

подтвердилось в опытах. Указанные компоненты близки друг другу и меньше отличаются от соответствующих величин для нормального закона, чем продольная компонента, и в других точках поперечного сечения следа.

Поступила 18 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955.
2. Frenkiel F. N., Klebanoff P. S. Two-dimensional probability distribution in a turbulent field.— Phys. Fluids, 1965, vol. 8, N 12.
3. Thomas R. M. Conditional sampling and other measurements in a plane turbulent wake.— J. Fluid Mech., 1973, vol. 57, pt 3.
4. Kuo A. J.-S., Corrsin S. Experiments on internal intermittency and fine-structure distribution functions in fully turbulent fluid.— J. Fluid Mech., 1971, vol. 50, pt 2.
5. Synyach M., Mathieu J. Zone de melange d'un jet plan fluctuation induits dans le cone à potential-intermittence.— Intern. J. Heat Mass Transfer, 1969, vol. 12, N 12.
6. Frenkiel F. N., Klebanoff P. S. Probability distribution and correlations in a turbulent boundary layer.— Phys. Fluids, 1973, vol. 16, N 6.
7. Букреев В. И., Зыков В. В., Костомаха В. А. Одномерные законы распределения вероятностей флуктуаций скорости при турбулентном течении в круглой трубе.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
8. Букреев В. И., Васильев О. Ф., Лыткин Ю. М. О влиянии формы тела на характеристики автомоделльного осесимметричного следа.— ДАН СССР, 1972, т. 207, № 4.
9. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974.
10. Букреев В. И., Гусев А. В. и др. Влияние формы тела на перемежаемость турбулентного течения в осесимметричном следе.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 1.

УДК 532.517.4 : 541.12 : 536.24

ЛАМИНАРИЗАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ В ДЛИННЫХ ТРУБАХ

А. М. Гришин, В. Б. Немировский

(Томск)

Характерными особенностями течения полимеризующейся жидкости в трубчатом реакторе являются сильная зависимость вязкости от глубины превращения и температуры и малая вязкость исходного вещества — мономера, которая приводит к турбулентному характеру течения при достаточно больших расходах.

Ламинарное течение вязких химически реагирующих жидкостей в двумерной постановке численно и аналитически исследовалось с учетом зависимости вязкости от температуры [1, 2], а также совместной зависимости вязкости от температуры и глубины превращения реагента [3].

В данной работе численно исследованы режимы турбулентного течения реагирующей жидкости в длинных трубах при сильной зависимости от глубины превращения и температуры и переменных граничных условиях по длине трубы.

1. Рассмотрим стационарное турбулентное течение химически реагирующей ньютоновской жидкости в длинной трубе с некаталитическими стенками при постоянном расходе жидкости. Предположим, что на входе в трубу профиль скорости однородный, температура жидкости на входе равна T_0 , на стенках трубы поддерживается постоянная температура, равная температуре на входе, или температура стенок трубы является функцией от продольной координаты. Смесь предполагается бинарной.

Система уравнений, описывающая стационарное турбулентное течение реагирующей жидкости в длинной трубе, в безразмерных переменных имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial (u\eta)}{\partial \xi} + \frac{\partial (v\eta)}{\partial \eta} = 0, \\ u \frac{\partial u}{\partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} = \text{Pr} \left[\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial \pi}{\partial \xi} \right],$$

$$\begin{aligned} \bar{c}_p \left(u \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + v \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) &= \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_{\Sigma} \eta \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) - \text{Le} (1 - \bar{c}_{p_2}) D_{\Sigma} \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \\ &+ \delta c_1 \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta} + \kappa \mu_{\Sigma} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2, \\ u \frac{\partial c_1}{\partial \xi} + v \frac{\partial c_1}{\partial \eta} &= \text{Le} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(D_{\Sigma} \eta \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right) - \delta \gamma c_1 \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}, \\ Q &= \int_0^1 u \eta d\eta = \text{const.} \end{aligned}$$

Уравнения (1.1) необходимо решать с учетом граничных и начальных условий:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \partial u / \partial \eta |_{\eta=0} &= 0, \quad v(\xi, 0) = 0, \quad \partial \Theta / \partial \eta |_{\eta=0} = 0, \quad \partial c_1 / \partial \eta |_{\eta=0} = 0, \\ u(\xi, 1) &= 0, \quad \Theta(\xi, 1) = \varphi(\xi), \quad \partial c_1 / \partial \eta |_{\eta=1} = 0, \\ u(0, \eta) &= 2Q, \quad \Theta(0, \eta) = 0, \quad c_1(0, \eta) = 1, \end{aligned}$$

где $\xi = x/r_0$; $\eta = r/r_0$; $u = U/u_0$; $v = V/u_0$; $u_0 = \lambda / (r_0 \rho c_{p_1})$;

$$\begin{aligned} \Theta &= (E/RT_0^2)(T - T_0); \quad \bar{c}_p = c_1 + \bar{c}_{p_2}(1 - c_1); \quad \bar{c}_{p_2} = c_{p_2}/c_{p_1}; \quad \text{Pr} = \\ &= \mu(T_0, 1) c_{p_1} / \lambda; \end{aligned}$$

$$\text{Le} = \frac{D(T_0, 1) \rho c_{p_1}}{\lambda}; \quad \delta = \frac{r_0^2 E g k_0 \exp(-E/RT_0)}{\lambda R T_0^2}; \quad \kappa = \frac{\mu(T_0, 1) \lambda E}{r_0^2 c_{p_1}^2 \rho^2 R T_0^2};$$

$$\hat{\rho} = \frac{RT_0}{E}; \quad \gamma = \frac{c_{p_1} \rho R T_0^2}{qE}; \quad \mu_{\Sigma} = \mu_m + \mu_t; \quad \lambda_{\Sigma} = 1 + \mu_t \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T};$$

$$D_{\Sigma} = \frac{1}{\mu_m} + \mu_t \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{\text{Le}_t}{\text{Le}}; \quad \mu_m = \exp \left[W(1 - c_1) - \frac{b_1 + b_2(1 - c_1)}{1 + \beta \Theta} \Theta \right];$$

$$W = A_0 + A_1/RT_0; \quad b_1 = E_0/E; \quad b_2 = A_1/E; \quad \kappa = \frac{\rho \rho c_{p_1} r_0^2}{\mu(T_0, 1) \lambda};$$

$$\text{Pr}_T = 1; \quad \text{Le}_T = 1.$$

Здесь x, r, U, V — размерные продольная и поперечная координаты, продольная и поперечная компоненты скорости соответственно; r_0 — радиус трубы; p — давление; ρ, c_{p_1} — плотность и теплоемкость мономера; T — температура; E, q — энергия активации и тепловой эффект химической реакции; R — универсальная газовая постоянная; k_0 — предэкспонент; μ, λ, D — размерные коэффициенты молекулярной вязкости, теплопроводности и бинарной диффузии. Индексом m помечены безразмерные коэффициенты молекулярного переноса, t — безразмерные коэффициенты турбулентного переноса и турбулентные аналоги чисел Прандтля и Льюиса, Σ — безразмерные эффективные коэффициенты переноса, равные, согласно гипотезе полной вязкости [4], сумме коэффициентов молекулярного и турбулентного переноса.

Зависимость коэффициента молекулярной вязкости задавалась формулой, полученной в [5] в результате обработки экспериментальных данных по течению растворов полимера в мономере:

$$\mu = \mu_0 \exp \{ A_0(1 - c_1) + [E_0 + A_1(1 - c_1)] / (RT) \},$$

где μ_0, A_0, E_0, A_1 — эмпирические коэффициенты, определяемые из эксперимента или литературных данных. Коэффициент молекулярной диффузии рассчитывался по формуле Вильке и Ченга [6] для бинарных смесей (растворов), а коэффициент молекулярной теплопроводности считался постоянным.

В качестве конкретного примера рассматривалась полимеризация этилена при высоком давлении в трубчатом реакторе в условиях тур-

булентного течения реагента. Для расчета безразмерных параметров, определяющих тепловыделение, использовались эффективные термокинетические постоянные реакции полимеризации этилена при высоком давлении, приведенные в [7]. Теплофизические и механические параметры среды рассчитывались при температуре полимеризации и давлении 200 МПа, при котором реагирующая среда гомогенна, а сжатый этилен обладает свойствами несжимаемой капельной жидкости [8]. Для расчета этих параметров использовались экспериментальные данные из [7, 9, 10]. Расчет коэффициента турбулентной вязкости производился по формуле, основанной на теории «пути смешения» [4], которая в выбранных безразмерных переменных имеет вид

$$(1.3) \quad u_{\tau} = (1/\text{Pr})(l\varepsilon)^2 |\partial u/\partial \eta|.$$

Рассмотрено несколько полуэмпирических моделей турбулентности, рекомендованных в [11–14] для течений в трубах:

$$(1.4) \quad l = 0,14 - 0,08\eta^2 - 0,06\eta^4, \quad \varepsilon = 1;$$

$$(1.5) \quad l = 0,4(1 - \eta), \quad \varepsilon = 1 - \exp\left[\left(-\sqrt{\frac{\tau_w}{\text{Pr}} \frac{1 - \eta}{\mu_m}}\right)/26\right];$$

$$(1.6) \quad l = 0,13 - 0,06\eta^2 - 0,07\eta^4, \quad \varepsilon = 1 - \exp\left[\left(-\sqrt{\frac{\tau_w}{\text{Pr}} \frac{1 - \eta}{\mu_m}}\right)/26\right].$$

Здесь выражения (1.4) соответствуют модели турбулентности Прандтля — Никурадзе [11], (1.5) — модели Ван-Дрифта [12–14], (1.6) — модели Ван-Дрифта в форме, предложенной в [14], а τ_w — безразмерное напряжение трения на стенке.

2. Краевая задача (1.1), (1.2) решалась численно на ЭВМ при помощи итерационно-интерполяционного метода (ИИМ) [15]. В результате применения ИИМ получена неявная шеститочечная разностная схема с квазилинеаризацией источников по методу Ньютона. Для нахождения неизвестного градиента давления использовался метод расщепления уравнения движения, предложенный в [16].

Для проверки работы программы в качестве тестов проведены расчеты ламинарного течения инертной и реагирующей жидкости при нулевых значениях коэффициентов турбулентного переноса. При расчете течения инертной жидкости на участке стабилизированного течения получены величины коэффициента сопротивления ζ и числа Нуссельта Nu , отличающиеся на 2 и 1,5% соответственно от известных значений для стабилизированного ламинарного течения $\zeta = 64/\text{Re}$ [4] и $Nu = 3,65$ [17]. При расчете течения реагирующей жидкости с учетом зависимости вязкости от температуры получены поля скорости и температуры, полностью совпадающие с результатами [1].

Кроме того, для выбора модели турбулентности проводился расчет изотермического течения инертной жидкости в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса Re . Результаты расчета профиля скорости на участке стабилизированного течения сравнивались с экспериментальными профилями скорости, полученными Никурадзе [4].

Наилучшее совпадение получено при использовании модели Ван-Дрифта в форме (1.6), причем с увеличением Re расхождение между экспериментальным и расчетным профилями уменьшалось. Так, при $\text{Re} = 105 \cdot 10^3$ максимальное расхождение между этими профилями не превышало 1% в ядре потока для модели, определяемой выражениями (1.6), в то время как для других моделей расхождение значительно больше (до 10%). Поэтому в дальнейших расчетах использовалась модифицированная модель Ван-Дрифта (1.3), (1.6).

При численном исследовании течения полимеризующейся жидкости вначале изучались режимы течения при постоянной температуре стенки трубы, равной температуре на входе, т. е. $\varphi(\xi) = 0$ в граничных условиях (1.2). На фиг. 1 показано изменение температуры на оси трубы с увеличе-

нием расстояния от входа в трубу при различных расходах жидкости. Графики получены для трубы радиусом $r_0 = 0,015$ м при температуре на входе $T_0 = 500$ К ($\delta = 26$, $\kappa = 0,284 \cdot 10^{-14}$, $b_1 = 0,044$, $b_2 = 0,35$, $Pr = 1,56$, $Le = 0,3 \cdot 10^{-2}$, $\beta = 0,031$, $\gamma = 0,013$). Кривые 1—4 соответствуют средней по сечению скорости потока 0,25; 0,3; 0,5; 1 м/с при $Re_0 = 37180$; 44616; 74360; 148720. Сплошные кривые получены при $W = 20,04$, что соответствует вязкости конечного продукта — расплава полиэтилена (вычисленной при $c_1 = 0$), равной $\mu(T_0, 0) = 5 \cdot 10^4$ Н·с/м². Штриховая кривая получена при $W = 18,43$ ($\mu(T_0, 0) = 10^4$ Н·с/м²).

Из приведенных на фиг. 1 результатов численного счета видно, что при заданном значении δ в зависимости от расхода могут реализоваться различные тепловые режимы течения. При достаточно малой величине расхода (кривые 1, 2) сильное тепловыделение от интенсивной химической реакции приводит к прогрессивному росту скорости реакции и резко возрастают температуры на расстоянии от входа ξ_* (критическая длина трубы). При длине трубы, большей ξ_* , процесс принимает взрывной характер. В соответствии с терминологией, предложенной в [2], назовем такой режим течения режимом самовоспламенения.

С увеличением расхода описанная картина процесса растягивается по длине трубы вследствие конвективного уноса тепла вдоль по потоку (ξ_* возрастает) и при достаточно больших расходах жидкость лишь незначительно прогревается вблизи входа в трубу за счет химического тепловыделения, далее вниз по потоку температура остается практически постоянной (кривая 4). Таким образом, в трубе разумной длины устанавливается квазиизотермический режим течения. Химическое превращение в этом случае мало, глубина превращения на большом расстоянии от входа не превышает нескольких процентов.

В верхнем правом углу фиг. 1 изображена зависимость критической длины трубы ξ_* от средней скорости потока при тех же значениях безразмерных параметров ($W = 20,04$). Видно, что зависимость ξ_* от расхода нелинейная. С увеличением расхода ξ_* очень быстро возрастает и при достаточно больших расходах режим самовоспламенения не возникает даже в очень длинной трубе.

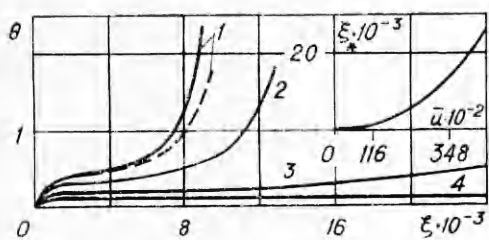
Из сравнения штриховой и сплошной кривых 1 фиг. 1 видно, что при большей вязкости конечного продукта ξ_* уменьшается. Это можно объяснить возрастанием роли механических источников тепла при большей вязкости реакционной среды. Следует сказать, что роль механического источника $\kappa \mu_\Sigma (\partial u / \partial \eta)^2$ в общем балансе энергии даже при ламинарном течении сильно вязкой жидкости существенно меньше, чем роль химического источника или члена $\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_\Sigma \eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)$ [1], и сводится лишь к дополнительному тепловыделению. Поскольку исходная система нелинейна, малые воздействия могут привести к существенному изменению характера течения и теплообмена и даже, как показано в [1, 2], стать причиной явления гидродинамического зажигания.

Из результатов численного счета следует, что режим самовоспламенения при турбулентном течении полимеризующейся жидкости возникает при глубине превращения около 20%. При этом вследствие возрастания вязкости реагирующей среды профиль скорости начинает деформироваться, становясь менее заполненным.

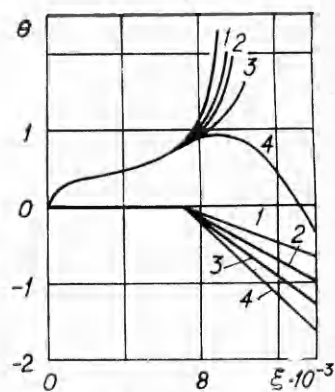
Для управления режимами течения исследовалось изменение температурных граничных условий по длине трубы. Рассматривался случай линейного понижения температуры стенки трубы на некотором расстоянии от входа, т. е.

$$\varphi(\xi) = \begin{cases} 0, & \xi < \xi_1, \\ \Theta_1 \frac{\xi - \xi_1}{\xi_2 - \xi_1}, & \xi \geq \xi_1, \end{cases}$$

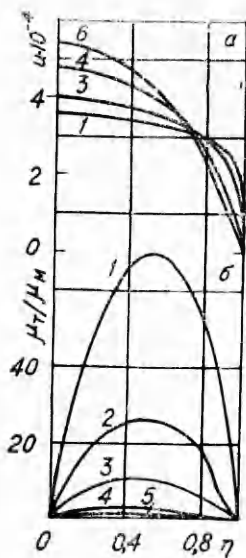
где $\xi_2 - \xi_1$ — длина охлаждаемого участка; Θ_1 — температура в конце



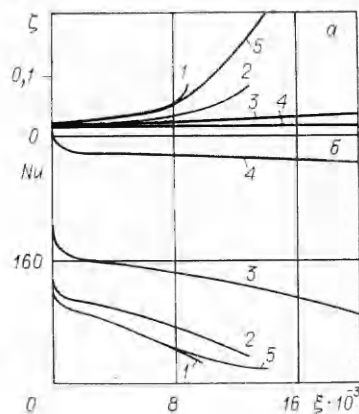
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

охлаждаемого участка. Начало охлаждаемого участка ξ_1 выбиралось в области точки перегиба температурной кривой в режиме самовоспламенения.

На фиг. 2 показано изменение температуры на оси трубы и соответствующее ему изменение температуры стенки трубы при тех же значениях безразмерных параметров, что и на фиг. 1, и расходе, соответствующем средней скорости 0,25 м/с ($\xi_1 = 7 \cdot 10^3$, $\xi_2 = 14 \cdot 10^3$, кривые 1—4 соответствуют $\Theta_1 = -0,64; -0,96; -1,28; -1,6$). Кривая без номера получена при постоянной температуре стенки трубы.

Как следует из анализа фиг. 2, с ростом темпа охлаждения стенки критическая длина трубы увеличивается (кривые 1—3). Наконец, при определенной скорости охлаждения стенки теплоотвод в стенки трубы превышает теплоприход от химической реакции и температура реагирующей среды начинает быстро уменьшаться (кривая 4). В этом случае режим самовоспламенения не реализуется и возникает эффект ламинаризации течения. При глубине превращения более 20% в результате сильного возрастания вязкости реагирующей среды в ходе реакции первоначально турбулентное течение становится полностью ламинарным.

Этот вывод следует из анализа фиг. 3*, где изображены профили скорости потока на различном удалении от входа (а) и профили отношения турбулентной вязкости к молекулярной (б) для условий ламинаризации течения, соответствующих кривой 4 фиг. 2 ($\xi = 100; 4000; 7000; 10\ 000; 13\ 000; 14\ 000$, кривые 1—6 соответственно).

* Кривые 2, 5 на фиг. 3, а и б на фиг. 3, б не показаны в целях ясности изображения остальных кривых.

Хорошо видно, что по мере продвижения реагирующей смеси в глубь трубы профиль скорости потока изменяется от развитого турбулентного вблизи входа в трубу до ламинарного профиля на расстоянии от входа $\xi = 14\,000$, подобного профилям, полученным в [1]. Число Рейнольдса для области ламинарного течения, вычисленное по средней скорости, значительно меньше критического и для приведенного на графиках примера равно 390.

Любопытно отметить, что на участке турбулентного течения профиль концентрации практически однороден, в то время как на участке полностью ламинарного течения в очень узкой области вблизи стенки происходит быстрое уменьшение концентрации реагента до величины, отличающейся от концентрации в центральной части трубы на 10% и более. Вблизи стенки образуется тонкая пленка более вязкого вещества, чем в центральной области трубы. Это связано, по-видимому, с тем, что при переходе от турбулентного режима течения к ламинарному скорость течения вблизи стенки уменьшается, а время пребывания возрастает. Вследствие этого возрастает и глубина превращения.

Как видно из фиг. 3, б, отношение турбулентной вязкости к молекулярной, которое в турбулентном режиме течения много больше единицы, по мере продвижения в глубь трубы быстро убывает и на участке полностью ламинарного течения становится меньше единицы.

Таким образом, уменьшение температуры стенки трубы в случае высокотемпературных режимов полимеризации в проточных реакторах может быть использовано для управления технологией процесса путем увеличения критической длины реактора или перевода турбулентного режима течения в ламинарный в условиях отсутствия резкого роста температуры реагирующей среды.

В [48] отмечено, что эффект ламинаризации течения инертных жидкостей и газов при изменении температурных условий или расхода был обнаружен несколько десятилетий назад. Вывод о возможности ламинаризации течения вследствие химической реакции получен, по-видимому, впервые.

На фиг. 4 изображено изменение безразмерного коэффициента сопротивления (а) $\zeta = 8Pr_w/(4Q^2)$ и локального числа Нуссельта (б) $Nu = (2\partial\Theta/\partial\eta|_{\eta=1})/(\Theta_w - \Theta^0)$ (Θ^0 — температура в ядре потока, Θ_w — температура стенки трубы) по мере удаления от входа в трубу. Кривые 1—4 получены при постоянной температуре стенки и соответствуют значениям параметров, при которых получены кривые 1—4 фиг. 1. Кривые 5 соответствуют условиям ламинаризации турбулентного течения при понижении температуры стенки трубы и получены при значениях параметров, отвечающих кривой 4 фиг. 3.

В случае квазиизотермического режима (кривые 4) глубина превращения мала и течение напоминает течение инертной жидкости. Сравнение коэффициента сопротивления при квазиизотермическом режиме на большом удалении от входа в трубу со значением коэффициента сопротивления для стабилизированного течения инертной жидкости, рассчитанным по формуле Никурадзе [4] $\zeta = 0,0032 + 0,221/Re^{0,237}$, показало, что различие не превышает 2—3% в ту или иную сторону (в зависимости от расстояния от входа), что связано с реакционной способностью среды и некоторым изменением вязкости в ходе реакции. Для этого же случая проведено сравнение локального числа Нуссельта на расстоянии $\xi = 100$ (где превращение еще практически отсутствует) с величиной Nu , рассчитанной по формуле, которая рекомендуется при развитом турбулентном течении в трубах и каналах [17]:

$$Nu = 0,021Re^{0,8}Pr_w^{0,43}(Pr/Pr_w)^{0,25}\epsilon,$$

где Pr_w — значение критерия Прандтля при температуре стенки, а $\epsilon = 1$ при $\xi > 30$. Погрешность значения, полученного в численном эксперименте, составила 1%.

В случае высокотемпературных режимов полимеризации коэффициент сопротивления вначале постепенно увеличивается за счет увеличения вязкости среды. На участке резкого роста температуры коэффициент сопротивления быстро растет в результате увеличения скорости реакции и образования вязкого полимера вблизи стенки трубы. В этой области трубы начинается переход к ламинарному режиму течения. При понижении температуры стенки трубы на участке возрастания скорости реакции дальнейшее химическое превращение приводит к полной ламинаризации течения, коэффициент сопротивления при этом (см. фиг. 4, а, кривая 5) стремится к величине, определяемой ламинарным законом сопротивления $\zeta = 64/Re$ (отличие составляет около 20% и объясняется нестабилизированным характером течения). Локальные числа Нуссельта быстро уменьшаются вследствие сильного возрастания вязкости, изменения гидродинамики течения и характера теплообмена. Профили температуры перестраиваются таким образом, что градиент температуры возрастает медленнее, чем разность температур стенки и ядра потока. При понижении температуры стенки характер теплообмена вновь меняется (см. фиг. 4, б, кривая 5) за счет температурного воздействия стенки, число Нуссельта становится во много раз ниже величины, характерной для развитого турбулентного течения вблизи входа в трубу. На участке ламинарного течения Nu почти в 5 раз больше величины $Nu = 3,65$, характерной для стабилизированного ламинарного течения. Такое различие тоже объясняется термически нестабилизированным характером течения в этой области.

Таким образом, в условиях безвзрывного протекания реакции в проточном полимеризационном реакторе большой длины может возникнуть переход от турбулентного течения к ламинарному.

Поступила 13 VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М., Немировский В. Б. Режимы течения вязких реагирующих жидкостей в длинных трубах. — ФГВ, 1979, т. 15, № 3.
2. Гришин А. М., Немировский В. Б. Исследование течения и теплообмена вязких реагирующих жидкостей в длинных трубах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
3. Бостанджян С. А., Боярченко В. И. и др. Низкотемпературные режимы полимеризации в проточном реакторе. — ПМТФ, 1979, № 1.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
5. Хохлов В. А., Консетов В. В. и др. Исследование и моделирование оптимальных условий полимеризации мономеров в массе или растворе. — В кн.: Моделирование химических процессов и реакторов. Т. 2. Новосибирск, 1971.
6. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971.
7. Полиэтилен и другие полиолефины. М.: Мир, 1964.
8. Голосов А. П., Динцес А. И. Технология производства полиэтилена и полипропилена. М.: Химия, 1978.
9. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
10. Торнер Р. В. Теоретические основы переработки полимеров. М.: Химия, 1977.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
12. Петухов Б. С., Виленский В. Д., Медвецкая Н. В. Применение полуэмпирических моделей к расчету теплообмена при турбулентном течении в трубах однофазных теплоносителей околокритических параметров. — ТВТ, 1977, т. 15, № 3.
13. Нехамкина О. А., Ротинян М. А. Расчет теплопередачи при турбулентном течении по трубам многоатомных газов. — Инж.-физ. журн., 1977, т. 33, № 4.
14. Галин Н. М., Есин В. М. Расчет теплоотдачи к турбулентному потоку в круглых и кольцевых трубах с учетом зависимости теплофизических свойств теплоносителя от температуры. — ТВТ, 1977, т. 15, № 6.
15. Гришин А. М., Берцун В. И. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов. — ДАН СССР, 1974, т. 214, № 4.
16. Симунн Л. М. Численное решение задачи о неизоотермическом движении вязкой жидкости в плоской трубе. — Инж.-физ. журн., 1966, т. 10, № 1.
17. Коган В. Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии. Л.: Химия, 1977.
18. Назарчук М. М., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев: Наукова думка, 1974.