

нарном режиме. Хорошо различим головной скачок с последующей зоной выхода к стационарному значению.

Таким образом, в работе сформулированы и доказаны утверждения относительно типов стационарных волн в двухскоростной двухдавленной смеси твердых тел (гидродинамическое приближение). Численно показана устойчивость распространения волн сжатия в смеси. Найдена аналогия конфигурации B газодинамического распада разрыва [11] при исследовании эволюции неустойчивой УВ разрежения в смеси. Аналитически и численно показано, что при падении УВ на стенку ее тип сохраняется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. — М.: Недра, 1984.
2. Пигматулин Р. П. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1984. — Т. 1, 2.
3. Stewart H. B., Wendroff B. Two-phase flows: models and methods // J. Comp. Physics. — 1984. — V. 56, N 3.
4. Baer M. R., Nunziato J. W. A two-phase mixture theory for deflagration-to-detonation transition in reactive granular materials // Int. J. Multiphase Flow. — 1986. — V. 12, N 6.
5. Куропатенко В. Ф. Неустойчивые течения многокомпонентных сред // Динамика многофазных сред/Под ред. В. М. Фомин. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1989.
6. Буряков О. В., Куропатенко В. Ф., Мустафин В. К. Ударная волна и волна разрежения в гетерогенной смеси двух конденсированных веществ // ВАНТ. Методики и программы численного решения задач математической физики. — 1989. — № 4.
7. Руев Г. А., Фомин В. М. Структура ударной волны в бинарной смеси вязких газов // ПМТФ. — 1984. — № 5.
8. Гаврилюк С. Л. Бегущие волны в неравновесной по давлению газожидкостной среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд.-ние. Ин-т гидродинамики. — 1986. — Вып. 76.
9. Федоров А. В. Математическое описание течения смеси конденсированных материалов при высоких давлениях // Физическая газодинамика реагирующих сред/Под ред. Ю. А. Березина, А. М. Гришина. — Новосибирск: Наука, 1990.
10. Черный Г. Г. Газовая динамика. — М.: Наука, 1988.
11. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений. — М.: Наука, 1978.
12. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование структур изотермических ударных волн и расчет разлета облака газовзвесей. — Новосибирск, 1986. — (Препр./АН СССР, Сиб. отд.-ние, ИТПМ; № 8—86).
13. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газовзвеси // ПМТФ. — 1987. — № 5.
14. Miura H., Saito T., Glass I. I. Shock-wave reflection from a rigid wall in a dusty gas // Proc. Roy. Soc. London. — 1986. — V. A404. — P. 55.
15. Федоров А. В. Структура ударной волны в смеси двух твердых тел (гидродинамическое приближение) // Моделирование в механике. — 1991. — Т. 5(22), № 4.

г. Новосибирск

Поступила 28/1 1991 г.,
в окончательном варианте — 19/VI 1991 г.

УДК 536.46

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ПОГАСАНИЯ ПЛАМЕНИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ

Один из наиболее существенных вопросов в теории пределов горения — роль естественной конвекции в процессе погасания. Хорошо известно, что направление распространения пламени сильно влияет на концентрационные пределы горения: при распространении сверху вниз они уже, чем при движении пламени снизу вверх.

Гипотеза, объясняющая механизм гашения пламени при его распространении по сосуду от верхней стенки вниз, была выдвинута в [1]. Авторы предположили, что из-за охлаждения горячих продуктов реакции

стенками сосуда за фронтом пламени развиваются свободноконвективные течения, вызывающие дополнительные потери тепла из зоны горения и приводящие к погасанию пламени. Дальнейшие исследования подтвердили правильность данной гипотезы и привели к созданию приближенных теоретических моделей этого явления [2—6].

Образование конвективных вихрей за фронтом горения и их влияние на характер распространения и форму пламени при зажигании сверху изучались в [7, 8]. Экспериментальное исследование влияния силы тяжести на распространение пламени в трубе привело авторов [9] к выводу, что погасание в невесомости и при движении фронта сверху вниз объясняется теплоотводом в стенки.

Определению критических условий горения при зажигании снизу посвящено значительное количество работ. Эксперименты [10] показали, что в трубе предельная скорость распространения пламени против вектора силы тяжести определяется скоростью подъема горячих продуктов реакции, которая зависит от диаметра трубы и ускорения свободного падения; считалось, что погасание происходит, если скорость горения меньше скорости всплывания сгоревшего газа. На основе аналогичной гипотезы о погасании в [11] вычислена фундаментальная скорость пламени на пределе в случае подъема горячей сферы. В [12] предложена математическая модель погасания метановоздушного пламени, распространяющегося снизу вверх по цилиндрической трубе. Модель основана на идеях, высказанных в [13]: прекращение горения связано с расхождением линий тока перед пламенем (стретч-эффект), которое вызывает дополнительный тепло- и массоотвод из зоны реакции. Также «растяжением» пламени конвективными потоками объясняется потухание всплывающего очага в [9, 14].

Данная работа — продолжение [15]. Методом математического моделирования изучаются закономерности распространения и погасания пламени в плоском закрытом вертикальном канале с холодными боковыми стенками в поле внешней массовой силы. Проводится сопоставление с полученными ранее результатами.

1. Постановка задачи. Пусть неподвижная горючая смесь заполняет плоский канал прямоугольного сечения $0 \leq x \leq H_0$, $-L/2 \leq y \leq L/2$ (H_0 , L — длина и ширина канала, система координат показана на рис. 1) с твердыми непроницаемыми стенками. В начальный момент смесь воспламеняется горячими продуктами реакции, заполняющими небольшую область около торцевой стенки канала. Предполагается, что в газе протекает экзотермическая одностадийная необратимая химическая реакция первого порядка по недостающему компоненту с аррениусовской зависимостью скорости реакции от температуры. Теплофизические свойства продуктов сгорания и исходной смеси считаются одинаковыми. Торцевые стенки канала теплоизолированы, а боковые поддерживаются при начальной температуре холодного газа T_0 .

Движение реагирующей смеси описывается системой двумерных нестационарных уравнений. При введении безразмерных переменных в качестве масштабов длины, скорости, времени, температуры, концентрации реагента и давления газа были выбраны соответственно ширина канала L , скорость пламени u_b , распространяющегося от закрытого конца, которая определяется по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [16], время L/u_b , начальная температура и концентрация недостающего реагента в исходной смеси T_0 и a_0 , начальное давление газа P_0 . Масштаб плотности выражается через P_0 и T_0 из уравнения состояния газа: $\rho_0 = P_0/RT_0$ (R — газовая постоянная).

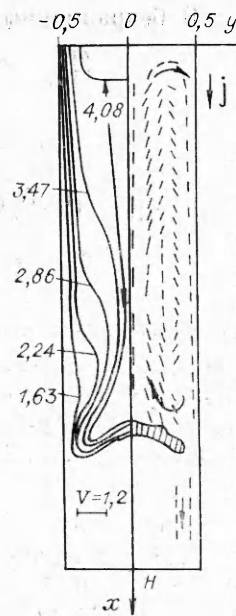


Рис. 1

В безразмерных переменных система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{U} &= 0, \quad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = - \frac{1}{\gamma \bar{M}^2 \rho} \nabla P + \\ &+ \frac{1}{\operatorname{Re} \rho} \left(\Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \mathbf{U}) \right) + \operatorname{Fr}^{-1} \cdot \mathbf{j}, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \Theta &= \frac{\gamma}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta \Theta + (\gamma - 1) \Theta \operatorname{div} \mathbf{U} + q \operatorname{Dm} a \Phi(\Theta), \\ \frac{\partial a}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) a &= \frac{\operatorname{Le}}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta a - \operatorname{Dm} a \Phi(\Theta), \quad P = \rho \Theta, \end{aligned}$$

где $\Delta \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; $\Phi(\Theta) = \exp[E(\Theta_a^{-1} - \Theta^{-1})]$; $\operatorname{Dm} = \operatorname{Re} \operatorname{Pr} E^2(\Theta_a - 1)^2/2\Theta_a^5$; t — время; P, ρ, Θ, a — давление, плотность, температура газа и концентрация реагента; $\mathbf{U}(u, v)$ — скорость газа; \mathbf{j} — единичный вектор, совпадающий с направлением действия силы тяжести.

Безразмерные комплексы следующие: $M^2 = u_b^2/\gamma R T_0$ — квадрат числа Маха ($\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты); $\operatorname{Fr} = u_b^2/gL$ — число Фруда (g — ускорение свободного падения); $\operatorname{Re} = Lu_b\rho_0/\eta$, $\operatorname{Pr} = c_p\eta/\lambda$, $\operatorname{Le} = \rho_0 D c_p/\lambda$ — числа Рейнольдса, Прандтля, Льюиса (η, λ, D — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, диффузии, величины η, λ и ρD считаются постоянными); $E = E_0/R_0 T_0$; $q = Qa_0/c_v T_0$ (E_0 и Q — энергия активации и тепловой эффект химической реакции, R_0 — универсальная газовая постоянная); $\Theta_a = 1 + q/\gamma$ — безразмерная адиабатическая температура горения; $\operatorname{Dm} = (L/u_b)k_0 \exp(-E/\Theta_a)$ — число Дамкеллера (k_0 — предэкспонент химической реакции), которое при использованном способе обезразмеривания не является независимым параметром, а выражается по приведенной выше формуле.

В начальный момент $t = 0$ в неподвижном газе ($\mathbf{U} = 0$), находящемся в состоянии равновесия (во всей области выполняется соотношение $\nabla P = \gamma M^2 \operatorname{Fr}^{-1} \cdot \mathbf{j}$), задается очаг горячего газа:

$$t = 0: \Theta = 1 + (\Theta_a - 1) \exp(-x^2/r_x^2 - y^2/r_y^2), \quad a = (\Theta_a - \Theta)/(\Theta_a - 1)$$

(r_x, r_y — параметры, характеризующие начальный размер очага).

Ввиду того что вектор силы тяжести направлен вдоль оси канала ($y = 0$), задача симметрична относительно $y = 0$ и решение ищется в половине области $0 \leq x \leq H$, $0 \leq y \leq 0,5$ (H — безразмерная длина канала), причем на границе $y = 0$ задавались условия симметрии

$$y = 0: \partial u/\partial y = v = \partial \Theta/\partial y = \partial a/\partial y = 0.$$

На твердых границах для скорости задавалось условие прилипания $\mathbf{U} = 0$. Стенки считались непроницаемыми для реагента, причем на боковой стенке поддерживалась постоянная температура, равная начальной температуре холодного газа, а торцевые стенки считались теплоизолированными:

$$x = 0; H: \partial \Theta/\partial x = \partial a/\partial x = 0; y = 0,5: \Theta = 1, \partial a/\partial y = 0.$$

Сформулированная задача интегрировалась численно с помощью конечно-разностного метода [17]. Основные расчеты проводились на равномерной сетке с пространственным шагом $h = 1/20$ и с временным шагом, отвечающим значению числа Куранта, построенному по скорости звука в горячем газе, примерно $4 \div 5$.

2. Зажигание сверху. Изучение влияния конвекции на горение при данном способе зажигания проводилось при $\gamma = 1,4$, $M^2 = 0,01$, $\operatorname{Re} = 50 \div 300$, $\operatorname{Fr}^{-1} = 1 \div 10$, $\operatorname{Pr} = \operatorname{Le} = 1$, $q = 5$, $H = 4$, $r_x = r_y = 0,2$.

Общие закономерности возникновения конвекции и ее влияния на распространение пламени сверху вниз заключаются в следующем. Горячие продукты реакции из-за взаимодействия с холодными боковыми стенками начинают остывать. В неравномерно прогретом газе в поле силы тяжести при наличии горизонтальных градиентов температуры развивают-

ся свободноконвективные течения. Газ около стенок охлаждается быстрее, чем в центре канала, становится более тяжелым и опускается вниз. В то же время образующиеся во фронте пламени горячие продукты реакции, наоборот, поднимаются вверх. В результате формируется циркуляционное течение за фронтом горения: около холодных боковых стенок газ опускается вниз, затем вблизи фронта пламени разворачивается и поднимается в центре канала вплоть до торцевой стенки, вдоль которой растекается по направлению к боковым стенкам. Интенсивность течения при заданном значении безразмерного теплового эффекта q зависит от Re и числа Фруда, характеризующего величину внешней силы.

Расчеты показали, что при $Fr = 1$ пламя распространяется на всю длину канала во всем исследованном диапазоне значений Re . При $Re = 50 \div 100$ картина распространения пламени напоминает горение в невесомости, отличие заключается только в том, что фронт горения становится более плоским по сравнению со случаем $Fr^{-1} = 0$ из-за возникающего опускного течения около боковых стенок. Увеличение Re приводит к возникновению более интенсивных потоков в продуктах сгорания, так что при $Re = 200$ и особенно при $Re = 300$ наблюдается весьма существенное влияние конвективных течений на горение. На рис. 1 показана образующаяся структура пламени в момент времени $t = 11,1$ для $Re = 300$, $Fr = 1$. Справа изображены поле скорости и зона горения (заштрихованная область, в которой $\psi = a\Phi(\theta) \geq 0,01$, $\psi_{max} = 0,05$), слева — изотермы с указанием значений температуры. Образование конвективного вихря приводит к тому, что края пламени около боковых стенок выходят вперед, а середина отстает. Подобная форма пламени наблюдалась в экспериментах [6].

Уменьшение Fr приводит к интенсификации конвективных течений и соответственно к их большему влиянию на пламя. При $Fr^{-1} \geq 3$ для всех рассмотренных Re наблюдается погасание пламени. Вихревое течение за фронтом пламени быстро охлаждает горячие продукты реакции и зону химического превращения, которая постепенно уменьшается в размерах и в конце концов исчезает в центре канала.

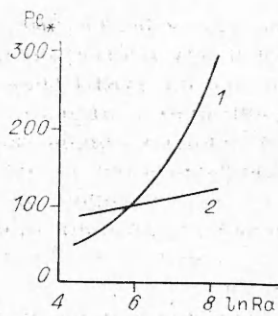
Таким образом, при распространении пламени сверху вниз в продуктах сгорания развиваются свободноконвективные течения, которые сильно влияют на развитие процесса горения. Пламя, способное распространяться в отсутствие внешней силы, при достаточно малых значениях Fr может погаснуть из-за того, что конвективные вихри в продуктах горения, интенсивность которых зависит от Fr , способствуют охлаждению зоны реакции.

Сопоставим результаты численных расчетов с имеющимися в литературе оценками. В [3, 4] были получены формулы для критического числа Пекле Re_* при наличии кондуктивных и конвективных теплопотерь. В случае достаточно длинного канала

$$(2.1) \quad Re_* = \frac{0,07\Delta}{4} Ra^{1/3} + \left[\left(\frac{0,07\Delta}{4} Ra^{1/3} \right)^2 + 2\nu Nu\Delta \right]^{1/2},$$

где $Re_* = \rho_b u_* c_p L / \lambda$; $Ra = Fr^{-1} Re^2 (T_b - T_0) / Pr T_b$ — число Рэлея; $\Delta = (T_a - T_0) E_0 / R_0 T_a^2$; $Nu = \alpha L / \lambda$ — число Нуссельта; ρ_b — плотность продуктов сгорания; u_* — критическая скорость горения; T_a, T_b — температура горения в адиабатических условиях и на пределе; α — коэффициент теплоотдачи; ν характеризует симметрию задачи ($\nu = 2$ — плоский канал, $\nu = 4$ — труба).

Численные расчеты показали, что во всем исследованном диапазоне Re при $Fr = 1$ пламя распространяется на всю длину канала, а при $Fr^{-1} = 3$ гаснет. Таким образом, критические условия отвечают $Fr = 1$, $Re = 50 \div 300$. Вычисляя соответствующие им значения Ra , проведем сравнение величин Re_* , полученных из (2.1) и из численных расчетов (значения Re_* из (2.1) пересчитывались на число Пекле, построенное по u_b и ρ_0). На рис. 2 показаны зависимости $Re_* = \rho_0 u_b c_p L / \lambda$ от Ra , определенные путем численного счета по формуле (2.1) (соответственно кри-



Р и с. 2

вые 1 и 2, под кривыми находится область погасания). Приведенные данные свидетельствуют о значительном отличии результатов. Это связано с тем, что вывод уравнения (2.1) получен в одномерном приближении, использование которого для описания неоднородного конвективного теплообмена фронта горения с остывающими продуктами реакции, естественно, не может дать достаточно хорошие результаты.

Поскольку в экспериментах [7, 8] наблюдалось образование несимметричных конвективных вихрей за фронтом пламени, проведены также расчеты в полном канале (без использования условий симметрии) со слабонесимметричными начальными условиями (центр очага горячего газа задавался при $x = 0$, $y = 0,05$; $0,1$). Оказалось, что в диапазоне параметров $Re = 50 \div 500$, $Fr^{-1} = 1 \div 10$ образуются два слегка несимметричных вихря за фронтом пламени; эта структура течения была устойчивой и сохранялась до конца. Вполне возможно, что длина канала оказалась недостаточной для образования системы несимметричных вихрей.

Таким образом, при распространении пламени в канале в направлении вектора силы тяжести развивающиеся конвективные течения существенно влияют на структуру и форму пламени. Они увеличивают теплоотвод из зоны горения в продукты реакции, что приводит к сужению пределов горения по сравнению с невесомостью. Численные расчеты показали, что имеющиеся в литературе формулы для Re_* в зависимости от Ra , характеризующего интенсивность конвекции, в исследованном диапазоне параметров не надежны. Следует отметить также, что горение при зажигании сверху в канале с холодными боковыми стенками значительно отличается от аналогичного процесса в теплоизолированном канале, где закономерности распространения пламени напоминают горение в невесомости [18].

3. Зажигание снизу. Как уже отмечалось, для восходящих пламен пределы горения шире, чем в других случаях. Дело в том, что при данном способе зажигания возникает конвективное течение, увеличивающее скорость перемещения пламени, которая складывается из нормальной скорости горения и скорости подъемного движения газа. Из-за большей скорости перемещения пламени влияние теплоотвода в холодные стенки на распространение фронта горения ослабляется, так как обычно характерное время процесса теплопроводности значительно превосходит характерное время конвекции. Кроме того, рост скорости перемещения пламени увеличивает площадь поверхности, на которой происходит химическое превращение, что повышает количество выделяющегося тепла по сравнению со случаем плоского фронта пламени. Действие этих двух факторов (уменьшение влияния холодных стенок и рост тепловыделения) приводит к тому, что смеси, неспособные гореть в невесомости и при зажигании сверху, сгорают при зажигании снизу.

Для выяснения закономерностей распространения пламени при зажигании снизу проведены численные расчеты при $Re = 20 \div 70$, $Fr^{-1} = 1 \div 70$, $q = 5$, $r_x = r_y = 0,2$, которые показали, что горение наблюдалось в более широком диапазоне Re . Было найдено, что даже в случае $Re = 30$, когда в отсутствие силы тяжести происходит быстрое погасание (за время $t \approx 1,2$), при $Fr^{-1} = 10$ пламя способно распространяться на всю длину канала. При $Re = 20$ ни при каком значении Fr из указанного выше диапазона горения не наблюдалось из-за больших теплопотерь в холодные стенки.

Типичная картина распространения пламени следующая: под воздействием архимедовой силы горячие продукты реакции поднимаются вверх, причем около боковой зоны горения формируется симметричная пара цилиндрических вихрей, аналогом которых для осесимметричной

задачи является кольцевой вихрь. Образующиеся вихри, вовлекая в движение окружающий газ, деформируют поверхность горения. Чем меньше значение Fr , тем больше скорость перемещения фронта пламени.

При достаточно малых Fr наблюдалось погасание пламени, в том числе и в диапазоне Re , в котором фронт горения в невесомости распространяется на всю длину канала. Погасание в данном случае связано с образованием мощных конвективных вихрей, которые настолько интенсифицируют теплообмен реакционной зоны с холодным газом, что пламя гаснет. На рис. 3 показано, как происходит этот процесс при $Re = 70$, $Fr^{-1} = 70$ ($a - e$ для $t = 0,2; 0,4; 0,6$, в левой половине канала показаны поле скорости и изотермы, в правой — зона горения, где $\psi = a\Phi(\Theta) \geq 0,02$, $\Psi_{max} = 0,06$). Хорошо видно, что поперечные размеры зоны горения быстро уменьшаются и пламя исчезает на оси симметрии.

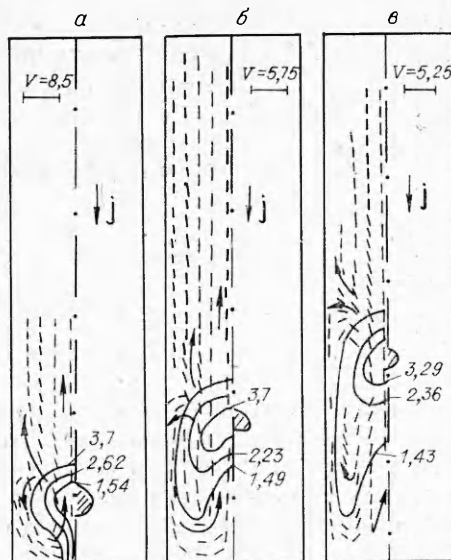
Обсудим механизм погасания более подробно. Для этого удобно перейти в систему координат, движущуюся вместе с очагом горения. Гидродинамическая картина течения напоминает обтекание цилиндра потоком жидкости. Оценим скорость набегающего потока, которая в лабораторной системе координат равна скорости подъема очага. Используя подход, предложенный в [19] (отличие состоит лишь в том, что здесь рассматривается плоский канал и, следовательно, происходит обтекание цилиндра, а не сферы), получим для скорости набегающего потока $V = 0,5 \sqrt{gR}$ (R — радиус очага). Принимая для оценок $R \approx L/2$, находим $V = 0,354 \sqrt{gL}$ или в безразмерном виде

$$(3.1) \quad V = 0,354 / \sqrt{Fr}.$$

Формула (3.1) в наибольшей степени применима в околопредельных условиях, когда нормальная скорость горения значительно меньше скорости движения газа. В численных расчетах были найдены критические параметры — при фиксированном Re значение Fr^{-1} увеличивалось с шагом 5; за критические параметры принимались максимальные значения, при которых очаг распространялся на всю длину канала. Скорости, вычисленные по формуле (3.1), хорошо согласуются со скоростями подъема очага, полученными в численных расчетах при критических параметрах.

Как отмечалось выше, при погасании очаг горения постепенно уменьшается в размерах в направлении от стенок к центру; последней затухает область горения, расположенная на оси симметрии канала (см. рис. 3). Это означает, что основной теплоотвод из зоны горения происходит с боковых поверхностей поднимающегося очага. Причиной теплопотери является обтекание зоны горения холодным газом, причем чем быстрее скорость обтекания, тем больше потери тепла.

Для оценки условий погасания на боковой поверхности пламени, обтекаемой потоком холодного газа, сравним характерное время прогрева в михельсоновской зоне перед фронтом горения $\tau_f \approx \delta / u_n$ ($\delta = \kappa / u_n$ — ширина зоны подогрева, u_n — нормальная скорость пламени, κ — коэффициент температуропроводности) и характерное время теплоотвода, вызванного потоком холодного газа, $\tau_c \approx r / V$ (r — длина боковой поверхности, для оценок примем $r = L$). Очевидно, что если $\tau_c < \tau_f$, то пламя



Р и с. 3

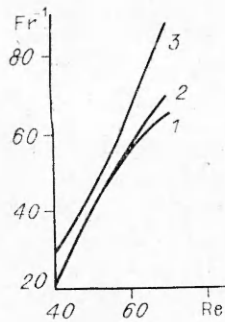


Рис. 4

должно погаснуть, так как конвективные потоки успевают отвести тепло из зоны реакции. Из условия $\tau_f \approx \tau_c$ находим $\kappa/u_n^3 = L/V$. Заметим, что эта формула, полученная из простых физических соображений, с точностью до множителя $\pi/2$ совпадает с формулой теории стретч-эффекта [16]. Подстановка V из (3.1) дает

$$(3.2) \quad Fr_*^{-1} = (Re Pr / 0,354 T_a^2)^2.$$

При $Fr < Fr_*$ происходит срыв пламени.

Таким образом, основной причиной погасания пламени является обтекание горящего очага потоком холодного газа — стретч-эффект.

Для того чтобы установить, насколько существенно влияние холодных боковых стенок на процесс погасания при данной ориентации силы тяжести, сделаны численные расчеты распространения пламени в канале с теплоизолированными боковыми стенками, которые показали, что в рассмотренном диапазоне параметров процесс распространения и погасания пламени в полностью адиабатическом канале напоминает аналогичный процесс в канале с боковыми холодными стенками как качественно, так и количественно.

На рис. 4 изображены зависимости критического значения Fr от Re для распространения пламени в канале с холодными боковыми стенками и теплоизолированными (линии 1 и 2), а также приведены расчеты по формуле (3.2) (линия 3). Из рис. 4 видно, что изменение граничных условий практически не влияет на значение предельных условий (небольшое расхождение кривых 1 и 2 объясняется тем, что критические значения определялись путем варьирования Fr^{-1} с дискретным шагом 5). Этот факт подтверждает, что основные потери тепла из зоны горения обусловлены конвективными движениями газа, а не наличием холодной стенки. Видно также, что формула (3.2) дает неплохие оценки (с точностью $\sim 20\%$) критических параметров.

Итак, при распространении пламени в канале в направлении снизу вверх в зависимости от Fr пламя имеет различную форму и структуру. Найдено, что при достаточно малых Fr происходит срыв горения. Причиной погасания являются интенсивные конвективные движения газа. Выяснено, что холодные боковые стенки практически не влияют на процесс погасания. Найдены критические значения параметров.

В заключение проиллюстрируем полученные результаты на конкретном примере. Горение бедных смесей окиси углерода с воздухом можно описать при помощи суммарной кинетической формулы [20]

$$\frac{d[CO]}{dt} = -1,04 \cdot 10^{12} \frac{[CO]}{C} [O_2]^{0,25} [H_2O]^{0,5} T^{-2,5} \exp(-32000/R_0 T).$$

Здесь величины в квадратных скобках представляют относительные молярные концентрации соответствующих веществ: C — суммарная молярная концентрация, моль/см³; t , с; $E_0 = 32000$ кал/моль — энергия активации.

На основе приведенных в [13] данных о температурах горения смесей окиси углерода с воздухом можно оценить тепловой эффект реакции. В результате получим, что смесь 13% CO + воздух + 1% H₂O, имеющая начальную температуру $T_0 = 360$ К и температуру горения $T_a = 1645$ К, соответствует безразмерным параметрам $E = 33$ и $q = 5$, использованным в численных расчетах. Переходя в кинетическом законе от относительной молярной концентрации CO к массовой концентрации и заменяя степенную функцию температуры экспоненциальной при опорной температуре T_a [16], по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого для нормальной скорости пламени найдем $u_n = 3,44$ см/с, $u_b = 15,7$ см/с. Используя теплофизические данные для воздуха [21], определим, в частности, кинематическую вязкость $\eta/\rho_0 = 0,77$ см²/с. Отметим, что модели-

рование по числу Маха необязательно, поскольку, как видно из подробного исследования влияния этого критерия на решение, проведенного в [22], в данном диапазоне параметров оно не оказывает заметного воздействия.

Численные расчеты для случая зажигания сверху дали критические условия: $Fr = 1$, $Re = 50 \div 300$, что для рассматриваемой смеси отвечает ширине канала $L = 2,5 \div 15$ см, причем погасание для $L = 2,5$ см происходит при $g > 99,8$ см/с² = $0,1g_0$, а для $L = 15$ см при $g > 16,6$ см/с² = $1,7 \cdot 10^{-2} g_0$, где $g_0 = 9,8 \cdot 10^2$ см/с². Таким образом, для нормальной величины ускорения свободного падения при зажигании сверху смесь погаснет.

При зажигании снизу критические условия отвечают $Re = 40 \div 70$, $Fr^{-1} = 20 \div 65$. Эти величины соответствуют ширине канала $L = 2 \div 3,5$ см. Погасание для $L = 2$ см произойдет при $g > 2,5g_0$, а для $L = 3,5$ см при $g > 4,7g_0$. Таким образом, при зажигании снизу, для того чтобы погасить данную смесь, необходимо создать перегрузку по сравнению с условиями земного тяготения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Вьен А. В. Верхний предел распространения пламени по давлению в ограниченном объеме // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
2. Бабкин В. С., Вьен А. В. Конвективный предел распространения пламени в ограниченном объеме // ФГВ.— 1976.— № 2.
3. Бабкин В. С., Бадалян А. М., Никулин В. В. Влияние гравитационной конвекции на пределы распространения пламени // Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977.
4. Штессель Э. А. О влиянии естественной конвекции на пределы распространения пламени // ФГВ.— 1979.— № 3.
5. Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А., Баратов А. И. и др. Влияние ускорения на пределы распространения однородных газовых пламен // ФГВ.— 1981.— № 1.
6. Бабкин В. С., Замащиков В. В., Бадалян А. М. и др. Влияние диаметров трубы на пределы распространения однородных газовых пламен // ФГВ.— 1982.— № 2.
7. Грановский Э. А., Гололобов И. М. Исследование нестационарных явлений при распространении пламени в газах, образующих сажу // ДАН СССР.— 1981.— Т. 260, № 5.
8. Абруков С. А., Самсонов В. П. Закономерности конвективного вихреобразования за фронтом пламени при его распространении в трубе // ПМТФ.— 1985.— № 6.
9. Strehlow R. A., Noe K. A., Wherley B. L. The effect of gravity on premixed flame propagation and extinction in a vertical standard flammability tube // 21st Symp. (Int.) on combustion, München, Aug. 1986.— Pittsburgh, 1988.
10. Levy A. An optical study of flammability limits // Proc. Roy. Soc. London.— 1965.— V. A283, N 1392.
11. Ловачев Л. А. Теория пределов распространения пламени в газах // ДАН СССР.— 1970.— Т. 193, № 3.
12. Buckmaster J., Mikolaitis D. A flammability-limit model for upward propagation through lean methane/air mixtures in a standard flammability tube // Comb. Flame.— 1982.— V. 45, N 2.
13. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
14. Штессель Э. А., Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А., Баратов А. И. Влияние свободно-конвективных течений на распространение и гашение пламени в медленно горящих газовых смесях // Хим. физика.— 1986.— Т. 5, № 1.
15. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Пределы распространения пламени в замкнутом канале // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы IX Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1989.
16. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
17. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // ИФЖ.— 1980.— Т. 38, № 3.
18. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Распространение пламени в закрытом канале // ФГВ.— 1987.— № 3.
19. Davies R. M., Taylor G. I. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes // Proc. Roy. Soc. London.— 1950.— V. A200.— P. 375.
20. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
21. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Физматгиз, 1963.

22. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Численный метод исследования процессов медленного горения газов // Математическое моделирование.— 1989.— Т. 1, № 6.
г. Москва

Поступила 23/V 1991 г.

УДК 533.6.011

В. Г. Щербак

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ДИССОЦИАЦИИ ПРИ ОТСУТСТВИИ РАВНОВЕСИЯ МЕЖДУ ПОСТУПАТЕЛЬНЫМИ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

В рамках модели одиотемпературной кинетики диссоциация двухатомных молекул происходит преимущественно с верхних колебательных уровней (в энергетическом интервале kT около предела диссоциации) на фоне уже установившегося равновесия между поступательными степенями свободы. Эта модель основывается на экспериментальном факте, что при низких температурах ($T \leq 8000$ К) время колебательной релаксации значительно меньше времени развития диссоциационного процесса.

Для условий планирующего спуска в атмосфере Земли диссоциация в ударном слое протекает на фоне еще не завершенной колебательной релаксации практически на всем теплонапряженном участке траектории [1]. Для вычисления константы диссоциации необходимо решение динамической задачи молекулярных столкновений с целью определения вероятности перехода с разных колебательных уровней и затем кинетической задачи для определения заселенностей [2]. Однако при достаточно физических предположениях (сечения столкновений не зависят от колебательного уровня сталкивающихся частиц и их относительной скорости, химические реакции не нарушают максвелловского распределения по скоростям, заселенность уровней квазибольцмановская) на основе принятой модели диссоциации можно получить поправку к равновесной константе диссоциации.

В литературе предложены различные модели диссоциации, используемые для интерпретации экспериментов в ударных трубах. В данной работе эти модели применяются для определения теплообмена при обтекании тел, движущихся вдоль планирующей траектории входа.

1. Постановка задачи. Рассмотрим стационарное обтекание осесимметричного тела потоком вязкого химически и термодинамически неравновесного газа. Будем исходить из модели тонкого вязкого ударного слоя. Эта модель является асимптотической формой уравнений Навье — Стокса при больших числах Маха, Рейнольдса и отношения плотностей за и до ударной волны, что характерно для основных теплонапряженных участков траекторий входа. В ней содержатся члены уравнений пограничного слоя и невязкого ударного слоя в гиперзвуковом приближении. В диапазоне высот $50 \leq H \leq 90$ км в окрестности линии торможения она дает практически те же результаты, что и параболизированные уравнения Навье — Стокса, являясь более простой и удобной при численных расчетах [3]. На линии торможения уравнения запишутся следующим образом (y — расстояние от тела):

$$\begin{aligned} \rho u + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0, \quad \rho Du = -2p_1 + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial p_1}{\partial y} = \rho u^2, \\ \rho c_p DT = Dp + \rho \sum_{k=M} c_k D e_k^* + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu c_p}{\text{Re}_\infty \sigma} \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\rho}{\text{Re}_\infty} \sum_{k=M} c_k D_k \frac{\partial e_k^*}{\partial y} \right) - \\ - \sum_{i=1}^N h_i w_i - \left(\sum_{i=1}^N c_{pi} I_i \right) \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{k=M} \left(w_k e_k^* + I_k \frac{\partial e_k^*}{\partial y} \right), \end{aligned}$$