

025

Том 30, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 1996

ISSN 0040-3571

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Главный редактор
А.М. Кутепов

МАИК "НАУКА"



"НАУКА"

УДК 536.24:532.135

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ РАСПЛАВОВ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ В КОНИЧЕСКО-ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ФИЛЬЕРАХ

© 1996 г. Л. М. Ульев

Харьковский государственный политехнический университет, Украина

Поступила в редакцию 21.08.94 г.

В работе моделируется неизотермическое течение высоковязких расплавов полимеров в коническо-цилиндрических фильерах при больших числах Нема–Гриффита и переменной температуре окружающей среды вдоль течения. Показана возможность управления параметрами течения с помощью изменения интенсивности теплообмена расплава с теплоносителем, текущим в специальных каналах, окружающих фильеры.

При непрерывном синтезе термопластичных полиуретанов в расплаве, с последующим получением полуфабрикатов в виде гранул способом подводного гранулирования, расплав полимера продавливается через круглые коническо-цилиндрические каналы, а получаемые стренги разрезаются на гранулы, которые уносятся проточной водой.

Автором [1, 2] изучено течение и теплообмен расплавов термопластов в круглых конфузорах. Исследованию неизотермического течения в цилиндрических частях фильер посвящены работы [3–5]. В них показано, что для выбора оптимальных технологических и конструктивных параметров гранулирующего устройства необходимо знать распределение температуры и скорости расплава в канале фильеры.

Неизотермическое течение расплавов полимеров с реинольдсовской зависимостью вязкости от температуры в коническо-цилиндрических фильерах при заданной температуре на стенке рассмотрено в [6–8]. При этом в [6] часть цилиндрического канала на выходе, которая обычно футеруется теплоизоляционным материалом, считалась адиабатической. В работах [7, 8] обсуждается течение волокнообразующих полимеров при числах $Gn \sim 10^{-3}$, т.е. когда диссипативные эффекты практически не влияют на динамические характеристики потока.

При течении расплавов термопластичных полиуретанов в экструзионных головках диссипативные эффекты являются преобладающими [1–5], что может привести к неустойчивой работе гранулирующих устройств [5], и для устранения неустойчивости предлагается [5] обогревать каждую фильеру в отдельности. Обогрев всего канала при подводном гранулировании организовать практически невозможно, поэтому в [9] предложена конструкция секционированной фильерной доски, где в теплоизолированных секциях распо-

ложены камеры с теплоносителями, окружающими каждый фильерный канал. Схематически плита с такой секцией показана на рис. 1.

Задачи неизотермического течения клеевых и жестких марок термопластичных полиуретанов (Витур Т-12 К, Т-0213-90 и др.) в конических и

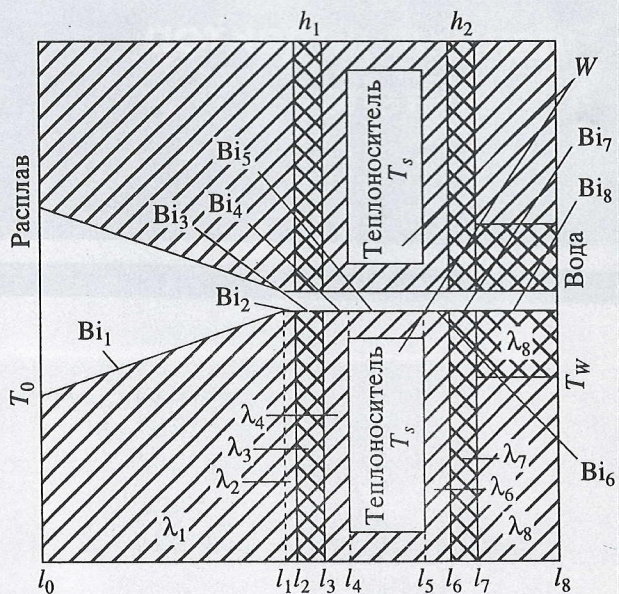


Рис. 1. Схема фильерного канала. T_W – температура воды уносящей гранулы; h_1, h_2 – теплоизолирующие прокладки, W – канал с теплоносителем. Коэффициенты теплопроводности $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_4 = \lambda_6 = \lambda_8 = 16$ Вт/мК, $\lambda_3 = \lambda_7 = 0.2$ Вт/мК. Безразмерные коэффициенты теплопередачи $Bi_1 = 3.93$, $Bi_2 = Bi_4 = Bi_5 = Bi_6 = 4.073$, $Bi_3 = 0.3$, $Bi_7 = 0.334$, $Bi_8 = 0.42$. Координаты слоев стенки: $l_0 = 0$, $l_1 = 4.6 \times 10^{-2}$, $l_2 = 4.9 \times 10^{-2}$, $l_3 = 5.4 \times 10^{-2}$, $l_4 = 5.9 \times 10^{-2}$, $l_5 = 7.4 \times 10^{-2}$, $l_6 = 7.9 \times 10^{-2}$, $l_7 = 9.4 \times 10^{-2}$, $l_8 = 0.1$ м.

цилиндрических каналах решены в [1-5], поэтому здесь кратко рассмотрим формулировку задач для течения расплавов термопластичных полиуретанов, которые в пределах изменения параметров переработки ведут себя как чисто вязкие жидкости [10], и кратко остановимся на методе их решения.

Для расходов и физических свойств расплавов, представляющих практический интерес ($Q \approx 10^{-5} - 10^{-7} \text{ м}^3/\text{с}$, $\rho \approx 1200 \text{ кг/м}^3$, $\mu \approx 10^3 \text{ Па с}$, $a \approx 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $r_0 \approx (1-3) \times 10^{-3} \text{ м}$, $R_0 \approx 5 \times 10^{-2} \text{ м}$), число Рейнольдса, как при течении в конфузоре, так и при течении в цилиндре, $Re \ll 10^{-2}$, поэтому в уравнениях движения инерционными членами можно пренебречь. Тогда стационарная система уравнений движения, неразрывности и теплообмена в конфузоре для аксиальносимметричного течения [1] запишется в виде [11, 12]:

$$\frac{\partial P}{\partial R} = \frac{\partial \sigma_{RR}}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial \sigma_{\theta R}}{\partial \theta} + \frac{2\sigma_{RR} - \sigma_{\phi\phi} - \sigma_{\theta\theta} + \sigma_{\theta R} \text{ctg}(\theta)}{R}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \theta} = \frac{\partial \sigma_{RR}}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{(\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{\phi\phi}) \text{ctg}(\theta) + 3\sigma_{\theta R}}{R}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{2V_R}{R} + \frac{V_\theta \text{ctg}(\theta)}{R} = 0, \quad (3)$$

$$V_R \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial T}{\partial \theta} = a \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \right] + \Phi_{\text{co}}, \quad (4)$$

а для цилиндра в виде [12]:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} + \sigma_{\phi\phi}}{r}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}}{r}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

$$V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} = a \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \Phi_{\text{ci}}, \quad (8)$$

где компоненты тензора вязких напряжений в конфузоре:

$$\sigma_{RR} = 2\mu \frac{\partial V_R}{\partial R}, \quad \sigma_{R\theta} = \mu \left(\frac{1}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial R} - \frac{V_\theta}{R} \right),$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 2\mu \left(\frac{V_R}{R} + \frac{V_\theta \text{ctg}(\theta)}{R} \right), \quad (9)$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 2\mu \left(\frac{1}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_R}{R} \right)$$

и в цилиндре:

$$\sigma_{rr} = 2\mu \frac{\partial V_r}{\partial r}, \quad \sigma_{rz} = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial z} \right),$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 2\mu \frac{V_r}{r}, \quad \sigma_{zz} = 2\mu \frac{\partial V_z}{\partial z}, \quad (10)$$

а диссипативные функции запишутся [13]:

$$\Phi = \sigma_{ik} \varepsilon_{ik}, \quad (11)$$

где $\varepsilon_{ik} = \sigma_{ik}/2\mu$ – тензор скоростей деформации.

Для оценки членов в уравнениях движения и теплообмена определим характерные интервалы, на которых происходят основные изменения переменных. Характерным поперечным размером в цилиндре является r_0 , а в конфузоре – θR . Продольный размер получим, оценивая величину участков механической l_1 и термической l_2 релаксации в цилиндре [14]:

$$l_1 = \frac{V_0 r_0^2 \rho}{\mu_0} \approx 10^{-6} \text{ м}, \quad l_2 = \frac{V_0 r_0 \rho c}{\lambda} \approx 10 \text{ м} \quad (12)$$

и в конфузоре [1, 14, 15] соответственно:

$$L_1 = 0.16 R_0 Re_{\text{co}} \theta_0 \approx 10^{-6} \text{ м},$$

$$L_2 \approx Pr L_1 \approx 10 \text{ м}. \quad (13)$$

Выражения (13) определены на входе в конфузоре, на выходе L_1 и L_2 оцениваются с помощью (12).

Соотношения (12), (13) показывают, что распределение скорости всегда будет “успевать подстраиваться” под изменение температуры, и значит все существенные изменения переменных будут происходить на участке термической релаксации, он и будет характерным продольным размером в каналах. Теперь можно оценить значения производных в записанных выше уравнениях:

$$\text{як: } \frac{\partial}{\partial r} \sim \frac{1}{r_0}, \quad \frac{\partial}{R \partial \theta} \sim \frac{1}{R \theta_0}, \quad \frac{\partial}{\partial z} \sim \frac{1}{l_2}, \quad \frac{\partial}{\partial R} \sim \frac{1}{L_2}.$$

Соотношения (12), (13) говорят о том, что течение в каждом поперечном сечении канала можно рассматривать, как установившееся изо-

термическое течение с заданным поперечным распределением вязкости. Тогда уравнение неразрывности в цилиндре дает оценку радиальной составляющей скорости $V_r \sim V_z(r_0/l_2) = o(V_z)$, а в [16] показано, что при медленном течении вязкой жидкости в конусе с углом раскрытия $2\theta_0 < 120^\circ$,

$$V_R = f\left(\frac{1}{R^2}\right)\phi(\theta) + o\left(\frac{1}{R^2}\right); V_\theta = o\left(\frac{1}{R^2}\right),$$

что позволяет пренебречь членами с поперечной составляющей скорости в уравнениях переноса импульса.

Условиями однозначности для полученных уравнений будут: условие прилипания жидкости на стенке канала [12]; условие симметрии в поперечном сечении; однородное начальное распределение температуры, а также условие постоянства расхода в поперечном сечении.

Сделанные предположения позволяют упростить систему уравнений гидродинамики и теплообмена (1)–(8), которые, используя безразмерные переменные и параметры

$$\kappa = \frac{R}{r_0}, \quad \tau = \cos\theta, \quad \xi = \frac{r}{r_0}, \quad \chi = \frac{z}{r_0},$$

$$\Pi = \frac{(P - P_0)r_0}{\mu_0 V_0}, \quad \beta = \frac{R^* T_0}{E}, \quad \Theta = \frac{(T - T_0)}{\Delta T_{\text{theol}}},$$

$$v_{\text{co}} = \frac{V_R}{V_0}, \quad \omega_{\text{co}} = \frac{V_\theta}{V_0}, \quad v_{\text{ci}} = \frac{V_R}{V_0}, \quad \omega_{\text{ci}} = \frac{V_\theta}{V_0},$$

$$m = \frac{\mu(T)}{\mu(T_0)} = \exp\left(-\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right),$$

$$\Lambda = \frac{R_1}{R_0}, \quad \text{Gn} = \frac{\mu(T_0)V_0^2}{\lambda\Delta T_{\text{theol}}}, \quad \text{Bi} = \frac{K r_0}{\lambda},$$

$$\text{Pe} = \frac{V_0 r_0}{a}, \quad V_0 = \frac{Q}{\pi r_0^2},$$

$$\Delta T_{\text{theol}} = \left| \mu(T) \left/ \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \right|_{T=T_0} = \frac{R^* T_0^2}{E} = \beta T_0,$$

запишем для конфузора:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \kappa} = 2 \frac{\partial}{\partial \kappa} \left(m \frac{\partial v}{\partial \kappa} \right) + \frac{\sqrt{1 - \tau^2}}{\kappa^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(m \sqrt{1 - \tau^2} \frac{\partial v_{\text{co}}}{\partial \tau} \right) + \frac{6m \partial v_{\text{co}}}{\kappa \partial \kappa} - \frac{m\tau \partial v_{\text{co}}}{\kappa^2 \partial \tau}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \tau} = \frac{2m \partial v_{\text{co}}}{\kappa \partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \kappa} \left(m \frac{\partial v_{\text{co}}}{\partial \tau} \right) + \frac{2}{\kappa \partial \tau} (m v_{\text{co}}), \quad (15)$$

$$\frac{1}{\kappa^2} \frac{\partial}{\partial \kappa} (\kappa^2 v_{\text{co}}) - \frac{1}{\kappa \partial \tau} (\sqrt{1 - \tau^2} \omega_{\text{co}}) = 0, \quad (16)$$

$$v_{\text{co}} \frac{\partial \Theta}{\partial \kappa} - \omega_{\text{co}} \frac{\sqrt{1 - \tau^2}}{\kappa^2} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\text{Pe} \kappa^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(1 - \tau^2) \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} \right] + \frac{\text{Gn}}{\text{Pe}} \phi, \quad (17)$$

$$\text{где } \phi = m \frac{1}{\kappa^2} \left[4v_{\text{co}}^2 + (1 - \tau^2) \left(\frac{\partial v_{\text{co}}}{\partial \tau} \right)^2 \right] + 2m \left(\frac{\partial v_{\text{co}}}{\partial \kappa} \right)^2,$$

граничные условия примут вид:

$$\frac{\partial v_{\text{co}}}{\partial \tau} = 0, \quad \omega = 0, \quad \tau = 1, \quad (18)$$

$$v_{\text{co}} = 0, \quad \omega = 0, \quad \tau = \cos\theta_0, \quad (19)$$

$$\Pi = 0, \quad \tau = \cos\theta_0, \quad \kappa = 1, \quad (20)$$

$$\Theta = 0, \quad \cos\theta_0 \leq \tau \leq 1, \quad \kappa = 1, \quad (21)$$

$$\frac{\sqrt{1 - \tau^2}}{\kappa} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \text{Bi}(\Theta - \Theta_a), \quad \tau = \cos\theta_0, \quad (22)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = 0, \quad \tau = 1, \quad (23)$$

условие постоянства расхода примет вид

$$\int_1^{\cos\theta_0} v_{\text{co}}(\xi) d\xi = \Lambda(1 - \cos\theta_0), \quad (24)$$

а в цилиндре система уравнений примет вид:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi m \frac{\partial v_{\text{ci}}}{\partial \xi} \right), \quad (25)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi \omega_{\text{ci}}) + \frac{\partial v_{\text{ci}}}{\partial \chi} = 0, \quad (26)$$

$$\omega_{\text{ci}} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + v_{\text{ci}} \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} = \frac{1}{\text{Pe} \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\text{Gn}}{\text{Pe}} \phi, \quad (27)$$

где

$$\phi = m \left[8\Omega + \left(\frac{\partial v_{\text{ci}}}{\partial \xi} \right)^2 \right], \quad (28)$$

$$\Omega = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \omega_{\text{ci}}}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\text{ci}}}{\partial \chi} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{\text{ci}}}{\xi} \right)^2 \right] \quad (29)$$

с граничными условиями:

$$\frac{\partial v_{\text{ci}}}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = 0, \quad (30)$$

$$v_{\text{ci}} = 0, \quad \omega_{\text{ci}} = 0, \quad \xi = 1, \quad (31)$$

$$\omega_{ci} = 0, \quad \xi = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial \omega_{ci}}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = 1, \quad (33)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = 0, \quad (34)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = -Bi(\Theta - \Theta_a), \quad \xi = 1, \quad (35)$$

$$\Theta = 0, \quad \Pi = 0, \quad 0 < \xi < 1, \quad \chi = 0, \quad (36)$$

$$\int_0^1 v_{co} \xi d\xi = 1, \quad (37)$$

где (24) – условие постоянства расхода в цилиндре.

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом, развитым в [1–5], в котором область течения разбивается на N концентрических конических слоев в конфузоре и цилиндрических в цилиндре, и предполагается, что коэффициент вязкости в поперечном сечении каждого i -го слоя постоянен и равен m_i , взятом при средней по сечению этого слоя температуре. Благодаря такому подходу, система уравнений в конфузоре (14)–(17) расщепляется на $4N$ уравнений, в цилиндре (25)–(27) – на $3N$, а к граничным условиям (18)–(23) добавятся еще $6(N - 1)$ условий сопряжения скоростей, давлений и напряжений сдвига на границах между слоями. К условиям (28)–(36) добавятся $5(N - 1)$ условий сопряжения.

Интегрирование гидродинамических уравнений дает нам выражения для определения скоростей и градиента давления, а усреднение уравнений теплопереноса по поперечному сечению слоя

приводит к системе $2N$ обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих температуру и давление в слоях в конфузоре, и $N + 1$ уравнений в цилиндре, чем и определяется решение задачи в каждом из каналов [1–5].

Однако при рассмотрении течения в составном канале необходимо задать начальные условия для интегрирования уравнений в цилиндре. Для этого переходную область (сферический сегмент, заданный выходным сечением конфузора и поверхностью входа в цилиндр (рис. 2)) разобьем на концентрические тороидальные слои так, чтобы на выходе из конфузора границы концентрических конических слоев были касательными к границам тороидальных слоев, а на входе в цилиндр плавно переходили в концентрические цилиндрические поверхности. Для этого воспользуемся тороидальной системой координат [17], линия полюсов которой будет лежать на линии пересечения границ конического и цилиндрического каналов (рис. 1). Поскольку рассматриваемая задача аксиально симметрична, исключим угловую координату, тогда связь между декартовыми и тороидальными (в данном случае уже биполярными) координатами выразится соотношениями [17]

$$x = \frac{r_0 \operatorname{sh}(\eta)}{\operatorname{ch}(\eta) - \cos(\varepsilon)}, \quad y = \frac{r_0 \sin(\varepsilon)}{\operatorname{ch}(\eta) - \cos(\varepsilon)}. \quad (38)$$

Объем переходного сегмента $< 0.1\pi r_0^3$, т.е. не больше части цилиндра длиной $0.1r_0$, поэтому будем считать, что в таком небольшом объеме не происходит значительных изменений температуры (что справедливо, так как внешняя поверхность для этой области равна нулю), а имеет место небольшое изменение направления течения в каждом слое и незначительное увеличение скорости за счет изменения поперечного сечения слоя.

Соотношения (38) и тождественность величин $\eta_{12} = \ln(|\rho_1|/|\rho_2|)$, $\varepsilon_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$ (рис. 2) с координатами η и ε [17] соответственно позволяют определить координаты слоев в цилиндре по известным τ

$$\xi_i = \frac{[(1 + \tau_N)(1 - \tau_i)]}{[(1 - \tau_N)(1 + \tau_i)]}.$$

Масштаб давления в конфузоре и цилиндре выбран одинаковый, и давление явно не присутствует в уравнениях цилиндрической задачи, поэтому в качестве начального давления на входе в цилиндр можно использовать среднее давление на выходе из конфузора.

В качестве теплых граничных условий выбраны условия третьего рода, поскольку каждая фильера окружена другими фильерами за Θ_a принимается температура корпуса фильеры, т.е. условия (22), (35) почти аналогичны условию, принятому в [18], но в нашем случае Θ_a зависит о

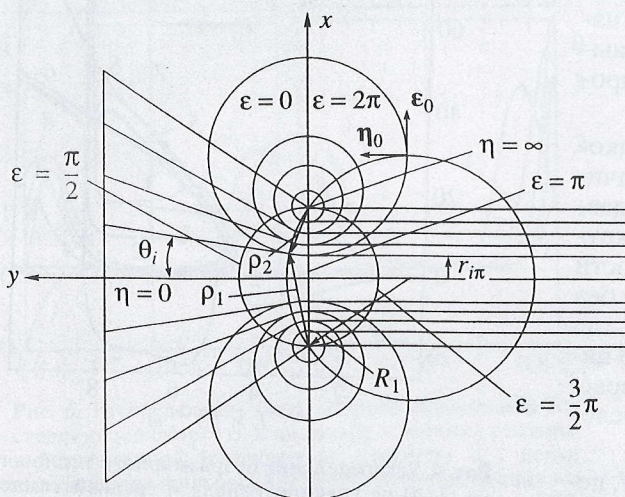


Рис. 2. К анализу течения в переходном участке конфузор – цилиндр. x, y – декартовы координаты; ε, η – тороидальные; θ_i, ρ_i – угловые координаты конических слоев; r_{it} – координаты цилиндрических слоев.

продольной координаты, так как при погружном гранулировании температура фильерной плиты меняется от температуры расплава в распределительном устройстве до температуры охлаждающей жидкости со стороны ножей. Кроме того, при расчете Θ_a предполагалось, что, если отсутствует камера с теплоносителем W , то нет и теплоизолирующей прокладки h_1 , а если камера W есть, то от координаты l_4 до l_5 $\Theta_a = \Theta_s$ (рис. 1).

Числа Vi оценивали по термическому сопротивлению цилиндрического слоя толщиной от радиуса фильеры до среднего расстояния между фильерами. При оценке Vi в секции с W предполагалось, что в камере течет масло со скоростью ~ 1 м/с.

Для изучения особенностей течения и теплообмена рассмотрим задачу с параметрами: $Re = 1591.6$; $Gn = 21.2$; $\beta = 1.44 \times 10^{-2}$; $\Delta T_{\text{теол}} = 6.65$ и $R_0 = 5.33 \times 10^{-2}$ м; $\Lambda = 0.0857$; $r_0 = 1.5 \times 10^{-3}$ м, $2\theta_0 = 38^\circ$ — проанализируем четыре варианта теплообмена: I — течение в фильере без камеры W ; II — течение при $\Theta_s = 0$; III — $\Theta_s = -4.96$; IV — $\Theta_s = 9.02$.

В начале канала скорость жидкости мала и во всех случаях диссипация там не существенна. Поэтому в вариантах II, III и IV, когда в конструкции фильерной доски имеется теплоизолирующая прокладка h_1 (рис. 1), температура Θ_a на большей части течения в конфузоре близка к Θ_0 , вследствие чего распределение температуры и скорости остается почти без изменений, давление падает также очень медленно (рис. 3). Для $\Theta_s = 9.02$ расплав в конфузоре несколько нагревается (отрицательный тепловой поток на стенке (рис. 4)), что вызывает лишь незначительное уменьшение $|\text{grad}P|$.

При отсутствии камеры W , Θ_a уменьшается вдоль конфузора интенсивнее (рис. 3), и жидкость на периферии канала охлаждается ($q > 0$ (рис. 4)), а профиль скорости $u = v_{co}k^2$ вытягивается (рис. 5). Вследствие увеличения вязкости на периферии течения модуль градиента давления в этом случае больше, чем в остальных. Когда $\Theta_s = -4.96$, наблюдаются аналогичные эффекты, но менее выраженные из-за наличия теплоизолирующей прокладки h_1 .

Вблизи выхода из конфузора скорость жидкости и соответственно диссипация энергии значительно возрастают, увеличивается и градиент давления (кривая перепада давления становится круче) (рис. 3). Повышается температура жидкости на периферии канала (рис. 5). Даже в фильере без камеры W температура растет, но не у стенки, где жидкость охлаждается, а вблизи оси (рис. 4). В цилиндрической части канала $|d\Pi/d\chi|$ резко возрастает во всех случаях, но вследствие разных условий теплообмена его поведение различно.

В случае течения в фильере без камеры W , перепад давления наибольший, потому что на вход цилиндрического канала поступает охлажденная у стенок жидкость, т.е. жидкость с большей вяз-

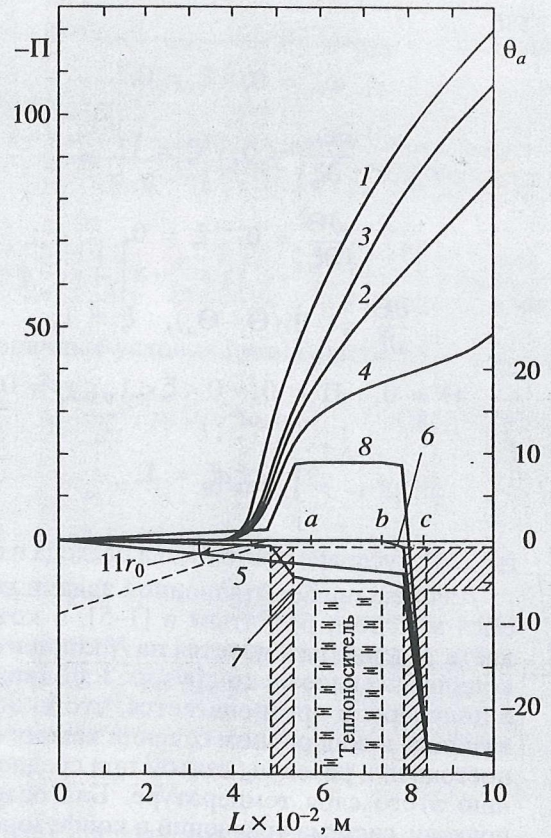


Рис. 3. Распределение безразмерного давления (1-4) вдоль канала фильеры; 5-8 — распределение безразмерной температуры в стенке фильеры; 1, 5 — фильера без обогрева; 2, 6 — температура теплоносителя $\Theta_s = 0$; 3, 7 — $\Theta_s = -4.96$; 4, 8 — $\Theta_s = 9.02$.

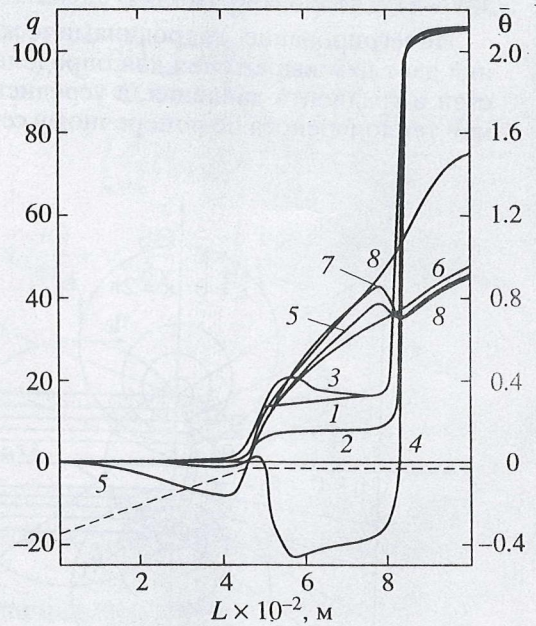


Рис. 4. Распределение безразмерного теплового потока (1-4) на границе канала и средней температуры жидкости (5-8) вдоль канала. 1, 5 — фильера без канала с теплоносителем; 2, 6 — температура теплоносителя $\Theta_s = 0$; 3, 7 — $\Theta_s = -4.96$; 4, 8 — $\Theta_s = 9.02$.

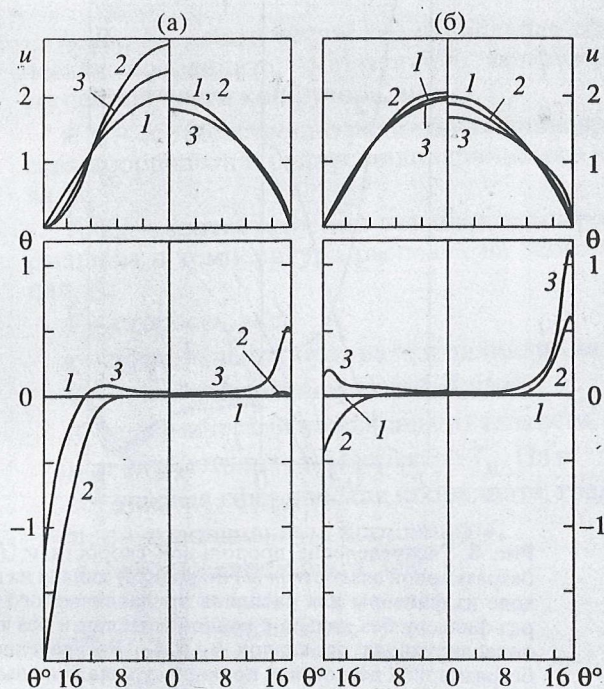


Рис. 5. Распределение безразмерных радиальных скоростей $u(r)$ – верхние рисунки и безразмерных температур θ – нижние. а – левая половина для фильеры без теплоносителя, правая – с теплоносителем при $\Theta_s = 0$; б – левая – для фильеры с теплоносителем при $\Theta_s = -4.96$, правая – при $\Theta_s = 9.02$. 1 – на входе в конфузор, $R = 35.5r_0$; 2 – при $R = 11r_0$; 3 – на выходе из конфузора $R \approx 3.05r_0$.

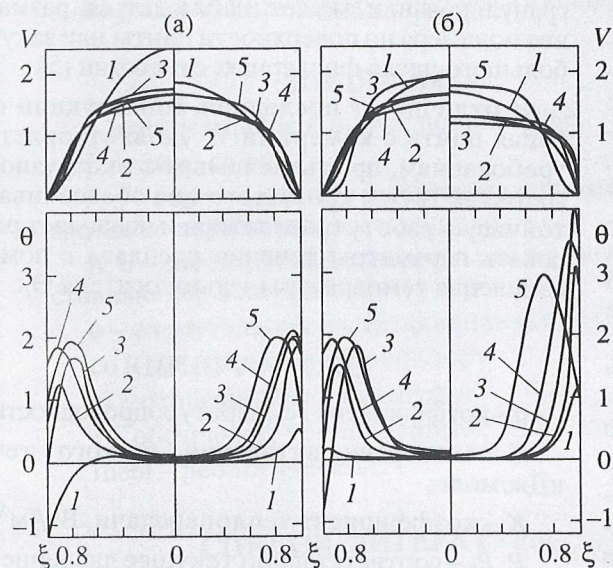


Рис. 6. Распределение безразмерной продольной составляющей скорости в цилиндре – верхние рисунки и безразмерной температуры – нижние. а – левая половина для фильеры без теплоносителя, правая – с теплоносителем при $\Theta_s = 0$; б – левая – при $\Theta_s = -4.96$, правая – $\Theta_s = 9.02$. 1 – распределение на входе в цилиндр; 2 – на расстоянии $7.2r_0$ от входа (сечение а на рис. 3); 3 – на расстоянии $18r_0$ от входа в цилиндр (сечение б на рис. 3); 4 – на расстоянии $25.2r_0$ от входа (сечение с); 5 – распределение на выходе из фильеры.

костью на периферии и вытянутым профилем скорости. Это приводит к большей диссипации и большему перепаду давления. В этом варианте и тепловой поток на стенке в начале цилиндра наибольший, так как здесь разность $|\Theta_N - \Theta_a|$ и диссипация энергии наибольшие. Однако при $\Theta_s = -4.96$ тепловой поток q в районе прокладки h_1 становится больше, так как в этом случае Θ_a меньше, чем в первом случае. Профиль скорости здесь несколько вытягивается, сохраняя при этом стержнеобразную форму с перегибом у стенки (рис. 6), но при малых числах Re это не будет приводить к неустойчивости. Распределение давления в первом и третьем случаях близко.

При $\Theta_s = 0$ и $\Theta_s = 9.02$ жидкость на вход цилиндрического канала поступает с более развитым тепловым слоем и более плоским профилем скорости (рис. 5, 6). Для $\Theta_s = 0$, Θ_a практически до прокладки h_1 равна Θ_0 , а изменение температуры потока на этом интервале происходит только за счет диссипации энергии. Из-за того, что Θ_a выше, чем в ранее рассмотренных вариантах, тепловой поток на границе меньше, температура на периферии не снижается и профиль скорости здесь более плоский (рис. 6). В случае $\Theta_s = 9.02$ при течении в конфузоре жидкость нагревается от окружающей среды, $q < 0$ (рис. 4). В цилиндре за счет диссипации температура жидкости на периферии становится выше Θ_a , а тепловой поток меняет свое направление и остается положительным до прокладки h_1 (рис. 4), в пределах которой Θ_a увеличивается, q опять изменяет знак, и жидкость начинает нагреваться от теплоносителя (рис. 4, 6). В зоне между прокладками $|d\Pi/dx|$ уменьшается из-за уменьшения вязкости на периферии, вследствие этого здесь наблюдается наиболее наполненный профиль скорости.

В области второй прокладки h_2 Θ_a значительно уменьшается (рис. 3), и во всех рассматриваемых случаях жидкость начинает интенсивно охлаждаться на периферии, здесь быстро растет поток тепла к окружающей среде (при $\Theta_s = 9.02$ он опять меняет знак), достигая за прокладкой h_2 практически одинаковой во всех случаях величины (рис. 4), так как здесь Θ_a почти не изменяется поперек пластины во всех вариантах. Профиль скорости в этой области вытягивается, и, очевидно, для того чтобы сохранить более наполненный профиль скорости на выходе из фильеры, обеспечивающий получение качественного продукта [19], необходимо футеровать выходную часть канала более мощной теплоизоляцией.

Показано [5], что тепловой режим течения расплавов термопластичных полимеров в основном определяется величиной числа Gn . При этом зависимость $\Pi(Gn)$ оказывается столь существенной (рис. 7б), что невозможно гранулировать термопластичные полиуретаны различной рецепту-

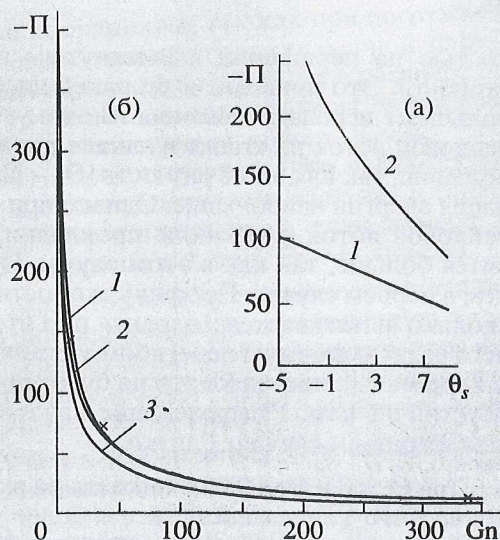


Рис. 7. Зависимость безразмерного перепада давления на фильерной доске от температуры теплоносителя в канале W (а). 1 – течение с параметрами $Re = 1591.6$, $Gn = 21.2$; 2 – течение с параметрами $Re = 530.5$, $Gn = 2.35$. Зависимость перепада давления на фильерной доске от числа Gn при $Re = 1591.6$, $Bi = 0$ для всего канала (б). 1 – $\beta = 1.437 \times 10^{-2}$, 2 – $\beta = 0.1437$, 3 – $\beta = 8.55 \times 10^{-3}$.

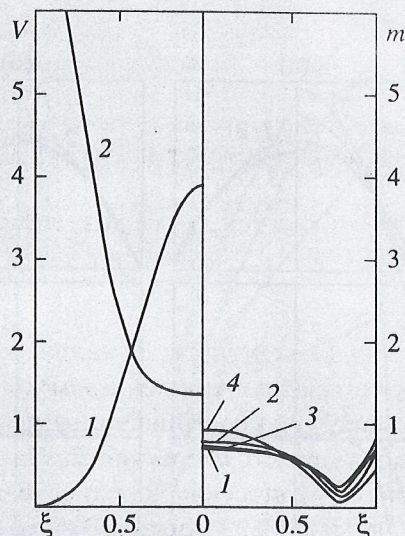


Рис. 8. Распределение продольной скорости v (1) и безразмерной вязкости m (2) по радиусу канала на выходе из фильеры для расплава продавливаемого через фильеру без канала с теплоносителем и без теплоизолирующих прокладок h_1 и h_2 . Распределение безразмерной вязкости m по радиусу канала на выходе из фильеры: 1 – для варианта I; 2 – для варианта II; 3 – для варианта III; 4 – для варианта IV.

ры, используя одну и ту же фильерную плиту. Однако при наличии камеры W можно изменять перепад давления на фильерной плите, варьируя Θ_s . На рис. 7а показана зависимость $\Pi(\Theta_s)$ для одного и того же полимера при различных расходах. При меньшей скорости (меньшее Re) зависимость $\Pi(\Theta_s)$ сильнее, так как влияние диссипации здесь меньше, а жидкость дольше пребывает в зоне интенсивного теплообмена с теплоносителем и более равномерно может прогреться или охладиться, поэтому гораздо сильнее влияние зависимости $\mu(T)$, чем при больших скоростях течения. При больших скоростях течение имеет высокотемпературный характер [5], когда вследствие диссипации на периферии образуется маловязкий сдвиговый слой, и в канале формируется стержнеобразное течение с малым градиентом давления на большей его части. Поэтому перепад давления для большего числа Re меньше (рис. 7а), а зависимость $\Pi(\Theta_s)$ слабее, в основном из-за меньшего времени пребывания расплава в канале.

Изменяя Θ_s , можно подобрать перепад давления на фильерной головке, необходимый для технологического режима работы смесителя при синтезе различных марок термопластичных полиуретанов с помощью одной фильерной доски.

Заметим, что если в конструкции фильерной плиты не будет ни камеры W , ни теплоизолирующих прокладок [20], то для некоторых марок термопластичных полиуретанов, например ВИТУР-1013-75, профиль скорости на выходе из

такой фильеры будет вытянут, а вязкость будет сильно увеличиваться к периферии канала, в отличие от рассмотренных ранее случаев (рис. 8). При таких условиях переработки полимеров стренги получаются с нерегулярной поверхностью, а при гранулировании может наблюдаться размазывание полимера по поверхности плиты или закупорка большого числа фильерных отверстий [5].

В отличие от последней конструкции фильерная плита с камерами W удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к экструзионным головкам [21], и кроме того она обеспечивает устойчивую работу гранулятора и позволяет регулировать параметры течения расплава с помощью изменения температуры теплоносителя Θ_s .

ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a – коэффициент температуропроводности, m^2/c ;
- E – энергия активации вязкого течения, kJ/mol ;
- K – коэффициент теплопередачи, $W/(m^2 K)$;
- P, P_0 – соответственно текущее давление и давление на входе в канал, Pa ;
- R^* – универсальная газовая постоянная, $kJ/(mol K)$;
- Q – расход, m^3/c ;
- q – безразмерный тепловой поток на границе канала;

R, R_0, R_1 – соответственно радиальная сферическая координата, образующие конфузора и усеченной части конфузора, м;

r, r_0 – соответственно радиальная цилиндрическая координата и радиус цилиндрического канала, м;

T, T_0 – соответственно текущая температура расплава и температура расплава на входе в канал, К;

V – скорость, м/с;

z – продольная координата в цилиндре, м;

Φ – диссипативная функция, Дж/м³ с;

μ – динамический коэффициент вязкости, Па с;

μ_0 – вязкость при температуре T_0 , Па с;

θ – угловая сферическая координата, град;

η, ε – тороидальные координаты;

σ – напряжение сдвига, Па;

$$Bi = \frac{Kr_0}{\lambda} \text{ – число Био;}$$

$$Gn = \frac{\mu(T_0)V_0^2}{\lambda\Delta T_{\text{rheol}}} \text{ – число Нема–Гриффита;}$$

$$Re = \frac{V_0r_0}{a} \text{ – число Пекле;}$$

$$Re = \frac{\rho V_0r_0}{\mu(T_0)} \text{ – число Рейнольдса в цилиндре;}$$

$$Re_{co} = \theta_0\rho V_R R/\mu \text{ – число Рейнольдса в конфузоре.}$$

ИНДЕКСЫ

a – относящийся к окружающей среде;

i – номер слоя;

r, z – соответственно радиальная и продольная составляющая вектора в цилиндре;

R, θ – соответственно радиальная и угловая составляющая вектора в конфузоре;

ϕ – азимутальная составляющая вектора;

co – относящийся к конфузору;

ci – относящийся к цилиндру;

s – обозначает теплоноситель;

rheol – реологический.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ульев Л.М. Течение и теплообмен высоковязкой жидкости в круглом конфузоре // Теор. основы хим. технол. 1992. Т. 26. № 2. С. 243.
2. Ульев Л.М. Неизотермическое течение высоковязкой жидкости в круглом конфузоре / Теплообмен-92. Т. 6. Теплообмен в реологических средах. Минск. 1992. С. 61.
3. Пономаренко В.Г., Потемня Г.Ф., Ульев Л.М. Особенности течения высоковязких жидкостей в цилиндрических каналах // Пром. теплотехника. 1985. Т. 7. № 1. С. 9.
4. Пономаренко В.Г., Житинкин А.А., Потемня Г.Ф., Ульев Л.М. Гидравлическое сопротивление при неизотермическом течении высоковязкой ньютоновской жидкости в цилиндрическом канале // Пром. теплотехника. 1986. Т. 8. № 3. С. 55.
5. Ульев Л.М. Неизотермическое течение расплавов термопластичных полимеров в круглых формирующих каналах // Теор. основы хим. технол. 1995. Т. 29. № 3. С. 233.
6. Славнов Е.В., Сакульский О.И. Течение термопласта в экструзионной головке // Исследование по механике полимеров и систем / Под. ред. А.А. Поздеева. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1978. С. 43.
7. Янков В.И., Первадчук В.П., Боярченко В.И. Процессы переработки волокнообразующих полимеров. М.: Химия, 1989. С. 320.
8. Первадчук В.П., Глот И.О., Янков В.И. Неизотермическое течение расплавов и растворов полимеров в каналах фильер // Хим. волокна. 1986. № 4. С. 42.
9. А.с. № 1720868 СССР. Погружное устройство для гранулирования термопластов / Пономаренко В.Г., Житинкин А.А., Запорожец О.Л. и др. 23.03.92. Бюл. № 11.
10. 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.
11. Найденов В.И. Течение вязкой жидкости в коническом диффузоре при наличии теплопередачи // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 138.
12. Тадмор З., Гогос К. Теоретические основы переработки полимеров. М.: Химия, 1984. С. 632.
13. Бетчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М. Мир, 1973. С. 760.
14. Ockendon H. Channel flow with temperature-dependent viscosity and internal viscous dissipation // J. Fluid Mech. 1979. V. 93. No. 4. P. 737.
15. Тарг С.М. Основные задачи теории ламинарных течений. М.: ГИТТЛ, 1951. С. 420.
16. Керчман В.И. Медленные течения вязкой жидкости в коническом диффузоре // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1972. № 2. С. 41.
17. Арфекен Г. Математические методы в физике. М. Атомиздат, 1970. С. 712.
18. Cox H.W., Macosko C.W. Viscous Dissipation Die Flow AICHE J. 1974. V. 20. No. 4. P. 785.
19. Бернхардт Э. Переработка термопластичных материалов. М.: Химия, 1965. С. 747.
20. Патент № 1202446 ФРГ. Решетка погружного гранулятора термопластов / Браун З., Рюппель Шипперс Х. 21.09.72. Бюл. № 35.
21. Торнер Р.В., Добролюбов Г.В., Завгородний В.Г., Гуль В.Е. Математическое моделирование процессов химической технологии. М.: Изд-во Мин. высшего и средн. обр. РСФСР, 1972. С. 155.