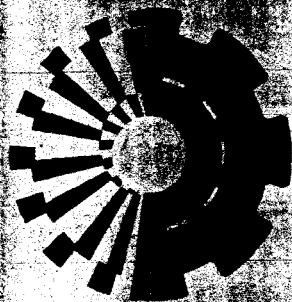


# ВЕСТНИК



Харьковского  
Государственного  
Политехнического  
Университета

---

ВЫПУСК 10.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ

# **Вестник**

**Харьковского  
государственного  
политехнического  
университета**

Выпуск 10

Основан в 1984 г.

Харьков 1998

*Л.М. Ульев, канд. техн. наук, Л.Л. Товажнянский, д-р техн. наук*

## **ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЭКВИДИСТАНТНЫМИ КОНИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ. ДИФFUЗОРНОЕ ТЕЧЕНИЕ**

Розглянута задача конвективного теплообміну при повільних дифузорних течіях у коаксіальних кільцевих конічних каналах. Рішення для теплових межових умов третього роду одержано методом розділення перемінних. Температурна залежність від координат надана у вигляді нескінченного ряду за функціями Уїттекора від поперечної координати, які помножені на експоненціальну залежність від поздовжньої. Наведено, що одержане рішення дозволяє обрати оптимальну конструкцію розподільної дільниці пристрою підводного гранулювання при екструзійному способі виробництва полімерів.

В большинстве конструкций формующего оборудования для производства и переработки полимеров экструзионным способом существует участок, где течение происходит между коническими поверхностями [1,2]. При этом существенную роль играют процессы теплообмена, которые в ряде случаев становятся лимитирующими [3]. Поэтому для выбора оптимальных технологических и конструктивных параметров оборудования и процесса экструзии необходимо предварительное исследование конвективного теплообмена в проточных элементах формующего оборудования и, в частности, в кольцевых коаксиальных конических каналах.

Совместное решение уравнений гидродинамики и теплообмена полимеров в таких каналах представляет большие трудности и может быть получено только численными методами. В [4] сделана математическая постановка задачи конвективного теплообмена степенной жидкости в кольцевом коническом канале кабельной головки. В [5] обсуждается численный метод для решения таких задач, а результаты решения также не приведены.

Но расплавы некоторых полимеров в пределах изменения параметров переработки ведут себя как ньютоновские жидкости [6], и, как показано одним из авторов в [7], для практически интересных расходов таких жидкостей  $Q \approx 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$ , их реофизических свойств  $\mu \sim 10^3 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ,  $\rho \sim 2500$

$\text{кг/м}^3$ ,  $\lambda \sim 0,2 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ ,  $\Delta T_{\text{гтеол}} \sim 6^\circ$ ,  $c \sim 2000 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$  и геометрических разме-

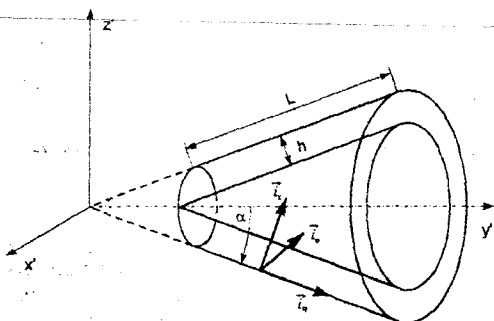


Рис. 1. Геометрия конического зазора постоянной ширины,  $L$  - длина конической части канала,  $m$ ;  $h$  - ширина зазора,  $m$ ;  $i_R, i_\phi, i_z$  - орты в биконической системе координат

конвективного теплового потока вдоль течения [8].

Приведенные оценки позволяют упростить систему уравнений конвективного теплообмена и для некоторых важных случаев течения получить аналитическое решение. Исследование такого решения позволяет не только отказаться от дорогостоящих натуральных экспериментов, но и от разработки не менее дорогих численных моделей.

Во многих практически важных случаях течение в конических зазорах можно рассматривать как течение в кольцевом конусном канале постоянной ширины [7]. Такое течение удобно рассматривать в биконических координатах, вершина которых совпадает с вершиной внешней конической поверхности (рис. 1), и определяемых преобразованием [9]

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

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

$$x = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \cos \phi. \quad (3)$$

Для сделанных выше оценок в [7] получена система гидродинамических уравнений, которую, используя безразмерные переменные  $\xi = R/h$ ,  $\chi = X/h$ ,  $V_0 = Q/\pi(2R_0 \sin \alpha - h \cos \alpha)$ ,  $v = V_R/V_0$ ,  $\Pi = (P - P_0)h/\mu V_0$ ,  $\sigma = \xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha$ , можно записать в виде

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

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

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

с граничными условиями прилипания и  $\Pi = 0$  на входе в канал.

Используя вычисленные в [7] коэффициенты Ламе, запишем уравнение теплообмена для диффузорного течения:

$$\text{Pe} \cdot v \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left( \sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right); \quad (7)$$

$$\text{где } \text{Pe} = \frac{V_0 h}{a}, \quad \Theta = \frac{T - T_c}{T_c}.$$

Оценка числа Бруна дает величину  $\text{Br} = \frac{\lambda}{\lambda_c} \frac{\Delta H}{x} \text{Pr}^{0.33} \text{Re}_R^{0.5} \leq 0,01$  на большей

части канала, т.е. с хорошей степенью приближения на границах канала можно использовать граничные условия 3-го рода [10]:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} = \text{Bi}_1 (\Theta - \Theta_1); \quad \chi = 0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} = -\text{Bi}_2 (\Theta - \Theta_2); \quad \chi = 1, \quad (9)$$

где  $\text{Bi} = \frac{K h}{\lambda}$  - число Био,  $K'$  - местный коэффициент теплопередачи [8], и условие на входе в канал:

$$\Theta = 0, \quad \xi = \xi_0. \quad (10)$$

Для обезразмеривания уравнения теплообмена выбрана разность температур  $\Delta T = T_0 - 0 = T_0$ , чтобы не было ограничений на выбор температур окружающей среды на несвязанных границах.

Для практически важных случаев, когда  $\xi \text{tg} \alpha \gg \chi$ , в [7] получено решение задачи (4)-(6), которое в выбранных переменных запишется:

$$v = \frac{6(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi), \quad (11)$$

$$\Pi = -\frac{6(\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)}{\sin \alpha} \ln \frac{1 - 2\xi \text{tg} \alpha}{1 - 2\xi_0 \text{tg} \alpha}. \quad (12)$$

Уравнение (7) в данном приближении примет вид:

$$\frac{6\text{Pe}(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \chi^2}, \quad (13)$$

которое вместе с (8,9) описывает распределение температур в канале.

Для решения задачи (13), (8)-(10) методом разделения переменных заменим зависимую переменную  $\Theta$  на  $\Phi$ , определяемую преобразованием:

$$\Theta(\xi, \chi) = \Phi(\xi, \chi) + \frac{\text{Bi}_1 \text{Bi}_2 (\Theta_2 - \Theta_1)}{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) + \text{Bi}_2} \chi + \frac{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) \Theta_1 + \text{Bi}_2 \Theta_2}{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) + \text{Bi}_2}, \quad (14)$$

функция  $\Phi$  удовлетворяет уравнению (13) и преобразует неоднородные граничные условия (8), (9) в однородные:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \chi} = \text{Bi}_1 \Phi; \quad \chi = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \chi} = -\text{Bi}_2 \Phi; \quad \chi = 1, \quad (16)$$

а условие на входе в канал преобразуется к виду:

$$\Phi_0(\chi) = \frac{\text{Bi}_1 \text{Bi}_2 (\Theta_2 - \Theta_1)}{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) + \text{Bi}_2} \chi - \frac{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) \Theta_1 + \text{Bi}_2 \Theta_2}{\text{Bi}_1 (\text{Bi}_2 + 1) + \text{Bi}_2} = \Phi(\xi_0, \chi), \quad \xi = \xi_0, \quad 0 \leq \chi \leq 1. \quad (17)$$

Далее, представляя функцию  $\Phi$  произведением  $\Phi(\xi, \chi) = Y(\xi) \cdot \Psi(\chi)$ , из (13) получим:

$$6\text{Pe} \frac{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} \frac{dY}{d\xi} = \beta^2 d\xi, \quad (18)$$

$$\Psi'' - \beta^2 (\chi^2 - \chi) \Psi = 0, \quad (19)$$

где  $\beta^2$  — постоянная разделения, положительная величина вследствие того, что по условию задачи температура в канале должна быть конечной величиной при любых  $\xi$ .

Решение (18) есть:

$$Y = A \exp \left[ - \frac{\beta^2 (\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha)^2}{24 \text{Pe} \sin \alpha (2\xi_0 - \cos \alpha)} \right]. \quad (20)$$

Делая замену переменных  $t = 2\chi - 1$ ,  $\beta = 4\mu$ , перепишем уравнения (19) и граничные условия, которым должно удовлетворять его решение в виде, необходимом для дальнейшего исследования:

$$\Psi'' + \mu^2 (1 - t^2) \Psi = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \text{Bi}_1 \Psi; \quad t = -1, \quad (22)$$

$$3) \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{2} \text{Bi}_2 \Psi; \quad t = 1. \quad (23)$$

Уравнение (21) с помощью замены переменных  $y = \mu t^2$ ,  $\Psi = \varphi \mu^{-1/4} t^{-1/2}$  приводится к виду:

$$4) \varphi'' + \left( -\frac{1}{4} + \frac{\mu}{4y} + \frac{3}{16y^2} \right) \varphi = 0, \quad (24)$$

которое является частным случаем уравнения Уиттекера [11]

$$5) \varphi'' + \left( -\frac{1}{4} + \frac{k}{y} + \frac{\frac{1}{4} - m^2}{y^2} \right) \varphi = 0, \quad (25)$$

с параметрами:  $k = \mu/4$  и  $m = 1/4$ .

6) Решением (25) являются линейно-независимые функции Уиттекера  $M_{k,m}(y)$  и  $M_{k,-m}(y)$  [11], и тогда общее решение уравнения (24) запишется:

$$7) \varphi = C_1 e^{-\frac{y}{2}} y^{\frac{3}{4}} {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; y\right) + C_2 e^{-\frac{y}{2}} y^{\frac{1}{4}} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; y\right), \quad (26)$$

где  ${}_1F_1(\alpha, \gamma; x)$  - вырожденная гипергеометрическая функция;  $C_1, C_2$  - произвольные постоянные.

Откуда решение уравнения (21) примет вид:

$$8) \Psi(t) = C_1 \sqrt{\mu} e^{-\frac{\mu^2}{2} t} {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu t^2\right) + C_2 e^{-\frac{\mu^2}{2} t} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu t^2\right). \quad (27)$$

9) Подставляя (26) в граничные условия (22), (23), получим выражение для определения собственных значений краевой задачи (21)-(23):

$$10) \sqrt{\mu} (D_1 \cdot D_2 + D_3 \cdot D_4) = 0, \quad (28)$$

$$\text{где } D_1 = \left( \frac{\text{Bi}_2}{2} + 1 - \mu \right) {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + \frac{1}{3} \mu (3-\mu) {}_1F_1\left(\frac{7-\mu}{4}, \frac{5}{2}; \mu\right);$$

$$11) D_2 = \left( \frac{\text{Bi}_1}{2} - \mu \right) {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) + \mu (1-\mu) {}_1F_1\left(\frac{5-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right);$$

$$12) D_3 = \left( \frac{\text{Bi}_1}{2} + 1 - \mu \right) {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + \frac{1}{3} \mu (3-\mu) {}_1F_1\left(\frac{7-\mu}{4}, \frac{5}{2}; \mu\right);$$

$$13) D_4 = \left( \frac{\text{Bi}_{21}}{2} - \mu \right) {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) + \mu (1-\mu) {}_1F_1\left(\frac{5-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right).$$

22)

Определяя собственные значения  $\mu_n$  как корни уравнения (28), получим систему собственных функций задачи:

$$\Psi_n = \sqrt{\mu_n} t e^{\frac{\mu_n t^2}{2}} {}_1F_1\left(\frac{3-\mu_n}{4}, \frac{3}{2}; \mu_n t^2\right) + B_n e^{-\frac{\mu_n t^2}{2}} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu_n}{4}, \frac{1}{2}; \mu_n t^2\right), \quad (29)$$

где  $B_n = \frac{\sqrt{\mu_n} D_3(\mu_n)}{D_2(\mu_n)}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$ .

Используя (21) и условия (22), (23), можно показать, что система собственных функций  $\Psi_n$  ортогональна с весом  $(1-t^2)$  на отрезке  $[-1, 1]$ .

Решение задачи (13), (15), (16) будет являться суммой всех частных решений и, учитывая, что  $t=2\chi-1$ , запишем его в виде:

$$\Phi(\xi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{\frac{2\mu_n^2(\cos\alpha - 2\xi\sin\alpha)}{3\text{Pe}\sin\alpha(2\xi_0\sin\alpha - \cos\alpha)}} \Psi_n. \quad (30)$$

Значения коэффициентов  $A_n$  определим, используя свойство ортогональности собственных функций и условие (17). Полагая  $\xi = \xi_0$ , получим:

$$\Phi_0(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{\frac{2\mu_n^2(\cos\alpha - 2\xi_0\sin\alpha)}{3\text{Pe}\sin\alpha(2\xi_0\sin\alpha - \cos\alpha)}} \Psi_n, \quad (31)$$

умножая обе части (31) на  $(1-t^2)\Psi_n$  и интегрируя в пределах  $-1, 1$ , получим:

$$A_n = e^{\frac{2\mu_n^2(\cos\alpha - 2\xi_0\sin\alpha)^2}{3\text{Pe}\sin\alpha(2\xi_0\sin\alpha - \cos\alpha)}} \frac{\int_{-1}^1 \Phi_0(t)(1-t^2)\Psi_n(t) dt}{\|\Psi_n\|} = e^{\frac{2\mu_n^2(\cos\alpha - 2\xi_0\sin\alpha)^2}{3\text{Pe}\sin\alpha(2\xi_0\sin\alpha - \cos\alpha)}} A'_n, \quad (32)$$

где  $\|\Psi_n\| = \int_{-1}^1 (1-t^2)\Psi_n^2 dt$  - норма собственных функций.

Переходя к переменным  $(\xi, \chi)$ , запишем решение задачи (13), (8), (9):

$$\Theta(\xi, \chi) = \Phi(\xi_0, \chi) + \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} A'_n e^{\left\{ \frac{8\mu_n^2(\xi - \xi_0)\cos\alpha - (\xi + \xi_0)\sin\alpha}{3\text{Pe}(2\xi_0\sin\alpha - \cos\alpha)} \frac{\mu_n(2\chi-1)^2}{2} \right\}} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \sqrt{\mu_n}(2\chi-1) {}_1F_1\left[\frac{3-\mu_n}{4}, \frac{3}{2}; \mu_n(2\chi-1)^2\right] + B_n {}_1F_1\left[\frac{1-\mu_n}{4}, \frac{1}{2}; \mu_n(2\chi-1)^2\right] \right\} \right\}. \quad (33)$$

Полученное решение позволяет исследовать теплообмен расплава в канале в зависимости от параметров задачи. Сначала рассмотрим симметрич-



ное охлаждение при условиях  $Pe \approx 1300$ ;  $Bi_1=Bi_2=20$ ,  $\Theta(\xi_0, \chi) = 0$ ,  $\Theta_1 = \Theta_2 = -0,5$ ,  $\xi_0 = 12,9$ ,  $\xi_1 = 32,9$  и  $\alpha = 15^\circ$ .

Вблизи входа в канал жидкость интенсивно охлаждается на периферии течения, а в центральной части течения вследствие низкой теплопроводности температура практически не изменяется (рис. 2). При дальнейшем течении средняя скорость жидкости  $v = (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha) / (2\xi \sin \alpha - \cos \alpha)$  уменьшается, что приводит к охлаждению большего объема жидкости вдали от стенки. Тепловые потоки  $q_1 = -Bi_1(\Theta - \Theta_1)$  и  $q_2 = Bi_2(\Theta - \Theta_2)$  на границах быстро

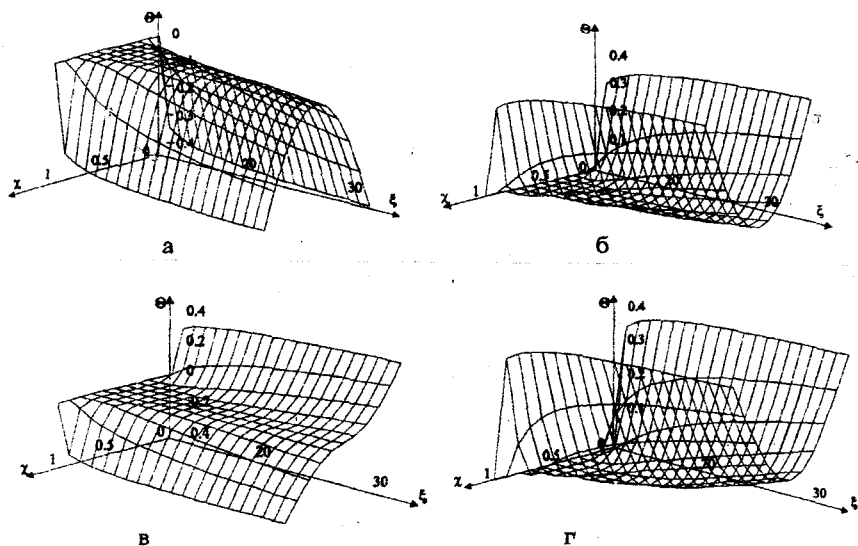


Рис.2. Распределение безразмерной температуры в канале для течения при  $Pe \approx 1300$ ,  $Bi_1 = Bi_2 = 20$ ,  $\Theta(\xi_0, \chi) = 0$ ,  $\xi_0 = 12,9$ ,  $\xi_1 = 32,9$ :

а - для температур окружающей среды  $\Theta_1 = \Theta_2 = -0,5$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ; б-  $\Theta_1 = \Theta_2 = 0,5$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ; в-  $\Theta_1 = 0,5$ ,  $\Theta_2 = -0,5$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ; г -  $\Theta_1 = \Theta_2 = 0,5$ ,  $\alpha = 40^\circ$ ,  $Pe \approx 470$ .

уменьшаются по абсолютной величине вследствие снижения температуры жидкости у стенок, оставаясь при этом симметричными (рис. 2.).

При симметричном нагреве наблюдается такая же картина, только с той разницей, что жидкость не охлаждается, а нагревается. Среднемассовая температура жидкости (34) в обоих

$$\Theta = \frac{12}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} \int_0^1 (\chi^2 - \chi) \Theta(\chi, \xi) (\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) d\chi. \quad (34)$$

рассмотренных случаях изменяется почти линейно приблизительно на 10%. В случае несимметричного теплообмена (рис. 2в) тепловые потоки на стенках практически равны (рис. 3), средняя температура не изменяется.

При увеличении угла конусности поверхностей, образующих канал, средняя скорость при том же расходе уменьшается за счет увеличения попе-

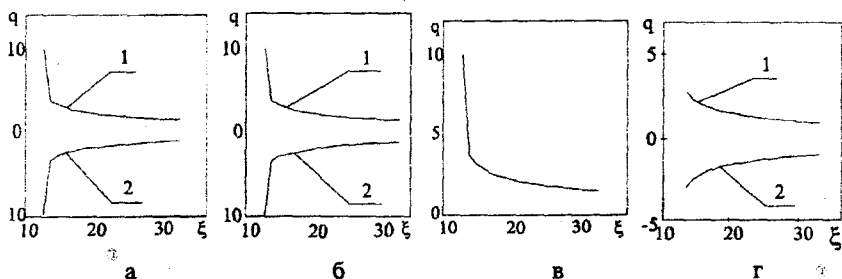


Рис. 3. Распределение безразмерных тепловых потоков вдоль границ канала (основные параметры течений те же, что и на рис. 2):

а 1- тепловой поток  $q_2$ , 2-  $q_1$ ; б 1-  $q_1$ , 2-  $q_2$ ; в- тепловые потоки равны; г 1-  $q_1$ , 2-  $q_2$ .

речного сечения канала, число  $Re$  также уменьшается. Уменьшение скорости приводит к увеличению времени пребывания жидкости в канале и, соответственно, более значительному ее прогреванию (рис. 2). Средняя температура жидкости увеличивается в этом случае на  $\sim 20\%$ , хотя на большей части канала тепловые потоки несколько меньше, чем при  $\alpha = 15^\circ$ .

Предложенное решение позволяет выбрать оптимальную конструкцию конического распределительного участка устройства подводного гранулирования, которая, например, должна обеспечить наименьшее изменение температуры в канале. Рассмотрим два случая теплообмена. Первый, когда отсутствует теплоизоляция канала от воды, омывающей ножи гранулятора, и на внешней границе происходит естественный теплообмен. Оценка чисел Био дает значения: для внешней границы  $Bi_1 = 20$  и для внутренней  $Bi_2 = 40$ . Температура воздуха принимается равной  $T_1 = 293$  К, температура воды  $T_2 = 280$  К. Расход расплава равен  $Q \approx 0,56 \times 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/с,  $\alpha = 15^\circ$ ,  $h = 0,03$  м,  $u_1$  и  $u_2$  - прежние. Второй случай, когда канал теплоизолирован от воды, уносящей гранулы,  $Bi_2 = 0,25$ , а на внешней границе происходит конвективный теплообмен с теплоносителем, температура которого  $T_1 = 463$  К, здесь  $Bi_1 = 40$ . Температура расплава на входе в обоих случаях равна  $T_0 = 463$  К.

Распределение температуры в первом случае (рис. 4 а) аналогично распределению, рассмотренному ранее (рис. 2 а), с той разницей, что со стороны воды охлаждение происходит интенсивней, тепловой поток  $q_2$  больше на всей длине канала (рис. 5 а).

Во втором случае на внешней границе тепловой поток практически отсутствует (рис. 5 б), т.к. тепловой слой, возникающий в результате теплообмена с водой, успевает распространиться лишь на треть ширины канала (рис. 4 б).

Средняя температура во втором случае также изменяется на величину меньшую 0,3% от начальной (рис. 6), а в первом на ~10%.

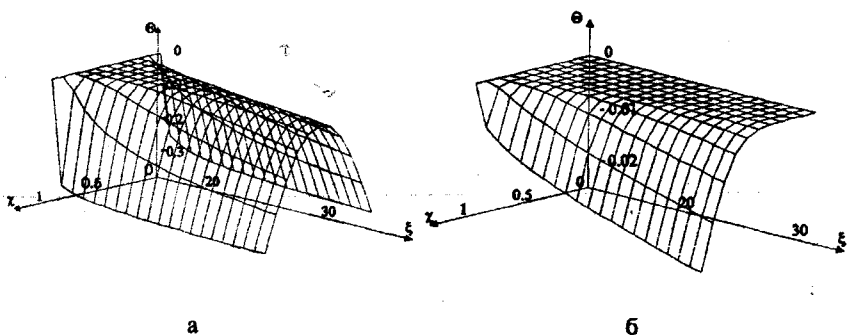


Рис. 4. Распределение безразмерных температур в распределительном канале устройства подводного гранулирования:  
а- первый случай; б- второй.

Приведенное решение используется для определения оптимальных конструктивных и технологических параметров при расчете и проектировании оборудования для производства и переработки полимеров.

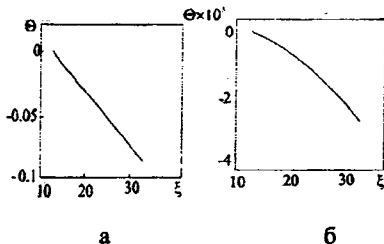
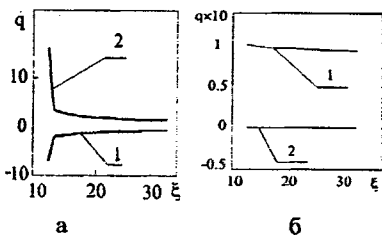


Рис. 5. Распределение безразмерных тепловых потоков вдоль течения:  
а- 1 для  $q_1$ , 2 для  $q_2$ ; б- 1 для  $q_1$ , 2 для  $q_2$ .

Рис. 6. Распределение средних безразмерных температур вдоль течения:  
а- для первого случая; б- для второго.

### Обозначения

$h$  - ширина канала, м;  $P, P_0$  - давление текущее и на входе, Па;  $Q$  - объёмный расход, м<sup>3</sup>/с;  $R$  - координата радиальная, м;  $T$  - температура, К;  $x, y, z$  - декартовы координаты, м;  $\alpha$  - половина угла раскрытия конуса, рад;  $\beta$  - постоянная разделения;  $\lambda_c$  - теплопроводность стенки, Вт/(м·К);  $\mu$  - вязкость, Па·с;

$X$  - поперечная биконическая координата, м;  $Gn = \frac{\mu V_0^2}{\lambda \Delta T_{\text{теол}}}$  - число Нема-

Гриффита,  $Pe = \frac{V_0 h \rho r}{\lambda}$  - число Пекле,  $Pr = \frac{\mu c}{\lambda}$  - число Прандтля,  $Re = \frac{h V_0 \rho}{\mu}$  - число Рейнольдса.

Список литературы: 1. *Тадмор З., Гогос К.* Теоретические основы переработки полимеров. - М.: Химия - 1984. - С. 632. 2. *Торнер Р.В., Акутин М.С.* Оборудование заводов по переработке пластмасс. М.: Химия. 1986. С. 400. 3. *Плаугарь И.Ю., Радченко Л.Б., Сенатов В.А.* Некоторые особенности расчёта процессов термообработки при переработке полимеров методом экструзии // Теплообмен. ММФ-96 - Минск, 1996 - Т. 6 - С. 47-52. 4. *Труфанова Н.М., Сырчиков И.А., Щербинин А.Ф.* Математическая модель процессов теплопереноса полимера в канале кабельной головки // Там же - С. 53-57. 5. *Румпель Х., Плихта К., Мейкель С., Кроль К.-И.* К вопросу о течении неньютоновских текучих сред // Успехи механики. - 1988. - Т. II. Выпуск 3. - С. 3-42. 6. *Пономаренко В.Г., Потемня Г.Ф., Ульев Л.М.* и др. Определение реологических свойств высоковязких жидкостей с помощью автоматического капиллярного вискозиметра // Инж.- физ. журн. - 1990. - Т. 59, № 1. - С. 158-159. 7. *Ульев Л.М.* Медленные течения в коаксиальных конических каналах // Вестник ХГПУ. - 1997. - Часть 2. Механика. Машиностроение. Выпуск 7. - С. 22-31. 8. *Петухов Б.С.* Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. - М.: Энергия, 1967. - С. 412. 9. *Гольдин А.М., Карамзин В.А.* Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. М.: Агропромиздат, 1985. - С. 264. 10. *Беляев Н.Н.* Основы теплопередачи. - К.: Вища школа, 1989. - С. 424. 11. *Кузнецов Д.С.* Специальные функции. - М.: Высшая школа, 1965. - С. 424.

Поступила в редколлегию 17.11.97