

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОТЫ ТРЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ РЕАГИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ

А. М. Гришин, В. Б. Немировский, В. Ф. Панин

Теоретический анализ течения весьма вязких инертных жидкостей [1—3] позволил установить, что при определенных условиях выделяющееся в жидкости за счет диссипации кинетической энергии потока тепло не успевает отводиться наружу и происходит прогрессивное нарастание температуры, аналогичное тепловому взрыву химического происхождения. Было установлено, что для напорных течений существует критический градиент давления, выше которого установившееся течение не имеет места. При значении градиента давления выше критического происходит прогрессивное нарастание температуры (гидродинамический тепловой «взрыв»). В дальнейшем анализ безнапорных течений в нестационарной постановке [4] привел к установлению возможности возникновения гидродинамического теплового взрыва и для течения Куэтта при постоянном во времени напряжении сдвига на подвижной границе.

Выделяющаяся при течении вязкой жидкости теплота трения может оказать существенное влияние на характеристики воспламенения химически реагирующей движущейся жидкости. Впервые тепловой взрыв химически реагирующей вязкой движущейся жидкости с учетом совместного действия химических и механических источников тепла рассмотрен в [5]. С помощью приближенных аналитических методов установлено, что теплота трения при определенных условиях может существенно снизить величину предела теплового взрыва.

В [6] на основе квазистационарного приближения уравнения движения и численного интегрирования получающегося при этих условиях уравнения энергии получены результаты, подтверждающие основные выводы работы [5], а также получены условия перехода химического теплового взрыва в гидродинамический тепловой взрыв. В [6] не получено явного вида зависимости взрывного предела от интенсивности механических источников тепла, а графические результаты работы дают качественные представления о характере этой зависимости.

В данной работе проведено более детальное исследование влияния теплоты трения на характеристики воспламенения движущейся вязкой реагирующей жидкости. С помощью ЭЦВМ установлено существование двух режимов: самовоспламенения и зажигания. Получены приближенные формулы для расчета величины взрывного предела и времени воспламенения при заданных значениях параметров, характеризующих интенсивность механических источников тепла, выгорание реагирующего вещества и температурную зависимость коэффициента вязкости.

Постановка задачи

Рассмотрим вязкую реагирующую жидкость, которая вначале покоилась и затем внезапно была приведена в движение в достаточно длинной трубе за счет перепада давления. Предположим, что в жидкости может происходить одна химическая экзотермическая реакция первого порядка и что зависимость динамической вязкости от температуры описывается выражением вида

$$\mu = \mu_0 \exp(E_1/RT), \quad (1)$$

где $E_1 = \text{const}$, $\mu_0 = \text{const}$; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура.

Течение такой жидкости в бесконечной круглой трубе описывается нестационарной системой уравнений движения, энергии и химической кинетики

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} = 1/r \cdot \frac{\partial}{\partial r} [\mu_0 \exp(E_1/RT) r \cdot \frac{\partial \omega}{\partial r}] - \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2)$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda/r \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial T}{\partial r}) + q k_0 (1 - \eta) \exp(-E/RT) + \mu_0 \exp(E_1/RT) (\frac{\partial \omega}{\partial r})^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = k_0 (1 - \eta) \exp(-E/RT). \quad (4)$$

с граничными и начальными условиями

$$\left. \frac{\partial \omega}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \omega(t, r_0) = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad T(t, r_0) = T_0; \quad (5)$$

$$\omega(0, r) = 0; \quad T(0, r) = T_0; \quad \eta(0, r) = 0. \quad (6)$$

Здесь ρ — плотность; ω — скорость течения, t — время, r_0 — радиус трубы, r — текущий радиус трубы, T_0 — начальная температура, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, λ — коэффициент теплопроводности, η — глубина превращения, q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспонент, E — энергия активации химической реакции, p — давление, z — продольная координата, $\frac{\partial p}{\partial z}$ — постоянный перепад давления по трубе.

Если пренебречь выгоранием реагента и положить $E_1 = 0$, то, как частный случай, из уравнений (2) — (4) получим систему (5.1) — (5.2) работы [5].

Переходя в уравнениях (2) — (4) и условиях (5), (6) к безразмерным переменным, получим следующую краевую задачу:

$$\delta / \text{Pr} \cdot y \cdot \frac{\partial W}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \{ \exp[-b\Theta / (1 + \beta\Theta)] y \frac{\partial W}{\partial y} \} + y, \quad (7)$$

$$\delta y \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \delta y (1 - \eta) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta\Theta} + 4B\delta^2 y \exp \left(- \frac{b\Theta}{1 + \beta\Theta} \right) \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma (1 - \eta) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}, \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad W(\tau, 1) = 0, \quad \left. \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad \Theta(\tau, 1) = 0, \quad (10)$$

$$W(0, y) = 0, \quad \Theta(0, y) = 0, \quad \eta(0, y) = 0. \quad (11)$$

Здесь $\tau = t/t_0$, $y = r/r_0$ — время и радиус трубы, $\Theta = \frac{E(T - T_0)}{RT_0^2}$,

$W = \frac{\omega \mu_0 \exp E_1/RT_0}{r_0^2 (-dp/dz)}$ — температура и скорость течения жидкости,

$t_0 = \frac{c_p \rho R T_0^2 \exp E/RT_0}{E q k_0}$ — характерное «химическое» время, $\delta =$

$= \frac{r_0^2 E q k_0 \exp(-E/RT_0)}{\lambda R T_0^2}$ критерий Франк-Каменецкого, $B = \frac{\lambda \exp \frac{2E - E_1}{RT_0}}{4E \mu_0 q^2 k_0^2} \times$

$\times \left(\frac{dp}{dz} \right)^2$ — параметр, характеризующий интенсивность механических ис-

точников тепла, возникающих за счет диссипации кинетической энергии потока, $b = E_1/E$ — параметр, характеризующий температурную зависимость вязкости, $\gamma = c_p \rho R T_0^2 / q E$ — параметр, характеризующий выгорание реагирующего вещества, $\beta = R T_0 / E$ — безразмерный параметр $P_r \Rightarrow = (c_p \mu_0 \exp E_1 / R T_0) / \lambda$ — критерий Прандтля.

При таком выборе безразмерных параметров единственным параметром в задаче, включающим в себя радиус трубы r_0 , является критерий Д. А. Франк-Каменецкого δ , который характеризует относительную интенсивность тепловыделения за счет химической реакции и теплоотвода и, таким образом, определяет критические условия теплового взрыва. Поэтому физически задача формулируется следующим образом: при заданных интенсивности механических источников тепла, кинетике выгорания реагента, температуре стенок трубы и температурной зависимости коэффициента вязкости требуется определить радиус трубы, при котором имеет место воспламенение.

Расчетная схема и режимы воспламенения реагента

Краевая задача (7)–(11) решалась численно на ЭЦВМ БЭСМ-4 при помощи итерационно-интерполяционного метода [7]. Единичный интервал по пространству $0 \leq y \leq 1$ разбивался на N частей. В результате применения этого метода к уравнениям движения и энергии система (7)–(9) была сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, записанных в узлах разбиения пространственного единичного интервала.

Эти уравнения методом прогонки разрешались относительно производной по времени в i -й точке пространства, и затем проводилось численное интегрирование системы уравнений по времени методом Эйлера с автоматическим выбором шага по заданной точности.

В результате расчетов были установлены два режима воспламенения в движущейся жидкости: самовоспламенения и зажигания. Анализ результатов численного счета выявил следующую картину развития процесса.

При движении жидкости вблизи стенки трубы за счет трения имеет место максимум температуры, который затем смещается к оси трубы. Распространяясь от стенки трубы к оси, максимум температуры растет за счет дополнительного выделения тепла в результате химической реакции, скорость которой увеличивается с повышением температуры. При относительно небольшой интенсивности механических источников тепла температурная волна возрастающей амплитуды успевает достичь оси трубы, и при величине $\delta > \delta_{кр}$ реализуется режим самовоспламенения, характеризующийся тем, что прогрессивное ускорение химической реакции, приводящее к взрыву, происходит на оси трубы.

При $\delta \leq \delta_{кр}$ происходит плавное повышение температуры. После выгорания значительной части реагирующего вещества химический источник ослабляется, и повышение температуры сменяется ее снижением. Уменьшение температуры вызывает увеличение вязкости жидкости, и скорость потока уменьшается. При $\delta > \delta_{кр}$ после периода прогрева происходит резкий рост температуры, соответствующий взрыву.

На рис. 1, *a*–*в* представлены профили температуры, скорости потока и глубины превращения в случае режима самовоспламенения для различных моментов времени. Режим гидродинамического зажигания обусловлен высокой интенсивностью механических источников тепла у «холодной» стенки трубы и характеризуется тем, что волна разогрева не успевает достигнуть оси трубы и прогрессивное ускорение химической реакции, приводящее к взрыву, происходит на некотором расстоянии от оси трубы, увеличивающемся с ростом B . В режиме зажигания резкий рост температуры вблизи стенки сопровождается незначитель-

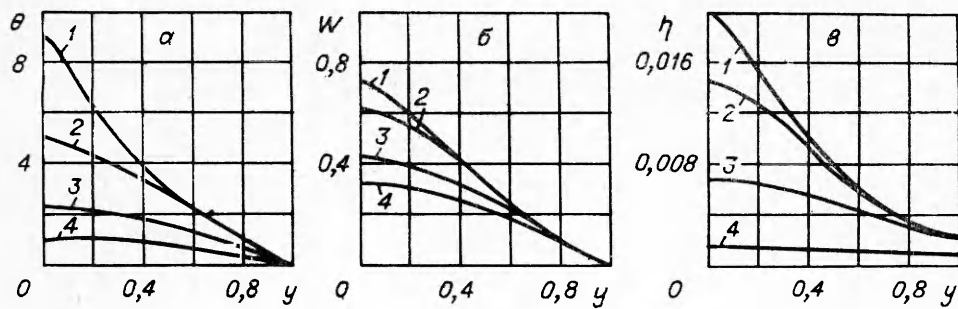


Рис. 1. Профили температуры, скорости потока и глубины превращения для режима самовоспламенения при $\delta=1,9$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,001$, $b=0,5$, $B=1$.
 1 — $\tau=2,344$; 2 — 2,342; 3 — 1,908; 4 — 0,789.

ным выгоранием реагента, температура в центральной части трубы практически не отличается от начальной. На рис. 2, а — в представлены профили температуры, скорости потока и глубины превращения для разных моментов времени в случае режима зажигания.

Анализ профиля скорости показывает, что в режиме зажигания можно выделить три различные области потока: квазитвердое ядро потока, в котором слои жидкости движутся с практически одинаковой скоростью; узкая переходная область, аналогичная пограничному слою на поверхности твердого тела; и тонкий слой почти неподвижной жидкости вблизи стенки трубы. Течение такого типа, по-видимому, впервые описано в работах [8, 9], в которых рассматривается течение весьма вязких жидкостей в трубе произвольной формы со смазанными или сильно нагретыми стенками. Наличие смазки приводит к отсутствию трения на стенках, при этом образуется квазитвердое ядро потока. При непрерывной подаче смазки на стенки перепад давления, необходимый, например, для транспортировки очень вязких жидкостей по трубам, может быть значительно уменьшен.

В режиме зажигания, полученном в данной работе, роль смазки играет тонкий слой жидкости вблизи стенки, прогретой за счет теплоты трения. В квазитвердом ядре потока трение между слоями жидкости практически отсутствует, и поэтому резкое выделение тепла происходит в узком переходном слое между ядром потока и неподвижной жидкостью в пристенном слое. В этой области и происходит воспламенение.

Таким образом, при $\delta > \delta_{кр}$ в зависимости от величины параметра B происходят различные режимы воспламенения в движущейся вязкой реагирующей жидкости. При $0 < B \leq B_{кр}$ имеет место режим самовоспламенения. Если при этом же значении δ продолжать увеличивать интенсивность механических источников тепла, то при $B > B_{кр}$ существ-

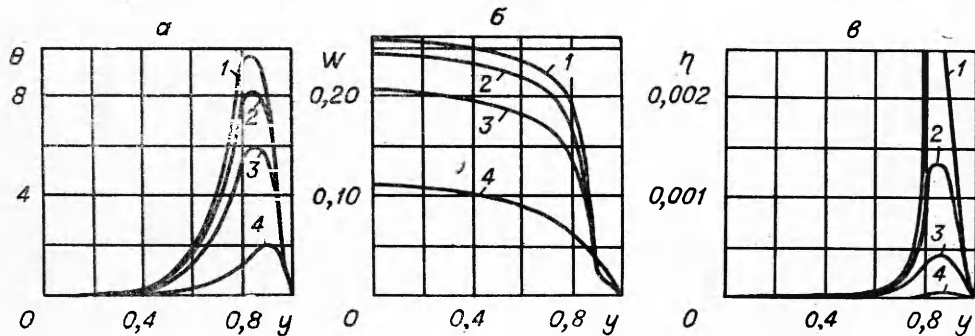


Рис. 2. Профили температуры, скорости потока и глубины превращения для режима гидродинамического зажигания при $\delta=1,9$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,001$, $b=0,5$, $B=1000$.
 1 — $\tau=0,0257$; 2 — 0,0241; 3 — 0,0203; 4 — 0,0100.

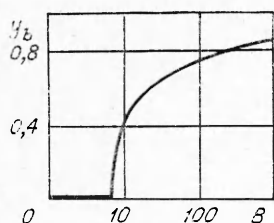


Рис. 3. Зависимость положения точки, в которой начинается воспламенение, от величины параметра B , $B_{кр} = 6$.

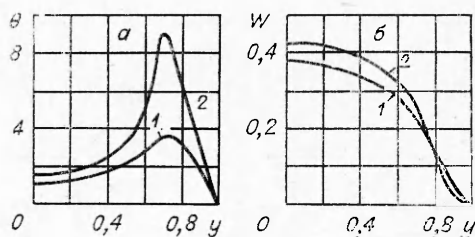


Рис. 4. Профили температуры, скорости потока и глубины превращения для режима гидродинамического зажигания при $\delta = 21,5$, $\beta = 0,03$, $\gamma = 0$, $b = 0,5$, $B = 0,25$.
1 — $\tau = 0,6686$; 2 — $0,7287$.

вует переходная область от режима самовоспламенения к режиму зажигания. Точка максимального разогрева, в которой начинается взрыв, перемещается к стенке. При $B \gg B_{кр}$ реализуется режим зажигания.

Существование двух режимов воспламенения в движущейся вязкой реагирующей жидкости аналогично существованию режимов самовоспламенения и зажигания реагирующего газа в электрическом поле [10]. Однако в вязкой движущейся жидкости критические условия, характеризующие переход от одного режима к другому, определяются не джоулевым нагревом среды, а теплотой трения. На рис. 3 приведен график зависимости положения точки, в которой начинается воспламенение, от интенсивности механических источников тепла B . Рис. 3 аналогичен рис. 2 работы [11], на котором критической величиной, определяющей смену режимов, является критерий Франк-Каменецкого δ .

Математический эксперимент на ЭЦВМ подтвердил сделанный в [5] анализ влияния величины параметров B и b на взрывной предел $\delta_{кр}$. При увеличении B температура у стенки трубы повышается за счет роста теплоты трения. В результате уменьшается отток тепла из центральной части трубы, что приводит к уменьшению взрывного предела $\delta_{кр}$. При увеличении b возрастает количество тепла от механических источников, и величина $\delta_{кр}$ уменьшается. Рост параметров B и b приводит также к уменьшению времени воспламенения.

Приближенные аналитические формулы для времени и предела воспламенения

На основе численных расчетов по определению взрывного предела $\delta_{кр}$ была получена приближенная формула для определения $\delta_{кр}$ в зависимости от параметров B , b , γ и β :

$$\delta_{кр} = \delta_{кр}^0 (1 - 0,116b + 1,454\beta + 3,3\gamma), \quad (12)$$

где $\delta_{кр}^0$ при $0 < B \leq 1$ рассчитывается по приближенной аналитической формуле, полученной в [5],

$$\delta_{кр}^0 = 2 \left[1 - \frac{B}{4} \left(1 - \frac{B}{4} \right)^4 \right]^2, \quad (13)$$

а при $B > 1$

$$\delta_{кр}^0 = \frac{5,19}{\sqrt{B+10}}. \quad (14)$$

Отличие значений $\delta_{кр}$, полученных в результате численного интегрирования системы уравнений (7) — (9), от значений, рассчитанных по формуле (12), не превышает 9% в диапазоне изменения параметров $0 < B < 10$; $0 \leq b \leq 1,25$; $0 < \beta \leq 0,03$; $0 < \gamma \leq 0,03$.

Приведенное сравнение рассчитываемых по формуле (14) значений $\delta_{кр}$ с графиками работы [6] показало хорошее согласование значений $\delta_{кр}$, полученных в данной работе и работе [6].

Представляет интерес рассмотреть зависимость времени воспламенения от критериев подобия b , B и δ . Предположим, как и в [6], что поле скоростей устанавливается значительно быстрее, чем поле температур, т. е. изменение скорости со временем носит квазистационарный характер. Кроме того, пренебрежем выгоранием реагента, что эквивалентно требованию $\gamma=0$. Тогда, исключая функцию W , вместо системы уравнений (7)–(9) получаем одно уравнение для определения поля температур

$$\frac{\partial}{\partial y}(y \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial y}) = \delta y \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} - \delta y \exp[\Theta/(1+\beta\Theta)] - B\delta^2 y^3 \exp[b\Theta/(1+\beta\Theta)]. \quad (15)$$

Применим для решения уравнения (15) итерационно-интерполяционный метод в односточечной форме [12]. Будем считать, что нулевое приближение имеет вид $\Theta^{(0)} \equiv \Theta_0(\tau)$, где Θ_0 — температура в центре трубы. Подставляя Θ_0 вместо Θ в правую часть уравнения (15), получаем уравнение для определения профиля температуры в первом приближении

$$\frac{\partial}{\partial y}(y \cdot \frac{\partial \Theta^{(1)}}{\partial y}) = \delta y \dot{\Theta}_0 - \delta y \exp[\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)] - B\delta^2 y^3 \exp[b\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)]. \quad (16)$$

Интегрируя (16) один раз, получим с учетом третьего граничного условия (10)

$$\frac{\partial \Theta^{(1)}}{\partial y} = \delta y \dot{\Theta}_0 / 2 - \delta y / 2 \exp[\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)] - B\delta^2 / 4 \cdot y^3 \exp[b\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)]. \quad (17)$$

Интегрируя (17), находим с учетом $\Theta^{(1)}(\tau, 0) = \Theta_0$ первое приближение

$$\Theta^{(1)} = \Theta_0 + \delta y^2 \dot{\Theta}_0 / 4 - \delta y^2 / 4 \exp[\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)] - B\delta^2 / 16 y^4 \exp[b\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)]. \quad (18)$$

Удовлетворяя (18) четвертому из условий (10), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для определения Θ_0 :

$$\dot{\Theta}_0 = \exp[\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)] + B\delta/4 \exp[b\Theta_0/(1+\beta\Theta_0)] - 4\Theta_0/\delta. \quad (19)$$

Считая $\beta \equiv 0$ и используя метод разделения переменных, находим выражение для времени воспламенения в виде квадратур

$$\tau_0 = \int_0^{\infty} \frac{d\Theta_0}{e^{\Theta_0} + \frac{B\delta}{4} e^{b\Theta_0} - 4\Theta_0 \delta^{-1}}. \quad (20)$$

Для получения явной формулы для времени воспламенения используем аппроксимацию Грея и Харпера [13]

$$e^{\Theta_0} \approx 1 + (e-2)\Theta_0 + \Theta_0^2; \quad e^{b\Theta_0} \approx 1 - (be^b - 2e^b + 2)\Theta_0 + [1 - e^b(1-b)]\Theta_0^2. \quad (21)$$

В результате получаем следующее аналитическое выражение для времени индукции:

$$\tau_0 = 2/\sqrt{\Delta} [\pi/2 - \arctg(m/\sqrt{\Delta})], \quad (22)$$

где

$$m = e - 2 - B\delta/4 (be^b - 2e^b + 2) - 4/\delta; \quad n = 1 + B\delta/4 [1 - e^b (1 - b)];$$

$$\Delta = 4n(1 + B\delta/4) - m^2.$$

Для уточнения полученной приближенной формулы на случай отличных от нуля значений параметров β и γ были проведены численные расчеты по определению времени воспламенения при значениях $\delta > \delta_{кр}$. После обработки результатов численного счета методом наименьших квадратов [14] получена формула для расчета времени воспламенения

$$\tau_* = 0,75\tau_0(1 + 2,06\beta + 3,91\gamma). \quad (23)$$

Проведенное сравнение результатов численного счета и значений времени воспламенения τ_* , рассчитываемых по формуле (23), показало, что ошибка не превышает 10% в диапазоне изменения параметров: $0,001 \leq B \leq 2$; $0,2 \leq b \leq 0,8$; $0,001 \leq \beta \leq 0,03$; $0,001 \leq \gamma \leq 0,03$ и $3 \leq \delta \leq 10$ при $B < 1$; $\delta \leq 4$ при $B \geq 1$.

Ограниченность диапазона изменения δ при $B \geq 1$ обусловлена тем, что при $\delta > 4$ наступает режим зажигания, для которого проверки точности формулы (23) произведено не было.

Обсуждение допущений и пример расчета течения реальной реагирующей жидкости

Рассмотренная выше краевая задача (2) — (6) — обобщение известной задачи Громеко [15] о нестационарном течении жидкости в бесконечной трубе с постоянной вязкостью под действием постоянного градиента давления.

Проанализируем правомерности допущений, принятых при выводе уравнений (2) — (4). Наиболее сильное допущение — условие постоянства градиента давления dp/dz , обусловленное, в свою очередь, допущением о бесконечной длине трубы (в реальных условиях длина трубы конечна). Постановка задачи, использованная в данной работе, не отличается от постановок, принятых в [1—6], которые мало отличаются от постановки задачи о течении вязкой жидкости вблизи температуры ее застывания, данной Л. С. Лейбензоном (см. с. 210 [16]). В [16] показано, что если длина трубы l значительно превышает длины гидродинамической l_1 и тепловой l_2 стабилизации течения, то dp/dz можно считать постоянной величиной, а трубу — бесконечно длинной. Эту постоянную величину можно оценить по формуле

$$dp/dz \approx \Delta p/l. \quad (24)$$

Формула (24) тем точнее, чем больше l по сравнению с l_1 и l_2 . Этот вывод согласуется с результатами [20].

Например, длина трубчатого реактора для получения полиэтилена достигает 11 539 и более калибров ($l = 150$ м; $r = 1,3 \cdot 10^{-2}$ м [17]), поэтому следует ожидать, что условия $l \gg l_1$, $l \gg l_2$ выполняются.

Как показано в данной работе, режим зажигания возникает при достаточно больших значениях параметра B , который пропорционален $(dp/dz)^2$. В связи с этим возникает вопрос о том, реализуются ли такие значения dp/dz , при которых имеет место режим гидродинамического зажигания. На рис. 4 показаны поля температур и скоростей для $t_1 = 375$ с, $t_2 = 409$ с в случае реакции полимеризации этилена. При проведении расчетов считалось: $T_0 = 500$ К [17, 18]; $\rho = 450$ кг/м³ [17]; $\mu(T_0) = 0,3$ н·с/м² [19, 22]; $E_1 = 62 730$ Дж/моль [22]; $E = 133 824$ Дж/моль [17, 18]; $c_p = 2720$ Дж/(кг·град) [17]; $q = 1,505 \times$

$\times 10^6$ Дж/м³ [17, 18]; $\lambda = 0,1672$ Дж/(м·с·К) [19]; $l = 150$ м; $\Delta p = 1,8 \cdot 10^6$ Н/м²; $r_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ м [17]; $p = 1,2 \cdot 10^8$ Н/м². Скорость полимеризации этилена вычислялась по формуле

$$v = 18,44 \cdot 10^8 \exp(-16\,000/T) \text{ 1/с}, \quad (25)$$

которая получена с использованием данных [17, 18] по кинетике полимеризации этилена. Анализ кривых рис. 4 позволяет утверждать, что в данном случае в условиях, близких к реальным, имеет место режим гидродинамического зажигания. Величина $\gamma \ll 1$ и глубина превращения этилена вплоть до момента зажигания мала, поэтому была принята модель реакции нулевого порядка.

Энергия активации и предэкспонент реакции полимеризации изменяются в широких пределах в зависимости от условий протекания реакции и типа инициатора, однако диапазон изменения безразмерных параметров, использованный в данной работе, согласуется с диапазонами изменения теплофизических и термокинетических постоянных синтеза кристаллических полиолефинов [17, 18].

В [20, 21] показано, что для квазистационарных течений в трубе ($\partial \omega / \partial t \equiv 0$, $\partial T / \partial t \equiv 0$) зависимость Δp от расхода носит немонотонный характер, т. е. dp/dz не может принимать произвольно большие значения. Этот вывод для гиперболического закона изменения вязкости от температуры получен Л. С. Лейбензоном [16]. В случае $\partial \omega / \partial t \neq 0$, $\partial T / \partial t \neq 0$ достоверность этого вывода неочевидна. Однако даже при $\partial \omega / \partial t \equiv \partial T / \partial t \equiv 0$ режим зажигания реализуется при значениях $dp/dz < (dp/dz)_{\max}$ — предельного значения градиента давления.

Установление возможности существования режима гидродинамического зажигания может оказаться полезным в ряде практических случаев. Так, например, при радикальной полимеризации этилена при высоких давлениях в трубчатом реакторе в качестве меры, предупреждающей осаждение полимера на стенке трубы, применяют так называемые «толчки» давления [17]. При этом периодически давление в реакторе резко повышают (возникают импульсы давления), в результате чего резко повышается и скорость потока в (5—10 раз). Эти условия как раз и могут оказаться благоприятными для возникновения режима гидродинамического зажигания. Это, в свою очередь, в соответствии с известным принципом Ле-Шателье приведет к ускоренному образованию полимера вблизи стенки и вместо очищения стенки от полимера произойдет закупоривание реактора (образование так называемых «козлов») [23]. С другой стороны, увеличение градиента давления, вызывая увеличение суммарного расхода (профиль скорости в режиме зажигания более заполненный), приведет к уменьшению выхода полимера, так как глубина превращения в центральной части реактора практически не отличается от начальной (см. профиль глубины превращения, рис. 2, в).

Томский государственный
университет

Поступила в редакцию
17/III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каганов. ПМТФ, 1962, 3.
2. С. К. Асланов. Изв. вузов. Нефть и газ, 1961, 12.
3. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1965, 163, 1.
4. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. Докл. АН СССР, 1971, 198, 6.
5. А. М. Гришин. ПМТФ, 1967, 3.
6. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
7. А. М. Гришин. ИФЖ, 1970, 19, 1.

8. Л. К. Гусаченко, Г. И. Долматов. ВИНТИ, 1974, № 7399-73 деп.
9. Л. К. Гусаченко. ВИНТИ, 1974, № 7402-73 деп.
10. А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский. ИФЖ, 1973, 25, 6.
11. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Успехи химии, 1966, 35, 4.
12. А. М. Гришин. Тр. научно-исследовательского института прикладной математики и механики при ТГУ. Вып. 2. Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
13. П. Грей, М. Харпер.— В сб.: Вопросы зажигания и стабилизации пламени. М., ИЛ, 1963.
14. И. С. Березин, Н. П. Жидков. Методы вычислений. Т. 1. М., 1960.
15. Н. А. Слезкин. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., ГИИТЛ, 1965.
16. Л. С. Лейбензон. Собрание трудов. Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1955.
17. Р. А. Рафф, К. В. Дак. Кристаллические полиолефины. Т. 1. М., «Химия», 1970.
18. Полиэтилен и другие полиолефины. Сборник. М., «Мир», 1964.
19. Р. Рид, Т. Шервуд. Свойства газов и жидкостей. Л., «Химия», 1971.
20. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. ПМТФ, 1974, 1.
21. А. М. Столин. ФГВ, 1975, 11, 3.
22. Энциклопедия полимеров. Т. 2. М., «Химия», 1974.
23. Д. А. Ваганов. ПМТФ, 1975, 2.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КОНГЛОМЕРАТОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

*В. Н. Бондарев, А. Н. Золотко, Л. А. Клячко,
Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук, Т. А. Яковлева*

Во многих технических приложениях часто возникает задача об исследовании воспламенения плотных образований — конгломератов, содержащих большое количество мелких частиц. Решение этой задачи затруднено даже в простейших случаях. Из-за существенной нестационарности процессов, протекающих на внутренней поверхности конгломератов, приходится изучать координатно-временное распределение концентрации окислителя даже в предположении об отсутствии градиента температур внутри конгломерата. Задача усложняется, если реакция на поверхности отдельной частицы протекает с образованием окисной пленки, определяющей кинетику процесса. Необходимость исследования сложной системы интегродифференциальных уравнений в частных производных делает задачу практически неразрешимой [1].

Сложность проблемы заставляет прибегать к упрощениям. В указанном выше случае окисления с пленкой наиболее оправдано приближение, основанное на том, что вся внутренняя поверхность конгломерата может рассматриваться как равнодоступная для окислителя [2]. Это приближение работает достаточно хорошо в широком диапазоне параметров задачи, поскольку температура воспламенения конгломерата низкая.

Настоящая работа имеет целью дать приближенный, но вполне общий способ исследования процессов воспламенения металлических конгломератов без привлечения приближения равнодоступной поверхности. Введем следующие предположения:

1) конгломерат имеет форму сферы с радиусом R_0 и состоит из сферических частиц радиуса r_0 ;

2) пористость конгломерата $\Omega = 1 - \rho_n / \rho_m$, где ρ_m — плотность частицы металла, ρ_n — плотность конгломерата (не изменяется со временем); объемная и поверхностная пористости не различаются; выгорание вещества за предвоспламенительный период не учитывается;

3) градиент температуры по объему конгломерата отсутствует;

4) концентрация окислителя на поверхности конгломерата по-