогреву этой области, поэтому температура на оси трубы растет с закруткой. На рис. 4 показано изменение $\theta(x, 0)$ вниз по потоку для $\sigma = 0, 3, 4, 6$ (линии 1—4) при $Re = 160, S_T = 10$. Вниз по потоку, когда влияние центробежных сил ослабевает, происходит сближение температурных кривых. Увеличение температуры в приосевой зоне почти полностью компенсируется понижением ее в пристеночной области. Поэтому наблюдается лишь незначительный прирост $\langle\theta\rangle$ (порядка 3—4 %).

Таким образом, влияние закрутки на градиент $\partial\theta/\partial\xi|_{\xi=1}$ и среднерасходную температуру $\langle\theta\rangle$ приводит при фиксированном расходе к уменьшению с закруткой значения Nu . Этот несколько неожиданный на первый взгляд результат необходимо учитывать при применении теплообменных устройств с использованием закрученных потоков с внутренним источником тепла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шуккин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. — М.: Машиностроение, 1982.
2. Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Кроль В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. — Алма-Ата: Наука, 1986.
3. Гольдштиг М. А. Вихревые потоки. — Новосибирск: Наука, 1981.
4. Третьяков В. В., Ягодин В. И. Численное исследование ламинарного закрученного течения в кольцевом канале // ИФЖ. — 1978. — Т. 34, № 2.
5. Черкасский В. С. Расчет закрученного потока вязкой несжимаемой жидкости с тангенциальной подачей жидкости // Теплофизика и физическая гидродинамика. — Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978.
6. Шнайдерман М. Ф., Ершов А. И. О влиянии закрутки потока на распределение скоростей и температуры в круглой трубе // ИФЖ. — 1975. — Т. 28, № 4.
7. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979.
8. Матвиенко О. В. Турбулентный теплообмен и режимы реагирования потока в трубе // Проблемы механики летательных аппаратов. — Томск: Изд-во ТГУ, 1986.
9. Госмен А. Д., Пан В. В., Раниел А. К. и др. Численные методы исследования течения вязкой жидкости. — М.: Мир, 1972.

г. Томск

Поступила 10/V 1988 г.