

Том 29, Номер 3

Май - Июнь 1995

ISSN 0040-3571

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Главный редактор
В.В. Кафаров



МАИК НАУКА

УДК 536.24:532.135

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ РАСПЛАВОВ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ В КРУГЛЫХ ФОРМУЮЩИХ КАНАЛАХ

© 1995 г. Л. М. Ульев

Научно-исследовательский и конструкторский институт химического машиностроения, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 02.08.90 г.

После переработки 28.06.94 г.

Представлен эффективный численный метод решения задач неизотермического течения термопластичных полимеров в круглых цилиндрических каналах, с помощью которого исследовано течение вязкопластичной жидкости при различных значениях чисел Пекле и Нема-Гриффита для граничных условий третьего рода.

Производство гранулированных полимерных материалов наиболее перспективно с точки зрения их дальнейшей переработки, транспортировки и хранения. При этом большей производительностью обладает способ подводного гранулирования, когда расплав синтезированного в экструдере полимера продавливается через формующие каналы, а получаемые стренги разрезаются под водой на гранулы, которые кристаллизуются в уносящей их воде. Так осуществляется производство, например, большей части термопластичных полиуретанов (ТПУ). Расплавы ТПУ, как правило, являются высоковязкими, термочувствительными жидкостями, при течении которых в фильерных каналах выделяется значительное количество энергии. Это может привести к термодеструкции полимера [1, 2], а сильная зависимость реологических свойств расплавов ТПУ от температуры определяющим образом влияет на течение, поэтому проблемы теплообмена приобретают первостепенное значение при переработке таких полимеров [2, 3].

Отметим, что регулярность выдавливаемых стренг, а значит, и товарный вид гранул во многом определяются распределением скорости на выходе из фильеры [1, 4]. Процесс же кристаллизации гранул в значительной мере определяется распределением температуры в стренге [5]. Следовательно, для выбора оптимальных конструкторских и технологических параметров необходимо знать распределение локальных значений температуры и скорости в канале фильеры.

В [4] исследовано течение клеевых марок ТПУ, которые ведут себя как высоковязкие ньютоновские жидкости. Расплавы жестких ТПУ (Витур Т-0213-90, Т-1413-35 и др.) в пределах изменения

параметров переработки ведут себя как вязкопластичные жидкости [6]:

$$\tau = \tau_0 + \mu \dot{\gamma}, \quad (1)$$

где

$$\tau_0 = \tau_{00} \exp \frac{E_p}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right);$$

$$\mu = \mu_0 \exp \frac{E}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right); \quad T_0 = 463 \text{ К};$$

$$\tau_{00} = 10^4 \dots 10^5 \text{ Па}; \quad \mu_0 = 10^2 \dots 10^3 \text{ Па с};$$

$$E_p = 10^4 \dots 10^5 \text{ Дж/моль};$$

$$E = 10^5 \dots 2.5 \times 10^5 \text{ Дж/моль}.$$

В литературе известно много работ, посвященных исследованию течения вязкопластичных жидкостей с переменными свойствами, но большинство имеющихся решений этой задачи применимы к предельным случаям постоянной температуры стенки или постоянного потока тепла на стенке, т.е. к ситуациям, которые, строго говоря, редко встречаются на практике. Ссылки на эти работы можно найти в [7]. Там же разработаны приближенные методы расчета интегральных коэффициентов теплоотдачи и сопротивления, необходимых для расчета теплообменного и транспортного оборудования, но практически бесполезных при исследовании течений, возникающих при переработке полимеров, — помимо требований, указанных выше, важно также, чтобы температура нигде не превышала температуру разложения полимера.

Получить распределение локальных параметров в канале фильеры в данном случае можно

только решая совместную систему уравнений движения и теплообмена.

Для расходов и физических свойств расплавов, представляющих практический интерес ($Q \approx 10^{-5} \dots 10^{-7} \text{ м}^3/\text{с}$, $\rho \approx 1200 \text{ кг/м}^3$, $\mu = 10^3 \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\tau_0 \approx 5 \times 10^4 \text{ Па}$, $a \approx 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $r_0 \approx (1 \dots 3) \times 10^{-3} \text{ м}$), имеем $Re \ll 10^{-2}$, $I \approx 10^{-1}$, следовательно, значения длины участков механической l_1 и термической l_2 релаксаций [8]

$$l_1 \approx \frac{VR_0^2\rho}{\mu} \approx 10^{-6} \text{ м}, \quad l_2 = \frac{VR_0^2\rho c}{\lambda} \approx 10 \text{ м}. \quad (2)$$

Если жидкость поступает в канал с однородным профилем скорости, то основные его изменения происходят на участке формирования маловязкого сдвига слоя [8]:

$$l_3 \sim PeGn^{-3/2}R_0 \approx 10^{-1} \text{ м}. \quad (3)$$

Характерным поперечным размером является R_0 , а продольным (L_0) — l_3 для течения с однородным начальным распределением скорости и l_2 — для течения с предварительно образованным маловязким пограничным слоем [9]. С помощью данных значений можно оценить величины производных в уравнениях течения Генки–Ильюшина и теплообмена [10]: $\partial/\partial r \sim 1/R_0$, $\partial/\partial z \sim 1/L_0$. Но уравнения Генки–Ильюшина описывают структурное течение, а при описании неизотермического течения возникают определенные трудности [7, 12] и необходимо вводить дополнительные предположения. В [7] неизотермическое течение рассматривалось в условиях сложного сдвига по всему поперечному сечению канала, для квазиньютоновской вязкости $B = \mu_0 + \tau_0/(h^{0.5})$. Из результатов [7] следует, что $B[r \sim o(R_0)] \gg B[r \sim O(R_0)]$ и $\gamma[r \sim o(R_0)] \ll \gamma[r \sim O(R_0)]$, т.е. и при рассмотрении течения в условиях сложного сдвига градиент скорости в центральной области очень мал, а его радиальная составляющая практически равна нулю.

Соотношения (2) показывают, что распределение скорости всегда будет “успевать подстраиваться” под изменение распределения температуры. Уравнение неразрывности в этом случае дает оценку радиальной составляющей скорости $V_r \approx V_z(R_0/L_0) = o(V_z)$.

Все это позволило рассматривать течение в каждом поперечном сечении как стабилизированное в длинном канале с установившимся распределением температуры, которое совпадает с распределением в данном сечении, что в свою очередь позволяет упростить уравнения движения и записать их в приближении простого сдвига.

Сделанные предположения позволяют упростить стационарную систему уравнений гидроди-

намики и теплообмена [10], которую, используя безразмерные переменные и параметры

$$\chi = \frac{z}{R_0}, \quad \xi = \frac{r}{R_0}, \quad \omega = \frac{V_r}{V_0}, \quad v = \frac{V_z}{V_0}, \quad \beta_1 = \frac{RT_0}{E},$$

$$\beta_2 = \frac{RT_0}{E_p}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad V_0 = \frac{Q}{\pi R_0^2},$$

$$m = \exp\left(-\frac{\theta}{1 + \beta_1\theta}\right), \quad t = \exp\left(-\frac{\beta_1\theta}{\beta_2(1 + \beta_1\theta)}\right),$$

$$\Pi = \frac{(P - P_0)r_0}{\mu(T_0)V_0}, \quad Pe = \frac{V_0 r_0}{a}, \quad Gn = \frac{\mu(T_0)V_0^2}{\lambda \Delta T},$$

$$I = \frac{\tau_0(T_0)R_0}{\mu(T_0)V_0}, \quad Bi = \frac{KR_0}{\lambda},$$

$$\Delta T = \left| \mu(T) / \left(\frac{d\mu}{dT} \right) \right| = T_0^2 R/E,$$

можно записать в виде

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = -I \frac{t}{\xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(m \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) + \frac{m}{\xi} \frac{\partial v}{\partial \xi}, \quad \xi_0 < \xi < 1; \quad (4)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi \omega) + \frac{\partial v}{\partial \chi} = 0; \quad (5)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi \omega \theta) + \frac{\partial}{\partial \chi} (v \theta) = \frac{1}{Pe} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi}) + \frac{Gn}{Pe} \left(m \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2 - I t \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \right), \quad \xi_0 < \xi < 1, \quad (6)$$

где

$$\xi_0 = -2It / \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right). \quad (7)$$

Граничные условия:

$$\frac{\partial v}{\partial \xi} = 0, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_0; \quad (8)$$

$$v = 0, \quad \omega = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -Bi(\theta - \theta_a), \quad \xi = 1; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = 0; \quad (10)$$

$$\theta = 0, \quad \Pi = 0, \quad 0 \leq \xi \leq 1; \quad \chi = 0. \quad (11)$$

Необходимо учесть и условие постоянства расхода

$$\xi_0^2 v_0 + 2 \int_{\xi_0}^1 v(\xi) \xi d\xi = 1. \quad (12)$$

Для решения поставленной задачи разобьем область вязкого течения на N концентрических цилиндрических слоев и предположим, что коэффициент вязкости и предельное напряжение сдвига

в поперечном сечении каждого слоя постоянны и равны m_i и t_i , взятым при средней по сечению

этого слоя температуре $\bar{\theta}_i = \frac{2}{\xi_i^2 - \xi_{i-1}^2} \int_{\xi_{i-1}}^{\xi_i} \theta(\xi) \xi d\xi$.

Благодаря такому подходу уравнения гидродинамики расщепляются на $2N$ уравнений [4, 9]:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \frac{m_i}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial v_i(\xi)}{\partial \xi} \right) - I \frac{t_i}{\xi}; \quad (13)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi \omega_i(\xi)) + \frac{\partial v_i(\xi)}{\partial \chi} = 0, \quad \xi_{i-1} \leq \xi \leq \xi_i, \quad (14)$$

а (8) запишется в виде

$$\xi_0 = -2It_1 / \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right) \quad (15)$$

(здесь и далее, если специально не оговорено, $i = 1, 2, 3, \dots, N$).

На границах слоев должны выполняться условия сопряжения скоростей и напряжений сдвига

$$v_{i-1}(\xi) = v_i(\xi), \quad \omega_{i-1}(\xi) = \omega_i(\xi); \quad (16)$$

$$-It_{i-1} + m_{i-1} \frac{\partial v_{i-1}}{\partial \xi} = -It_i + m_i \frac{\partial v_i}{\partial \xi}, \quad \xi = \xi_i. \quad (17)$$

Условие постоянства расхода:

$$\xi_0^2 v_0 + 2 \sum_{i=1}^N \int_{\xi_{i-1}}^{\xi_i} v_i(\xi) \xi d\xi = 1. \quad (18)$$

Учитывая условия (8), (16), (17), получим решение уравнения (13):

$$v_i(\xi) = \frac{\xi^2}{4m_i} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} + I \frac{t_i}{m_i} \xi + C_i, \quad (19)$$

где

$$C_i = \frac{1}{4} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \left[-\frac{\xi_i^2}{m_i} + \sum_{k=1}^{N-i} \frac{\xi_{i+k-1}^2 - \xi_{i+k}^2}{m_{i+k}} \right] - I \left[\frac{t_{i+k}}{m_{i+k}} \xi_i - \sum_{k=1}^{N-i} \frac{t_{i+k}}{m_{i+k}} (\xi_{i+k-1} - \xi_{i+k}) \right].$$

Выбирая $\xi = \xi_i$, получим значения $v_i(\xi)$ на границах слоев:

$$v_i = \frac{1}{4} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \sum_{k=1}^{N-i} \frac{\xi_{i+k-1}^2 - \xi_{i+k}^2}{m_{i+k}} + I \sum_{k=1}^{N-i} \frac{t_{i+k}}{m_{i+k}} (\xi_{i+k-1} - \xi_{i+k}). \quad (20)$$

Полагая в (20) $i = 0$, получим выражение для скорости квазитвердого ядра v_0 , подставим его в (18) и, выполнив интегрирование и суммирование

ние, получим выражение для определения градиента давления:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \quad (21)$$

$$= -8 \left[1 + \frac{I}{3} \sum_{i=1}^N \frac{t_i}{m_i} (\xi_i - \xi_{i-1}) \right] / \left[\sum_{k=1}^N \frac{\xi_k^4 - \xi_{k-1}^4}{m_k} \right].$$

Заметим, что если в (19) - (21) положить $I = 0$, то получим выражения для течения чисто вязкой жидкости [12].

Для определения радиальных составляющих скорости усредним (14) по поперечному сечению слоя i , учитывая условие непроницаемости на стенке канала (9), получим

$$\omega_i = \frac{1}{2\xi_j} \sum_{j=i+1}^N (\xi_j^2 - \xi_{j-1}^2) \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial \chi} = \frac{1}{\xi_j} \left(\frac{1}{8} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \chi^2} S_{1i} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} S_{2i} + I S_{3i} \right), \quad (22)$$

где

$$S_{1i} = \sum_{k=i}^N \frac{1}{m_k} \left[\frac{1}{2} (\xi_{k-1}^4 + \xi_k^4) + \xi_{i-1}^2 (\xi_k^2 + \xi_{k-1}^2) \right],$$

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{\xi_i^4 - \xi_{i-1}^4}{m_i},$$

$$S_{2i} = \sum_{k=i}^N \frac{1}{m_k (1 + \beta_1 \bar{\theta}_k)^2} \left[\frac{1}{2} (\xi_k^4 + \xi_{k-1}^4) - \xi_{i-1}^2 (\xi_k^2 + \xi_{k-1}^2) \right] \frac{\partial \bar{\theta}_k}{\partial \chi},$$

$$S_{3i} = \sum_{k=i}^N \frac{t_k (\beta_1 - \beta_2)}{m_k (1 + \beta_1 \bar{\theta}_k)^2} \left[\frac{1}{6} (\xi_k^3 + \xi_{k-1}^3) - \frac{\xi_{i-1}}{2} (\xi_k + \xi_{k-1}) \right] \frac{\partial \bar{\theta}_k}{\partial \chi},$$

$$\frac{d^2 \Pi}{d\chi^2} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{8I (\beta_1 - \beta_2) t_i (\xi_i^3 + \xi_{i-1}^3)}{3S m_i (1 + \beta_1 \bar{\theta}_i)^2} + \frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \frac{\xi_i^4 + \xi_{i-1}^4}{m_i (1 + \beta_1 \bar{\theta}_i)^2} \right] \frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial \chi}.$$

Далее усредним (6) по площади поперечного сечения i -го слоя, считая, что данный слой обменивается с соседними слоями конвективными потоками жидкости при температуре $\bar{\theta}_{i-1}$ на $(i-1)$ -й

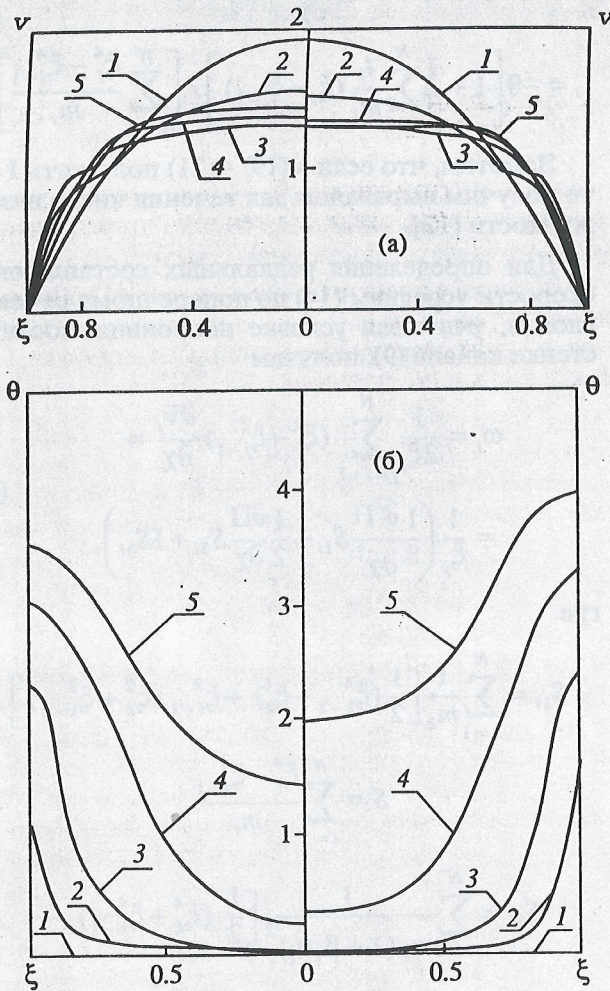


Рис. 1. Распределение для адиабатического течения: а – продольной составляющей безразмерной скорости; б – безразмерной температуры (справа – для случая $\tau_0 = \text{const}$). Кривые 1 – $\chi = 0$; 2 – 3; 3 – 20; 4 – 100; 5 – 266.

границе и $\bar{\theta}_{i+1}$ на i -й границе. Кондуктивные тепловые потоки на границах слоя заменим приближенными выражениями

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \text{Nu}_{i-1} (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i-1}), \quad \xi = \xi_{i-1}. \quad (23)$$

Усредняя, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих изменение средних температур в слоях:

$$\frac{d\bar{\theta}_i}{d\chi} = \frac{2}{\bar{v}_i (\xi_i^2 - \xi_{i-1}^2)} [\xi_i (\omega_i - \text{St}_i) (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i+1}) - (\omega_{i-1} + \text{St}_{i-1}) (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{i-1})] + \frac{\text{Gn}}{\bar{v}_i \text{Pe}} \bar{\Phi}_i, \quad (24)$$

$$\text{St}_i = \frac{\text{Nu}_i}{\text{Pe}}, \quad \bar{\Phi}_i = m_i \left(\frac{dv_i}{d\xi} \right)^2 - \text{It}_i \left(\frac{dv_i}{d\xi} \right),$$

а \bar{v}_i , $\left(\frac{dv_i}{d\xi} \right)$ и $\left(\frac{dv_i}{d\xi} \right)^2$ можно определить с помощью (19).

Коэффициенты теплообмена между цилиндрическими слоями Nu_i определены в [12].

Изменение температуры в квазитвердом ядре можно определить, записав условие сохранения энтальпии для элементарной длины ядра:

$$\frac{d\theta_0}{d\chi} = \frac{1}{\xi_0} (\bar{\theta}_1 - 2\bar{\theta}_0 - 1/\beta_1) \frac{d\xi_0}{d\chi} + 2/\nu_0 \text{St}_0 (\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_0). \quad (25)$$

Соотношения (21) – (25) и (7) – (12) позволяют получить решение поставленной задачи. Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих давление и температуру в канале, решалась численно методом Гира с автоматическим выбором шага интегрирования и порядка аппроксимации.

Разбиение канала проводилось таким образом, чтобы выполнялось условие $\xi_i - \xi_{i-1} = 1/N$. Производную $d\xi_0/d\chi$ можно получить, продифференцировав (15), либо аппроксимировать ее разностной производной назад по потоку.

Рассмотрим особенности неизотермического течения на примере течения в цилиндре с адиабатической стенкой при параметрах $\text{Pe} = 1590$; $\text{Gn} = 15.8$; $I = 0.136$; $\beta_1 = 1.925 \times 10^{-2}$; $\beta_2 = 3.85 \times 10^{-2}$. Чтобы получить расчетную схему для этого случая, необходимо положить в (24) $\text{St}_N = 0$.

В данном случае неизотермичность течения определяется диссипацией энергии, наибольшее количество которой выделяется у стенок канала, где наибольший градиент скорости (рис. 1а). Там же прежде всего начинает увеличиваться температура (рис. 1б), а это приводит к уменьшению вязкости и предельного напряжения сдвига. Профиль скорости вследствие этого становится более наполненным, из-за чего скорость сдвига на периферии возрастает и выделение энергии у стенок увеличивается, что ведет к дальнейшему повышению температуры и снижению значений μ и τ_0 . В направлении вдоль канала профиль скорости становится еще более плоским, что приводит к локализации тепловыделения на периферии течения, но за счет уменьшения μ и τ_0 снижается мощность источников энергии и профиль скорости становится более равномерным (кривые 4, 5).

В [13] отмечается, что изменение предельного напряжения сдвига не влияет на характер течения, но при постоянном τ_0 диссипация энергии значительно больше, чем при переменном. Вследствие этого температура расплава на выходе из фильеры оказывается выше (рис. 1), что может привести к неправильному расчету процесса кристаллизации

гранул, и поэтому необходим учет изменения τ_0 при течении расплавов ТПУ.

Отметим также, что в случае $\tau_0 = \text{const}$ радиус квазитвердого ядра был бы больше, чем в первом случае (рис. 3). Это происходит потому, что профиль скорости в этом случае – более плоский (рис. 1) из-за большей температуры на периферии. Вследствие этого уменьшается напряжение сдвига в центральной области и, следовательно, при постоянном τ_0 радиус ξ_0 увеличивается.

Для более точного учета тепловых эффектов в течении расплавов термопластов необходимо исследовать течение при $Bi \neq 0$. В этом случае особенности течения будут определяться уже не только диссипацией энергии, но и условиями теплообмена с окружающей средой. Рассмотрим три случая течения: 1) $\theta_a = 2.24$; 2) $\theta_a = 0$; 3) $\theta_a = -2.24$ при $Bi = 3.75$. Другие параметры течения остаются прежними. На рис. 2 - 4 представлены зависимости Π , ξ_0 и распределения v и θ от длины χ . Интересно отметить, что градиент давления вдоль течения падает во всех случаях (рис. 2). Радиус квазитвердого ядра, достигнув максимального значения, обычно уменьшается (кроме случая $\tau_0 = \text{const}$) (рис. 3).

Профиль осевой составляющей скорости с увеличением χ становится все более наполненным. После достижения максимальной наполненности он начинает вытягиваться (рис. 4). Заметим, что максимальная наполненность соответствует оптимальным условиям получения гранул [1, 4], поэтому длину канала фильеры следует выбрать равной расстоянию до точки минимума скорости на оси канала. Наиболее наполненный профиль скорости наблюдается при $\theta_a = 2.24$ (рис. 4). Радиус квазитвердого ядра в этом случае также наибольший.

Распределение тепловых потоков вдоль стенок трубы и изменение средних температур жидкости вдоль течения показаны на рис. 5. Тепловые потоки очень быстро изменяются на начальном участке течения, где формируется тепловой пограничный слой (рис. 4). В дальнейшем потоки изменяются незначительно. При этом в случае $\theta_a > 0$ наблюдается обращение теплового потока, температура в тепловом пограничном слое становится выше температуры окружающей среды θ_a , хотя средняя температура жидкости остается ниже θ_a (рис. 5).

Такие свойства неизотермического течения приводят к сильному отличию неизотермического аналога кривой consistency от изотермического [14]. Неизотермическая кривая (рис. 6) похожа на расходно-напорную зависимость для течения высоковязкой ньютоновской жидкости в круглом канале [12]. При небольших расходах теплота трения незначительна, и вся она успевает равномерно распределиться по сечению канала за вре-

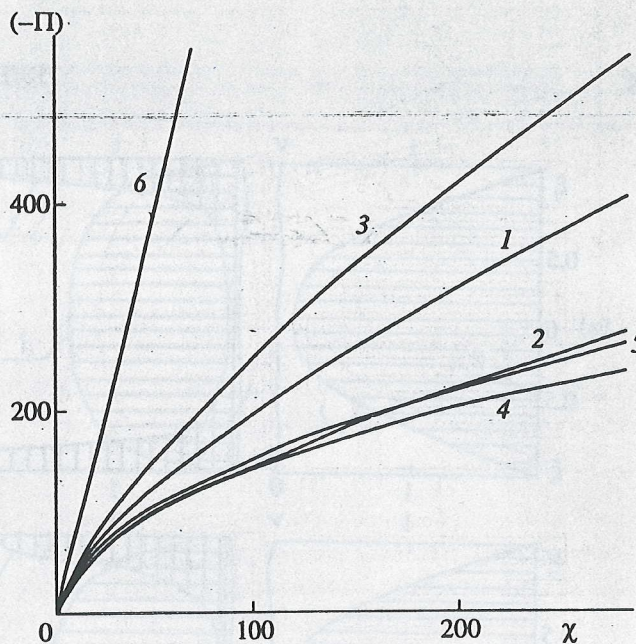


Рис. 2. Зависимость безразмерного давления от длины канала: 1 - $Bi = 3.75, \theta_a = 0$; 2 - $3.75; 2.24$; 3 - $3.75; (-2.24)$; 4 - $Bi = 0$; 5 - $Bi = 0, \tau_0 = \text{const}$; 6 - течение жидкости при $\mu, \tau_0 = \text{const}$.

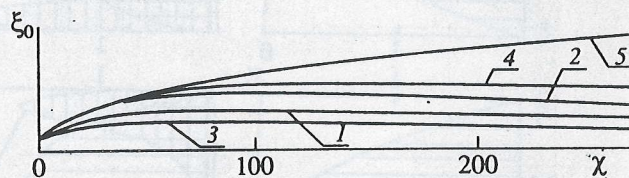


Рис. 3. Изменение радиуса квазитвердого ядра по длине: 1 - $\theta_a = 0$; 2 - $\theta_a = 2.24$; 3 - $\theta_a = (-2.24)$; 4 - $Bi = 0$; 5 - $Bi = 0, \tau_0 = \text{const}$.

мя пребывания в нем жидкости. Реологические характеристики и распределение скорости в этих случаях слабо отличаются от изотермических. При значительном увеличении расхода течение приобретает высокотемпературный характер. Увеличивается теплота диссипации у стенок канала, образуется тепловой пограничный слой, в котором значения μ и τ_0 намного меньше, чем в центре канала. При этом снижается градиент давления, а это ведет к приведенной на рис. 6 consistency зависимости для установившихся режимов течения.

Подобный эффект для вязкопластичной жидкости был предсказан в работе [15]. В [7] отмечалось, что эффекты, аналогичные тепловому взрыву, для течения вязкой жидкости могут наблюдаться при скоростях ~ 15 м/с. Для расплавов полимеров, исследуемых здесь, так же как и в [12], эти эффекты сказываются уже при скоростях порядка нескольких см/с.

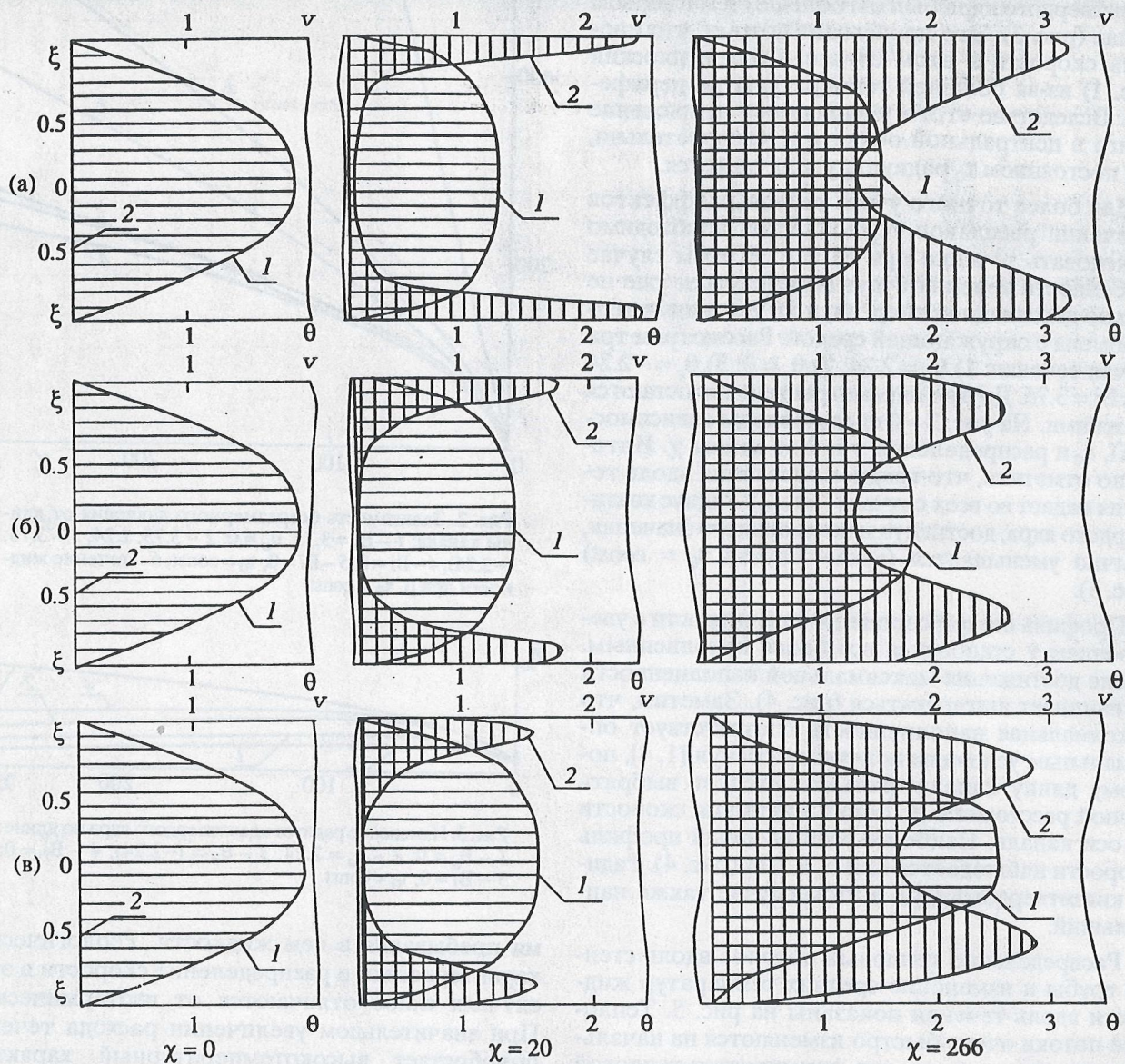


Рис. 4. Эволюция распределения продольной составляющей скорости (линии 1) и распределения температуры (линии 2): а - $\theta_a = 2.24$; б - 0; в - (-2.24) .

Рассмотренные эффекты на практике могут приводить к неожиданным явлениям. Если при подводном гранулировании использовать необогреваемую фильерную доску, может возникнуть ситуация, когда некоторые отверстия забиваются застывшим расплавом, и прежний объем жидкости будет продавливаться через меньшее количество отверстий без значительного изменения давления в аппарате.

Эта ситуация может появиться вследствие какого-нибудь, возможно случайного, уменьшения скорости течения в некоторых фильерах, что приведет к увеличению времени пребывания там расплава. Последний за счет теплообмена начнет остывать, его скорость еще уменьшится и т.д., пока течение в этих отверстиях не прекратится.

В то же время в других фильерах скорость соответственно возрастает, увеличивается диссипация энергии, уменьшается градиент давления и т.д. В итоге это приведет к нарушению технологического режима, и поэтому возможность возникновения такого явления необходимо учитывать при проектировании аппаратов переработки термопластов.

Чтобы избежать таких нежелательных явлений, можно применить обогрев фильерного канала. Как мы выяснили, так можно управлять течением полимера в канале. При $\theta_a > 0$ возникает отрицательная обратная связь между характеристиками потока и теплообменом, т.е. если скорость в канале в силу каких-либо причин уменьшится, это уже

не приведет к увеличению вязкости, а за счет увеличения времени пребывания расплава в канале он нагреется на периферии, что приведет к восстановлению прежнего режима.

Возникновение высокотемпературных режимов течения можно определить, зная параметры, определяющие решение системы (4) - (12): $\beta_1, \beta_2, I, Gn, Re, Vi$ и θ_a .

При заданной производительности $Re = const$, поскольку физические свойства различных марок ТПУ отличаются незначительно и для расплавов полимеров, как правило, $I < 1$, основное влияние на течение оказывают β_1 и Gn . Рассмотрим это влияние при $Vi = 0$, так как здесь проявляются основные закономерности неизотермического течения.

Если $Gn \rightarrow 0$, то $\Pi \rightarrow \Pi_{is}$ (рис. 7). При увеличении Gn от 0 до 100 значение Π резко падает, а при $Gn > 100$ остается почти постоянным, что свидетельствует о возникновении высокотемпературного режима течения с низким градиентом давления. Уменьшение β_1 оказывает наибольшее влияние на характер течения при больших Gn , когда на начальном этапе течения выделяется значительное количество энергии, а для малых β_1 она наиболее существенным образом влияет на вязкость, и дальнейшее течение происходит с малой вязкостью на периферии.

Характер течения в случае $Vi \neq 0$ отличается тем, что в случае малых Gn основное влияние на динамику течения оказывает теплообмен с окружающей средой и для $\theta_a < 0$ при $Gn \rightarrow 0$ имеем $\Pi > \Pi_{is}$ (рис. 7) за счет охлаждения расплава.

Сравнение результатов, полученных изложенным методом, с результатами [14] для течения жидкости с постоянными свойствами при учете теплоты трения, с граничными условиями первого рода и при параметрах [14]

$$D = \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \right)^2 \frac{R_0}{\mu (T_0 - T_w)} = 5, \quad \beta_0 = \xi_0 = 0.5,$$

дает расхождение для $\bar{\theta}$ и $\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=1}$ не более 1%.

Для получения расчетной схемы в этом случае необходимо выбрать достаточно тонкий слой жидкости, прилегающий к стенке, и положить его температуру постоянной и равной T_w . Хорошее согласие теории получено с данными для течения жидкости с рейнولدсовской зависимостью реологических свойств при тепловых граничных условиях первого рода [16] (рис. 8). Если же положить $\tau_{00} = 0$, то получим полное совпадение с результатами работ [4, 12]. Сравнение с экспериментальными и расчетными данными для неизотермического течения ньютоновских жидкостей [17, 18] также приведено на рис. 8. В нашем случае достигается лучшее согласие с экспериментом, чем в [18],

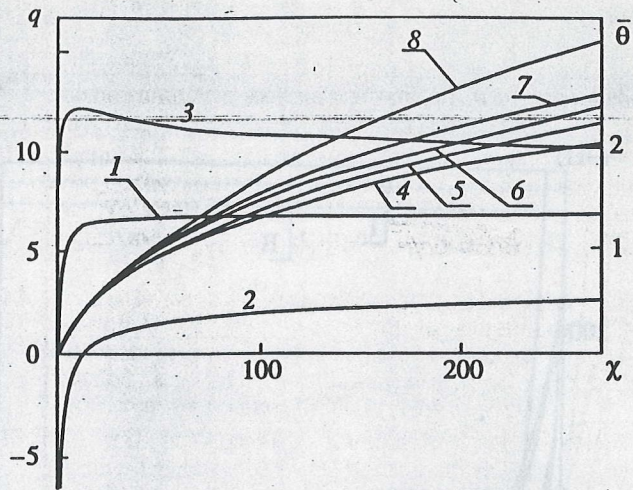


Рис. 5. Зависимость безразмерного теплового потока $q = Vi(\bar{\theta}_N - \theta_a)$ через стенку канала (1 - 3) и среднemasсовой температуры жидкости (4 - 8) от χ : 1, 4 - $\theta_a = 0$; 2, 6 - 2.24; 3, 5 - (-2.24); 7 - для $Vi = 0$; 8 - $Vi = 0, \tau_0 = const$.

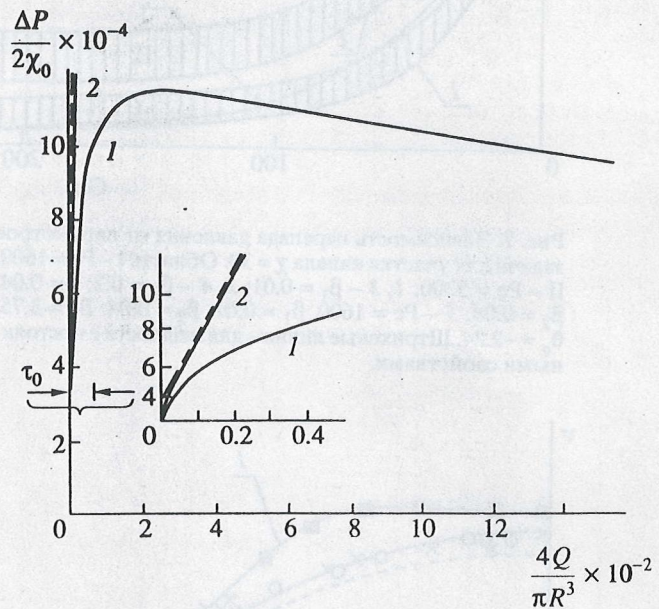


Рис. 6. Неизотермический аналог кривой consistency (линия 1); 2 - изотермическая кривая.

где при расчете не учтена теплота диссипации. Точность получения результатов можно оценить так же, как это сделано в [9], т.е. сравнивая перепады давления, рассчитанные по уравнению (22), и по изменению среднemasсовой температуры $\Pi = (Re/Gn)\bar{\theta}$ при течении с адиабатической стенкой. Для практически важных значений расходов и $N \geq 10$ эти величины отличаются не более чем на 1%.

Предложенный метод достаточно эффективен для исследования течения термопластов. Так,

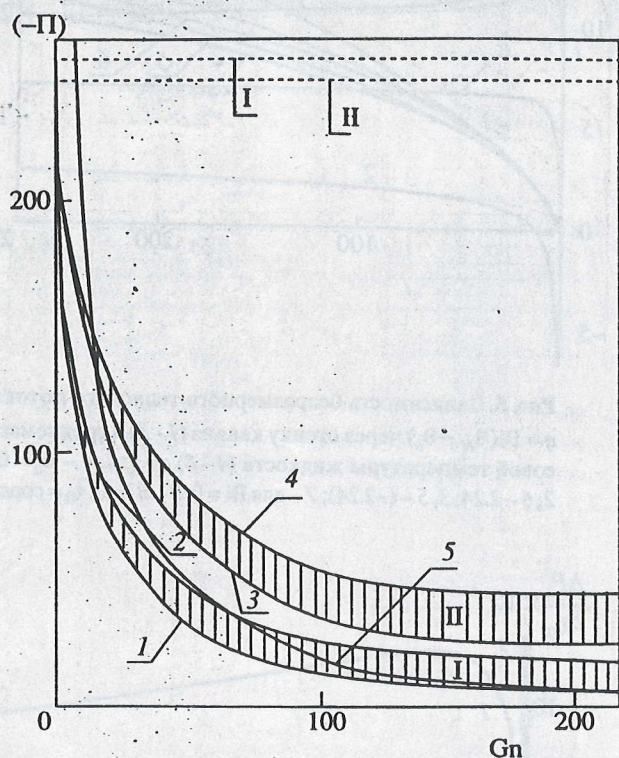


Рис. 7. Зависимость перепада давления от параметров задачи для участка канала $\chi = 30$. Область I – $Re = 1600$; II – $Re = 5300$; 1, 3 – $\beta_1 = 0.01$; 2, 4 – $\beta_1 = 0.2$, $I = 0.04$, $\beta_2 = 0.04$; 5 – $Re = 1600$, $\beta_1 = 0.01$, $\beta_2 = 0.04$, $Vi = 3.75$, $\theta_a = -2.24$. Штриховые линии – для жидкости с постоянными свойствами.

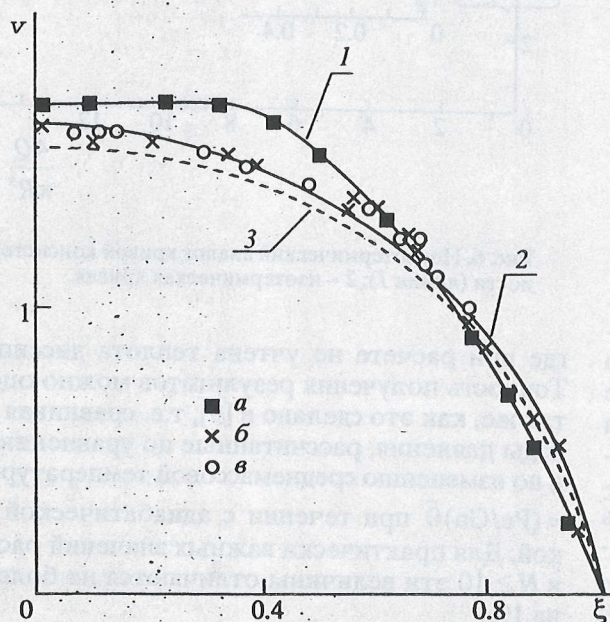


Рис. 8. Распределение продольной составляющей скорости: 1 – расчет при $I = 11$, $\beta_1 = 1$, $\beta_2 = 0$, $\xi = 0.034$, $\alpha = 0$ [16] (в нашем случае $I = 5.5$, $\chi = 66$); а – результаты [16]; 2 – распределение скорости при течении нефти типа NASA-89, полученное автором; 3 – расчетные данные работы [18]; б, в – экспериментальные данные.

расчет одного варианта при относительной точности результатов 10^{-6} на ЭВМ с тактовой частотой ~ 16 МГц занимает 30...40 с процессорного времени.

Изложенные результаты, а также данные [4, 9, 12] и проведенные расчеты конкретных фильтров для устройств подводного гранулирования свидетельствуют о высокой робастности описанного метода.

Автор выражает благодарность Г.Б. Фройштеттеру за ценные замечания, сделанные при обсуждении работы.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a – коэффициент температуропроводности, m^2/s ;
 - c – удельная теплоемкость, Дж/(кг К);
 - E, E_p – энергии активации вязкого и пластического течения, Дж/моль;
 - h – интенсивность скоростей деформации, s^{-1} ;
 - K – коэффициент теплопередачи, Вт/(m^2 К);
 - P, P_0 – давление: текущее и на входе в конфузор, Па;
 - Q – расход, m^3/s ;
 - R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль К);
 - r – радиальная координата, м;
 - R_0, r_0 – радиусы канала и квазитвердого ядра, м;
 - T, T_0 – температура расплава: текущая и на входе в канал, К;
 - V – скорость, м/с;
 - z – продольная координата, м;
 - γ – скорость сдвига, s^{-1} ;
 - λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м К);
 - μ – динамический коэффициент вязкости, Па с;
 - ρ – плотность, kg/m^3 ;
 - τ, τ_0 – напряжение сдвига: текущее и предельное, Па;
 - Gn – число Нема–Гриффита;
 - I – критерий Ильюшина;
 - Nu_i – безразмерные коэффициенты кондуктивного теплообмена между слоями;
 - Re – число Пекле;
 - $Re = \bar{V}R_0\rho/\mu$ – число Рейнольдса;
 - St – число Стентона для слоя.
- Индексы**
- a – относящийся к окружающей среде;
 - i – номер слоя;
 - is – изотермический;
 - r, z – радиальная и продольная составляющие вектора скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бернхардт Э. Переработка термопластичных материалов. М.: Химия, 1965.
2. Pearson J.R.A. Polymer flows dominated by high heat generation and low heat transfer // *Polymer Engng Sci.* 1978. V. 18. No. 3. P. 222.
3. Армстронг Р.С., Винтер Х. Теплообмен в ньютоновских жидкостях // *Справочник по теплообменникам*. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 327.
4. Пономаренко В.Г., Потемня Г.Ф., Ульев Л.М. Особенности течения высоковязких жидкостей в цилиндрических каналах // *Пром. теплотехника*. 1985. Т. 7. № 1. С. 9.
5. Ильин М.И., Шариков Ю.В., Житинкин А.А., Чернявский П.В. Математическое моделирование процессов кристаллизации из расплавов в однокомпонентных системах // *Теор. основы хим. технол.* 1983. Т. 17. № 1. С. 44.
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.* Минск, 1990. 13 С. — Деп. в ВИНТИ АН СССР. 05.03.90. № 1224-B90.
7. Фройштетер Г.Б., Данилевич С.Ю., Радионова Н.В. Течение и теплообмен ньютоновских жидкостей в трубах. Киев: Наук. думка, 1990.
8. Ockendon H. Channel flow with temperature-dependent viscosity and internal viscous dissipation // *J. Fluid Mech.* 1979. V. 93. Part 4. P. 737.
9. Ульев Л.М. Течение и теплообмен высоковязкой жидкости в круглом конфузоре // *Теор. основы хим. технол.* 1992. Т. 26. № 2. С. 243.
10. Мирзаджанзаде А.Х. Вопросы гидродинамики вязкопластичных и вязких жидкостей в применении к нефтедобыче. Баку: Азернефтенер, 1959.
11. Харин В.Т. Температурно-динамическое развитие течения вязкопластичной жидкости в переходном участке круглой трубы // *Тр. Московского ин-та нефтехимической и газовой пром-сти*. М., 1975. Вып. 113. С. 82.
12. 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.
13. Forrest G., Wilkinson W.L. Laminar heat transfer to temperature-dependent bingham fluids in tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1973. V. 16. No. 12. P. 2377.
14. Смольский Б.М., Шульман З.П., Гориславец В.М. Реодинамика и теплообмен нелинейновязкопластичных материалов. Минск: Наука и техника, 1970.
15. Беломытцев В.П., Гвоздков Н.Н. О потере тепловой устойчивости движения вязкопластичного материала // *Докл. АН СССР*. 1966. Т. 170. № 2. С. 305.
16. Первушин В.Е. Конвективный теплообмен при структурном течении в круглой трубе вязкопластичной жидкости, реологические характеристики которой зависят от температуры // *Журн. прикл. математики и техн. физики*. 1975. № 3. С. 163.
17. Kwant P.B., Fierens R.H.E., Van Der Lee A. Non-isothermal laminar pipe flow — II. Experimental // *Chem. Engng Sci.* 1973. V. 28. No. 6. P. 1317.
18. Kwant P.B., Zwaneveld A., Dijkstra F.C. Non-isothermal laminar pipe flow — I. Theoretical // *Ibid.* P. 1303.