

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ВЯЗКИХ
РЕАГИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ДЛИННЫХ ТРУБАХ**

А. М. ГРИШИН, В. Б. НЕМИРОВСКИЙ

(Томск)

Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении инертных газов и жидкостей в круглой трубе рассматривались в работах [1-4], причем в [4] обосновано использование уравнений типа пограничного слоя для исследования двумерных течений в трубах. Течение сильновязких химически реагирующих жидкостей в бесконечной трубе исследовалось аналитически и численно в случае постоянного градиента давления или постоянного расхода жидкости [5-8].

Аналитический анализ течения вязких реагирующих жидкостей в трубах конечной длины проведен в работах [9, 10]. Однако в силу использованного в них осреднения искомых функций по объему трубы, учет ограниченности длины трубы свелся к анализу влияния времени пребывания жидкости в трубе на тепловой режим течения, а особенности течения и теплообмена на начальном участке трубы не учитывались.

В работе [11] выявлены закономерности протекания химических реакций в реакторах вытеснения при условии, что реализуется Пуазейлевский профиль скоростей, а вязкость не зависит от температуры и концентрации реагента; в [12] исследованы режимы адиабатического реактора конечной длины, а в [13] — режимы течения реагирующих жидкостей в длинных трубах при постоянном расходе.

Цель настоящей работы — аналитически и численно проанализировать в рамках двумерной постановки выход на режимы тепловой и гидродинамической стабилизации при течении вязких инертных жидкостей и особенности течения сильновязких реагирующих жидкостей.

1. Рассмотрим стационарное ламинарное течение несжимаемой весьма вязкой инертной или химически реагирующей жидкости в достаточно длинной плоской или цилиндрической трубе при заданном постоянном расходе жидкости. Температура жидкости на входе равна T_0 , а профиль скорости потока на входе в трубу однороден или соответствует параболическому профилю течения Пуазейля. На некаталитических стенках трубы поддерживается постоянная температура, равная температуре на входе.

Система уравнений, описывающих течение при принятых выше предположениях, в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial \xi}(u\eta^e) + \frac{\partial}{\partial \eta}(v\eta^e) = 0$$

$$(1.2) \quad u \frac{\partial u}{\partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} = \text{Pr} \left[\frac{1}{\eta^3} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\exp \frac{-b\theta}{1+\beta\theta} \eta^3 \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{d\pi}{d\xi} \right]$$

$$(1.3) \quad C_p \left(u \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + v \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) = \frac{1}{\eta^e} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^e \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) - \text{Le}(1-C_{p2}) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \times \\ \times \exp \frac{b\theta}{1+\beta\theta} \frac{\partial c_1}{\partial \eta} + \delta c_1 \exp \frac{\theta}{1+\beta\theta} + \kappa \exp \frac{-b\theta}{1+\beta\theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2$$

$$(1.4) \quad u \frac{\partial c_1}{\partial \xi} + v \frac{\partial c_1}{\partial \eta} = \text{Le} \frac{1}{\eta^\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\exp \frac{b\theta}{1+\beta\theta} \eta^\varepsilon \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right) - \delta \gamma c_1 \exp \frac{\theta}{1+\beta\theta}$$

$$\beta = \frac{RT_0}{E}, \quad \gamma = \frac{c_{p1} \rho RT_0^2}{qE}, \quad u = \frac{Ur_0 \rho c_{p1}}{\lambda}, \quad v = \frac{Vr_0 \rho c_{p1}}{\lambda}$$

$$\pi = \frac{Pr_0^2 c_{p1} \rho}{\mu(T_0) \lambda}, \quad \theta = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0)$$

$$\text{Pr} = \mu(T_0) c_{p1} / \lambda, \quad \text{Le} = c_{p1} \rho D_{12}(T_0) / \lambda,$$

$$\delta = \frac{r_0^2 E q k_0 \exp(-E/RT_0)}{\lambda RT_0^2}, \quad \kappa = \frac{\mu(T_0) \lambda E}{r_0^2 c_{p1}^2 \rho^2 RT_0^2}$$

Для замыкания системы (1.1)–(1.4) используем условие постоянства расхода, граничные условия на оси и на стенках трубы и условия на входе в трубу:

$$(1.5) \quad Q = \int_0^1 u \eta^\varepsilon d\eta = \text{const}$$

$$(1.6) \quad \left. \frac{\partial u}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad v(\xi, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0$$

$$(1.7) \quad u(\xi, 1) = 0, \quad \theta(\xi, 1) = 0, \quad \left. \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = 0$$

$$(1.8) \quad u|_{\xi=0} = \frac{Q(\varepsilon+1)(\varepsilon+3)}{2} (1-\eta^2) \quad \text{или} \quad u|_{\xi=0} = Q(\varepsilon+1)$$

$$\theta|_{\xi=0} = 0, \quad c_1|_{\xi=0} = 1$$

Здесь $\eta = r/r_0$, $\xi = x/r_0$ – безразмерные поперечная и продольная координаты, r и x – размерные поперечная и продольная координаты, r_0 – расстояние от оси трубы до стенки; u , v – безразмерные продольная и поперечная компоненты вектора скорости, U и V – размерные компоненты скорости, λ – теплопроводность, ρ – плотность жидкости, c_{p1} – теплоемкость реагента; π – безразмерное давление, P – размерное давление, $\mu(T_0)$ – вязкость жидкости при начальной температуре T_0 ; θ – безразмерная температура, E – энергия активации химической реакции, R – универсальная газовая постоянная; c_1 – концентрация реагента; $C_p = c_1 + C_{p2} \times (1 - c_1)$ – безразмерная теплоемкость жидкости, содержащей реагент и продукт; $C_{p2} = c_{p2}/c_{p1}$ – безразмерная теплоемкость продукта; $\varepsilon = 0.1$ для течения в плоской и круглой трубе соответственно; Pr – критерий Прандтля; Le – критерий Льюиса, $D_{12}(T_0)$ – коэффициент диффузии при температуре T_0 ; $b = E_1/E$ – безразмерный параметр, определяющий температурную зависимость коэффициентов вязкости и диффузии; E_1 – энергия активации вязкого течения; β , γ – безразмерные параметры; δ – критерий Д. А. Франк-Каменецкого; q – тепловой эффект химической реакции, k_0 – предэкспонент; κ – безразмерный параметр, характеризующий интенсивность механических источников тепла, Q – безразмерный расход.

Для инертной однокомпонентной жидкости параметр $b=1$, так как в качестве энергии активации фигурирует только E_1 , $\delta=0$, $c_1=0$, $C_{p2}=1$.

В работе принята экспоненциальная зависимость коэффициентов вязкости и диффузии от температуры, характерная для сильновязких жидкостей [14]:

$$(1.9) \quad \mu = \mu_0 \exp E_1/RT, \quad D_{12} = D_0 \exp(-E_1/RT)$$

где $\mu_0 = \text{const}$ и $D_0 = \text{const}$, а коэффициент теплопроводности считался постоянным.

При численном исследовании течения и теплообмена параметры жидкостей подбирались близкими к реальным. В качестве реагирующих жидкостей были выбраны нагретое выше температуры плавления взрывчатое вещество дина, кинетические, теплофизические, механические параметры которого хорошо известны [15, 16], и сжатый до высокого давления этилен, используемый для получения полиэтилена высокого давления [8]. При исследовании течений инертных жидкостей были выбраны теплофизические и механические параметры, характерные для глицерина [17], нефти [1] и расплава полиэтилена [18, 19]. Значения расхода жидкости соответствовали изменению числа Рейнольдса в диапазоне $Re = 5.6 \cdot 10^{-4} - 1.3 \cdot 10^2$, т. е. расчеты проведены для ламинарного течения жидкости.

Вязкость и коэффициент бинарной диффузии D_{12} для бинарных растворов зависят от концентрации компонентов [14]. Однако при малой глубине превращения реагента можно использовать вязкость смеси при некоторой определяющей концентрации реагента. В частности, в данной работе при расчете течения в случае полимеризации этилена была выбрана вязкость, соответствующая 10%-ной конверсии мономера в полимер. Используя формулу, рекомендованную в [14] для случая, когда отсутствуют экспериментальные данные о вязкости смеси, удалось найти $\mu(T_0) \approx 0.07 \text{ нсек/м}^2$. В случае течения динь исследовались режимы с малой глубиной превращения, при этом в качестве $\mu(T_0)$ бралась вязкость динь при соответствующей температуре.

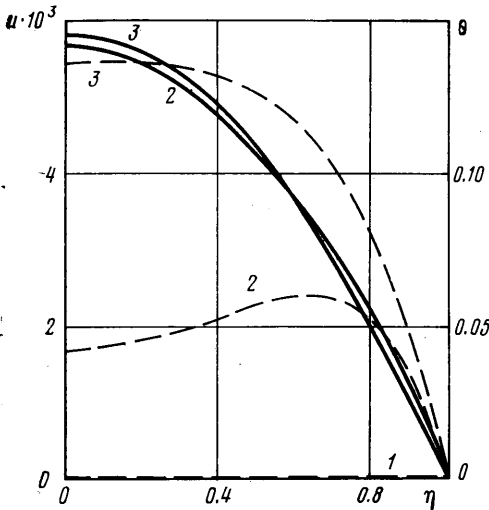
Коэффициент диффузии при малой концентрации одного из компонентов можно определять по формуле Вильке и Ченга [14] для D_{12}° коэффициента бинарной диффузии при исчезающе малой глубине превращения. Величина D_{12}° пропорциональна температуре и обратно пропорциональна вязкости раствора. Поскольку вязкость экспоненциально зависит от температуры, то D_{12} можно определять по второй формуле (1.9) с эффективным значением предэкспонента D_0 , игнорируя дополнительную степенную зависимость от температуры.

2. Краевая задача (1.1)–(1.8) была решена на ЭВМ при помощи итерационно-интерполяционного метода [20]. Градиент давления в уравнении движения (1.2) находили с использованием условия постоянства расхода, взятого в дифференциальном виде.

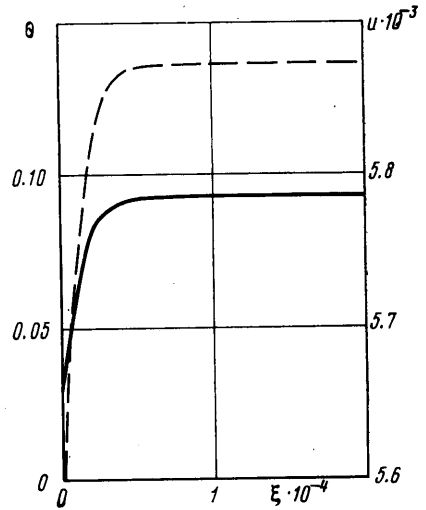
При численном исследовании течения инертных жидкостей во всех просчитанных вариантах на некотором расстоянии от входа в трубу происходила гидродинамическая и тепловая стабилизация течения. Обнаружено два качественно отличных выхода на режим стабилизации. Пример выхода на режим стабилизации потока при относительно невысокой интенсивности механических источников тепла (сравнительно малая величина параметра κ и расхода Q) приведен на фиг. 1. На этой фигуре изображены профили скорости потока и температуры в круглой трубе (сплошные и штриховые кривые соответственно) для различных значений продольной координаты ξ , для течения нефти в трубке радиусом 0.0005 м при температуре $T_0 = 288^\circ \text{ К}$ и расходе, соответствующем средней скорости потока 1 м/сек ($\kappa = 0.174 \cdot 10^{-7}$, $Q = 1415$, $\varepsilon = 1$). Кривая 1 соответствует $\xi = 0,2 - 465$, 3 - 15 345. Пологий максимум температуры, возникающий на входном участке трубы вблизи стенки вследствие того, что теплота трения максимальна в пристенном слое, по мере удаления от входа смещается к оси трубы и затем устанавливается на оси. Поэтому вязкость в центральной части трубы падает, а скорость возрастает. В то же время вследствие постоянства расхода скорость вблизи стенки несколько уменьшается.

На фиг. 2 показаны изменения скорости и температуры на оси трубы

с изменением ξ . Сплошная кривая соответствует скорости, а штриховая — температуре. Из анализа этих кривых следует, что с ростом ξ наступает гидродинамическая и тепловая стабилизация течения в круглой трубе. Во всех просчитанных в данной работе вариантах гидродинамическая стабилизация происходила раньше тепловой. Этот эффект обусловлен большой вязкостью жидкости, в результате чего и число P_r велико. Например, для вариантов, параметры которых представлены на фиг. 1 и 2, величина $P_r=6.280$.



Фиг. 1



Фиг. 2

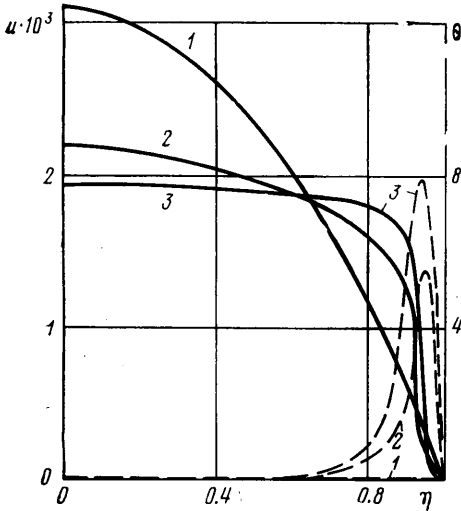
3. Иная картина получается при сравнительно больших значениях κ и Q (например, при течении жидкостей с высокой вязкостью при температуре T_0). На фиг. 3 изображены профили скорости потока (сплошные кривые) и температуры (штриховые кривые) для различных значений продольной координаты в случае течения расплава полиэтилена в круглой трубке радиусом 0.002 м при температуре $T_0=423^\circ\text{K}$ и расходе, соответствующем средней скорости потока 1 м/сек. Кривые 1 соответствуют $\xi=0$, 2 — 1.58 и 3 — 26.58. Эти кривые получены при $P_r=9.8 \cdot 10^7$, $\varepsilon=1$, $\kappa=0.53 \cdot 10^{-5}$, $Q=7700$. Вследствие высокой интенсивности механических источников тепла вблизи стенки возникает характерный пик температуры.

Интересно отметить, что в результате сильного локального уменьшения вязкости в прогретом слое, связанного с резким максимумом температуры в этой области, профиль скорости деформируется таким образом (кривая 3), что внешне напоминает профиль скорости при турбулентном течении жидкости. Можно выделить три области течения: квазитвердое ядро потока, по сечению которого скорость практически постоянна, почти неподвижный пристенный слой жидкости и узкий переходный слой между ними, прогретый до высокой температуры и играющий роль смазки. Из анализа графиков фиг. 3 следует, что положение прогретого слоя с резким пиком температуры и механического тепловыделения соответствует области максимальных градиентов поперечной скорости потока. Ядро потока скользит вдоль почти неподвижного пристенного слоя. Качественно подобные эффекты пристенного скольжения имеют место в ряде высокоскоростных промышленных процессов, связанных с течением полимерных

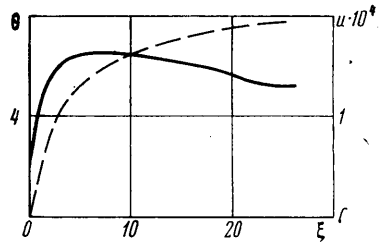
расплавов в каналах (экструзия, формирование волокон, литье под давлением) [21].

На фиг. 4 изображено изменение максимальной температуры (штриховая кривая) и скорости в области максимума температуры (сплошная кривая) по мере удаления от входа в трубу. Таким образом, этот режим течения инертной вязкой жидкости аналогичен режиму гидродинамического зажигания, обнаруженному в [13] для течений вязких реагирующих жидкостей.

4. В работе [13] в результате численных экспериментов на ЭВМ установлено, что существует три режима течения и теп-



Фиг. 3



Фиг. 4

лообмена реагирующей жидкости в длинных трубах при условии постоянства расхода: самовоспламенения, гидродинамического зажигания, невоспламенения.

В случае режима самовоспламенения температура на оси трубы резко возрастает при стремлении ξ к величине ξ_* , называемой критической длиной трубы или критической длиной трубчатого химического реактора. Представляет интерес рассмотреть зависимость критической длины трубчатого химического реактора от критериев подобия δ , κ , b и расхода Q , а также длины тепловой стабилизации течения инертных жидкостей от κ и Q . Результаты численных расчетов показали, что именно эти безразмерные параметры являются определяющими, в то время как изменение параметров Le , P_r и C_{p2} слабо влияет на характер течения. В случае весьма вязких жидкостей критерий $P_r \gg 1$, поэтому профиль скорости довольно быстро стабилизируется. Поскольку, согласно результатам [13], этот профиль в качественном отношении для режима самовоспламенения почти не отличается от профиля Пуазейля, то для простоты будем считать, что

$$(4.1) \quad u = Q \frac{(\varepsilon+1)(\varepsilon+3)}{2} (1-\eta^2)$$

Допустим также, что $\beta=0$, $\gamma=0$, $Le=0$, $c_1=1$. Исключая теперь u из уравнения энергии (1.3), получим

$$(4.2) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^\varepsilon \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) = Q \frac{(\varepsilon+1)(\varepsilon+3)}{2} \eta^\varepsilon (1-\eta^2) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \delta \exp \theta \eta^\varepsilon - \kappa \exp - b \theta Q^2 (\varepsilon+1)^2 (\varepsilon+3)^2 \eta^{\varepsilon+2}$$

Используя аппроксимацию Грея и Харпера [22] для экспоненциальных членов уравнения (4.2)

$$(4.3) \quad \exp \theta \approx \theta^2 + (\varepsilon - 2)\theta + 1, \quad \exp -b\theta \approx [1 - e^{-b}(b+1)]\theta^2 + [be^{-b} + 2(e^{-b} - 1)]\theta + 1$$

и итерационно-интерполяционный метод в односточечной форме [23], получим обыкновенное дифференциальное уравнение для определения температуры на оси симметрии трубы θ_0 :

$$(4.4) \quad \theta_0 = \frac{1}{(\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33)} \left(\left[\frac{2\delta(\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33)}{Q(\varepsilon + 1)(\varepsilon + 3)} + \right. \right. \\ \left. \left. + \kappa Q \frac{(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon^2 + 16\varepsilon + 93)}{2(\varepsilon + 7)} A_1 \right] \theta_0^2 + \left[\frac{3(\varepsilon + 5)^2 \delta}{Q(\varepsilon + 1)(\varepsilon + 3)} B_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \kappa Q(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon + 9) B_1 - \frac{12(\varepsilon + 5)}{Q} \right] \theta_0 + \right. \\ \left. + \left[\frac{6(\varepsilon + 5)\delta}{Q(\varepsilon + 1)} + 3\kappa Q(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon + 5) \right] \right) \\ \theta_0 = \frac{d\theta_0}{d\xi}, \quad B = \varepsilon - 2, \quad A_1 = 1 - e^{-b}(b+1), \quad B_1 = be^{-b} + 2(e^{-b} - 1)$$

При выводе уравнения (4.4) в качестве нулевого приближения использовался параболический профиль

$$(4.5) \quad \theta^{(0)} = \theta_0(1 - \eta^2), \quad \theta_0 = \theta_0(\xi) = \theta|_{\eta=0}$$

Вводя обозначения

$$(4.6) \quad a_1 = \frac{2\delta(\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33)}{Q(\varepsilon + 1)(\varepsilon + 3)} + \kappa Q \frac{(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon^2 + 16\varepsilon + 93)}{2(\varepsilon + 7)} [1 - e^{-b}(b+1)]$$

$$(4.7) \quad b_1 = \frac{3(\varepsilon + 5)^2 \delta}{Q(\varepsilon + 1)(\varepsilon + 3)} + \kappa Q(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon + 9) [be^{-b} + 2(e^{-b} - 1)] - \\ - \frac{12(\varepsilon + 5)}{Q}$$

$$(4.8) \quad c_1 = \frac{6(\varepsilon + 5)\delta}{Q(\varepsilon + 1)} + 3\kappa Q(\varepsilon + 1)^2(\varepsilon + 3)(\varepsilon + 5)$$

и используя метод разделения переменных, находим выражение для критической длины трубчатого химического реактора в явном виде:

$$(4.9) \quad \xi^{\circ} = \frac{2(\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33)}{\sqrt{\Delta}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b_1}{\sqrt{\Delta}} \right), \quad \Delta = 4a_1c_1 - b_1^2$$

При выводе формулы (4.9) использовано условие $\theta_0 \rightarrow \infty$ при $\xi \rightarrow \xi^{\circ}$.

Использованный для получения формулы метод дает возможность оценить критическую длину трубы в случае тепловых режимов типа самовоспламенения. Для определения границ области самовоспламенения в пространстве параметров, а также для уточнения формулы на случай отличных от нуля параметров β и γ была проведена серия численных экспериментов.

На фиг. 5 изображены кривые $\delta = \delta(x_1)$, в случае цилиндрической трубы для различных значений параметра Q_1 . Здесь параметры $\kappa_1 = \kappa \delta$, $Q_1 = Q/\sqrt{\delta}$ уже не содержат радиус трубы r_0 и их можно было задавать независимо друг от друга. Кривые получены при $b=0.2$, $Le=0-0.18 \cdot 10^{-3}$, $C_{p2}=0.9-1.2$, $Pr=1140$.

Область под нижней сплошной кривой — область безвзрывного протекания реакции, над верхней кривой — область переходных режимов, ограничивающая сверху область самовоспламенения.

При величине $Q_1 = 5 \cdot 10^2$ границы области самовоспламенения изменяются слабо при возрастании κ_1 от 10^{-11} до 10^{-7} .

Изображенные границы получены при $\beta=0$ и $\gamma=0$. Увеличение β до 0.03 и γ до 0.02 приводит к незначительному повышению обеих границ. Возрастание величины Q_1 до $5 \cdot 10^3$ практически не меняет границ области при $\kappa_1 = 10^{-11}$, приводя лишь к возрастанию критической длины реактора. Однако при увеличении κ_1 до 10^{-7} происходит резкое понижение обеих границ (пунктирные кривые) и при $\kappa_1 \geq 10^{-7}$ области режимов самовоспламенения и безвзрывного протекания реакции практически перестают существовать. В результате численных экспериментов была определена критическая длина трубчатого реактора при различных значениях параметров β и γ . За критическую длину принималось такое значение продольной координаты, при котором $d\theta_0/d\xi$ стремилась к бесконечности.

Обработка численных результатов дала возможность получить уточненную интерполяционную формулу для критической длины

$$(4.10) \quad \xi_{\cdot}^{\circ} = 0.75 \xi^{\circ} (1 + 2\beta + 3\gamma)$$

погрешность которой по сравнению с результатами численного счета внутри области самовоспламенения (фиг. 5) не превосходит 5—6% и лишь вблизи нижней границы области при $\delta \leq 3$, а также при малых значениях $\kappa_1 \approx 10^{-11}$ погрешность увеличивается до 11—16%. Величина b в расчетах изменялась от 0.2 до 0.5, Le — от 0 до $0.18 \cdot 10^{-3}$, C_{p2} — от 0.9 до 1.2, $Pr=1140$.

В случае течения инертной жидкости $b=1$, $\delta=0$, $c_1=0$ и выражения для коэффициентов (4.6) — (4.8) преобразуются к виду

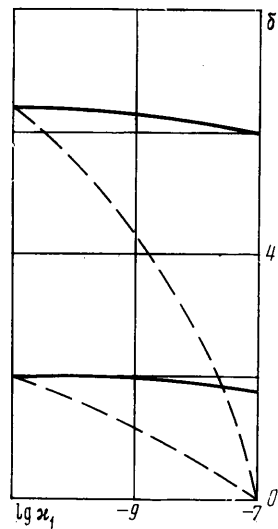
$$(4.11) \quad a_2 = 0.264 \kappa Q (\varepsilon + 1)^2 (\varepsilon + 3) \frac{\varepsilon^2 + 16\varepsilon + 93}{2(\varepsilon + 7)}$$

$$(4.12) \quad b_2 = -0.896 \kappa Q (\varepsilon + 1)^2 (\varepsilon + 3) (\varepsilon + 9) - \frac{12(\varepsilon + 5)}{Q}$$

$$(4.13) \quad c_2 = 3 \kappa Q (\varepsilon + 1)^2 (\varepsilon + 3) (\varepsilon + 5)$$

В потоке, стабилизированном в тепловом отношении, $\theta_0 = 0$. Подставляя это условие в уравнение (4.4), получим квадратное уравнение для определения температуры тепловой стабилизации потока, из которого находим температуру стабилизации

$$(4.14) \quad \theta_{0-} = \frac{-b_2 - \sqrt{b_2^2 - 4a_2c_2}}{2a_2}$$



Фиг. 5

Здесь в качестве температуры стабилизации выбрано меньшее значение корня. Используя метод разделения переменных, получаем из (4.4) выражение для длины тепловой стабилизации течения инертной жидкости

$$(4.15) \quad \xi_{-}^{\circ} = (\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33) \int_0^{0.99\theta_0} \frac{d\theta_0}{a_2\theta_0^2 + b_2\theta_0 + c_2}$$

Здесь в качестве верхнего предела интегрирования выбрано значение, равное 99% от θ_{0-} , поскольку при температуре стабилизированного потока подынтегральная функция стремится к бесконечности.

Окончательно получаем выражение для ξ_{-}° в явном виде

$$\xi_{-}^{\circ} = \frac{(\varepsilon^2 + 10\varepsilon + 33)}{\sqrt{b_2^2 - 4a_2c_2}} \ln \left| \frac{0.01b_2 - 1.99\sqrt{b_2^2 - 4a_2c_2}}{0.01(b_2 - \sqrt{b_2^2 - 4a_2c_2})} \right|$$

Для проверки и уточнения формулы была проведена серия численных экспериментов по определению длины тепловой стабилизации. В качестве длины стабилизации принималось такое значение продольной координаты, начиная с которого дальнейшее изменение температуры не превосходило 1%. В результате обработки результатов численного счета была получена интерполяционная формула $\xi_{-}^{\circ} = 1.6\xi_{-}^{\circ}$, погрешность которой по сравнению с численными результатами не превышает 5% в диапазоне изменения параметров $0.54 \cdot 10^3 \leq Q \leq 0.54 \cdot 10^5$, $0.65 \cdot 10^{-11} \leq \kappa \leq 0.174 \cdot 10^{-7}$.

Поступила 7 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Асланов С. К. Течение жидкости переменной вязкости в круглом трубопроводе. Изв. вузов. Нефть и газ, 1961, № 12.
2. Симуни Л. М. Численное решение задачи о неизотермическом движении вязкой жидкости в плоской трубе. Инж.-физ. ж., 1966, т. 10, № 1.
3. Быркин А. П., Межиров И. И. О расчете течения вязкого газа в канале. Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.
4. Виленский В. Д., Петухов Б. С., Харин Б. Е. Теплообмен и сопротивление в круглой трубе при ламинарном течении газа с переменными свойствами. Теплофиз. высокие температур, 1969, т. 7, № 5.
5. Гришин А. М. Влияние вязкости на самовоспламенение реагирующей движущейся смеси. ПМТФ, 1967, № 3.
6. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Пручкина Н. М. Тепловой взрыв при течении вязкой жидкости. ПМТФ, 1968, № 5.
7. Амосов А. П., Бостанджиян С. А., Зиненко Ж. А., Козлов В. С. Воспламенение жидких взрывчатых веществ при вязкостном нагреве. Физика горения и взрыва, 1976, т. 12, № 1.
8. Гришин А. М., Немировский В. Б., Панин В. Ф. Влияние теплоты трения на характеристики воспламенения при течении вязкой реагирующей жидкости в круглой трубе. Физика горения и взрыва, 1977, т. 13, № 2.
9. Столин А. М. Тепловые режимы течения химически реагирующей вязкой жидкости в трубе конечной длины. Физика горения и взрыва, 1975, т. 11, № 3.
10. Дик И. Г. Критические условия теплового взрыва при течении вязкой жидкости по каналу конечной длины. Физика горения и взрыва, 1976, т. 12, № 1.
11. Максимов Э. И., Перегудов Н. И., Бугаков А. А. Критические условия воспламенения в ламинарном потоке. Физика горения и взрыва, 1975, т. 11, № 4.
12. Бугаков А. А., Максимов Э. И., Шкадинский К. Г. К теории химических реакторов вытеснения. Физика горения и взрыва, 1978, т. 14, № 1.
13. Гришин А. М., Немировский В. Б. Режимы течения вязких реагирующих жидкостей в длинных трубах. Физика горения и взрыва, 1979, т. 3, № 3.
14. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л., «Химия», 1971.
15. Штейнберг А. С., Слуцкер Б. М., Мержанов А. Г. Термическое разложение дини при различных давлениях. Физика горения и взрыва, 1970, т. 5, № 4.
16. Денисюк А. П., Хубаев В. Г., Шепелев Ю. Г. К вопросу о влиянии катализаторов на горение дини. Физика горения и взрыва, 1977, т. 13, № 1.

17. *Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. И.* О гидродинамическом тепловом взрыве. Докл. АН СССР, 1965, т. 163, № 1.
 18. Энциклопедия полимеров, т. 2. М., «Сов. энциклопедия», 1974.
 19. *Пивень А. Н., Гречаная Н. А., Чернобыльский И. И.* Теплофизические свойства полимерных материалов. Киев, «Вища школа», 1976.
 20. *Гришин А. М., Берцун В. Н.* Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов. Докл. АН СССР, 1974, т. 214, № 4.
 21. *Фридман М. Л., Николаева Н. Е., Абрамов В. В., Малкин А. Я.* Течение расплавов полимеров в коротких каналах. Пластические массы, 1978, № 2.
 22. *Грей, Харпер.* Тепловая теория индукционного периода и задержки зажигания. В кн. «Вопросы зажигания и стабилизации пламени». М., Изд-во иностр. лит., 1963.
 23. *Гришин А. М.* Об одном итерационно-интерполяционном методе. Тр. науч.-исслед. ин-та прикл. матем. и мех. при Томск. ун-те, 1973, вып. 2.
-