

12. Стапокович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
 13. Селиванов В. В. ФГВ, 1985, 21, 4.
 14. Ворожцов Е. В., Фомин В. М., Яценко Н. Н. // ЧММСС, 1976, 7, 6.
 15. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. // Математическая теория верховых лесных пожаров.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.

Поступила в редакцию 30/III 1988

УДК 536.46

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГОРЕНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СОСТАВОВ В КАНАЛАХ С ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ СТЕНОК

В. В. Александров, Ю. А. Коваленко, Н. П. Поддубный
 (Новосибирск)

При горении составов в условиях сильных боковых потерь, когда температура на стенках каналов остается постоянной и равной начальной (например, когда горение происходит в массивных матрицах из высокотеплопроводного металла), моделирование процесса одномерным уравнением теплопроводности встречает затруднения, обусловленные неопределенностью линейного члена, описывающего теплообмен. Различные способы осреднения поперечного распределения температуры [1—3] приводят к разным численным значениям коэффициента теплообмена, поэтому вопрос о его величине остается открытым. В настоящей работе проведено численное исследование этого вопроса применительно к горению безгазовых составов в плоских и цилиндрических каналах.

Предполагаем, что в реальной ситуации установившееся стационарное решение описывается уравнениями, которые в безразмерных переменных в системе координат, движущейся в направлении x со скоростью фронта u , имеют вид:

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \chi^2} + M^{-2} \xi^{-n} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi^n \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + U \frac{\partial \eta}{\partial \chi}, \quad (1)$$

$$U \frac{\partial \eta}{\partial \chi} = -\frac{1}{\beta} f(\eta) \exp \left[\frac{1}{\beta} \frac{\Theta - 1}{\Theta + (T_a/T_0)(1 - \Theta)} \right], \quad (2)$$

$$\Theta(-\infty, \xi) = \eta(-\infty, \xi) = \frac{\partial \Theta}{\partial \chi}(\infty, \xi) = \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}(\chi, 0) = \Theta(\chi, 1) = 0. \quad (3)$$

Здесь и далее $n=0$ соответствует плоской симметрии задачи, $n=1$ — цилиндрической симметрии; c , ρ , λ и Q — удельная теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности и тепловой эффект реакции; k и E — предэкспоненциальный множитель и энергия активации; $2h$ — толщина (диаметр) капала; $\theta = (T - T_0)/(Q/c)$; $\chi = x/(a/u_a)$; $\xi = y/h$; $U = u/u_a$; $M = u_a h/a$; $\beta = RT_a^2 c/EQ$; $I = \int_0^1 [(1 - \eta)/f(\eta)] d\eta$; $a = \lambda/(c\rho)$ — коэффициент температуропроводности; $T_a = T_0 + Q/c$ — адиабатическая температура горения; $u_a = [RT_a^2 \lambda k \exp(-E/RT_a)/(EQ\rho I)]^{1/2}$ — адиабатическая скорость в случае узких реакционных зон ($\beta \rightarrow 0$), когда $d\eta/d\chi$ вырождается в δ -функцию, нормированную на 1. Как можно видеть, в этом последнем случае задача (1) — (3) имеет единственный определяющий критерий подобия — адиабатический критерий Михельсона M .

Задача о нахождении эффективного коэффициента теплообмена сводится к описанию реальной ситуации, подчиняющейся уравнениям

(1)–(3), одномерной моделью:

$$U \frac{d\bar{\Theta}}{d\chi} - \frac{d^2\bar{\Theta}}{d\chi^2} - \frac{B}{M^2} \bar{\Theta} + U \frac{d\bar{\eta}}{d\chi}, \quad (4)$$

$$\frac{d\bar{\eta}}{d\chi} = \delta(\bar{\Theta} - \bar{\Theta}_r), \quad (5)$$

$$\chi = -\infty: \bar{\Theta} = \bar{\eta} = 0; \quad \chi = +\infty: \frac{d\bar{\Theta}}{d\chi} = 0. \quad (6)$$

Безразмерное число B — неизвестный параметр (из-за переопределенности задачи скорость U может быть найдена из соответствующей задачи на собственные значения [1]). Очевидно, что в общем случае оно зависит от определяющих параметров (c , ρ , λ , h и т. д.), в частном случае узких зон, как уже отмечалось, определяющий параметр один — адиабатический критерий Михельсона.

Используя традиционный для теории теплообмена подход (см., например, [4]), целесообразно искать зависимость $B(M)$ в степенном виде, т. е.

$$B = bM^m. \quad (7)$$

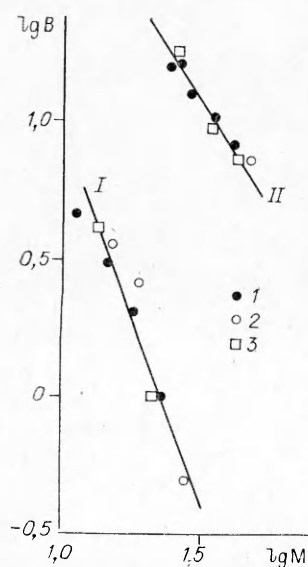
Для определения b и m в (7) проводились вычислительные эксперименты, результаты которых представлены на рисунке.

Вычисления выполнялись при различных значениях параметров до установления стационарного волнового решения задачи (1)–(3) из нестационарной постановки, в результате чего находилась скорость горения. Затем также методом установления решалась одномерная задача (4)–(6), в которой величина B подбиралась так, чтобы получаемая скорость совпадала с рассчитанной из двумерной задачи. Таким образом, после обработки по методу наименьших квадратов получены зависимости (линии на рисунке): для плоского канала (слоя) $\lg B_c = (3,40 \pm 0,15) - (2,5 \pm 0,1) \lg M$, для цилиндрического канала $\lg B_{\text{ц}} = (3,00 \pm 0,15) - (1,3 \pm 0,1) \lg M$ или

$$B_c = 2,5 \cdot 10^3 M^{-2,5 \pm 0,1}, \quad B_{\text{ц}} = 10^3 M^{-1,3 \pm 0,1}. \quad (8)$$

(Значения $\lg b$ и m в (8) связаны корреляционными соотношениями типа уравнения «компенсационного эффекта»: $\lg b_c = -1,5m_c - 0,35$; $\lg b_{\text{ц}} = -1,3m_{\text{ц}} - 0,25$.)

Как следует из представленных результатов вычислительных экспериментов, аналитические приемы осреднения по поперечной координате, использованные в [1–3] (с выделением не реагирующего слоя на стенке и с весовым осреднением по С. И. Худяеву), не дают правильной зависимости $B(M)$, хотя по абсолютной величине число B получается близким к (8). Так, при осреднении методом [5] в уравнении (4) получается $B = \mu_1^2 = \text{const}$ (μ_1 — первое собственное число соответствующей задачи на собственные значения: $\mu_1 = \pi/2$ при $n = 0$ и $\mu_1 = 2,4048$, $n = 1$), а при равномерном осреднении с исключением «замороженного» слоя [2] $B = (1/2)MU$, т. е. растущая функция M (U возрастает вместе с M). Таким образом, использование упомянутых аналитических



Результаты численного исследования зависимости $B(M)$ при фиксированной температуре стенок плоских (I) и цилиндрических (II) каналов ($T_0 = 298$ К).

u_a , см/с: 1—4,3, 2—0,49, 3— $5,8 \cdot 10^{-2}$; λ , кал/(см·с·К): 1—1,75· 10^{-2} , 2— 10^{-3} , 3— $3 \cdot 10^{-4}$; c , кал/(г·К): 1—0,165, 2—0,08, 3—0,3; ρ , г/см³: 1—2,8, 2—4,63, 3—3,2; Q , кал/г: 1—264, 2—80, 3—300; h , с⁻¹: 1— $1,25 \cdot 10^6$, 2— $5,45 \cdot 10^6$, 3— $1,49 \cdot 10^5$; E , ккал/моль: 1—20, 2—19,8, 3—16,4.

методов осреднения позволило авторам [2, 3] получить согласующиеся с численным счетом результаты только благодаря грубости модели по отношению к зависимости $V(M)$. В самом деле, интервал изменения критерия V , в котором скорость волны горения в одномерной модели практически совпадает со скоростью в двумерной, довольно широк (погрешность расчета V велика), хотя специального исследования этого вопроса не проводилось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
2. Александров В. В., Давыденко А. А. и др. ФГВ, 1987, 23, 2, 70.
3. Коваленко Ю. А. ФГВ, 1987, 23, 6, 61.
4. Кутателадзе С. С. Анализ подобия и физические модели. — Новосибирск: Наука, 1986.
5. Вольперт А. И., Худяев С. И. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. — М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 15/VI 1988,
после доработки — 1/XII 1988

УДК 662.613 + 535 + 339 + 533.601

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ЗА ДЕФОРМИРОВАННЫМ СОПЛОВЫМ БЛОКОМ НА ИНВЕРСИЮ И МОЩНОСТЬ В УСЛОВИЯХ CO_2 -ГДЛ НА ГОРЕНИИ

В. А. Левин, С. Ю. Митичкин, Ю. В. Туник, А. Н. Хмелевский
(Москва)

Традиционные направления теоретического изучения гомогенных газодинамических CO_2 -лазеров — исследование влияния различного рода добавок, связанных с использованием того или иного вида начального материала для образования лазерно-активной среды, состава смеси, параметров торможения, формы сопла и параметров резонатора, на характеристики ГДЛ [1]. В рамках разработанных математических моделей успешно решаются задачи оптимизации для обособленного сопла CO_2 -ГДЛ. Взаимодействие соседних сверхзвуковых потоков становится существенным в химических лазерах на смешении и газодинамических лазерах с селективным возбуждением. В этих случаях процессы теплопроводности и диффузии определяют состав и качество лазерно-активной среды, попадающей в резонатор смесевых лазерных устройств, поэтому соответствующие расчеты необходимо проводить на основе модели вязкого, теплопроводного газа.

В гомогенных системах с сопловыми решетками состав смеси определен. Причиной неоднородности сверхзвукового потока в резонаторе могут служить поперечные смещения сопловых лопаток, изменяющие отношения выходных и минимальных сечений сопел. В результате на срезе соседних сопел формируются потоки, характеризующиеся различными числами Маха M , давлением p , плотностью ρ , что приводит к перестройке структуры течения с образованием ударных волн (УВ) и волн разрежения в потоке за сопловым блоком, а следовательно, — к изменению коэффициента оптического усиления и других параметров лазерно-активной среды. В случае тонких пограничных слоев и вязких следов влияния поперечных деформаций решетки может быть исследовано теоретически в рамках модели невязкого газа. Характер возникающих при этом газодинамических возмущений схематически представлен на рис. 1.

Вопрос о влиянии различных элементов подобных возмущений в