

расхождение температур уменьшается вдвое. Для используемых в экспериментах вольфрам-рениевых термопар ($\rho_r c_r = 0,64$ кал/(см³·град), $S = 7,1 \cdot 10^{-6}$ см²) получаем $t_r = 6,3 \cdot 10^{-3}$ с. Это больше характерного времени тепловой релаксации газа t_2 , определяющего скорость изменения температуры газа на начальной стадии остывания (9). Однако $t_r < t_1$ (t_1 определяет спад температуры газа на больших временах (12)), поэтому в начале остывания показания термопары отстают от температуры газа, но в дальнейшем при $t \gg t_r$ $T_r = T_2$. Более медленное остывание газа в эксперименте может быть также связано с влиянием углеродистых остатков на внутренней поверхности бронирования.

Полученная картина замедленного остывания системы к-фаза — газ указывает на возможность способствования протеканию остаточных химических реакций на поверхности к-фазы топлива при погасании и возникновению вторичного воспламенения по механизму, развитому в [1].

Авторы благодарят А. Г. Истратова и В. Н. Маршакова за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
8 / V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 3.
2. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. C. L. Merkle, S. L. Turk, M. Summerfield. Aerospace and Mech. Sci. Rep., N 880, Princeton Univ., Princeton, N. Y., 1969.
4. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., Наука, 1975.
5. Таблицы физических величин. Справочник. М., Атомиздат, 1976.
6. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, В. М. Пучков. ФГВ, 1978, 14, 3.
7. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. И. Г. Ассовский. Докл. АН СССР, 1980, 253, 1.
9. Ф. Франк, Р. Мизес. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.—Л., ОНТИ, 1937.
10. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966.
11. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
12. А. А. Зенин. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1962.

РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКИХ ИНЕРТНЫХ И ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ДЛИННЫХ ТРУБАХ С ОБОГРЕВАЕМЫМ (ОХЛАЖДАЕМЫМ) НАЧАЛЬНЫМ УЧАСТКОМ

А. М. Гришин, В. Б. Немировский
(Томск)

Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении инертных газов и жидкостей в круглой трубе исследованы в работах [1—3], где обосновано использование уравнений типа пограничного слоя для анализа течений в трубах. Режимы течения и теплообмена в случае течения весьма вязких химически реагирующих жидкостей исследованы численно в [4] при однородных граничных условиях для температуры стенки трубы.

Настоящая работа развивает исследования, выполненные в работе [4], на случай разрыва граничных условий для температуры на стенке трубы.

Постановка задачи

Рассмотрим стационарное ламинарное течение несжимаемой весьма вязкой инертной или реагирующей жидкости в длинной цилиндрической трубе при заданном постоянном расходе жидкости, которая поступает в трубу при некоторой постоянной температуре T_0 . Профиль скорости потока на входе в трубу однороден. Температура некаталитических стенок трубы — финитная функция. Такие условия реализуются, например, при использовании некоторых нагревающих (охлаждающих) устройств на начальном участке трубы. Поставленная таким образом задача имеет вполне конкретное прикладное значение — управление технологическим процессом при помощи изменения температуры стенки трубы.

Течение при принятых выше предположениях описывается системой безразмерных уравнений (1)–(5) из работы [4]. Эта система получена из системы уравнений Навье — Стокса методом Прандтля. Действительно, в случае достаточно длинной трубы, когда радиус трубы $r_0 \ll l$ (где l — длина трубы), в правых частях уравнения Навье — Стокса можно пренебречь производными по продольной переменной по сравнению с производными по текущему радиусу трубы и смешанными производными по сравнению со вторыми производными по текущему радиусу.

Граничные условия на оси и стенках трубы:

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

$$u(\xi, 1) = 0, \quad \Theta(\xi, 1) = 0 \text{ или } \Theta|_{\xi=1} = \begin{cases} 0, & \xi \leq \xi_1, \\ \Theta_1, & \xi > \xi_1, \end{cases} \quad \left. \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = 0, \quad (2)$$

на входе в трубу:

$$u|_{\xi=0} = 2Q, \quad \Theta|_{\xi=0} = \Theta_1, \quad c_1|_{\xi=0} = 1. \quad (3)$$

Здесь $\Theta = E(T - T_1)/RT_1^2$ — безразмерная температура, в качестве масштабной выбрана температура нагреваемого или охлаждаемого участка стенки T_1 ; T_0 — температура жидкости на входе в трубу (при однородных граничных условиях $T_1 = T_0$); $\Theta_1 = E(T_0 - T_1)/RT_1^2$. Остальные обозначения те же, что и в работе [4].

В работе принята экспоненциальная зависимость коэффициентов вязкости и диффузии от температуры, характерная для вязких инертных жидкостей [5]:

$$\mu = \mu_0 \exp(E_1/RT), \quad D_{12} = D_0 \exp(-E_1/RT), \quad (4)$$

а коэффициент теплопроводности считался постоянным. Система уравнений описывает и ламинарное течение весьма вязких инертных жидкостей, если положить $b = 1$, $\delta = 0$, $c_1 = 0$, $\bar{c}_{p2} = 1$ (см. обозначения в работе [4]).

Известно [5], что вязкость и коэффициент бинарной диффузии D_{12} зависят от концентрации компонентов. 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 выбрана вязкость, соответствующая 10%-ной конверсии мономера в полимер. Используя формулу, рекомендованную в [5] для случая, когда отсутствуют экспериментальные данные о вязкости смеси, удалось найти $\mu(T_0) \approx 0,07 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$. Коэффициент диффузии D_{12} при малой концентрации одного из компонентов можно определять по формуле Вильке и Ченга для D_{12}^0 — коэффициента бинарной диффузии при исчезающе малой глубине превращения. Величина D_{12}^0 пропорциональна температуре и обратно пропор-

циональна вязкости раствора. Поскольку вязкость экспоненциально зависит от температуры, то D_{12}^0 можно определять по второй формуле (4) с эффективным значением предэкспонента D_0 , игнорируя дополнительную степенную зависимость от температуры.

Согласно [5], из-за большой плотности упаковки молекул в жидкостях значение D_{12} примерно в 10^4 раз меньше коэффициента бинарной диффузии в обычных газовых системах. Однако это не означает, что скорости диффузии в жидкостях пренебрежимо малы, так как градиенты концентраций могут быть велики.

При численном исследовании течения и теплообмена параметры жидкостей подбирались близкими к реальным. В качестве реагирующей жидкости выбран сжатый до высокого давления этилен, используемый для получения полиэтилена высокого давления. При исследовании течений инертных жидкостей взяты теплофизические и механические параметры, характерные для глицерина [6] и нефти [7].

Следует отметить, что смесь этилен — полиэтилен является достаточно сложной системой и возникает вопрос — можно ли моделировать течение и теплообмен в этой системе при помощи уравнений, описывающих течение несжимаемой ньютоновской жидкости. В работе [8] указано, что исходный компонент — этилен при давлениях больше 1000 атм, принятых в промышленных трубчатых реакторах, обладает свойствами несжимаемой капельной жидкости. Кроме того, в работе [9] сообщается, что для трубчатых промышленных реакторов полимеризации этилена при давлениях меньше 1800 атм характерно гетерогенное состояние среды (т. е. разделение фаз этилен — полиэтилен), а при давлениях больше 1800 атм — гомогенное состояние. В настоящей работе параметры для полимеризации этилена рассчитывались для давления 2000 атм. Таким образом, при этих условиях и не слишком больших напряжениях сдвига можно принять, что система этилен — полиэтилен обладает свойствами несжимаемой ньютоновской жидкости.

Анализ численных результатов

Задача решалась на ЭВМ при помощи итерационно-интерполяционного метода [10]. Исследованы случаи нагрева и охлаждения стенок трубы. Для течения инертных жидкостей исследовались случаи: 1) длина нагреваемого (охлаждаемого) участка трубы $\xi_i < \xi_{ст}$, где $\xi_{ст}$ — длина тепловой стабилизации при температуре стенок, совпадающей с температурой на входе в трубу; 2) $\xi_i > \xi_{ст}$.

Предварительно проведены расчеты в случае однородных граничных условий ($T_i = T_0$) с целью определения $\xi_{ст}$. Кроме того, с помощью физических соображений и приема, использованных в [4] для определения времени индукции, удалось получить аналитическую формулу для $\xi_{ст}$. После обработки результатов численного счета и уточнения аналитической формулы получена интерполяционная формула для определения длины тепловой стабилизации

$$\xi_{ст} = \frac{70,4}{\sqrt{b_1^2 - 4a_1c_1}} \ln \left| \frac{0,01b_1 - 1,99\sqrt{b_1^2 - 4a_1c_1}}{0,01(b_1 - \sqrt{b_1^2 - 4a_1c_1})} \right|, \quad (5)$$

где $a_1 = 29,066 \times Q$; $b_1 = -(143,418 \times Q + 72/Q)$; $c_1 = 288 \times Q$.

Погрешность формулы (5) по сравнению с результатами численного счета не превышает 5% в диапазоне $0,54 \cdot 10^3 \leq Q \leq 0,54 \cdot 10^5$; $0,65 \cdot 10^{-11} \leq \kappa \leq 0,174 \cdot 10^{-7}$. В численных расчетах за длину тепловой стабилизации принималась длина, начиная с которой дальнейшее изменение температуры на оси трубы не превосходило 1%. Формула (5) в дальнейшем

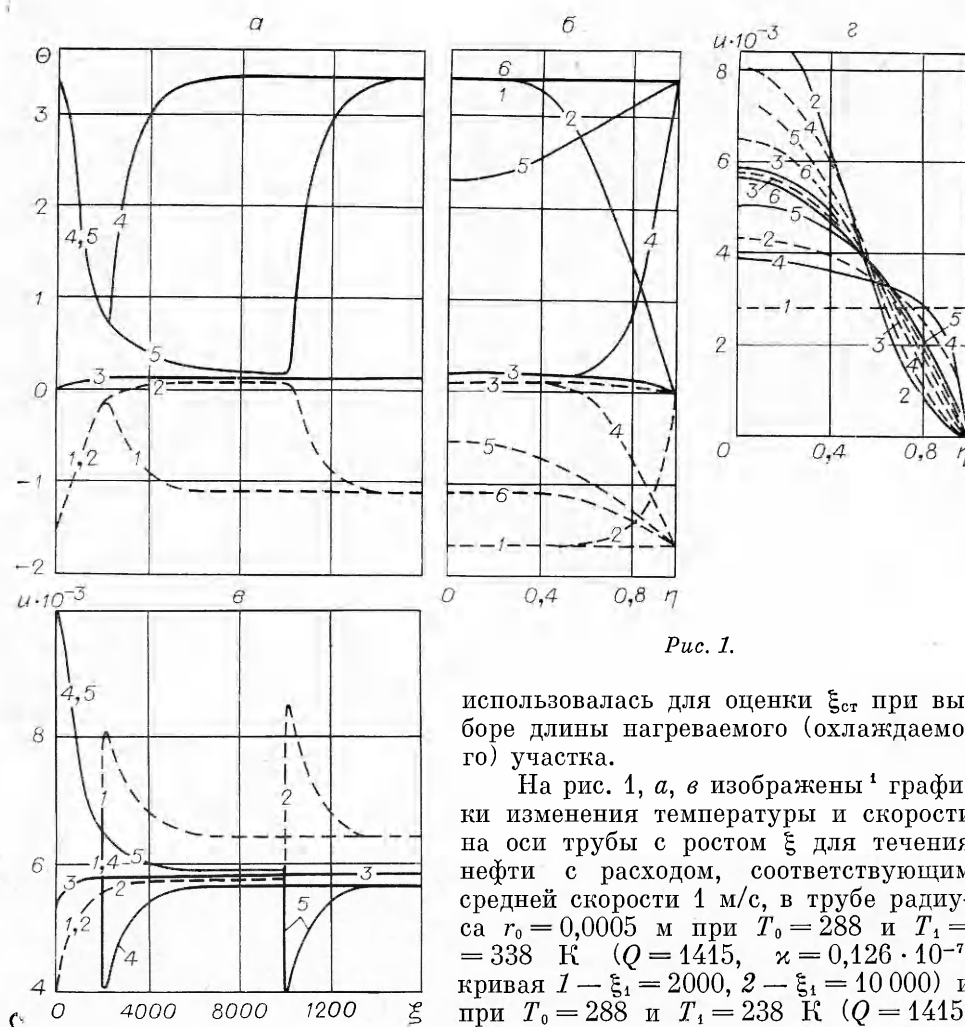


Рис. 1.

использовалась для оценки $\xi_{\text{ст}}$ при выборе длины нагреваемого (охлаждаемого) участка.

На рис. 1, а, в изображены¹ графики изменения температуры и скорости на оси трубы с ростом ξ для течения нефти с расходом, соответствующим средней скорости 1 м/с, в трубе радиуса $r_0 = 0,0005$ м при $T_0 = 288$ и $T_1 = 338$ К ($Q = 1415$, $\kappa = 0,126 \cdot 10^{-7}$, кривая 1 — $\xi_1 = 2000$, 2 — $\xi_1 = 10\,000$) и при $T_0 = 288$ и $T_1 = 238$ К ($Q = 1415$, $\kappa = 0,255 \cdot 10^{-7}$, кривая 4 — $\xi_1 = 2000$, 5 — $\xi_1 = 10\,000$). Для сравнения приве-

дены графики изменения температуры и скорости (кривые 3) в случае однородных граничных условий ($T_1 = T_0 = 288$ К).

На рис. 1, б, г изображены профили температуры и скорости для различных значений координаты ξ в случае нагреваемого и охлаждаемого начального участка трубы ($\xi_1 = 10\,000$) при тех же значениях параметров, что и на рис. 1, а, в. Профили соответствуют значениям $\xi = 0$ (кривые 1), 0,5 (2), 10 000 (3), 10 032 (4), 11 124 (5) и $\xi = \xi_{\text{ст}} = 16\,000$ (6).

Из результатов численного счета следует, что при $\xi \ll \xi_{\text{ст}}$ (см. кривые 1, 4 на рис. 1, а, в) в случае нагрева стенок выход на режим стабилизированного течения происходит на большем удалении от входа в трубу ($\xi_{\text{ст}_1} \approx 6400$), чем в случае охлаждения стенок трубы ($\xi_{\text{ст}_2} \approx 5980$). Это объясняется тем, что при $\xi > \xi_1$ и $T_1 > T_0$ происходит охлаждение жидкости от стенки и диссипативное тепловыделение вблизи стенки увеличивается. В результате выход на режим стабилизированного течения несколько затягивается. Наоборот, при $T_1 < T_0$ вслед за охлаждае-

¹ Длина тепловой стабилизации в случае однородных условий $\xi_{\text{ст}} \approx 6000$, штриховые кривые здесь и всюду ниже соответствуют режиму течения с обогреваемым участком, а сплошные — с охлажденным.

мым участком жидкость вблизи стенки прогревается, и диссипативное тепловыделение уменьшается. Выход на режим стабилизации происходит раньше, чем в предыдущем случае.

Если $\xi_1 > \xi_{\text{ст}}$ (см. кривые 2, 5 на рис. 1, а, в), то возникают два участка стабилизации. Первый выход на режим стабилизации происходит на участке нагрева или охлаждения при $\xi \approx \xi_{\text{ст}}$, причем длина стабилизации на охлаждаемом участке (кривая 5) больше длины стабилизации в случае нагреваемого участка (кривая 2) вследствие различной величины диссипативного тепловыделения вблизи стенки. При $\xi > \xi_1$ имеет место резкая перестройка профилей температуры и скорости (см. рис. 1, б, г), а затем вновь происходит выход на режим стабилизированного течения. Длина второго участка стабилизации значительно меньше первого.

Обращает на себя внимание тот факт, что температура и скорость на участке стабилизированного течения зависят от температуры стенок трубы T_1 на охлаждаемом (обогреваемом) участке трубы, заданного значения расхода Q и не зависят от длины этого участка. Кроме того, в случае охлаждаемого начального участка трубы температура на оси трубы на стабилизированном участке лишь незначительно превышает температуру стенок трубы T_0 и равна 288,2 К, в то время как на нагреваемом участке температура стабилизированного течения на оси значительно отличается от температуры стенок и равна 305,7 К. Это различие объясняется большей величиной диссипативного тепловыделения на том участке трубы, который расположен за нагретым участком, где стенка охлаждает жидкость.

В работе [4] установлено, что при стационарном ламинарном течении весьма вязких химически реагирующих жидкостей в зависимости от соотношения между параметрами κ , Q и δ могут иметь место различные режимы течения и теплообмена, в том числе режимы взрывного типа, если длина трубы превышает некоторую критическую величину ξ_* . Эти результаты получены для случая, когда температура стенки трубы совпадает с температурой на входе в трубу и режимы названы режимами самовоспламенения и гидродинамического зажигания.

Для самовоспламенения при однородных граничных условиях удалось получить интерполяционную формулу оценки критической длины трубчатого реактора ξ_* способом, аналогичным использованному при получении формулы (5):

$$\xi_* = 0,75\xi_0(1 + 2\beta + 3\gamma), \quad (6)$$

$$\text{где } \xi_0 = \frac{88}{\sqrt{\Delta}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b_2}{\sqrt{\Delta}} \right); \quad \Delta = 4a_2c_2 - b_2^2; \quad a_2 = 11 \cdot \delta/Q + 110\kappa Q[1 - e^{-b}(b+1)]; \quad b_2 = 13,5 \cdot \delta/Q(e-2) + 160\kappa Q[be^{-b} + 2(e^{-b} - 1)] - 72/Q; \quad c_2 = 18 \cdot \delta/Q + 288\kappa Q.$$

На рис. 2 изображен вид области самовоспламенения при однородных граничных условиях в координатах $\lg \kappa_1$, δ для различных значений Q_1 . Здесь $\kappa_1 = \kappa\delta$ и $Q_1 = Q/\sqrt{\delta}$. Сплошные кривые соответствуют $Q_1 = 500$, штриховые получены при $Q_1 = 5000$. Область самовоспламенения расположена между кривыми, под нижней кривой — область невоспламенения, над верхней — область зажигания. Погрешность формулы (6) по сравнению с результатами численного счета внутри области воспламенения не превосходит 5—6% и лишь вблизи нижней границы области ($\delta \leq 3$) и при малых значениях $\kappa_1 \approx 10^{-11}$ возрастает до 11—16%.

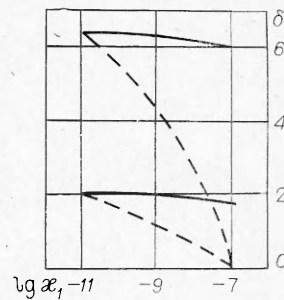


Рис. 2.

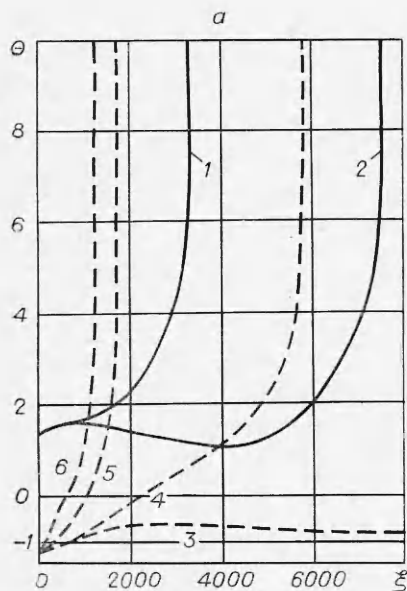
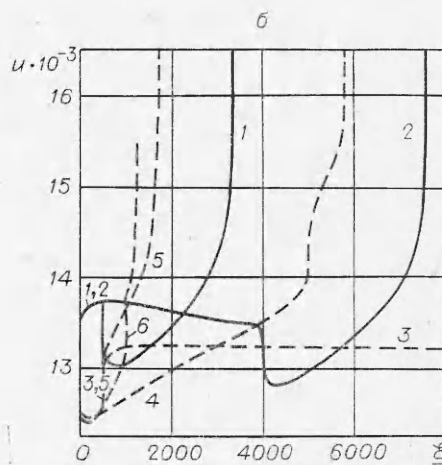


Рис. 3.



Из рис. 2 видно, что критическое значение δ_* для нижней границы области самовоспламенения при невысоких расходах и $\kappa_1 \leq 10^{-9}$ практически не зависит от величины механических источников тепла. При этих условиях δ_* с хорошей степенью точности может быть определено по формуле (8) из работы [11]. Однако зависимость δ_* от κ_1 и Q_1 при высокой интенсивности механических источников тепла перестает быть пренебрежимо малой.

Для исследования влияния разрыва граничных условий на режимы течения и теплообмена химически реагирующих жидкостей был рассмотрен пример полимеризации этилена в трубчатом реакторе. На рис. 3, а, б изображены графики изменения максимальной температуры, а также скорости на оси трубы с ростом ξ для полимеризации этилена. Кривые 1, 2 получены для трубы радиусом $r_0 = 0,02$ м при расходе, соответствующем средней скорости 0,5 м/с, $T_0 = 500$ К, $T_1 = 480$ К ($\delta = 1,55$, $\kappa = 0,14 \cdot 10^{-10}$, $Q = 3250$, $\beta = 0,03$, $\gamma = 0,012$, кривая 1 — $\xi_1 = 500$, 2 — $\xi_1 = 4000$). Кривые 3 ($\xi_1 = 500$) и 4 ($\xi_1 = 5000$) получены для реактора с $r_0 = 0,01$ м при расходе, соответствующем средней скорости 1 м/с и $T_0 = 500$ К, $T_1 = 520$ К ($\delta = 4,3$, $\kappa = 0,481 \cdot 10^{-10}$, $\beta = 0,032$, $\gamma = 0,014$). И, наконец, кривые 5 ($\xi_1 = 500$) и 6 ($\xi_1 = 1000$) получены при тех же радиусах трубы и расходе, что и кривые 1, 2, но при $T_0 = 500$ К, $T_1 = 520$ К ($\delta = 17,16$, $\kappa = 0,12 \cdot 10^{-10}$, $\beta = 0,032$, $\gamma = 0,014$).

Из анализа рис. 3, а следует возможность увеличения критической длины реактора в случае охлаждения начального участка трубы при увеличении ξ_1 (кривые 1, 2). В случае нагревания начального участка может происходить смена режимов в зависимости от величины ξ_1 . Кривые 3, 4 иллюстрируют смену режимов безвзрывного протекания реакции (3) и самовоспламенения (4). В работе [4] установлено, что в режиме гидродинамического зажигания прогрессивное ускорение химической реакции и связанный с ним резкий рост температуры возникают вблизи стенки трубы. Кривые 5, 6 иллюстрируют смену режимов самовоспламенения и гидродинамического зажигания при увеличении длины нагретого участка. Причем кривая 5 изображает изменение температуры на оси трубы, а 6 — в точке с поперечной координатой $\eta = 0,55$, в которой возникает резкий рост температуры.

На рис. 4, а, б показаны профили температуры и скорости, которые соответствуют условиям, определяющим кривые 5 и 6 рис. 3, а, б, и иллюстрируют смену режимов самовоспламенения и зажигания ($1 - \xi = 0$; $2 - \xi = 409,5$; $3 - \xi = 1730$ (при $\xi_1 = 500$) и $4 - \xi = 1243$ (при $\xi_1 = 1000$)). Таким образом, сильное влияние нагрева или охлаждения может быть использовано для управления технологическим процессом.

На рис. 5, а, б изображены графики изменения безразмерного коэффициента сопротивления ζ и безразмерного теплового потока в стенку трубы q_c для течения нефти, а на рис. 5, в, г — изменение этих же величин для полимеризации этилена при тех же параметрах, что и на рис. 1 и 2 соответственно. Коэффициент сопротивления вычислялся по формуле

$$\zeta = \frac{8\tau_c}{\rho U^2} - \frac{8Pr \exp \frac{-b\Theta_c}{1+\beta\Theta_c} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \Big|_{\eta=1}}{4Q^2},$$

где τ_c — напряжение трения на стенке; U — средняя скорость, а тепловой поток вычислялся по формуле $q_c = - \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1}$.

Номера кривых рис. 5 соответствуют номерам кривых рис. 1 и 2. На рис. 5, а приведен график, полученный при $\mu = \text{const}$ (кривая 6), и, как показывает сравнение расчетных значений ζ , найденных при $\mu = \text{const}$ и $\xi \rightarrow \infty$ с известным точным значением ζ для стабилизированного течения $\zeta = 64/\text{Re}$ [12], погрешность расчетных значений не превосходит 2%.

Из приведенных графиков видно, что при $\xi < \xi_1$ коэффициент сопротивления ζ быстро возрастает на охлаждаемом участке и уменьшается на нагреваемом, что связано с тепловым воздействием стенки на жидкость и изменением вязкости в пристенном слое. Причем в случае инертных жидкостей (см. рис. 5, а) при $\xi_1 > \xi_{\text{ст}}$ на охлаждаемом (нагреваемом) участке величина ζ выходит на стабилизированные значения, отвечающие T_1 . При $\xi > \xi_1$ и $T_1 > T_0$ жидкость охлаждается от стенки и происходит перестройка профиля скорости, в результате чего коэффициент сопротивления резко возрастает (см. кривые 1, 2 рис. 5, а и 3—6 рис. 5, в). И наоборот, при $T_1 < T_0$ и $\xi > \xi_1$ ζ резко уменьшается (см. кривые 4, 5 рис. 5, а и 1, 2 рис. 5, в). Для инертных жидкостей на участке стабилизации с температурой стенки T_0 происходит выход ζ на стабилизированные значения. Для реагирующих жидкостей в случае режимов самовоспламенения и зажигания сильное химическое тепловыделение приводит к быстрому уменьшению коэффициента сопротивления при приближении к критической длине реактора. И лишь в случае режима невоспламенения (см. кривая 3 рис. 5, в) значение ζ стабилизируется при $\xi \gg \xi_1$, поскольку химическое тепловыделение в этом случае мало.

Из рис. 5, б, г видно, что тепловой поток меняет знак. Смена знака теплового потока при $\xi > \xi_1$ имеет место в случае нагреваемого и охлаждаемого начальных участков трубы и вызвана разрывом граничных условий на стенке. Тепловой поток в окрестности $\xi = \xi_1$ изменяется

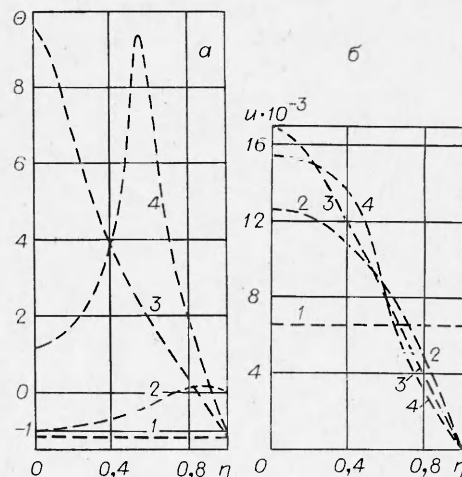


Рис. 4.

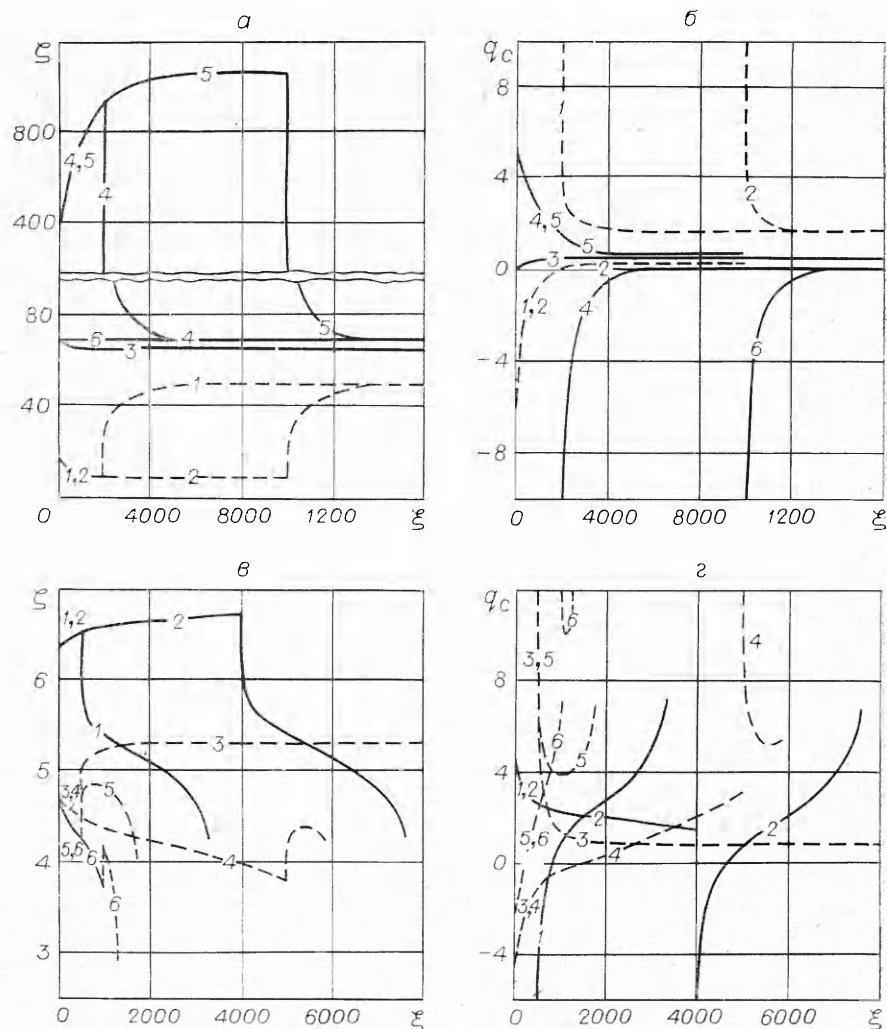


Рис. 5.

столь быстро, что можно говорить о разрыве этой величины. При $\xi < \xi_*$ тоже может происходить смена знака теплового потока, но лишь в случае нагреваемого участка. В этом случае смена знака теплового потока вызвана тем, что температура жидкости внутри трубы вследствие механического или совместного механического и химического тепловыделения, начиная с некоторого значения ξ , превышает температуру стенки.

Как видно из рис. 5, г, для реагирующих систем в отличие от случая инертных жидкостей при $\xi > \xi_*$ имеет место сильный рост теплового потока в стенку. Это объясняется резким ростом тепловыделения в результате прогрессивного ускорения химической реакции при приближении к критической длине трубы ξ_* . Характер поведения кривой 3 на рис. 5, г (режим невоспламенения) при $\xi > \xi_*$ таков же, как и в случае инертных жидкостей.

Таким образом, путем относительно небольшого изменения температуры стенок трубы можно существенно изменить величины напряжения и теплового потока, что также можно использовать для оптимизации технологии.

Поступила в редакцию
28 / V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Симунн. ИФЖ, 1966, 10, 1.
2. А. П. Быркин, И. М. Межиров. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 6.
3. В. Д. Виленский, В. С. Петухов, Б. Е. Харин. Теплофизика высоких температур, 1969, 7, 5.
4. А. М. Гришин, В. Б. Немировский. ФГВ, 1979, 15, 3.
5. Р. Рид, Т. Шервуд. Свойства газов и жидкостей. Л., Химия, 1971.
6. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1965, 163, 1.
7. С. К. Асланов. Изв. вузов. Нефть и газ, 1961, 12.
8. Д. Теддер, А. Нехватал, А. Джубб. Промышленная органическая химия. М., Мир, 1977.
9. M. Bagiwere et al. J. Polym. Sci., 1968, A-1, 6, 3.
10. А. М. Гришин, В. Н. Берцун. Докл. АН СССР, 1974, 214, 4.
11. Э. И. Максимов, Н. И. Перегудов, А. А. Бутаков. ФГВ, 1975, 11, 4.
12. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1978.

КИНЕТИКА ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БОРА С КИСЛОРОДОМ

Д. З. Сафганеев, Л. Я. Кашпоров, Ю. М. Григорьев
(Черноголовка)

Для проведения количественных расчетов характеристик воспламенения частиц бора в кислородсодержащих средах (критических условий, периодов индукций) требуется знание кинетики тепловыделения. Ранее к решению этого вопроса подходили на основе кинетической информации, полученной волюмометрическим [1] или гравиметрическим [2] способом. В настоящей работе впервые проведено непосредственное изучение кинетики тепловыделения. Это оказалось возможным благодаря применению электротермографического метода (ЭТМ), обладающего высоким быстродействием. С помощью ЭТМ найден вид кинетического уравнения и соответствующие константы, описывающие скорость выделения тепла при взаимодействии бора с кислородом в диапазоне температур 1000—1500°C и давлений 15—110 атм. Выполненные исследования охватывают начальные этапы реагирования (0,3—0,4 с), представляющие собой интерес при описании закономерностей воспламенения частиц малого размера.

В опытах при помощи автоматического быстродействующего устройства [3] борные волокна (диаметром $d=100$ мкм и длиной $l=60$ мм) электрическим током «скачкообразно» (за 20—40 мс) нагревались до постоянной температуры в среде кислорода и выдерживались при ней в течение различного времени. Образцы изготавливались пиролитическим разложением газообразного BCl_3 в среде водорода на нагретой вольфрамовой нити диаметром 50 мкм при температурах $T=1500\text{—}1900^\circ\text{C}$. Рентгенофазовые и металлографические анализы показали, что осаждение бора на нити сопровождается одновременным борированием материала подложки, в результате чего спустя некоторый промежуток времени по всему сечению нити образуется соединение W_2B_5 . Осажденный бор — аморфный. Толщина борного покрытия 12 мкм.

При нагреве полученных образцов в инертной среде каких-либо твердофазных реакций, сопровождающихся выделением или поглощением тепла, не происходит (процесс борирования вольфрамовой нити завершен в период приготовления образца). В окислительной среде изменение толщины борного покрытия не оказывает влияния на характер