

чины соответственно равны 30 и 8 К/мм. В целом поперечные градиенты температур невелики и можно считать распределение температуры практически плоским.

Таким образом, проведенные исследования позволяют заключить, что волна фильтрационного горения газов имеет сложную тепловую структуру, обусловленную конечным межфазным теплообменом. Этой структуре присущи такие специфические особенности, как температурная гетерогенность, наличие температурного пика в зоне химической реакции и двух характерных зон с противоположными знаками тепловых потоков на границе фаз. Максимальные температуры газа и пористой среды являются функциями процесса и могут принимать значения ниже, выше или равные температуре гомогенного пламени данной смеси в зависимости от значений начальных параметров.

Теплопотери существенно влияют на тепловую структуру волны горения. Рост интенсивности внешнего теплообмена имеет своим следствием уменьшение интенсивности теплообмена внутреннего. В результате при приближении к пределу размер зоны внешнего теплообмена уменьшается, а внутреннего увеличивается. Результаты эксперимента находятся в качественном согласии с теорией.

*Поступила в редакцию 12/VII 1984*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др. Докл. АН СССР, 1982, 265, 5.
2. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др. ФГВ, 1983, 19, 2.
3. С. И. Погытняков, Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин. ФГВ, 1984, 20, 1.
4. Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин и др. ФГВ, 1984, 20, 6.
5. А. А. Зенин. Докт. дис. ИХФ АН СССР, М., 1976.
6. М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
7. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. акад. Н. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
8. W. E. Kaskan. 6-th Symp. (Intern.) on Combustion. N. Y., 1957.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВОЛН ГОРЕНИЯ И ПОЛИМЕРИЗАЦИИ

*В. А. Вольперт, И. Н. Меграбова, С. П. Давтян  
(Черноголовка)*

При изучении волн горения и полимеризации представляет интерес вычисление скорости фронта и зависимость ее от параметров системы. Обзор способов решения задачи и обширная библиография приведены в [1]. Основное место в этих исследованиях занимает метод узкой зоны реакции [2—6], который дает хорошее приближение для скорости во многих задачах горения. Существуют различные модификации, которые приводят к близким результатам. Для исследования фронтальной полимеризации он использовался в работах [7, 8]. Асимптотические методы [1, 9], применяемые для нахождения скорости волны, также основаны на наличии в задаче малого параметра. При их реализации возникает существенная сложность в обосновании сходимости и так же, как и в случае метода узкой зоны,— в определении точности полученных результатов.

В некоторых расчетах удается получить точные оценки скорости фронта. Большинство из имеющихся результатов относится к задачам, описываемым одним уравнением (в горении — подобие полей температуры и концентрации) [1, 10—12]. Для системы уравнений, описывающей распространение волны горения в конденсированной среде, получена оценка скорости снизу [13].

В настоящей работе также изучается распространение волны превращения конденсированных веществ. Основным здесь является представление скорости через функционал, значение которого на произвольной функции из некоторого множества (множество пробных функций) дает оценку скорости. Точность ее существенным образом зависит от выбора пробной функции. Оказывается, что в качестве пробной функции удобно брать приближение решений в асимптотических методах, причем справедливость полученных таким образом результатов не зависит от возможности обоснования асимптотических методов. Такой подход позволяет получать двусторонние оценки скорости. Близость оценок сверху и снизу означает близость точного и приближенного значения скорости, а также и пробной функции к решению, если обе оценки получены на одной функции.

Полученные неравенства для скорости позволяют сделать некоторые выводы о ее зависимости от значений параметров. Так, например, показывается, что в случае источника аррениусовского типа и достаточно общей кинетики имеется плато в зависимости скорости от величины «обрезки» источника, если параметры  $\beta$ ,  $\gamma$  малы ( $\beta = RT_{\Gamma}/E$ ,  $\gamma = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E(T_{\Gamma} - T_{\text{H}})}$ ).

Исследуется асимптотическое поведение скорости при  $\beta$  и  $\gamma \rightarrow 0$  и показывается, что ее предельное значение не зависит от величины обрезки и совпадает с предельной скоростью, найденной методом узкой зоны реакции. Последний дает оценку для скорости снизу.

Точность результатов зависит, очевидно, и от параметров системы. В некоторых случаях они становятся грубыми для малых величин обрезки источника. На примере автокаталитической реакции показывается, каким образом можно изменить пробную функцию, чтобы оценки существенно улучшились. В работе проводится сравнение с результатами численного анализа. Как нижняя, так и верхняя оценки скорости дают ошибку не выше 15% даже для значения  $\gamma = 2,6$ , для которого метод узкой зоны реакции может занижать скорость в 2 раза. Сравниваются скорости стационарного и квазистационарного решений.

#### Источники общего вида

Рассматривается система уравнений

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q\Phi_h(\alpha, T), \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} &\Phi_h(\alpha, T), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T$  — температура;  $\alpha$  — концентрация продукта реакции;  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  — теплоемкость вещества, плотность и коэффициент теплопроводности;  $Q$  — тепловой эффект реакции. Величины  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $Q$  считаются постоянными:

$$\Phi_h(\alpha, T) = \begin{cases} \Phi(\alpha, T), & T_{\text{H}} + h < T, \\ 0, & T_{\text{H}} \leq T \leq T_{\text{H}} + h, \end{cases}$$

где  $h \geq 0$ ,  $\Phi(\alpha, T)$  — гладкая функция, удовлетворяющая условиям

$$\begin{aligned} \Phi(\alpha, T_{\text{H}}) &= 0, \quad \Phi(M_0, T) = 0, \\ \Phi(\alpha, T) &> 0 \quad \text{при } 0 \leq \alpha < M_0, T_{\text{H}} < T; \end{aligned}$$

$T_{\text{H}}$  и  $M_0$  — начальная температура и концентрация вещества.

Стационарное решение уравнений (1) удовлетворяет системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} T' &= \omega/\kappa \cdot (T - T_{\text{H}} - q\alpha), \\ \alpha' &= 1/\omega \cdot \Phi_h(\alpha, T), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\kappa = \lambda/c\rho$  — коэффициент температуропроводности;  $q = Q/c\rho$ ;  $\omega$  — скорость волны;  $T$  и  $\alpha$  — функции переменной  $z = x + \omega t$ .

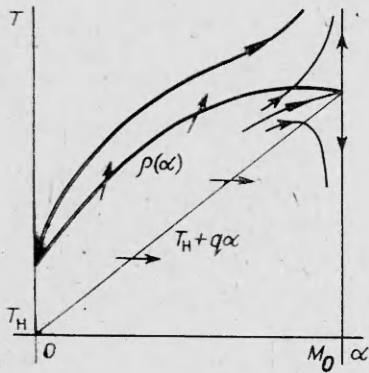


Рис. 1. Поле направлений системы (2) на фазовой плоскости.

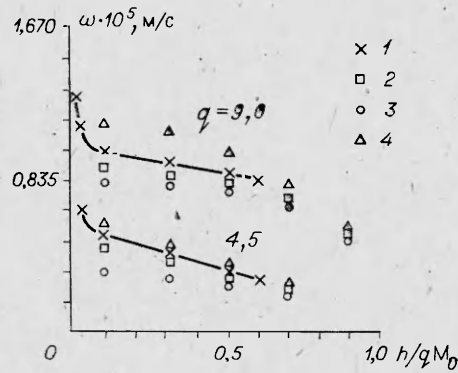


Рис. 2. Зависимость скорости волны от величины обрезки источника.

1 — результаты численного анализа; 2—4 — расчет по формулам (7), (8), (12) соответственно.

Существование волны для системы уравнений (1) такой, что на  $-\infty T - T_n$ ,  $\alpha = 0$ , эквивалентно существованию на фазовой плоскости траектории системы (2), соединяющей особые точки  $(0, T_n)$  и  $(M_0, T_n + qM_0)$ . Известно, что для каждого  $h$  ( $0 < h < qM_0$ ) имеется единственное значение  $\omega_h$ , для которого существует волна. Если  $h = 0$ , волна существует при всех  $\omega \geq \omega_0$  для некоторого  $\omega_0 > 0$  ( $\omega_0$  называется минимальной скоростью).

Анализ поля направлений системы (2) позволяет, как и для одного уравнения [11, 12], получить оценки минимальной скорости

$$2 \sqrt{\kappa q \Phi'_T(0, T_n)} \leq \omega_0 \leq 2 \sqrt{\kappa q \sup_{\alpha, T} \Phi'_T(\alpha, T)}.$$

Отсюда  $\omega_0 = 2 \sqrt{\kappa q \Phi'_T(0, T_n)}$ , если  $\Phi'_T(0, T_n) = \sup_{\alpha, T} \Phi'_T(\alpha, T)$ .

Как уже указывалось выше, основным результатом настоящей работы является представление минимальной скорости  $\omega_0$  для источника без обрезки (т. е.  $h = 0$ ) и скорости  $\omega_h$  для источника с обрезкой в виде наименьшего или наибольшего значения некоторых функционалов на множестве  $\Omega$  гладких функций  $\rho(\alpha)$ , определенных на отрезке  $[0, M_0]$  и удовлетворяющих условиям

$$\begin{aligned} \rho(0) &= T_n + h, \quad \rho(M_0) = T_n + qM_0, \\ \rho(\alpha) &> T_n + q\alpha \quad \text{при} \quad 0 < \alpha < M_0. \end{aligned}$$

Для любого значения обрезки  $h$  ( $0 < h < qM_0$ )

$$\omega_h^2 = \inf_{\rho \in \Omega} A(\rho) = \sup_{\rho \in \Omega} B(\rho), \quad (3)$$

где

$$A(\rho) = \max_{0 < \alpha < M_0} \frac{\kappa \Phi_h[\alpha, \rho(\alpha)] \rho'(\alpha)}{\rho(\alpha) - T_n - q\alpha}, \quad B(\rho) = \min_{0 < \alpha < M_0} \frac{\kappa \Phi_h[\alpha, \rho(\alpha)] \rho'(\alpha)}{\rho(\alpha) - T_n - q\alpha}. \quad (4)$$

Если  $h = 0$ , то  $\omega_0^2 = \inf_{\rho \in \Omega} A(\rho)$ ,  $\sup_{\rho \in \Omega} B(\rho) = +\infty$ .

Полученные результаты могут быть использованы для оценок скорости: для любых функций  $\rho_1, \rho_2$  из множества  $\Omega$

$$B(\rho_1) \leq \omega_h^2 \leq A(\rho_2).$$

Однако, если эти функции выбраны произвольно, то оценка может оказаться грубой. Как показано ниже, пробные функции удобно строить на основе первого приближения решения в асимптотических методах.

Покажем, как можно получить приведенные выражения для скорости на примере первого равенства в (3). Пусть  $\rho(\alpha)$  — произвольная функция из множества  $\Omega$ . Тогда если  $\omega^2 > A(\rho)$ , то

$$\left. \frac{dT}{d\alpha} \right|_{T=\rho(\alpha)} = \frac{\omega^2 \rho(\alpha) - T_H - q\alpha}{\kappa \Phi_h[\alpha, \rho(\alpha)]} > \frac{A(\rho)}{\kappa} \cdot \frac{\rho(\alpha) - T_H - q\alpha}{\Phi_h[\alpha, \rho(\alpha)]} \geq \rho'(\alpha),$$

т. е. траектории системы (2) пересекают кривую  $(\alpha, \rho(\alpha))$  снизу вверх (рис. 1). Поскольку особая точка  $(M_0, T_H + qM_0)$  является седлом, то не существует траектории, соединяющей особые точки  $(0, T_H + h)$  и  $(M_0, T_H + qM_0)$ . Таким образом,  $\omega_h^2 \leq A(\rho)$  и, следовательно,  $\omega_h^2 \leq \inf_{\rho \in \Omega} A(\rho)$ .

Поскольку решение существует и на нем достигается равенство

$$\omega_h^2 = \frac{\kappa \Phi_h[\alpha, T(\alpha)]}{T(\alpha) - T_H - q\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial \alpha},$$

то  $\omega_h^2 = \inf_{\rho \in \Omega} A(\rho)$ .

Выражения для скорости останутся без изменения, если множество  $\Omega$  включает в себя непрерывные кусочно-гладкие функции. В этом случае производной  $\rho'(\alpha)$  в точках разрыва нужно приписывать два значения  $\rho'(\alpha \pm 0)$ . Для одного уравнения выражение скорости через функционал получено в работе [14].

### Применение метода к оценкам скорости волны

Рассмотрим аррениусовскую температурную зависимость скорости реакции с кинетикой общего вида. Тогда

$$\Phi(\alpha, T) = k_0 e^{-E/RT} \Psi(\alpha).$$

В этом случае удобно ввести безразмерные переменные

$$\gamma = \frac{RT_\Gamma^2}{E(T_\Gamma - T_H)}, \quad \beta = \frac{RT_\Gamma}{E}, \quad u = \frac{T - T_\Gamma}{T_\Gamma - T_H}, \quad T_\Gamma = T_H + qM_0,$$

$$v = \frac{\alpha}{M_0}, \quad \omega = \omega_h / \sqrt{\kappa k_*}, \quad k_* = \gamma k_0 e^{-E/RT_\Gamma},$$

$$\zeta = z \sqrt{\frac{k_*}{\kappa}}, \quad \Psi(v) = \frac{1}{M_0} \Psi(M_0 v), \quad \varpi = \frac{T_\Gamma - T_H - h}{T_\Gamma - T_E}.$$

Система (2) запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} u' &= \omega(u + 1 - v), \\ v' &= \frac{1}{\omega \gamma} \varphi_\sigma(u, v), \end{aligned}$$

где

$$\varphi_\sigma(u, v) = \begin{cases} \varphi(u, v), & -\sigma < u \leq 0, \\ 0, & -1 \leq u \leq -\sigma, \end{cases} \quad \varphi(u, v) = e^{\frac{u}{\gamma + \beta u}} \psi(v).$$

Функцию  $\psi(v)$  можно представить в виде

$$\psi(v) = (1 - v)^n \tau(v), \quad (5)$$

где  $\tau(v)$  — положительная на отрезке  $[0, 1]$  функция.

Рассмотрим случай  $0 < n < 2$ . Введем функцию  $q(v) = (1 - v)^{n-1} \tau(v)$ . Некоторые результаты могут быть получены непосредственно. Интегрированием неравенства

$$\frac{1}{\gamma} \frac{e^{\frac{u}{\gamma + \beta u}} du}{1 + u} < \frac{1}{\gamma} \frac{e^{\frac{u}{\gamma + \beta u}}}{(u + 1 - v)(1 - v)} \frac{du}{dv} = \omega^2 \frac{1}{q(v)} \quad (6)$$

по  $v$  от 0 до 1 получается

$$\omega^2 > \frac{\frac{1}{\gamma} \int_0^1 \frac{e^{\gamma+\beta u}}{1+u} du}{\int_0^1 \frac{dv}{q(v)}}, \quad (7)$$

откуда

$$\omega > \omega_*, \quad \omega_*^2 = \frac{\frac{1}{\gamma} \int_0^1 \frac{e^{\gamma+\beta u}}{1+u} du}{\int_0^1 \frac{dv}{q(v)}}. \quad (8)$$

Отметим, что  $\omega_*$  совпадает со значением скорости в приближении узости зоны реакции. Неравенства (6)–(8) справедливы для произвольной температурной зависимости источника.

Для оценки скорости волны по выражениям (3), (4) нужно выбрать пробную функцию  $\rho(v)$ , удовлетворяющую указанным выше требованиям. В качестве таковой можно взять функцию  $\rho(v)$ , являющуюся решением уравнения

$$\frac{1}{\gamma} \int_{\rho(v)}^0 e^{\gamma+\beta t} dt = \omega_*^2 \int_v^1 \frac{dt}{q(t)}.$$

Некоторая сложность заключается в вычислении значений  $A(\rho)$ ,  $B(\rho)$ . Если ввести дополнительное требование выпуклости функции  $\rho(v)$ , которое обеспечивается выполнением условия

$$-q'(v) \leq \omega_*^2 \quad (0 \leq v \leq 1), \quad (9)$$

то эти значения могут быть найдены явно:

$$A(\rho) = \frac{\omega_*^2}{1-\sigma}, \quad B(\rho) = \frac{\omega_*^2}{1 - \frac{\gamma \omega_*^2}{q(1)}}.$$

Неравенство (9) имеет место только при  $n \leq 1$  (при  $1 < n < 2$   $q'(1) = -\infty$ ), поэтому выражение  $B(\rho)$  определено и отлично от нуля. Таким образом, при  $n \leq 1$

$$\frac{\omega_*^2}{1 - \gamma \omega_*^2 / q(1)} < \omega^2 < \frac{\omega_*^2}{1 - \sigma}. \quad (10)$$

Для произвольной температурной зависимости источника неравенство (10) останется справедливым, однако выражение для  $\omega_*$  и условие выпуклости  $\rho(v)$  изменятся.

Используя связь  $\rho(v)$ , можно строить разнообразные пробные функции и получать на них оценки скорости. Если, например,  $\rho_1(v)$  совпадает с  $\rho(v)$  при  $v \geq v_0$  и является линейной при  $v < v_0$ , то при выполнении условия (8)  $\omega < \omega_*$ , где

$$(\omega^*)^2 = \max \left[ \frac{M e^{-\frac{\sigma}{\gamma-\beta\sigma}}}{1-\sigma}, \frac{M(1-v_0) e^{-\frac{a}{\gamma-\beta a}}}{1-v_0-a}, \frac{1-v_0}{1-v_0-a} \frac{\int_0^1 \frac{e^{t/(1+\beta t)} dt}{-a/\gamma}}{\int_{v_0}^1 \frac{dt}{q(t)}} \right];$$

$$M = \frac{\sigma m}{\delta \gamma}; \quad v_0 = \delta \left(1 - \frac{a}{\sigma}\right); \quad m = \max_{0 < v < v_0} q(v);$$

$a, \delta$  — произвольные константы, удовлетворяющие условиям  $0 < a < \sigma$ ,  $\delta < \min(\sigma, 1 - \gamma)$ .

Можно так подобрать значения  $a = a(\beta, \gamma)$ ,  $\delta = \delta(\beta, \gamma)$ , что для каждого фиксированного значения  $\sigma$  ( $0 < \sigma < 1$ )  $\omega^*/\omega_* \rightarrow 1$  при  $\beta, \gamma \rightarrow 0$ ,  $\beta < \gamma$ , т. е. при выполнении условия (9)

$$\omega^2 \rightarrow \frac{1}{\int_0^1 \frac{dt}{q(t)}}. \quad (11)$$

Приведенные рассуждения используют условие (8), однако утверждение (11) остается справедливым для любых функций  $\psi(v)$  вида (5) при  $0 < n < 2$ . При его доказательстве используется неравенство (7). Рассмотрим следующие примеры:

1. Пусть  $\psi(v) = 1 - v$ ,  $\beta = 0$ . Тогда

$$\frac{1 - e^{-\sigma/\gamma}}{1 - \gamma(1 - e^{-\sigma/\gamma})} < \omega^2 < \frac{1 - e^{-\sigma/\gamma}}{1 - \sigma}.$$

При  $\sigma \rightarrow 0$  или при  $\gamma \rightarrow +\infty$   $\omega \rightarrow 0$ , причем оценка улучшается, т. е. отношение верхней и нижней оценки стремится к 1.

2. Если  $\psi(v) = (1 - v)^n$ ,  $0 < n < 2$ , то при  $\beta, \gamma \rightarrow 0$   $\omega^2 \rightarrow 2 - n$ ; если  $\psi(v) = (1 - v)(v + \varepsilon)$ , то  $\omega^2 \rightarrow 1/\ln(1 + \varepsilon/\varepsilon)$ .

Точность приведенных выше результатов существенным образом зависит от значений параметров. Понятно, однако, что при удачном выборе пробных функций для любых величин параметров можно получить сколь угодно точную оценку скорости. В этом смысле возможности приведенного метода не ограничены, и он может быть использован в случае  $n \geq 2$ , который здесь не рассматривался. Отметим, что при сделанном обезразмеривании  $\omega^2 \rightarrow 0$  при  $\beta, \gamma \rightarrow 0$ .

### Сравнение с результатами численного анализа

Для функции  $\Phi(\alpha, T) = k_0 e^{-E/RT} (\alpha + \varepsilon)(M_0 - \alpha)$  проводился численный анализ системы (1). Рассматриваемая кинетика и область значений параметров

$$E = 6 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}, \quad k_0 = 10^3 \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}), \quad q = 2 \cdot 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ к} \cdot \text{м}^3/\text{кг}, \\ \varepsilon = 0,1 \div 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad M_0 = 50 \div 10^3 \text{ кг/м}^3$$

соответствуют, например, процессу полимеризации каиролактама. Здесь имеют место сравнительно небольшие тепловые эффекты, существенный разогрев на холодном конце для источника без обрезки и достаточно широкие зоны реакции. Это снижает точность методов, связанных с приближением узости зоны реакции.

Как уже указывалось, точность приведенных результатов зависит от значений параметров. Оценка сверху (10) ухудшается с уменьшением обрезки и для величины обрезки 0,1 (в безразмерных переменных) превышает истинную скорость в 3 раза. Это означает, что пробную функцию  $\rho(v)$  надо изменить. Проиллюстрируем это на случае  $\beta = 0$ . При  $\beta > 0$  оценка сверху улучшается. Пусть

$$\rho_2(v) = \gamma \ln \left(1 + \omega_*^2 \ln \frac{s(v) + \varepsilon}{1 + \varepsilon}\right), \quad (12)$$

где  $s(v)$  — некоторая функция, удовлетворяющая условиям  $s(0) = 0$ ,  $s(1) = 1$ ,  $s(v) > 0$  при  $0 < v < 1$ . Тогда функция  $\rho_2(v)$  принадлежит множеству  $\Omega$ . Если  $s(v) = v$ , то  $\rho_2(v)$  совпадает с  $\rho(v)$ , определенной ранее.

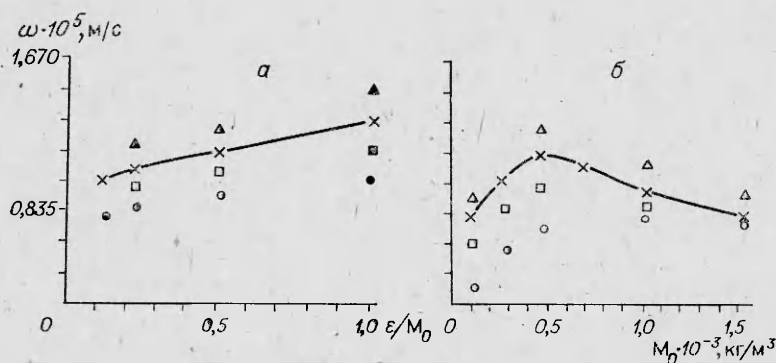


Рис. 3. Зависимость скорости волны от константы автокатализа (а) и от начальной концентрации (при фиксированном  $T_*$ ) (б) (обозначения аналогичны рис. 2).

Положим

$$g(v) = \frac{s'(v)(v+\varepsilon)}{s(v)+\varepsilon}, \quad F_2(v) = \frac{1}{\gamma} \frac{(1-v)(v+\varepsilon)e^{\rho_2/\gamma}}{\rho_2+1-v} \rho_2'.$$

Тогда

$$A(\rho_2) = \max_{0 < v < 1} F_2(v) = \max_{0 < v < 1} \frac{\omega_*^2}{1 + \frac{\rho_2(v)}{1-v}} g(v),$$

$$B(\rho_2) = \min_{0 < v < 1} F_2(v) = \min_{0 < v < 1} \frac{\omega_*^2}{1 + \frac{\rho_2(v)}{1-v}} d(v).$$

Если функция  $g(v)$  удовлетворяет условию

$$\int_0^1 \frac{g(t)}{t+\varepsilon} dt = \ln \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon},$$

то

$$s(v) = \varepsilon \left( \int_0^v \frac{g(t)}{t+\varepsilon} dt - 1 \right), \quad s(0) = 0, \quad s(1) = 1.$$

Таким образом, для построения «хорошей» пробной функции  $\rho_2(v)$  требуется так подобрать  $g(v)$ , чтобы величина  $A(\rho_2) - B(\rho_2)$  была близка к нулю. Это можно сделать следующим образом. По функции

$$F(v) = \frac{\omega_*^2}{1 + \frac{\rho(v)}{1-v}}, \quad \rho(v) = \gamma \ln \left( 1 + \omega_*^2 \ln \frac{v+\varepsilon}{1+\varepsilon} \right)$$

$g(v)$  строится так, чтобы малой была разность  $\max_{0 < v < 1} Fg - \min_{0 < v < 1} Fg$ . При этом  $\rho_2(v)$  слабо меняется по сравнению с  $\rho(v)$  и величина  $\max_{0 < v < 1} F_2(v) - \min_{0 < v < 1} F_2(v)$  остается малой, что обеспечивает точность оценок.

Указанные построения проведены с кусочно-постоянной функцией  $g(v)$  (рис. 2, 3). Подчеркнем, что выбор  $\rho_2(v)$  в обосновании не нуждается, и после того, как она выбрана тем или иным способом, вопрос заключается лишь в вычислении или оценке величин  $A(\rho_2)$ ,  $B(\rho_2)$ .

В заключение коротко остановимся на сравнении решений нестационарной задачи (источник без обрезки) и квазистационарной с подобранными соответствующим образом начальной температурой и константой автокатализа. Совпадение скоростей имеет место для больших теп-

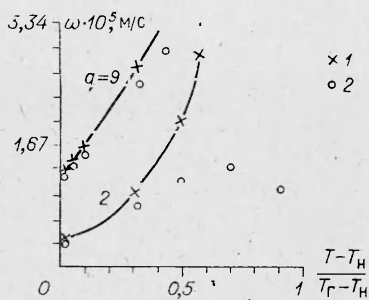


Рис. 4. Зависимость скорости волны от температуры на холодном конце для нестационарной и квазистационарной задач.

1, 2 — результаты численного анализа для нестационарной и квазистационарной ( $h/qM_0=0,1$ ) задач соответственно.

ловых эффектов (в рассматриваемом диапазоне) и малых значений разогрева. Как правило, скорость распространения в нестационарном решении намного превышает скорость квазистационарного (рис. 4). Это соответствует результатам работы [15], где для случая подобия полей концентрации и температуры численно показывается, что наличие плато в зависимости скорости от обрезки и совпадение нестационарной и квазистационарной скоростей определяются параметром  $\Gamma = \gamma - \beta$ . При  $\Gamma > 0,3$  имеет место явное вырождение, при  $\Gamma < 0,1$  — указанные величины близки.

В рассматриваемом случае параметр  $\Gamma$  может принимать значение 0,1 для больших тепловых эффектов и малых значений разогрева и стремится к  $+\infty$  с увеличением разогрева.

Все математические результаты работы имеют строгие доказательства, которые не приведены в силу ограниченности объема работы.

Поступила в редакцию 5/XII 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Г. Н. Баренблатт, В. Я. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
2. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1, 100.
3. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Докл. АН СССР, 1938, 19, 693.
4. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 151.
5. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3.
6. И. С. Любченко. ИФЖ, 1968, 14, 5.
7. Б. В. Ханукаев, М. А. Кожушнер, Н. С. Ениколопян и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
8. Б. В. Ханукаев, М. А. Кожушнер, Н. С. Ениколопян. ФГВ, 1974, 10, 5.
9. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ФГВ, 1975, 11, 2.
10. А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, С. И. Худяев. Распространение пламени по реагирующей газовой смеси. Препринт ОИХФ, Черноголовка, 1979.
11. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов. Бюл. МГУ, 1937, секц. А, 1, 6.
12. К. Uchiyama. J. Math. Kyoto University, 1978, 18, 3.
13. Д. А. Ваганов, С. И. Худяев. ФГВ, 1969, 5, 2.
14. К. Р. Haderer, F. Rothe. J. Math. Biol., 1975, 2.
15. А. П. Алдушин, В. Д. Луговой, А. Г. Мержанов и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 6.

### НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ АЛГОРИТМЫ ДИАГНОСТИКИ УЗКОПОЛОСНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПРОТОЧНЫХ КАМЕРАХ СГОРАНИЯ. II. ПРИМЕРЫ РЕАЛИЗАЦИИ

В. В. Белый, Н. Ф. Котиков, А. П. Рябцев,  
В. В. Соловьев, А. Ф. Хижун  
(Москва)

Соответствующие теоретические вопросы обсуждены в сообщении [1]. Приводимые здесь экспериментальные материалы отображены по принципу наибольшей иллюстративности.