

В.В. Замашников, Н.А. Какуткина

ВЛИЯНИЕ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛООБМЕНА
НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПЕН

Проведен анализ экспериментально наблюдаемых закономерностей горения водогорючих пен. Обнаружена корреляция горючих свойств пены с эффектами межфазного теплообмена, сопровождающими процесс горения. Предложена упрощенная математическая модель, позволяющая описать все наблюдаемые закономерности горения пен.

Водогорючие пены представляют собой дисперсию горючей газовой смеси в инертной жидкости. Закономерности их горения интересны в связи с изучением волновых процессов в гетерогенных реагирующих системах, а также для практических применений, например для гашения и флегматизации пламен горючих газов путем заключения их в ячейки водно-механических пен [1]. Принципиальная возможность распространения волн горения по такой системе показана в [2]. Систематические экспериментальные исследования закономерностей горения пен выявили большое разнообразие поведения волн горения в таких системах [3—6]. В ряде случаев проявляется нетривиальная немонотонная зависимость скорости горения пены от кратности [5]. Причины такого поведения не ясны.

Горение пен сопровождается рядом осложняющих явлений, таких как: разрушение жидкого каркаса пены и его диспергирование с образованием жидкого аэрозоля, благодаря чему существенную роль в процессе горения пены могут играть эффекты межфазного тепло- и массообмена; дискретные выбросы горючего газа при разрушении пузырьков пены, которые могут, с одной стороны, турбулизовать процесс горения, с другой стороны, привести к частичному перемешиванию свежей смеси с продуктами сгорания. Кроме этого, различие в скоростях капель аэрозоля и газового потока может также приводить к турбулизации процесса горения. Роль перечисленных эффектов в формировании закономерностей горения пен не выяснена. В настоящей работе делается попытка связать закономерности горения пен с эффектами межфазного теплообмена.

При горении пены тепло химической реакции тратится не только на подогрев свежей смеси, но также на разрушение жидких пленок, разделяющих участки смеси, нагрев и испарение капель аэрозоля, образовавшегося в результате разрушения пленок. Чтобы выяснить роль этих эффектов в процессе горения пен, сопоставим измеренные зависимости скорости горения S от кратности пены K с зависимостями теплопотерь на жидкие пленки и капли аэрозоля от кратности.

Исследования разрушения пен разными способами позволили предположить, что при горении пленки разрушаются благодаря их частичному испарению в пламени. Тогда тепло, затраченное на разрушение пленок пены, пропорционально $Lm = \rho_* L/K$ (m — масса жидких пленок в единицу объема пены, L — теплота испарения, ρ_* — плотность пенообразующей жидкости). Таким образом, теплопотери на разрушение пены обратно пропорциональны кратности.

Потери тепла на капли аэрозоля, находящиеся в горячем газовом окружении, пропорциональны $D_1 n$ [7], где D_1 — средний диаметр капель, а n — число капель в единице объема. Считая, что вся масса жидкого каркаса при разрушении переходит в аэрозоль, получим $n = 6/(\pi D_3^3 K)$, потери тепла на капли пропорциональны $D_1/(KD_3^3)$ (D_3 — среднекубический диаметр капель). Зависимости параметров распределения капель по размерам D_1 и D_3 от кратности нельзя определить теоретически, они должны быть измерены экспериментально для каждого вида пен, отличающихся составом жидкой фазы и газа-наполнителя.

© В.В. Замашников, Н.А. Какуткина, 1994.

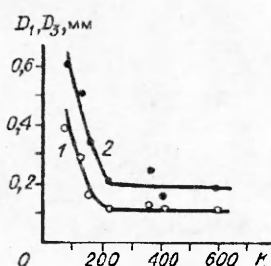


Рис. 1. Типичная зависимость среднего геометрического (1) и среднекубического (2) диаметров капель, полученных при горении пены, от кратности. Пенообразующая жидкость — 3%-й раствор сульфанола, газовая смесь — 9,5 % CH_4 + воздух. Средний размер пузырьков пены 2 мм.

Дисперсность капель измеряли упрощенным седиментационным методом. Для этого в стенке горизонтальной трубы, заполняемой пеной, делалось отверстие диаметром 5 мм (подробное описание методики экспериментов и измерения скоростей горения см. в [5]). Перед зажиганием под отверстием устанавливали стеклянную пластину с нанесенным на нее фиксирующим составом. Аэрозоль, образующийся при горении, под действием силы тяжести осаждался на пластину. Осевшие капли после высыхания оставляли на пластине четкие отпечатки, обработка которых позволяла оценить распределение капель по размерам. Такой метод не дает адекватного распределения капель по размерам непосредственно перед фронтом пламени, так как капли, попавшие на пластину, некоторое время находились в горячих продуктах сгорания, испаряясь в них. Сведение массового баланса показывает, что потери массы воды за счет испарения капель составляют $10 \div 30$ %. Связанная с этим ошибка в определении среднего размера капель не превышает 10 %. На фоне изменений размера на 100 % и более, полученных в эксперименте, такая точность вполне приемлема.

Измерения показали, что для всех пен уменьшение кратности приводит к увеличению средних размеров капель (рис. 1). Однако эти изменения неравномерны: при высоких кратностях размер меняется слабо, а при низких — весьма значительно. При замене газа-наполнителя пены средний

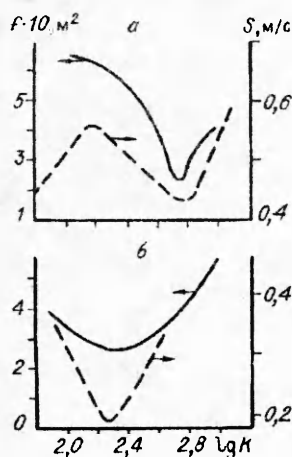


Рис. 2. Типичные зависимости комплекса f и скорости горения от кратности. Пенообразующая жидкость: а — 0,5 %-й раствор сульфанола, газ — 10 % водорода + воздух. б — 3%-й раствор сульфанола + 15 % глицерина, газ — 9,5 % метана + воздух.

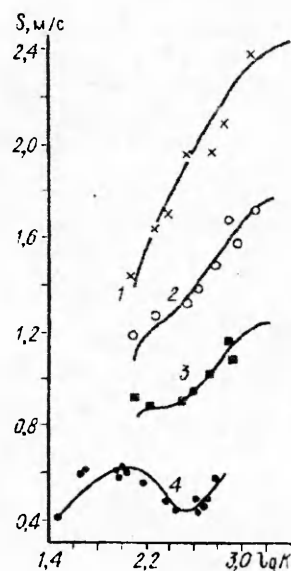


Рис. 3. Экспериментально измеренные (точки) и теоретически рассчитанные (линии) зависимости $S(K)$. Пенообразующая жидкость — 3%-й раствор сульфанола, газовые смеси водородовоздушные.

1 — 15 % водорода, $\beta = 2,8 \cdot 10^{-3}$; 2 — 13 % водорода, $\beta = 2,0 \cdot 10^{-3}$; 3 — 11,5 % водорода, $\beta = 1,3 \cdot 10^{-3}$; 4 — 10 % водорода, $\beta = 4,0 \cdot 10^{-4}$. $\kappa = 2,8$

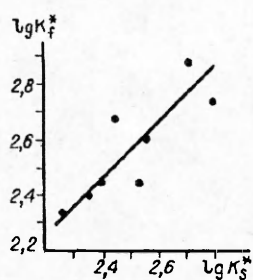


Рис. 4. Корреляция между значениями кратности, при которых наблюдается минимум комплекса f и скорости горения.

размер при данном K меняется мало. Состав жидкой фазы пены влияет на дисперсность аэрозоля сильнее. При разрушении пен, полученных с использованием более вязких пенообразующих растворов, капли получаются крупнее.

По измеренным зависимостям $D_1(K)$ и $D_3(K)$ были рассчитаны значения комплекса $D_1/(KD_3^3)$, определяющего поток тепла от пламени на капли. Как правило, параметр $D_1/(KD_3^3)$ имеет максимум при некотором значении K . Типичные зависимости величины f , обратной этому комплексу ($f = KD_3^3/D_1$), приведены на рис. 2.

Таким образом, потери тепла от пламени на пленки пены монотонно растут с уменьшением K , а потери на капли — немонотонная функция кратности с максимумом при некотором $K = K^*$. Естественно считать, что чем больше теплотери из пламени на пленки и капли, тем меньше должна быть скорость горения. В соответствии с этим в экспериментах наблюдается два основных вида зависимостей $S(K)$ (рис. 3, 1, 4). На кривой 1 скорость монотонно падает с уменьшением кратности, а линия 4 немонотонна и имеет минимум при некотором K . Более того, положение минимума скорости коррелирует с положением минимума комплекса f , определяющего теплотери на капли (см. рис. 2). На рис. 4 такая корреляция построена по ряду экспериментов на пенах с различным составом газовой смеси и пенообразующей жидкости.

Обнаруженная связь между скоростями горения пен и теплотериями из пламени позволяет предполагать, что экспериментально наблюдаемые закономерности горения пен обусловлены структурой теплотери из фронта пламени. Это предположение положено в основу излагаемой ниже упрощенной физико-математической модели горения пены. Адекватность модели проверяется на полученном ранее экспериментальном материале.

Постановка задачи

Горение пены моделируется как горение газа с дополнительным стоком тепла на жидкие пленки и капли. Рассмотрим в одномерном приближении влияние процесса испарения капель и пленок на параметры стационарной волны горения. Примем следующие упрощающие допущения:

- 1) все тепло, потребляемое каплями и пленками, тратится на их испарение. Энергия, идущая на нагрев капель и пленок, несущественна в общем балансе тепла;
- 2) рассматриваются относительно крупные капли, испарение которых во фронте пламени не приводит к заметному изменению размера;
- 3) добавки массы газа за счет испарения капель и пленок несущественны в общем балансе массы газа;
- 4) радиус кривизны отдельных участков фронта пламени много больше толщины ламинарного фронта, поэтому последний на каждом участке считается плоским и ламинарным. Общее увеличение поверхности горения, обусловленное выгоранием отдельных пузырьков газа, учитывается эмпирическим фактором турбулизации κ ;
- 5) дискретно расположенные пленки пены моделируются воображаемой постоянно действующей пленкой, теплосъем на которую равен усредненному

по объему теплосъема на реальные пленки. Оценим величину теплосъема на воображаемую пленку. Затраты тепла на разрушение единицы объема пены выразим как $\beta Lm = \beta L\rho_{ж}/K$, где β — коэффициент, учитывающий что реально для разрушения жидкого каркаса пены нужно испарять не всю жидкость, а лишь малую ее часть (испарение пленки пены в самом тонком месте приводит к ее разрушению и диспергированию остальной части пленки). В единицу времени в единичном сечении сгорает объем $u_n \kappa$, где u_n — нормальная скорость горения пены. При этом тепловой поток, затрачиваемый на разрушение пленок,

$$q_n = \frac{\kappa u_n L \rho_{ж} \beta}{K}; \quad (1)$$

б) пленки пены разрушает передний фронт пламени на некотором расстоянии x_L от зоны химических реакций пламени. После разрушения пленки мгновенно диспергируются с образованием аэрозоля. Начиная с координаты — x_L горение пены рассматривается как горение газа с распределенными в нем каплями воды.

Основные уравнения

Запишем уравнения баланса энергии и массы для рассматриваемой системы:

$$\rho_0 u_n c \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} - Q_1 - Q_2 - Q_3 - Q_4 + QW, \quad (2)$$

$$Q_1 = \frac{q_n c_b}{L} \frac{dT}{dx},$$

$$Q_2 = \pi \lambda \text{Nu} D_1 n (T - T_k),$$

$$Q_3 = \pi \lambda \text{Nu} D_1 n c_b (T - T_k)^2 / L,$$

$$Q_4 = \pi \lambda \text{Nu} D_1 n \frac{c_b}{L} \frac{dT}{dx} \int_{-x_L}^x (T - T_k) dx,$$

$$\rho_0 u_n c \frac{da}{dx} = \frac{d}{dx} \rho D \frac{da}{dx} - W. \quad (3)$$

Здесь T , ρ_0 , c , λ , D — температура, плотность, теплоемкость, теплопроводность и коэффициент диффузии газа соответственно; a — концентрация горючего; D_1 , n , T_k — средний диаметр, счетная концентрация и температура капель, Nu — число Нуссельта, c_b — теплоемкость паров воды; Q и W — тепловой эффект и скорость химической реакции. Поясним физический смысл нетрадиционных членов в уравнении баланса энергии. Q_1 и Q_4 учитывает подогрев паров воды, испаренных из пленок пены и капель, Q_2 связан с затратами тепла на нагрев капель, находящихся в горячем газе, а Q_3 учитывает нагрев испаренных из капель паров от температуры T_k до T .

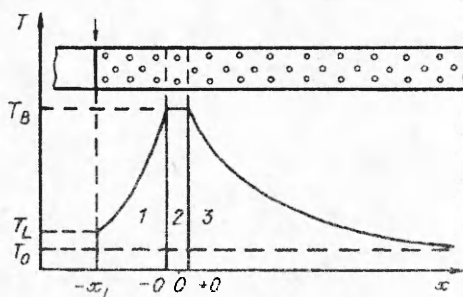


Рис. 5. Структура пламени.
1 — зона подогрева, 2 — зона химической реакции, 3 — зона тепловой релаксации. Стрелкой показано положение воображаемой пленки.

Граничные условия, отвечающие рассматриваемой задаче, имеют вид

$$x = -x_L : T = T_L, \lambda \frac{dT}{dx} = q_n, a = a_0, \frac{da}{dx} = 0,$$

$$x = \infty : \frac{dT}{dx} = 0, a = 0, \frac{da}{dx} = 0.$$

В дальнейшем при анализе горения пены воспользуемся традиционным представлением волны горения в виде совокупности трех зон, отвечающих соответственно процессам прогрева парогазовой смеси, протеканию в ней интенсивной химической реакции и тепловой релаксации. Узкую зону химической реакции поместим в окрестности координаты $x = 0$, тогда зоны подогрева и тепловой релаксации размещаются при $-x_L < x < 0$ и $x > 0$ (рис. 5).

Максимальная температура

Соотношение для определения максимальной температуры (T_b) получим, умножая уравнение (3) на Q , складывая его с (2), и интегрируя по зоне подогрева вместе с зоной химических реакций. Учитывая краевые условия на границе зоны химических реакций и зоны релаксации

$$x = +0 : a = 0, \frac{da}{dx} = 0, T = T_b,$$

получим

$$\left(\rho_0 u_n c + \frac{q_n}{L} c_b\right)(T_b - T_L) - Q \rho_0 u_n a_0 = \lambda_b \frac{dT}{dx} \Big|_{+0} - q_n - R_1 - R_2, \quad (4)$$

$$R_1 = \pi \lambda \text{Nu} D_1 n \int_{-x_L}^{+0} (T - T_k) dx,$$

$$R_2 = \pi \lambda \text{Nu} D_1 n \frac{c_b}{L} (T_b - T_k) \int_{-x_L}^{+0} (T - T_k) dx.$$

Здесь T_L — температура поверхности воображаемой пленки; λ_b — теплопроводность при $T = T_b$. В (4) принято во внимание, что Q_3 и Q_4 в (2) представляют собой полный дифференциал. Температура поверхности пленки $T_L < 100$ °С, а значения T_b лежат в диапазоне 1000—2200 °С. Поэтому можно положить $T_b - T_L \approx T_b - T_0$. Учитывая, что $Q a_0 = c(T_b^0 - T_0)$, где T_b^0 — температура горения газа-наполнителя пены, (4) преобразуем к виду:

$$\rho_0 u_n c (T_b - T_b^0) = \lambda_b \frac{dT}{dx} \Big|_{+0} - q_n \left[1 + \frac{(T_b - T_L) c_b}{L} \right] - R_1 - R_2. \quad (5)$$

Для определения T_b из (5) необходимо знать профиль температуры в зоне подогрева и в зоне тепловой релаксации.

Зона подогрева. Опуская в (2) член, учитывающий химические реакции, и переходя к безразмерной переменной $z = (T - T_0)/(T_b - T_0)$, запишем уравнение сохранения энергии для зона подогрева

$$(1 + F) \frac{dz}{dx} = \frac{\kappa}{u_n} \frac{d^2 z}{dx^2} - Az - B \frac{d}{dx} \left[z \int_{-x_L}^x z dx \right], \quad (6)$$

где $A = \pi D_1 n \text{Nu} \frac{\kappa}{u_n}$; $B = \pi D_1 n \text{Nu} \frac{\kappa c_b}{u_n L} (T_b - T_0)$; $F = \frac{q_n c_b}{L \rho_0 u_n c}$; $\kappa = \frac{\lambda}{\rho_0 c}$.

Значение λ принимается постоянным по всей зоне подогрева при температуре $T = (T_b + T_0)/2$. Граничные условия для (6)

$$x = -x_L : z = z_L, \frac{dz}{dx} = \frac{q_n}{\lambda(T_b - T_0)}; \\ x = -0 : z = 1. \quad (7)$$

Уравнение (6) содержит нелинейный член, что затрудняет его решение. Полагая, что теплотери на капли несильно меняют профиль температуры в зоне подогрева и считая его близким к профилю Михельсона, получим, что члены, учитывающие теплотери в (6), в 10—20 раз меньше остальных. Поэтому при выводе распределения температуры ими можно пренебречь. Тогда профиль температуры в зоне подогрева задается уравнением

$$(1 + F) \frac{dz}{dx} = \frac{\kappa}{u_n} \frac{d^2z}{dx^2} \quad (8)$$

с граничными условиями (7). Решение этой краевой задачи имеет вид

$$z = 1 - \frac{q_n}{\lambda(T_b - T_0)} \frac{\kappa}{u_n(1 + F)} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{u_n(1 + F)}{\kappa} x\right] \right\} \exp\left[-\frac{u_n(1 + F)}{\kappa} x_L\right]. \quad (9)$$

Из условия $z(x_L) = z_L$ с учетом того, что $z_L < 0,1$, получим приближенное соотношение

$$x_L \approx -\frac{\kappa}{u_n(1 + F)} \ln\left[\frac{(1 - z_L)u_n(1 + F)}{\kappa} \frac{\lambda(T_b - T_0)}{q_n}\right]. \quad (10)$$

Из (10) следует, что x_L практически не зависит от температуры поверхности пленки ($0 < z_L < 0,1$). Подстановка численных значений показывает, что $x_L = (3 \div 5) \frac{\kappa}{u_n(1 + F)}$.

Зона тепловой релаксации. При отсутствии теплотери температура в продуктах сгорания всюду равнялась бы T_b . Теплотери обеспечивают плавный спад температуры. Численные оценки показывают, что в зоне продуктов кондуктивный теплоперенос примерно на порядок меньше конвективного, пренебрегая им в (6), получим уравнение для профиля температуры в продуктах

$$(1 + F) \frac{dz}{dx} + B_1 \frac{dz}{dx} \int_{-x_L}^x z dx = -A_1 z - B_1 z^2, \quad (11)$$

где $A_1 = \pi D_1 n \text{Nu}_1 \frac{\kappa}{u_n}$; $B_1 = \pi D_1 \text{Nu}_1 n \frac{\kappa c_b}{u_n L} (T_b - T_0)$. Коэффициенты A_1 и B_1 отличаются от A и B , так как скорость газа в продуктах в E раз выше, чем в зоне подогрева (E — коэффициент расширения), и соответственно больше значения числа Nu . Величина температуропроводности κ в продуктах должна быть взята при $T = T_b$ ($\kappa = \kappa_b$), поскольку нас интересует лишь участок продуктов, непосредственно примыкающий к зоне химических реакций. Учитывая, что

$$z|_{-0} = z|_{+0} = 1, \quad \int_{-x_L}^{-0} z dx = \int_{-x_L}^{+0} z dx,$$

из (11) найдем

$$\frac{dz}{dx} = -(A_1 + B_1) / \left[(1 + F) + B_1 \int_{-x_L}^{+0} z dx \right]. \quad (12)$$

Интегрируя (9) и пренебрегая малыми членами, получим

$$\int_{-x_L}^0 z dx \approx \frac{\kappa}{u_n(1+F)}. \quad (13)$$

Подстановка (13) в (12) дает значение $\frac{dz}{dx}$ на границе зоны химической реакции и зоны релаксации:

$$\left. \frac{dz}{dx} \right|_{+0} = -(A_1 + B_1) / \left[(1+F) + B_1 \frac{\kappa}{u_n(1+F)} \right] \approx -(A_1 + B_1) / (1+F). \quad (14)$$

Вернемся к соотношению для максимальной температуры пламени. Полагая в (5) $(T_b - T_n) \approx (T_b - T_L) \approx (T_b - T_0)$ и подставляя найденные значения интеграла и $\left. \frac{dT}{dx} \right|_{+0}$, получим

$$(T_b - T_b^0) = - \left[1 + \frac{(T_b - T_0)}{L} c_b \right] \left[\frac{q_n}{\rho_0 u_n c} + \frac{(T_b - T_0)}{u_n^2} \frac{\pi D_1 n (Nu \kappa^2 + Nu_1 \kappa_b^2)}{(1+F)} \right]. \quad (15)$$

В это соотношение входит неизвестная величина нормальной скорости u_n . Соотношение для u_n найдем из решения уравнения (2) в зоне химических реакций.

Зона химических реакций. В узкой зоне химических реакций производная температуры изменяется от большого положительного значения со стороны зоны подогрева до малого отрицательного со стороны продуктов. Быстрое изменение производной температуры на коротком пространственном промежутке означает большой вклад теплопроводности. Благодаря этому в зоне реакций в уравнении (2) можно пренебречь конвективным членом (в зоне реакции перепад температур мал) и теплотерьями (узкая зона) по сравнению с вкладом теплопроводности. Таким образом, в зоне реакции можно рассматривать «укороченное» уравнение

$$\frac{d}{dx} \lambda_b \frac{dT}{dx} + QW = 0. \quad (16)$$

Следуя теории ламинарного пламени [8], предположим подобие профилей температуры и концентрации, что позволяет считать W в (16) функцией только температуры. Интегрируя (16) по зоне химической реакции, получим

$$\left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right)^2 \Big|_{-0} - \left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right)^2 \Big|_{+0} = 2\lambda_b Q \int_{T(-0)}^{T(+0)} W(T) dT. \quad (17)$$

Интегрирование в (17) можно распространить до начальной температуры: при низких температурах скорость химической реакции пренебрежимо мала, поэтому интеграл по области низких температур можно считать равным нулю. Учитывая, что градиент температуры со стороны продуктов по абсолютной величине много меньше, чем со стороны зоны подогрева, (17) перепишем в виде

$$\left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right)^2 \Big|_{-0} \approx 2\lambda_b Q \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT. \quad (18)$$

Из закона сохранения энергии

$$\rho_0 u_n Q a_0 = \left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{+0} + \left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{-0} \approx \left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{-0} = \left(2\lambda_b Q \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Соотношение, подобное (19), можно получить для газа-наполнителя пены:

$$\rho_0 u_n^0 Q a_0 = \left(\lambda_b \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{-0} = \left(2 \lambda_b Q \int_{T_0}^{T_b^0} W(T) dT \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Разделим (19) на (20), и, применяя преобразование Франк-Каменецкого для аррениусовской зависимости скорости химической реакции от температуры и полагая $T_b \approx T_b^0$, получим соотношение для нормальной скорости горения пены

$$u_n = u_n^0 \exp \left[\frac{E(T_b - T_b^0)}{2R(T_b^0)^2} \right]. \quad (21)$$

Уравнения (15), (21) представляют собой замкнутую систему для определения максимальной температуры и скорости горения пены.

Анализ процесса и сравнение с экспериментом

С целью проверки адекватности предложенной физико-математической модели горения пен система уравнения (15), (21) решалась численно и результаты расчетов сравнивались с экспериментально измеренными зависимостями скорости горения различных пен от кратности [5]. Число Нуссельта в (15) вычислялось по соотношению [9]

$$Nu = 2 + 0,6Re^{0,5},$$

где Re — число Рейнольдса. Параметры β и κ подбирались для каждого типа пен так, чтобы добиться наилучшего совпадения с экспериментальными зависимостями. Скорость горения пены определялась как κu_n . Результаты расчетов по модели приведены на рис. 3 и 6.

Рассмотрим основные закономерности горения пен, следующие из предложенной модели. Для этого в (15) выпишем явные зависимости q_n и n от кратности

$$(T_b^0 - T_b) = \left[1 + \frac{(T_b - T_0)c_n}{L} \right] \left\{ \frac{\kappa\beta L\rho_{ж}}{\rho_0 Kc} + \frac{(T_b - T_0)}{u_n^2} \frac{6D_1(Nu\kappa^2 + Nu_1\kappa_b^2)}{KD_3^3(1+F)} \right\}. \quad (22)$$

Два члена в фигурной скобке в (22) соответствуют двум различным составляющим теплотеря. Первый обусловлен взаимодействием пламени с поверхностью пены, а второй — с аэрозолем, получаемым при диспергировании пены. При больших нормальных скоростях горения газа, заполняющего пену, второй член становится мал. В этом случае система (21), (22) позволяет явное решение для скорости горения пены

$$S = \kappa u_n = \kappa u_n^0 \exp \left\{ - \frac{E \left[1 + \frac{(T_b^0 - T_0)c_n}{L} \right] \kappa\beta L\rho_{ж}}{2R(T_b^0)^2 (K\rho_0 c + \kappa\beta c_{вж})} \right\}.$$

Из этого решения следует, что скорость горения пены должна монотонно падать с уменьшением кратности. Именно такая зависимость экспериментально получена для пен с быстрогорящей 15%-й водородовоздушной смесью [5] (см. рис. 3, 1). Доля теплотеря на капли в (22) для этого случая составляет 10 ÷ 30 %.

При малых нормальных скоростях горения смесей, заполняющих пену, основным становится второй член в фигурной скобке в (22), и характер зависимости скорости горения от кратности пены определяется видом зависимости от кратности комплекса $f = KD_3^3/D_1$, который, как показано

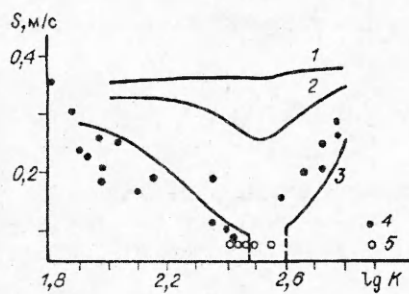


Рис. 6. Расчет зависимости $S(K)$; $\kappa = 1$, $\beta = 1,0 \cdot 10^{-3}$; пенообразующая жидкость — 3%-й раствор сульфанола, стехиометрическая метановоздушная смесь.

p , атм: 1 — 5, 2 — 2, 3 — 1; 4 — эксперимент при $P = 1$ атм, 5 — пены не горят (средний размер пузырьков пены 1,6 мм).

выше, как правило, является немонотонной функцией. Этот случай соответствует кривой 4 на рис. 3 для пен с медленно горящей 10%-й водородовоздушной смесью. Доля теплотерь на капли при этом составляет 48 % при $K = 100$ и 93 % при $K = 600$.

При умеренных значениях u_n оба члена в фигурных скобках в (22) соизмеримы, и наблюдаются более сложные «смешанные» зависимости с разной степенью выраженности минимума (см. рис. 3). Соотношение между первым и вторым членом в фигурных скобках меняется по мере изменения кратности. При низких K основной вклад в теплотери дает первый член, обусловленный взаимодействием пламени с поверхностью пены. Поэтому при малых кратностях уменьшение K приводит к уменьшению скорости горения пены (см. рис. 3, 4) в соответствии со структурой первого члена. По мере увеличения K первый член уменьшается, а второй становится доминирующим, в результате чего в зависимости $S(K)$ появляется минимум в соответствии со структурой комплекса f (см. рис. 3, 4). С увеличением нормальной скорости горения газа-наполнителя пены вклад второго члена постепенно уменьшается, и минимум сначала вырождается в «полочку» (см. рис. 3, 3), а затем исчезает вовсе.

Модель хорошо предсказывает изменение зависимостей скорости горения пены при разных начальных давлениях p . С ростом давления абсолютные значения скорости горения возрастают, а глубина минимума уменьшается (см. рис. 6). Именно такой результат получен экспериментально для пен с метановоздушной смесью [4]. Он обусловлен тем, что с ростом давления уменьшаются обе составляющие теплотерь в (22): первый член — за счет увеличения плотности газа в знаменателе, а второй — за счет уменьшения κ и κ_b .

Таким образом, предложенная математическая модель горения пен позволяет объяснить все многообразие наблюдаемых эффектов, что свидетельствует об ее адекватности реально происходящим процессам. Количественно предсказательная способность данной модели снижена, поскольку она оперирует такими трудно измеримыми эмпирическими параметрами, как дисперсность, фактор турбулизации κ и β . Однако знание функциональных связей, устанавливаемых моделью, позволяет прогнозировать изменение горючих свойств пены при изменении ее параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 94—03—08938а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов С.М., Гельфанд Б.Е. К вопросу о подавлении детонации завесами и пенами // ФГВ. — 1991, № 6. — С. 116.
2. Burgoyne J.H., Steel A.J. Flammability of Methane-Air Mixture in Water-Base Foams // Fire Research Abstracts and Reviews. — 1962. — V. 4, N 1. — P. 67.
3. Замашиков В.В., Бабкин В.С., Тихомолов Е.М. и др. Экспериментальные исследования горения водогорючих пен // ФГВ. — 1988. — 24, № 4. — С. 35.
4. Замашиков В.В., Какуткина Н.А., Плеслов В.С. и др. Закономерности горения водогорючих пен при повышенных давлениях // Проблемы горения и взрыва: Материалы 9 Всесоюз. Симп. по горению и взрыву. — Черноголовка, 1989. — С. 62.
5. Замашиков В.В., Какуткина Н.А. Экспериментальные исследования закономерностей горения водоосновных пен, заполненных горючими газами // ФГВ. — 1993. — 29, № 2. — С. 15.

6. Цап В.Н., Шароварников А.Ф., Корольченко А.Я. и др. Влияние структуры пен на горючесть газа-наполнителя // Коллоидный журнал. — 1982. — № 2. — С. 384.
7. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. — М.: Изд-во АН СССР, 1958.
8. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
9. Зайцев С.А., Кузнецов В.Р., Кунцев Г.М. Влияние прогрева и испарения жидкого топлива на горение в модельной камере сгорания // ФГВ. — 1991. — 27, № 6. — С. 45.

630090, г. Новосибирск,
ИХКиГ СО РАН

Поступила в редакцию
9/VII 1993,
после доработки — 17/III 1994

УДК 536.46

Г.В. Жижин, И.Я. Порицкая

САМОРЕГУЛИРУЕМЫЕ ВОЛНЫ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ n -ГО ПОРЯДКА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Проведена оценка точности определения скорости волны экзотермической химической реакции порядка $1 \leq n \leq 3$ в конденсированной фазе для метода полубесконечной зоны реакции и некоторых других аналитических методов. Уточнены границы существования стационарных невырожденных и устойчивых волновых режимов в плоскости параметров активации. Для $n \geq 2$ решена задача о существовании и единственности стационарной волны реакции. С применением аналитического метода полубесконечной зоны и численного решения системы нестационарных уравнений для концентрации и температуры ($1 \leq n \leq 3$) исследована зависимость характерной ширины волны реакции от скорости ее распространения при изменении начальной концентрации расходуемого реагента.

Как правило, исследования волн экзотермических химических реакций в конденсированных средах (см., например, [1—9]) посвящены различным оценкам скорости распространения волн. Значительно меньшее внимание уделяется анализу зависимости протяженности волны от различных параметров. Для практических же целей, например, при проектировании химических реакторов, использующих стоячие волны реакции, протяженность волны, в той же степени, что и скорость, есть важная характеристика процесса. В [10] разработан аналитический метод полубесконечной зоны реакции, впервые по существу предложенный в [11], и показано, что учет протяженности зоны реакции значительно влияет на протяженность волны. Обнаружено, что благодаря этому влиянию, протяженность волны химической реакции первого порядка может как уменьшаться, так и увеличиваться при росте скорости волны. Развитие метода полубесконечной зоны для анализа волн химических реакций в дисперсных и пористых средах позволило получить качественно новые результаты в вопросах определения условий существования волны и их закономерностей [12, 13].

В данной работе аналитически и с помощью решения нестационарных уравнений исследуются саморегулируемые волны экзотермических химических реакций в конденсированных средах со скоростью реакции $\sim c^n$ (здесь c — массовая доля реагента, n — порядок реакции). Решена задача о существовании и единственности волнового решения ($n \geq 2$), так как предыдущие работы на эту тему отличались по постановке. Так, в [2] рассматривалась задача о экзотермической реакции в полупространстве (т.е. волна не саморегулируемая). В [4] исследовалась волна реакции n -го порядка с автоускорением. В [7] при доказательстве существования и единственности использовался ряд допущений, главное из которых — достижение в конце волны массовой доли расходуемого реагента, отличной от нуля, что невозможно при рассматриваемой кинетике.

© Г.В. Жижин, И.Я. Порицкая, 1994.