

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
БЕЛАРУСИ

АНК "ИТМО им. А. В. ЛЫКОВА"

Журнал основан в январе 1958 г.

ИФЖ

ISSN 0021-0285

И
**ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ**

JOURNAL
OF ENGINEERING PHYSICS
AND THERMOPHYSICS

**Отдельный оттиск
Offprint**

Том 74, № 1

Vol. 74, No. 1

**ЯНВАРЬ-ФЕВРАЛЬ
JANUARY-FEBRUARY**

2001

Л. М. Ульев

ЛАМИНАРНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ДИФFUЗОРНОМ ТЕЧЕНИИ В СООСНОМ КОНИЧЕСКОМ КАНАЛЕ В СЛУЧАЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ПЕРВОГО РОДА

Рассмотрена задача конвективного теплообмена при медленных диффузорных течениях в соосных кольцевых конических каналах постоянной ширины. Решение для тепловых граничных условий первого рода получено методом разделения переменных. Температурная зависимость от координат представлена в виде суммы двух бесконечных рядов по конфлюэнтным гипергеометрическим функциям от поперечной координаты, которые умножены на экспоненциальную зависимость от продольной координаты. Решение интересно тем, что является суперпозицией двух решений, каждое из которых имеет свои собственные функции и собственные значения. Приведены также соотношения для оценки начального теплового участка в рассмотренных течениях.

Для выбора оптимальных конструктивных и технологических параметров экструзионных головок необходимо знать особенности течения и теплообмена расплава в проточных элементах формующего оборудования. При экструзионном способе производства стренг, гранул, труб, пленок и т. д. расплав полимера на распределительном участке формующего оборудования течет в коаксиальном коническом канале, образованном конусом головки и дорном [1, 2], где расплав может охлаждаться или нагреваться. Современные технологии позволяют поддерживать различные режимы теплообмена на границах каналов, но экспериментальный подбор оптимальных характеристик процесса требует значительных средств. Построение численных моделей процессов переработки также не всегда оправдано, поскольку во многих случаях можно получить адекватные соотношения между параметрами процессов, используя аналитические решения. Они могут послужить тестовыми задачами при отладке численных кодов.

Автором в [3, 4] решена задача изотермического течения в коаксиальных конических каналах с различным расположением граничных поверхностей, а в [5, 6] построена модель течения и теплообмена в конических зазорах при граничных условиях третьего рода. В данной работе исследуется теплообмен в коаксиальных конических каналах с граничными условиями первого рода для расплавов полимеров, которые в пределах изменения параметров переработки ведут себя как ньютоновские жидкости [7]. В работе [5] показано, что для практически интересных расходов жидкости и размеров канала [3, 4] числа Рейнольдса $Re \ll 1$, Нема-Гриффита $Gn \ll 1$, Пекле $Pe > 100$. Данные оценки позволяют рассматривать течение расплава как ползущее течение [8], а в уравнении теплопереноса не учитывать теплоту диссипации и пренебречь изменением кондуктивного теплового потока вдоль течения по сравнению с изменением конвективного теплового потока и в итоге записать систему уравнений аксиально-симметричного конвективного теплообмена в биконической системе координат (рис. 1), определяемых преобразованием [9]:

$$z' = R \cos \alpha + X \sin \alpha, \quad (1)$$

$$y' = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \sin \varphi, \quad (2)$$

$$x' = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \cos \varphi \quad (3)$$

в виде

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\sigma \frac{\partial v}{\partial \chi} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \frac{\cos(\alpha) \sin(\alpha)}{\sigma^2} v, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} (\sigma v) = 0, \quad (6)$$

$$Pe_0 v \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right), \quad (7)$$

где $\xi = R/h$; $\chi = X/h$; $v = V/V_0$; $V_0 = Q/(\pi h(2R_0 \sin \alpha - h \cos \alpha))$; $\Pi = (P - P_0)h/\gamma V_0$; $\sigma = \xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha$; $Pe_0 = V_0 h/a$, $\Theta = (T - T_0)/(T_1 - T_0)$; T_1 — температура поверхности канала, образованной внешним конусом.

Граничные и краевые условия запишутся в виде

$$v = 0, \quad \chi = 0, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1; \quad (8)$$

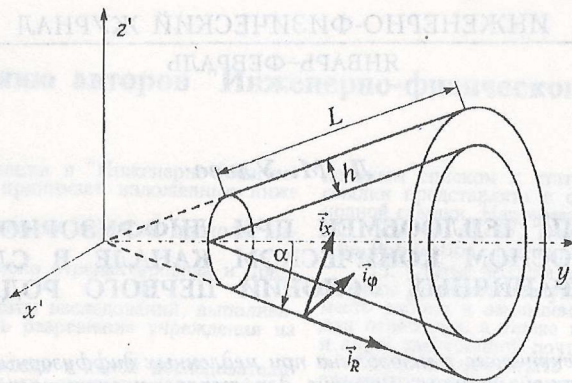


Рис. 1. Геометрия конического затора постоянной ширины

$$v = 0, \quad \chi = 1, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1; \quad (9)$$

$$\Pi = 0, \quad 0 \leq \chi \leq 1, \quad \xi = \xi_0; \quad (10)$$

$$\Theta = 0, \quad 0 \leq \chi \leq 1, \quad \xi = \xi_0; \quad (11)$$

$$\Theta = 1, \quad \chi = 0, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1; \quad (12)$$

$$\Theta = \Theta_2, \quad \chi = 1, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1. \quad (13)$$

Для практически важных случаев, когда $\xi \operatorname{tg} \alpha \gg 1$, решение системы уравнений (4)–(6), (8)–(11) в принятых обозначениях имеет вид [3]

$$v = \frac{6(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi), \quad (14)$$

$$\Pi = -\frac{6(\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)}{\sin \alpha} \ln \frac{1 - 2\xi \operatorname{tg} \alpha}{1 - 2\xi_0 \operatorname{tg} \alpha}, \quad (15)$$

и тогда уравнение (7) запишем как

$$\frac{6Pe_0(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \chi^2}. \quad (16)$$

Решение задачи (16), (12), (13) получаем методом разложения по собственным функциям соответствующей задачи Штурма–Лиувилля

$$\begin{aligned} \Theta(\xi, \chi) = & 1 - (1 - \Theta_2)\chi + \frac{1 + \Theta_2}{2} \sum_{n=0}^{\infty} A_{1n} E_{1n} {}_1F_1\left(\frac{1 - \mu_{1n}}{4}, \frac{1}{2}; \mu_{1n}(2\chi - 1)^2\right) + \\ & + \frac{1 + \Theta_2}{2} \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} E_{2n} \sqrt{\mu_{2n}} (2\chi - 1) {}_1F_1\left(\frac{3 - \mu_{2n}}{4}, \frac{3}{2}; \mu_{2n}(2\chi - 1)^2\right), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$E_{in}(\xi, \chi) = \exp\left\{\frac{8\mu_{in}^2(\xi - \xi_0)[\cos \alpha - (\xi + \xi_0)\sin \alpha]}{3Pe} - \frac{\mu_{in}(2\chi - 1)^2}{2}\right\}, \quad i = (1, 2);$$

$$A_{1n} = -\frac{\int_0^1 (1-t^2) \Psi_{1n}(t) dt}{\|\Psi_{1n}\|^2}; \quad A_{2n} = -\frac{\int_0^1 t(1-t^2) \Psi_{2n}(t) dt}{\|\Psi_{2n}\|^2};$$

$$\begin{aligned} \Psi_{1n} = & \exp\left(-\frac{\mu_{1n}t^2}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1 - \mu_{1n}}{4}, \frac{1}{2}; \mu_{1n}t^2\right) \text{ и } \Psi_{2n} = \sqrt{\mu_{2n}} \times \\ & \times \exp\left(-\frac{\mu_{2n}t^2}{2}\right) t {}_1F_1\left(\frac{3 - \mu_{2n}}{4}, \frac{3}{2}; \mu_{2n}t^2\right) \end{aligned}$$

– собственные функции оператора Штурма–Лиувилля, соответствующего задаче (16), (12), (13); μ_{1n} и

μ_{2n} – корни уравнений ${}_1F_1\left(\frac{1 - \mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0$ и ${}_1F_1\left(\frac{3 - \mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) = 0$ соответственно; $\|\Psi_{in}\|^2 = \int_{-1}^1 (1-t^2) \Psi_{in}^2 dt$

квадрат нормы собственных функций; ${}_1F_1(\alpha, \gamma; x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция. Кроме того, здесь введено обозначение $Pe = \frac{Q}{\pi a h}$, и тогда $Pe_0 = \frac{Pe}{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}$.

Заметим, что значение μ_n можно с приемлемой для расчетов точностью вычислить, используя соотношение [10] $\mu_{1n} = 4n + 5/3$, и, как показывают расчеты, выполняется соотношение $\mu_{2n} \approx \mu_{1n} + 2$.

Используя (17), мы можем вычислить среднемассовую температуру потока

$$\bar{\Theta} = \frac{\int_0^1 v \Theta(\xi, \chi) (\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) d\chi}{\bar{v} \pi (2\xi \sin \alpha - \cos \alpha)} = \frac{12}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} \int_0^1 (\chi^2 - \chi) \Theta(\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) d\chi, \quad (18)$$

где

$$\bar{v} = \frac{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}{2\xi \sin \alpha - \cos \alpha} \quad (19)$$

– средняя безразмерная скорость.

Определим местные безразмерные коэффициенты теплоотдачи Nu_i , относя коэффициенты теплоотдачи к разности между средней массовой температурой жидкости и температурой стенки:

$$Nu_i = \frac{\alpha_i h}{\lambda} = (-1)^{i-1} \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=i-1} \frac{1}{\bar{\Theta} - \Theta_{i-1}}. \quad (20)$$

При исследовании теплопередачи будем рассматривать три характерных случая задания температур на границах: первый, когда температуры на границах равны, т. е. $\Theta_1 = \Theta_2 = 1$; второй, когда безразмерные температуры равны по абсолютной величине и противоположны по знаку, т. е. $\Theta_1 = -\Theta_2 = 1$, и третий, когда Θ_2 принимает произвольные значения.

Выполняя дифференцирование в (20), получаем

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=i-1} = (1 - \Theta_2) (S_2 - 1) + (-1)^i (1 + \Theta_2) S_1, \quad (21)$$

где

$$S_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_{1n} \mu_{1n} E_{1n}(\xi, 0) (1 - \mu_{1n}) {}_1F_1\left(\frac{5 - \mu_{1n}}{4}, \frac{3}{2}; \mu_{1n}\right);$$

$$S_2 = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} \sqrt{\mu_{2n}} E_{2n}(\xi, 0) \frac{\mu_{2n} (3 - \mu_{2n})}{3} {}_1F_1\left(\frac{7 - \mu_{2n}}{4}, \frac{5}{2}; \mu_{2n}\right);$$

$$E_{1n}(\xi, 0) = \exp\left\{\frac{8\mu_{1n}^2 (\xi - \xi_0) [\cos \alpha - (\xi + \xi_0) \sin \alpha]}{3Pe} - \frac{\mu_{1n}}{2}\right\}.$$

Из (21) следует, что при $\Theta_1 = \Theta_2$ $Nu_2 = Nu_1$, а при $\Theta_1 = -\Theta_2$ $Nu_2 = -Nu_1$.

Рассмотрим особенности теплообмена в канале с размерами $\xi_0 = 40$ и безразмерной длиной образующей $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_0 = L/h = 60$.

При четных граничных условиях ($\Theta_1 = \Theta_2 = 1$) температура жидкости вблизи стенок изменяется практически одинаково (рис. 2). Для значений числа Пекле $Pe < 10^4$ тепловой пограничный слой на близком расстоянии от входа распространяется практически на всё поперечное сечение потока, числа Нуссельта быстро уменьшаются вдоль потока, достигая своего предельного значения $Nu_{\infty} = 3.77035$ (рис. 3), что совпадает со значением Nu_{∞} для плоского канала – 3.77035 [11]. При больших значениях числа Пекле $Pe > 10^4$ температура жидкости за время ее пребывания в канале не успевает равномерно распределиться по поперечному сечению потока, и числа Нуссельта не достигают своих предельных значений.

Увеличение угла раскрытия канала α приводит к уменьшению средней скорости жидкости (19) при равных Pe и ξ_0 и к увеличению поверхности теплообмена, вследствие чего температура жидкости выравнивается быстрее и предельные значения чисел Nu достигаются на меньшем расстоянии (рис. 3).

Статистическая обработка численных экспериментов позволила получить выражение для определения длины начального теплового участка, т. е. участка, начиная с которого числа Нуссельта в рассматриваемом случае изменяются меньше, чем на 1%:

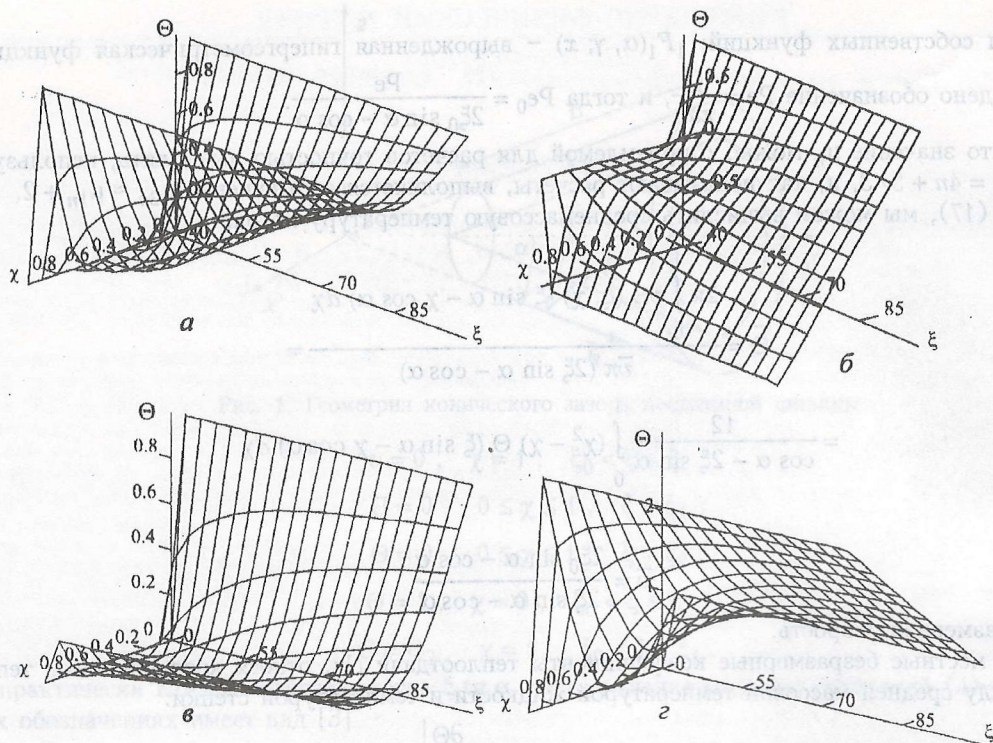


Рис. 2. Распределение безразмерной температуры в канале с безразмерными параметрами $\xi_0 = 40$, $\xi_1 = 100$: а - для угла раскрытия $\alpha = 15^\circ$, числа Пекле $Pe = 10^4$ и температур на границах канала $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = 1$; б - для $\alpha = 90^\circ$, $Pe = 7 \cdot 10^4$ и $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = -1$; в - $\alpha = 15^\circ$, $Pe = 2 \cdot 10^4$ и $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = 0.2$; г - $\alpha = 90^\circ$, $Pe = 10^4$ и $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = 3$

$$l_{н.т} = (\xi_{н.т} - \xi_0) h = 0.01 h \sqrt{\xi_0} \left(-3Pe^{-0.054} + 1.6 \cdot 10^{-1} \frac{Pe^{0.95}}{\sin \alpha} - 4 \cdot 10^{-9} \frac{Pe^{1.94}}{\sin^2 \alpha} \right). \quad (22)$$

С помощью (22) можно с приемлемой точностью вычислить $l_{н.т}$ в следующих пределах изменения параметров задачи: $3 \leq \xi_0 \leq 500$; $100 \leq Pe \leq 10^6$; $3^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.

При течении с нечетными граничными условиями ($\Theta_1 = -\Theta_2 = 1$) изменение температуры у стенок канала имеет противоположный характер, и на некотором расстоянии от входа зависимость безразмерной температуры от χ становится практически линейной (рис. 2), изменяясь с 1 до -1 . Но вследствие различия радиусов кривизны внешней и внутренней стенок канала средняя температура жидкости отличается от 0 и носит немонотонный характер изменения вдоль течения (рис. 3).

Это связано с тем, что вблизи входа в канал радиусы кривизны граничных поверхностей имеют наибольшее различие и жидкости, "нагретой" вблизи внешней поверхности, протекает несколько больше, чем "охлажденной" вблизи внутренней поверхности канала. Далее вдоль течения различие в кривизне поверхностей уменьшается, и среднемассовая температура будет асимптотически стремиться к 0.

Вблизи входа, на некотором интервале развития поля температуры, наблюдаются наибольшие абсолютные значения чисел Нуссельта, но по мере установления распределения температуры числа Nu_1 и Nu_2 асимптотически стремятся к своим предельным значениям $Nu_{1\infty} = -2$ и $Nu_{2\infty} = 2$. Увеличение числа Pe характеризует повышение влияния конвективного теплопереноса, что приводит к возрастанию длины начального теплового участка (рис. 3).

Проведенные расчеты показали, что $l_{н.т.}$ в 2-3 раза больше при нечетных граничных условиях, чем при четных.

Увеличение угла раскрытия канала α при постоянных ξ_0 и Pe , так же как и в ранее рассмотренном случае теплообмена, приводит к уменьшению длины начального теплового участка. Среднемассовая температура при этом снижается (рис. 3) вследствие уменьшения различия в радиусах кривизны образующих канал поверхностей, а при $\alpha = 90^\circ$ (радиальное течение между параллельными пластинами) становится равной 0.

В случае теплообмена с произвольно заданными температурами на границах канала основные закономерности установления температуры в канале согласуются с ранее рассмотренными, но существуют особенности при определении тепловых потоков на границах канала.

Поскольку безразмерная среднемассовая температура потока на некотором расстоянии от входа ξ' достигает температуры одной из стенок канала (рис. 4), число Нуссельта, определенное традиционным способом (20), на этой стенке терпит разрыв (рис. 4), в то же время в распределении температуры не наблюдается экстремальных особенностей (см. рис. 2), поэтому выражение (20) в данном случае нельзя

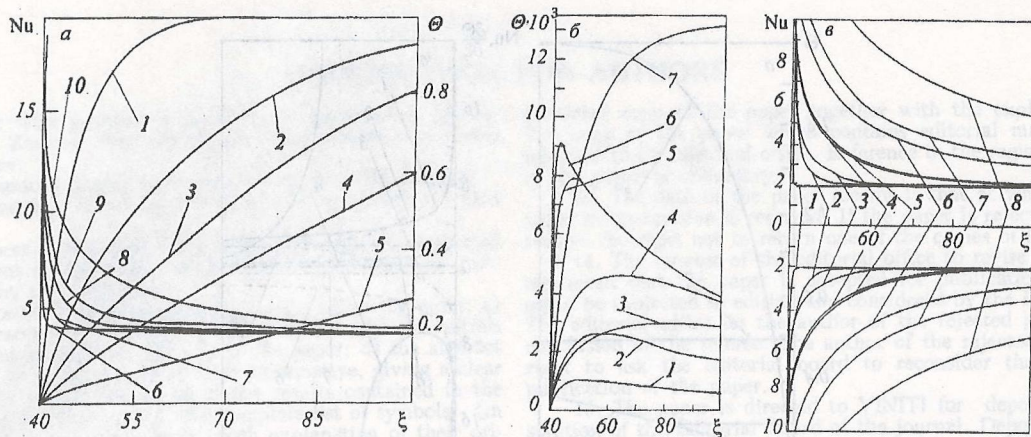


Рис. 3. Зависимость чисел Нуссельта и безразмерной среднемассовой температуры жидкости от продольной координаты: *a* - для течения в канале с температурами на границах $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = 1$ и углом раскрытия $\alpha = 15^\circ$ (1-5 - среднемассовые температуры; 6-10 - числа Нуссельта; 1, 6 - для $Re = 10^3$; 2, 7 - $2 \cdot 10^3$; 3, 8 - 10^4 ; 4, 9 - $7 \cdot 10^4$); *b* - среднемассовая температура при тчении с безразмерными температурами на границах $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = -1$ (1 - для $Re = 2 \cdot 10^4$ и $\alpha = 60^\circ$; 2 - $2 \cdot 10^4$ и 15° ; 3 - $7 \cdot 10^4$ и 15° ; 4 - $2 \cdot 10^4$ и 15° ; 5 - $2 \cdot 10^3$ и 15° ; 6 - $2 \cdot 10^2$ и 15° ; 7 - $2 \cdot 10^4$ и 3°); *c* - течение в канале с безразмерными температурами на границах $\Theta_1 = 1$, $\Theta_2 = -1$ (Nu_1 - положительные значения и Nu_2 - отрицательные) (1 - для $Re = 2 \cdot 10^2$ и $\alpha = 15^\circ$; 2 - $2 \cdot 10^3$ и 15° ; 3 - $2 \cdot 10^4$ и 60° ; 4 - $7 \cdot 10^4$ и 90° ; 5 - $2 \cdot 10^4$ и 15° ; 6 - $7 \cdot 10^4$ и 15° ; 7 - $2 \cdot 10^4$ и 3° ; 8 - $7 \cdot 10^4$ и 3°)

использовать для определения тепловых потоков на границах канала. Если в определении (20) производную на границе относить к разности безразмерной среднемассовой температуры и большей из безразмерных температур на границах, одно из определений лишится физического смысла.

Если найдем коэффициенты теплоотдачи на границе канала как отношение теплового потока на стенке к масштабу обезразмеривания температуры, то безразмерный тепловой поток будет определяться как

$$Nu^* = - \left. \frac{\partial \Theta}{\partial n} \right|_{n=0}, \quad (23)$$

где n - нормаль, направленная в сторону жидкости, и тогда получим сравнимые выражения, определяющие безразмерные тепловые потоки на границах:

$$Nu_i^* = (-1)^i \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=i-1}. \quad (24)$$

Понятно, что выражения (24) достигают своих предельных значений только при установлении практически линейного профиля температуры (рис. 3, 4), и это справедливо для всех рассмотренных случаев.

Заметим, что тепловой поток на границе с меньшей безразмерной температурой (если они одинакового знака) изменяет свое направление на некотором расстоянии от входа (рис. 2, 3, 4), и это расстояние, как правило, не совпадает с расстоянием, на котором безразмерная среднемассовая температура достигает значения безразмерной температуры на этой границе.

Выражения (24), по-видимому, являются наиболее подходящими для исследования конвективного теплообмена в каналах, поперечным сечением которых являются многосвязные области с различными температурами на границах.

В заключение отметим, что функциональные ряды в (17) равномерно сходятся для $\xi > \xi_0$ при параметрах задачи, удовлетворяющих принятым ограничениям [12]. Анализ выражений (17), (21) и численное суммирование показывают, что при определении собственных значений μ_{in} и вычислении вырожденных гипергеометрических функций с относительной погрешностью, равной 10^{-16} , члены функциональных последовательностей частичных сумм указанных рядов, начиная с номера $n \approx \text{INT} \left[\frac{\sqrt{Pe}}{(\xi - \xi_0)^2} \right]$, отличаются друг от друга не более чем на 0.01%. С этой относительной погрешностью и вычислялись суммы рядов в (17) и (21). Точность расчета может быть проверена с помощью закона сохранения энергии

$$c\rho Q (\Delta \bar{T} - T_0) = 2\pi \int_{R_0}^{R_1} [(q_1 - q_2) R \sin \alpha + h q_2 \cos \alpha] dR, \quad (25)$$

где q_1 и q_2 - тепловые потоки на границах канала $\chi = 0$ и $\chi = 1$ соответственно. В безразмерном виде (25) запишем как

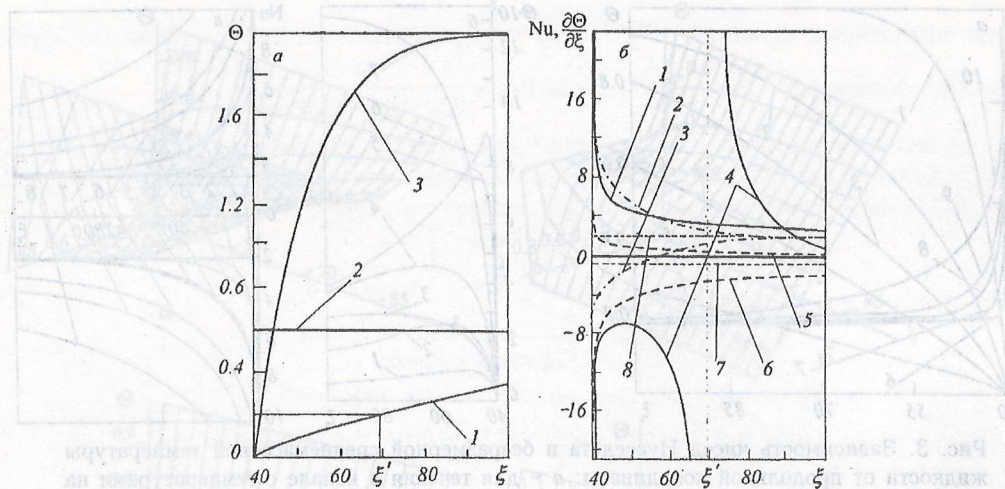


Рис. 4. Зависимости от продольной координаты: *a* – безразмерной среднemasовой температуры (1 – для течения в канале с углом раскрытия $\alpha = 15^\circ$, числом Пекле $Pe = 2 \cdot 10^4$ и граничными температурами $\Theta_1 = 1, \Theta_2 = 0.2$; 2 – для установившегося теплообмена при тении с параметрами $\alpha = 15^\circ, Pe = 2 \cdot 10^4, \Theta_1 = 1, \Theta_2 = 0.2$; 3 – для течения с параметрами $\alpha = 90^\circ, Pe = 10^4, \Theta_1 = 1, \Theta_2 = 3$); *b* – чисел Нуссельта (1, 4) и производных на границах $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$ (2, 3, 5–8) (1 – Nu_1 и 4 – Nu_2 для течения в канале с углом раскрытия $\alpha = 15^\circ$, числом $Pe = 2 \cdot 10^4$ и $\Theta_1 = 1, \Theta_2 = 0.2$; 2 – $\frac{\partial \Theta}{\partial \chi}|_{\chi=0}$ и 3 – $\frac{\partial \Theta}{\partial \chi}|_{\chi=1}$ при параметрах $\alpha = 90^\circ, Pe = 10^4$ и $\Theta_1 = 1, \Theta_2 = 3$; 5 – $\frac{\partial \Theta}{\partial \chi}|_{\chi=0}$ и 6 – $\frac{\partial \Theta}{\partial \chi}|_{\chi=1}$ при параметрах $\alpha = 15^\circ, Pe = 2 \cdot 10^4$ и $\Theta_1 = 1, \Theta_2 = 0.2$; 7, 8 – предельные значения производных)

$$Pe \bar{\Theta} = 2 \left\{ \int_{\xi_0}^{\xi} \xi \left[\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} - \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=0} \right] \sin \alpha - \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} \cos \alpha \right] d\xi \right\}. \quad (26)$$

Расчеты показывают, что правая и левая части (26) совпадают с точностью, с которой выполняются вычисления.

Обозначения

a – коэффициент температуропроводности, m^2/c ; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); h – ширина канала, м; i_R, i_X, i_ϕ – орты в биконической системе координат; INT – функция выделения целой части числа; L – длина конической части канала, м; P, P_0 – давление текущее и на входе, Па; Q – объемный расход, m^3/c ; R – координата радиальная, м; T – температура, К; V, V_0 – скорость текущая и на входе в канал, м/с; x', y', z' – декартовы координаты, м; α – половина угла раскрытия конуса, рад; γ – динамический коэффициент вязкости, Па·с; λ – теплопроводность жидкости, Вт/(м·К); μ – собственные значения задачи Штурма–Лиувилля; ρ – плотность, kg/m^3 ; X – поперечная биконическая координата, м; $Gn = \frac{\gamma V_0^2}{\lambda \Delta T_{rheol}}$ – число Нема–Гриффита; $Re_0 = \frac{V_0 h c \rho}{\lambda}$ – число Пекле на входе в канал; $Re = \frac{h V_0 \rho}{\gamma}$ – число Рейнольдса. Индексы: $i = 1, 2$ (введен для сокращения записи); n – номер собственного значения и соответствующей ему собственной функции.

Литература

1. Каплун Я. Б., Ким В. С. Формующее оборудование экструдеров. М., 1969.
2. Joshi M. V. Dies for plastics extrusion. Delhi, 1984.
3. Ульев Л. М. // ИФЖ. 1998. Т. 71, № 6. С. 1092–1098.
4. Ульев Л. М. // Вестник ХГПУ. 1997. Вып. 7. Ч. 2. Механика. Машиностроение. С. 22–31.
5. Ульев Л. М. // ТОХТ. 2000. Т. 34, № 1. С. 16–24.
6. Ульев Л. М. // Информационные технологии: Наука, техника, технология, образование, здоровье: Сб. науч. тр. ХГПУ. Вып. 6. Ч. 3. Харьков, 1998. С. 509–513.
7. Пономаренко В. Г., Потебня Г. Ф., Ульев Л. М. и др. // ИФЖ. 1990. Т. 59, № 1. С. 158–159. Деп. в ВИНТИ 19.02.90, рег. № 982.
8. Тадмор З., Гогос К. Теоретические основы переработки полимеров. М., 1984.
9. Гольдин А. М., Карамзин В. А. Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. М., 1985.
10. Лыков А. В. Тепломассообмен. М., 1972.
11. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., 1967.
12. Ладыженская О. А. Краевые задачи математической физики. М., 1973.