

Рис. 4. Изменение со временем радиальной координаты ω_{\max} при $\zeta_1 \approx 1420$.

Уменьшение радиуса ζ_1 образца приводит к сокращению внутренней области наполнителя, не охваченной теплопотерями. В образцах с размерами $\zeta_1 \leq \zeta_1^*$ поверхность фронта реакции уже не содержит плоского участка и изгибается в виде колокола. Наибольшее значение ω_{\max} располагается на оси образца или вблизи нее. Последующее уменьшение размеров образца при $\zeta_1 < \zeta_1^*$ (см. рис. 2, б, в) происходит не за счет радиальной протяженности фронта, которая меняется незначительно, а главным образом за счет толщины непрореагировавшего слоя δ , что приводит к ослаблению его экранирующего действия. Отток тепла из фронта реакции возрастает, вследствие чего волна горения формируется на большем расстоянии от зажигающей поверхности и через более длительный промежуток времени (см. рис. 1), приобретая вырожденный характер. Вместе с δ уменьшается также скорость u распространения фронта реакции вдоль оси образца. На пределе горения значение u уменьшается в \sqrt{e} раз по сравнению со скоростью адиабатического процесса.

Таким образом, в ходе численного исследования зажигания и горения безгазового состава, заключенного в отводящую тепло цилиндрическую оболочку, выявлено существование критического радиуса ζ_1^* , определяющего качественные различия в развитии процесса горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г. ФГВ, 1987, 23, 3, 46.
2. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. ФГВ, 1987, 23, 2, 70.
3. Коваленко Ю. А. ФГВ, 1987, 23, 6, 61.
4. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
5. Алдушин А. П., Луговой В. Д., Мержанов А. Г. и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 6, 1434.
6. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
7. Алдушин А. П., Зельдович Я. В., Маломед Б. А. Докл. АН СССР, 1980, 251, 5, 1102.

Поступила в редакцию 22/VII 1988

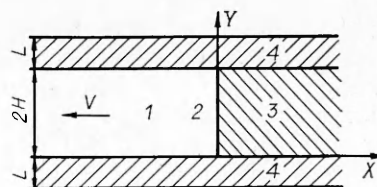
УДК 536.46

СКОРОСТЬ И ПРЕДЕЛЫ ГОРЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ ТОНКОГО СЛОЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ТЕПЛООБМЕНЕ С ИНЕРТНОЙ СРЕДОЙ

С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев
(Черноголовка)

Свойства волны горения, распространяющейся по конденсированному веществу, находящемуся в контакте с инертной средой, существенно зависят от теплообмена между ними. Так, теплоотдача из зоны горения в инертную окружающую среду может привести к прекращению распространения волны горения или к неединственности ее режимов [1—3]. Анализ процесса распространения волны горения в таких условиях достаточно подробно проведен для случаев, когда задан коэффи-

Рис. 1. Модель волны горения.
1 — конденсированное вещество; 2 — зона химической реакции; 3 — продукты горения; 4 — инертный материал.



коэффициент теплоотдачи из горящего вещества в инертную среду [1—4] или когда температура на границе горящего вещества полагается равной температуре окружающей среды [5—9]. Последнее предположение справедливо только в предельном случае, когда отношение тепловых активностей инертной среды и горящего вещества очень велико [10]. В общем случае, температура на границе раздела между инертной средой и горящим веществом зависит от отношения их тепловых активностей и может меняться в широком диапазоне от адиабатической температуры горения до температуры окружающей среды [10].

Что касается коэффициента теплоотдачи, то он, как правило, не может быть задан заранее [11], а подлежит расчету. Поэтому необходимо решать уравнения теплопроводности с сопряженными граничными условиями, чему посвящены работы [10, 12]. В настоящей работе развиты и уточнены идеи и результаты [10].

Модель горения

Рассмотрим стационарное распространение волны горения вдоль плоского слоя конденсированного вещества толщиной $2H$, находящегося между двумя пластинами инертного материала (инерта), толщина которых равна L (рис. 1). Примем, что продукты горения конденсированные и имеют теплофизические свойства такие же, как у исходного вещества. Предполагаем, что теплоотвод во внешнюю среду отсутствует, тогда вследствие симметрии системы уравнения теплопроводности в исходном веществе и продуктах горения достаточно записать в области $0 \leq Y \leq H$, а в инертном материале — в области $0 \geq Y \geq -L$.

$$\lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} - c_f \rho_f V \frac{\partial T}{\partial X} + Q\dot{M} = 0, \quad 0 \leq Y \leq H, \quad (1)$$

$$\lambda_i \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \lambda_i \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} - c_i \rho_i V \frac{\partial T}{\partial X} = 0, \quad -L \leq Y \leq 0, \quad (2)$$

где T — температура; X и Y — пространственные координаты; λ — коэффициент теплопроводности; c — теплоемкость; ρ — плотность; Q — тепловой эффект; \dot{M} — скорость превращения вещества в продукты горения; V — скорость волны горения. Индексы f и i относятся к исходному веществу и инерту.

Граничные условия:

$$Y = 0: T_{+0} = T_{-0}, \quad \lambda_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{-0} = \lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{+0},$$

$$Y = -L, Y = H: \frac{\partial T}{\partial Y} = 0,$$

$$X \rightarrow -\infty: T \rightarrow T_\infty, \quad (3)$$

$$X \rightarrow \infty: T \rightarrow T_e,$$

$$T_e = \frac{\rho_f Q H}{\rho_f c_f H + \rho_i c_i L} + T_\infty \quad (4)$$

— температура, соответствующая тепловому равновесию продуктов горения и инерта или, сокращенно, равновесная температура.

В общем виде решение двумерной сопряженной задачи теплообмена (1)—(3) довольно сложное. Поэтому целесообразно рассмотреть

несколько предельных случаев, в которых пластину горящего вещества или инерта можно считать либо термически тонкой, когда распределением температуры поперек пластины можно пренебречь, либо термически толстой, когда распределение температуры в пластине не зависит от ее толщины, что позволяет считать ее полубесконечной.

Распространение волны горения по термически тонкому слою вещества

Предполагаем, что пластина горящего вещества термически тонкая. Тогда, проинтегрировав (1) по Y и воспользовавшись граничными условиями (3), получим

$$H\lambda_f \frac{d^2 T}{dX^2} - \lambda_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{-0} - c_f \rho_f V H \frac{dT}{dX} + QMH = 0. \quad (5)$$

Если слой инерта термически тонкий, то после интегрирования по Y уравнения (2) имеем

$$L\lambda_i \frac{d^2 T}{dX^2} + \lambda_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{-0} - c_i \rho_i V L \frac{dT}{dX} = 0. \quad (6)$$

Складывая (5) и (6), получим обыкновенное дифференциальное уравнение, типичное для одномерной теории горения [13]:

$$(H\lambda_f + L\lambda_i) \frac{d^2 T}{dX^2} - (c_f \rho_f H + c_i \rho_i L) V \frac{dT}{dX} + QMH = 0 \quad (7)$$

с граничными условиями

$$X \rightarrow -\infty: T \rightarrow T_\infty; \quad X \rightarrow \infty: T \rightarrow T_e. \quad (8)$$

Из (7) вытекает, что характерный масштаб температурного поля волны горения (размер михельсоповского слоя) в рассматриваемом случае находится из выражения

$$\frac{a}{V} = \frac{H\lambda_f + L\lambda_i}{(c_f \rho_f H + c_i \rho_i L)}, \quad (9)$$

где $a = (H\lambda_f + L\lambda_i) / (Hc_f \rho_f + Lc_i \rho_i)$ — эффективный коэффициент температуропроводности слоевой системы.

Ради простоты рассмотрим химическую реакцию нулевого порядка, скорость которой

$$\dot{M} = K \exp(-E/RT), \quad (10)$$

K — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R — газовая постоянная. Предполагается, что $E/RT \gg 1$. Ради упрощения примем, что относительная теплоемкость инерта мала ($\rho_i c_i L / \rho_f c_f H \ll 1$), при этом T_e не сильно отличается от адиабатической температуры горения $T_a = Q/c_f + T_\infty$. Применяя для интегрирования (7), (8) известные методы [13], получим для температуры в зоне реакции T_r и скорости волны горения V следующие выражения¹:

$$T_r - T_e = \frac{\rho_f Q H}{c_f \rho_f H + \rho_i c_i L} + T_\infty \approx T_a - \frac{(T_a - T_\infty) \rho_i c_i L}{\rho_f c_f H}, \quad (11)$$

$$\frac{V}{V_a} \approx \left(1 + \frac{a_i}{a_f} \frac{\rho_i c_i L}{\rho_f c_f H} \right) \exp \left(- \frac{E (T_a - T_\infty) \rho_i c_i L}{2RT_a^2 \rho_f c_f H} \right). \quad (12)$$

Здесь V_a — адиабатическая скорость волны горения; a_i и a_f — коэффициенты температуропроводности инерта и вещества.

¹ Точность приближений, сделанных в работе, составляет величину порядка RT_a/E .

Из (12) вытекает, что в случае, когда слой вещества и инерта тонкие, зависимость скорости волны горения от параметров системы (толщины слоев, теплофизических свойств и др.) однозначная. Критических условий в этом случае нет. Увеличение относительной теплоемкости инерта $\rho_i c_i L / \rho_f c_f H$ двояким образом влияет на скорость волны горения. С одной стороны, ее рост приводит к падению температуры T_r (11), что, в свою очередь, вызывает падение скорости химической реакции и, как следствие, уменьшение скорости волны горения. Но, с другой стороны, когда $a_i \gg a_f$, повышение теплоемкости инерта приводит к росту теплопроводности слоевой системы, что вызывает расширение зоны реакции и рост скорости волны горения. В результате в зависимости V от $\rho_i c_i L / \rho_f c_f H$ при выполнении условия $a_i/a_f > E(T_a - T_\infty)/RT_a^2$ может появиться максимум. В точке максимума

$$V_{\max} = V_a \left(\frac{RT_a^2 a_i}{c E (T_a - T_\infty) a_f} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{E (T_a - T_\infty) a_f}{2RT_a^2 a_i} \right),$$

$$\left(\frac{\rho_i c_i L}{\rho_f c_f H} \right)_{\max} = \frac{RT_a^2}{E (T_a - T_\infty)} - \frac{a_f}{a_i}.$$

При $\frac{RT_a^2}{E (T_a - T_\infty)} = 0,2$ и $\frac{a_i}{a_f} = 400$ получаем $V_{\max}/V_a \approx 5,4$.

Таким образом, при условии $a_i/a_f > E(T_a - T_\infty)/RT_a^2$ может быть $V_{\max} \gg V_a$. Для упрощения анализа в дальнейшем предполагается, что $a_i/a_f < E(T_a - T_\infty)/RT_a^2$ и пренебрегается изменением предэкспоненциальной функции в (12) по сравнению с экспонентой.

Рассмотрим слой инерта термически толстый ($L \rightarrow \infty$). Методами теории функций комплексного переменного, используя функцию Грина и преобразование Фурье [14—16], удастся решить сопряженную задачу теплообмена, задаваемую уравнениями (2), (5) и граничными условиями (3). Это решение дает распределение температуры в инертном материале, из которого можно определить T_r . Чтобы не отходить от элементарного уровня изложения, покажем, как можно рассчитать значение T_r из простых соображений.

Предполагаем, что зона химической реакции тонкая и находится в точке $X = 0$. Естественно, что в этой точке температура имеет максимальное значение, равное T_r . Оценки показывают, что можно пренебречь кондуктивным потоком тепла из зоны реакции в продукты горения по сравнению с потоком тепла на нагрев вещества в михельсоновском слое и инерта. Поэтому баланс записывается приближенно:

$$c_f \rho_f V H (T_r - T_\infty) + \int_{-\infty}^0 \lambda_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right) \Big|_{Y=0} dX = \rho_f V H Q, \quad (13)$$

где интеграл равен количеству тепла, которое расходуется на прогрев инерта потоком, идущим из михельсоновского слоя волны горения размером порядка a/V . Характерное время прогрева инерта $t \sim a/V^2$, поэтому толщина прогретой области инерта по оси Y в точке $X = 0$ находится из выражения: $S \approx (a_i t)^{1/2} \approx (a_i a)^{1/2}/V$.

Рассмотрим случай, когда инерт отбирает у горящего вещества небольшое количество тепла, при этом $\rho_i c_i S \ll \rho_f c_f H$, размер михельсоновского слоя определяется теплофизическими свойствами горящего вещества, $a \approx a_f$. Тогда выражение (13) приобретает вид

$$S \approx (a_i a_f)^{1/2}/V. \quad (14)$$

Формула (14) позволяет определить порядок величины производной $\left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right) \Big|_{Y=0}$, которая содержится в интеграле в левой части равенства

(13): $\left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)\Big|_{Y=0} \approx \frac{(T_r - T_\infty)}{S}$. Значение интеграла можно оценить, приравняв его произведению теплового потока в точке $X=0$ на ширину михельсоновского слоя:

$$\int_{-\infty}^0 \lambda_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)\Big|_{Y=0} dX \approx \frac{\lambda_i (T_r - T_\infty)}{S} \frac{a_f}{V}.$$

Принимая во внимание малость падения температуры в зоне химической реакции относительно адиабатической температуры горения, получаем из (13), (14)

$$T_r \approx T_a - \frac{(T_a - T_\infty) a_f}{VH} \left(\frac{(\lambda \rho c)_i}{(\lambda \rho c)_f}\right)^{1/2}. \quad (15)$$

Справедливость приближенного выражения (15) подтверждается результатами аналитического решения системы (1), (2) с граничными условиями (3).

Существенное отличие выражений (11) и (15) заключается в том, что в (15) T_r зависит от V . Это обстоятельство, как известно [1, 2], приводит к возникновению обратной связи между скоростью волны горения и температурой в ней, что вызывает появление пределов горения.

Скорость волны горения находится из баланса массы для горящего вещества:

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\dot{M} dX}{\rho_f}.$$

Если для скорости химической реакции взять соотношение (10), то этот интеграл при $E/RT \gg 1$ приближенно вычисляется методом Лапласа [16]. В результате получается (несмотря на наличие тепловых потерь) хорошо известное выражение для скорости волны горения [13]

$$V \approx V_a \exp\left(-\frac{E(T_a - T_r)}{2RT_a T_r}\right), \quad (16)$$

из которого в случае малых тепловых потерь, когда справедливо выражение (15), следует

$$V/V_a \approx \exp(-\gamma V_a/V), \quad (17)$$

где

$$\gamma = \frac{E(T_a - T_\infty) a_f}{2RT_a^2 HV_a} \left(\frac{(\lambda \rho c)_i}{(\lambda \rho c)_f}\right)^{1/2} \quad (18)$$

— безразмерный параметр, характеризующий величину тепловых потерь из зоны химической реакции в инерт.

Скорость волны и пределы горения при произвольной толщине слоя инерта

Если ограничиться случаем, когда $\frac{a_i}{a_f} < \frac{E(T_a - T_\infty)}{RT_a^2}$, и в (12)

пренебречь линейной зависимостью по сравнению с экспоненциальной, то можно получить сшивку² соотношений (12) и (17) по параметру l :

$$V/V_a \approx \exp[-\gamma l/(lV/V_a + 1)], \quad (19)$$

где $l = LV_a/(a_f a_i)^{1/2}$ — безразмерная толщина слоя инерта. Выбор величины lV/V_a обусловлен тем, что она характеризует термическую толщину слоя инерта. В самом деле, когда $lV/V_a \ll 1$, слой инерта термически тонкий, при этом соотношение (19) переходит в (12). При $lV/V_a \gg 1$

² Справедливость такой сшивки проверена численным счетом и сопоставлением с результатами работ [3, 12].

слой инерта термически толстый, а соотношение (19) переходит в (17).

Как следует из (19), нормированная скорость волны горения $U = V/V_a$ зависит от параметров γ и l . Для анализа зависимости $U(\gamma)$ соотношение (19) удобно представить в виде

$$\gamma = (U + 1/l) \ln 1/U. \quad (20)$$

На рис. 2 видно, что характер зависимостей $U(\gamma)$ определяется величиной l . Используя соотношение (20), можно показать, что при $l \leq e^2$ функция $U(\gamma)$ монотонная (см. рис. 2, 1, 2). Если $l > e^2$, то имеются интервалы значений γ , где связь $U(\gamma)$ неоднозначная, при этом одной величине γ соответствуют несколько стационарных режимов распространения волны горения (см. рис. 2, 3, 4)³. Точки кривой (20), в которых $d\gamma/dU = 0$ отвечают критическим значениям перехода от одного режима горения к другому. Соотношение между γ_* , l_* и U_* запишем в параметрической форме:

$$\gamma_* = U_* \ln^2 U_*, \quad (21)$$

$$l_* = 1/U_* \ln(1/eU_*). \quad (22)$$

Зависимость между критическими значениями γ_* и l_* , построенная по (21), (22), приведена на рис. 3. Примечательно, что ее вид аналогичен зависимости для критических условий воспламенения и потухания гетерогенной реакции первого порядка (см. [17], стр. 399, рис. 27). Если в качестве параметров использовать величины γ_* и $\zeta_* = \gamma_* l_*$, то уравнения, определяющие критические условия для рассматриваемой слоевой системы и гетерогенного горения, будут полностью совпадать. При этом оказывается, что γ — аналог известного в теории воспламенения критерия Франк-Каменецкого. Причина такого соответствия состоит в следующем. В [3] указывается, что процесс горения слоевой системы характеризуется высокой температурой, равной адиабатической температуре горения T_a , и низкой, равной равновесной температуре T_e (4). В связи с этим могут существовать высоко- и низкотемпературные режимы горения [3]. Их реализация зависит от отношения времени химической реакции к теплообмену (в рассматриваемом случае это параметр γ). Такая же физическая ситуация имеет место при гетерогенном горении [17]: существуют диффузионный (высокотемпературный) и кинетический (низкотемпературный) режимы горения. Их реализация определяется величиной критерия Франк-Каменецкого. Кроме того, существуют еще промежуточные режимы горения, но они абсолютно неустойчивы, что показано в [17].

Кроме отмеченных здесь имеются еще примеры неединственности режимов горения типа Франк-Каменецкого в других системах, например

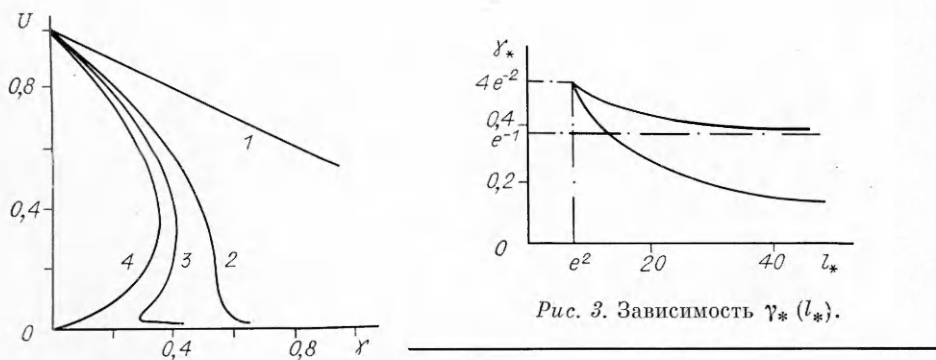


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости волны горения U от γ при $l = 1$ (1), 7,4 (2), 20 (3) и ∞ (4).

³ Впервые на существование неединственности режимов горения для слоевой системы указано в [3].

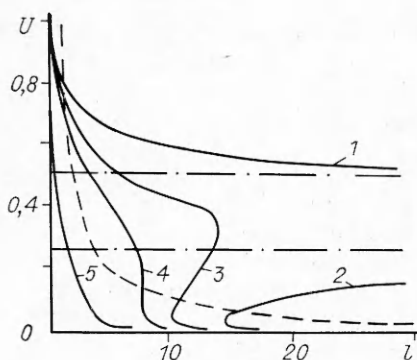


Рис. 4. Зависимость $U(l)$.
 γ : 1, 2 — 0,35, 3 — 0,45, 4 — 0,542, 5 — 1,0.

в реакторе смешения [13], в волне горения с параллельными реакциями [18].

Как вытекает из (21), (22), при $\gamma > 4/e^2$ и $l < e^2$ критические явления отсутствуют (см. рис. 3). Это происходит потому, что при достаточно высокой интенсивности теплообмена, т. е. при больших γ , или при малой толщине слоя инерта, этот слой становится

термически тонким. При этом T_r перестает зависеть от V (обратная связь между V и T_r пропадает) и пределы горения вырождаются. Из этого следует, что критические явления при горении рассматриваемой макронеоднородной системы возможны только в том случае, когда термическая толщина слоя инерта достаточно велика ($lU \geq 1$).

Верхняя ветвь кривой на рис. 3 соответствует пределу горения с высокой скоростью (см. рис. 2), а следовательно, и с высокой температурой. Значения γ_* при этом меняются в узком интервале $4/e^2 < \gamma_* \leq 1/e$, а $e^{-2} < U_* \leq e^{-1}$. При $l \rightarrow \infty$ $\gamma_* \rightarrow e^{-1}$, а $U_* \rightarrow e^{-1}$. В точке вырождения критических явлений $\gamma_* = 4/e^2$, $l_* = e^2$ и $U_* = e^{-2}$.

Нижняя ветвь кривой на рис. 3 соответствует пределу горения с низкими скоростями и температурами. В этом случае всегда $U_* < e^{-2}$, а T_r близка к равновесному значению.

Перейдем к анализу зависимости $U(l)$. Из (19) получим

$$l = \frac{\ln 1/U}{\gamma + U \ln U}. \quad (23)$$

Исходя из соотношения (23), можно построить функцию $U(l)$ при различных значениях γ (рис. 4). Штриховой линией на рис. 4 изображена кривая $U = 1/l$, которая разделяет области, где слой инерта термически тонкий и толстые. Область ниже этой кривой, где $lU < 1$, соответствует термически тонким слоям инерта, а область выше кривой ($lU > 1$) — толстым. Конечно, такое резкое разделение термической толщины инерта условное и приближенное. На самом деле, переход от толстого слоя к тонкому не столь резкий, но для качественного анализа зависимости (23) такое приближение оправдано.

Из рис. 4 видно, что имеются значения l_* , при которых достигается предел существования стационарного режима распространения волны горения. Условие $dl/dU = 0$ вместе с (23) дает соотношения для расчета l_* и γ_* . Они идентичны (21), (22), и все результаты, полученные при анализе этих выражений, полностью относятся и к функции $U(l)$. Если $\gamma < e^{-1}$, то интенсивность теплообмена между компонентами относительно невелика, и пределы распространения волны горения с высокой скоростью отсутствуют (см. рис. 4, 1). В этом случае слой инерта по мере увеличения толщины превращается из термически тонкого в толстый, а зависимость $U(l)$ при $l \rightarrow \infty$ выходит на асимптоту ($U \rightarrow \text{const}$), причем $U > e^{-1}$. Если $\gamma < e^{-1}$, всегда имеются критические условия для распространения волны горения с низкой скоростью (см. рис. 4, 1). При $\gamma \rightarrow 0$ значение критической толщины инерта увеличивается и $l_* \rightarrow \infty$ (см. рис. 3). В последнем случае T_r мало отличается от T_e , которая, в свою очередь, при $l \rightarrow \infty$ мало отличается от температуры окружающей среды. Уменьшение T_r приводит к снижению скорости волны горения и, в конце концов, к вырождению процесса распространения горения [19].

Если $e^{-1} \leq \gamma \leq 4e^{-2}$, то существуют пределы распространения волны горения как с высокой, так и с низкой скоростью (см. рис. 4, 3). При $\gamma \geq 4e^{-2}$, как уже отмечалось, критические явления отсутствуют,

так как слой инерта становится термически тонким (см. рис. 4, 5). Кривая 4 на рис. 4, соответствующая значению $\gamma = 4e^{-2}$, разделяет режимы горения с критическими явлениями и без них.

Один из основных результатов теории пределов горения — вывод о существовании критического размера слоя горящего вещества d_* [13]. При этом обычно имеют в виду предел горения с высокой скоростью. Критический размер плоского слоя горящего вещества $d_* = 2H_*$ можно выразить через γ_* из (18):

$$d_* = \frac{E(T_a - T_\infty)a_f}{RT_a^2 V_a \gamma_*} \left(\frac{(\lambda \rho c)_i}{(\lambda \rho c)_f} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Для оценки критического размера цилиндрического образца горящего вещества, находящегося в инертной оболочке, значение \dot{a}_* в формуле (24) следует умножить на $\sqrt{2}$. Наибольшее значение \dot{a}_* соответствует термически толстому слою инерта, для которого $\gamma_* = e^{-1}$.

Выражение (24), записанное в безразмерной форме, имеет вид

$$h_* = \varepsilon / \gamma_*,$$

где $h = \frac{HV_a}{a_f} \left(\frac{2RT_a^2}{E(T_a - T_\infty)} \right)^{1/2}$ — безразмерная толщина слоя горящего вещества; $\varepsilon = \left(\frac{E(T_a - T_\infty)}{2RT_a^2} \frac{(\lambda \rho c)_i}{(\lambda \rho c)_f} \right)^{1/2}$ — нормированное отношение тепловых активностей инерта и горящего вещества.

Рассмотренная модель имеет силу только в том случае, если слой горящего вещества термически тонкий. Пользуясь приемами работы [10], можно показать, что это условие выполняется, если безразмерные толщины слоев горящего вещества h и инерта l , отношение тепловых активностей ε удовлетворяют неравенству

$$h \leq (1 + lU) / \varepsilon l U^2.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
2. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
3. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Докл. АН СССР, 1981, 256, 4, 897.
4. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. // Первый Всесоюз. симп. по макрокинетике: Тез. докл. — Алма-Ата, 1984. — Т. 1, ч. 1.
5. Кондриков Б. Н., Новожилов Б. В. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
6. Aly S. L., Simpson R. V., Hermance C. E. AIAA J., 1979, 17, 56.
7. Aly S. L., Hermance C. E. Comb. Flame, 1981, 40, 173.
8. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. — Новосибирск: Наука, 1984.
9. Александров В. В., Давыденко А. А., Еремин А. Ф. и др. ФГВ, 1984, 20, 6, 79.
10. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
11. Лыков А. В. Теплообмен. — М.: Энергия, 1972.
12. Ивлева Т. П., Кришеник П. М. и др. Хим. физика, 1983, 9, 1259.
13. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
14. Кори Г., Кори Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1974.
15. Нобл Б. Метод Винера — Хопфа. — М.: ИЛ, 1962.
16. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. — М.: Физматгиз, 1958.
17. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1967.
18. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. Устойчивость стационарных волн горения с параллельными реакциями // АН СССР. ОИХФ. — Препр. — 1980.
19. Алдушин А. П., Луговой В. Д. и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 6, 1434.

Поступила в редакцию 27/VIII 1987,
после доработки — 19/VII 1988