

## ВЛИЯНИЕ СКОРОСТНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФАЗ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПОГАСАНИЕ ПЛАМЕНИ

УДК 536.46

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов, Дж. П. Робертс\*,  
Г. И. Сивашинский\*\*

Электрогорский НИЦ по безопасности атомных станций, Электрогорск;  
\* Факультет строительства и окружающей среды,  
Университет Центрального Ланкашира, Престон, Великобритания;  
\*\* Школа математики, Университет Тель-Авива, Израиль

*Рассмотрена задача о распространении пламени в присутствии инертных частиц. Математическая модель основана на уравнениях механики многофазных сред в двухтемпературном, двухскоростном приближении. Численные расчеты горения в присутствии дисперсной фазы в невесомости показали, что пламя не гаснет. При распространении пламени в поле силы тяжести, направленной навстречу падающим частицам, обнаружен новый эффект — погасание пламени. Показано, что срыв горения возникает из-за появления обратной связи между скоростью пламени и величиной теплопотерь. Найдены критические параметры для различных значений внешней массовой силы и размеров частиц.*

Особенность горения в присутствии инертной дисперсной фазы состоит в том, что часть тепла, выделяющегося в результате химической реакции, затрачивается на нагрев частиц. Теплоотвод из горящего газа в частицы пропорционален разности температур газа и частиц и уменьшается по мере прогрева частиц. Это обстоятельство приводит к ряду характерных особенностей поведения системы. В [1] на основе теплодиффузионной модели пламени проведен асимптотический анализ задачи о распространении волны горения в присутствии инертных частиц. Показано, что мелкие частицы действуют подобно инертному газу: скорость пламени монотонно уменьшается при увеличении концентрации частиц. Если же размер частиц превышает некоторый критический, возможно существование трех различных режимов скорости горения, причем промежуточный неустойчив. Исследование на устойчивость показало, что добавление инертных частиц способствует дестабилизации плоского фронта пламени. Близкая по постановке задача была решена в [2], но применительно к горению безгазовых систем.

Помимо влияния инертных частиц в [3] рассмотрено флегматизирующее действие испаряющихся капель. Методом сращиваемых асимптотических разложений была определена зависимость скорости распространения пламени от массовой доли и размера дисперсных включений. Как для капель, так и для частиц обнаружена область неединственности стационарных режимов горения, подобно [1, 2].

В [4] при помощи подхода Я. Б. Зельдовича рассчитаны пределы распространения пламени в псевдооживленном слое зернистого материала. Оказалось, что в отличие от условий гашения пламени в узких каналах (критическое число Пекле  $Pe \approx const$ ) условия гашения в псевдооживленном слое существенным образом зависят от концентрации частиц. Критическая скорость пламени при увеличении концентрации частиц способна изменяться

от  $U_a/\sqrt{\epsilon}$  до  $U_a/e$ , где  $U_a$  — адиабатическая скорость горения.

Аналитическое исследование флегматизирующего действия порошков на скорость распространения пламени в зависимости от массовой концентрации и размера частиц проведено в [5]. Используя метод модельного источника, авторы получили приближенное решение, которое качественно согласуется с экспериментальными данными. Впоследствии эта работа была дополнена численным исследованием нестационарного взаимодействия волны горения с пылевым облаком в диффузионно-тепловой постановке [6]. На основании обработки результатов численного счета найдены критические значения параметров дисперсного материала, обеспечивающие подавление очага зажигания.

Обзор теоретических результатов по исследованию пламен, распространяющихся в газовых смесях с инертными частицами, дается в [7]. Особое внимание обращается на описание влияния радиационного теплообмена, учитываются также эффекты загрузки газа частицами и температурной неравновесности фаз. Для стационарных плоских пламен автор показал наличие нескольких режимов распространения. На основе эволюционных уравнений проведен анализ переходов между устойчивыми режимами и обнаружен механизм, ведущий к релаксационным осцилляциям скорости горения. Рассматриваемая в [7] модель слабо искривленного стационарного пламени показала, что радиационный перенос приводит к нелокальному влиянию кривизны на скорость горения и тем самым на форму пламени. В работе получено нелинейное эволюционное уравнение для описания формы нестационарных слабо искривленных пламен.

К сожалению, экспериментальных работ, посвященных исследованию влияния инертных частиц на распространение пламени, выполнено немного. Здесь укажем лишь на интересный и важный результат, полученный в [8–10]. Установлено, что небольшое добавление порошка способно значительно увеличить скорость пламени, распространяющегося в трубе, причем этот факт наблюдался как в невесомости, так и в поле силы тяжести. В [10] такое поведение объясняется тем, что частицы турбулизуют исходную смесь, вследствие чего повышается скорость горения.

Необходимо отметить также работы по фильтрационному горению (например, обзор [11]), в которых детально проанализирована структура фронта, закономерности стационарного и квазистационарного горений при различных способах организации процесса сжигания, изучены пределы горения и нестационарные эффекты при распространении фронта реакции. Несмотря на то, что система в этом случае характеризуется гораздо большим объемным содержанием твердой фазы, подходы и результаты во многом сходны со случаем газового горения в присутствии дисперсной фазы, особенно когда рассматриваются крупные частицы.

Во всех указанных работах при теоретическом рассмотрении не учитывается различие в скоростях газа и частиц, т. е. исследуется режим полного увлечения частиц газовым потоком. Между тем, скоростная неравновесность должна заметно проявляться для достаточно крупных частиц, особенно в поле силы тяжести, когда поднимающееся вверх пламя движется навстречу падающим частицам. Как будет показано ниже, эффект скоростной неравновесности фаз существенно влияет на характер распространения и погасания пламени.

В данной работе для моделирования распространения газового пламени в присутствии инертных включений используются уравнения механики многофазных сред [12], учитывающие скоростную и температурную неравновесность фаз. Методом численного интегрирования определяются характеристики распространения волны горения и условия погасания

пламени. Показано, что существенное влияние на характер теплоотвода из зоны горения оказывает скоростная неравновесность фаз.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим распространение пламени в плоском закрытом канале в присутствии твердых инертных частиц. Изучаются системы с малым объемным содержанием дисперсной фазы. Не учитываются процессы дробления, испарения частиц и их столкновения друг с другом.

Горение инициируется горячими продуктами сгорания, заполняющими небольшую область, которая примыкает к центру 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.

В безразмерных переменных система уравнений, описывающая движение реагирующего газа с учетом межфазового взаимодействия, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_1 \cdot \vec{U}_1 &= 0, \quad p = \rho_1 \Theta_1, \\ \frac{\partial \vec{U}_1}{\partial t} + (\vec{U}_1 \cdot \nabla) \vec{U}_1 &= -\frac{1}{\gamma M^2 \rho_1} \cdot \nabla p + \frac{1}{\operatorname{Re} \cdot \rho_1} \left( \Delta \vec{U}_1 + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{U}_1) \right) + \operatorname{Fr}^{-1} \cdot \vec{j} - \vec{f}, \\ \frac{\partial \Theta_1}{\partial t} + (\vec{U}_1 \cdot \nabla) \Theta_1 &= \frac{\gamma}{\rho_1 \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta \Theta_1 - (\gamma - 1) \Theta_1 \operatorname{div} \vec{U}_1 + Q \operatorname{Da} \cdot a \Phi(\Theta_1) - q, \\ \frac{\partial a}{\partial t} + (\vec{U}_1 \cdot \nabla) a &= \frac{\operatorname{Le}}{\rho_1 \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta a - \operatorname{Da} \cdot a \Phi(\Theta_1), \\ \Phi(\Theta_1) &= \exp[E(\Theta_a^{-1} - \Theta_1^{-1})], \quad \Delta \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2. \end{aligned}$$

Здесь  $t$  — время;  $x, y$  — декартовы координаты;  $p, \rho_1, \Theta_1, a$  — давление, плотность, температура газа и концентрация реагента;  $\vec{U}_1(u_1, v_1)$  — скорость газа;  $\vec{j}$  — единичный вектор, совпадающий с направлением силы тяжести;  $\vec{f}$  — сила межфазового взаимодействия;  $q$  — интенсивность межфазового теплообмена.

В качестве масштабов длины, скорости, времени, температуры, концентрации реагента и давления выбраны соответственно ширина канала  $L$ ; скорость распространения пламени, образовавшегося около твердой стенки,  $U_b$ , которая определяется по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [13]; время  $L/U_b$ ; начальная температура холодного газа  $T_0$  и концентрация недостающего реагента в исходной смеси  $a_0$ ; начальное давление у нижней стенки  $p_0$ . Масштаб плотности выражается через  $p_0$  и  $T_0$  из уравнения состояния газа:  $\rho_0 = p_0 / RT_0$ , где  $R$  — газовая постоянная.

Безразмерные комплексы имеют следующий вид:  $M_2 = U_b^2 / \gamma RT_0$  — квадрат числа Маха ( $\gamma = c_p / c_v$  — показатель адиабаты),  $\operatorname{Fr} = U_b^2 / gL$  — число Фруда ( $g$  — ускорение силы тяжести),  $\operatorname{Re} = LU_b \rho_0 / \eta$ ,  $\operatorname{Pr} = c_p \eta / \lambda$ ,  $\operatorname{Le} = \rho_0 c_p D / \lambda$  — числа Рейнольдса, Прандтля, Льюиса ( $\eta, \lambda, D$  — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, диффузии; величины  $\eta, \lambda$  и  $\rho D$  считаются постоянными);  $E = E_0 / R_0 T_0$ ,  $Q = Q_0 a_0 / c_v T_0$  ( $E_0$  и  $Q_0$  — энергия активации и тепловой эффект химической реакции);  $\Theta_a = 1 + Q / \gamma$  — безразмер-

ная адиабатическая температура сгорания;  $Da = (L/U_b)K_0 \exp(-E/\Theta_a) = Re Pr E^2(\Theta_a - 1)^2/2\Theta_a^5$  — число Дамкеллера ( $K_0$  — предэкспонент химической реакции), при данном обезразмеривании число Дамкеллера не является независимым параметром и выражается через введенные параметры.

Межфазовое взаимодействие описывается соотношениями

$$\vec{f} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\delta} C_d(Re_p)\rho_2 |\vec{U}_1 - \vec{U}_2| (\vec{U}_1 - \vec{U}_2), \quad C_d = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,158 Re_p^{2/3}),$$

$$Re_p = Re_p^0 \rho_1 |\vec{U}_1 - \vec{U}_2|, \quad q = \frac{6\gamma\varepsilon}{Pr^0 Re_p^0} Nu(Re_p, Pr) \frac{\rho_2}{\rho_1} (\Theta_1 - \Theta_2), \quad Nu = 1 + 0,6 Pr^{1/3} Re_p^{1/2}.$$

Здесь  $C_d$  — коэффициент сопротивления частицы;  $\rho_2$ ,  $\vec{U}_2$ ,  $\Theta_2$  — средняя плотность, скорость и температура дисперсной фазы;  $\varepsilon = \rho_0/\rho_2^0$  — отношение плотности холодного газа к истинной плотности частиц;  $\delta = d/L$  — отношение диаметра частицы к ширине канала (рассматриваются моодисперсные сферические частицы);  $Nu$  — число Нуссельта, характеризующее теплообмен частицы с окружающим ее газом;  $Re_p$  — мгновенное значение числа Рейнольдса частицы;  $Re_p^0 = dU_b\rho_0/\eta$  — число Рейнольдса частицы, построенное по характерной скорости пламени и диаметру частицы.

На твердых границах для скорости газа задаются условия прилипания. Стенки считаются теплоизолированными и непроницаемыми для реагента. Полагаем, что при взаимодействии частиц со стенками происходит абсолютно упругое отражение. В начальный момент для возбуждения волны горения в покоящемся газе задается горячий очаг:

$$t = 0: \quad \Theta_1 = 1 + (\Theta_a - 1) \exp(r_x^2/r_y^2), \quad a_1 = 1 - (\Theta_1 - 1)/(\Theta_a - 1), \quad \Theta_2 = \Theta_1,$$

$r_x, r_y$  — начальные размеры очага.

В начальный момент инертные твердые частицы равномерно распределяются по объему, а их начальная скорость задается равной установившейся скорости падения одиночной частицы, вычисленной в стоксовом приближении по формуле, которая в введенных безразмерных переменных имеет вид

$$W_p = \frac{Re Fr^{-1} \delta^2}{18\varepsilon}.$$

Рассматривались два случая: горение в невесомости и распространение пламени в поле силы тяжести, направленном снизу вверх навстречу падающим частицам.

В первом случае массовое содержание частиц характеризует параметр  $M_{21} = n_0 \rho_2^0 \pi d^3 / 6 \rho_0$  — отношение массы частиц и газа в начальный момент, где  $n_0$  — начальная счетная концентрация частиц.

При наличии силы тяжести на верхней торцевой стенке вертикального канала дополнительно задавался источник, генерирующий частицы. Это сделано для того, чтобы дисперсные включения постоянно присутствовали перед движущимся вверх фронтом пламени. Мощность источника полагалась постоянной во времени и равной  $N_*$  частицам в единицу времени. Частицы, вышедшие из источника, имели температуру, равную температуре холодного газа, и нулевую начальную скорость, ускоряясь в поле силы тяжести. Считается, что при достижении нижней границы частицы испытывают абсолютно неупругое взаимодействие и в дальнейшем не рассматриваются. Относительное массовое содержание дисперсной фазы в канале удобно характеризовать параметром  $M_{21}^g = N_* \rho_2^0 \pi d^3 \cdot \tau_p / 6 \rho_0 L H$ , где  $\tau_p$  — время падения частицы, движущейся со скоростью  $W_p$  в канале высотой  $H$ . От-

метим, что параметр  $M_{21}^g$  только приближенно описывает соотношение масс дисперсной и газовой фаз, поскольку реальная скорость падения частиц отличается от  $W_p$ . Но специально проведенные расчеты показали, что величина  $M_{21}^g$  в рассматриваемом в данной задаче диапазоне параметров (см. ниже) с хорошей точностью характеризует реальное массовое содержание частиц в канале.

Описание движения дисперсной фазы проводится на основе лагранжева подхода, при котором прослеживается траектория каждой отдельной совокупности частиц (одной макрочастицы) [14]. Уравнения эволюции макрочастиц имеют вид:

$$\frac{d\vec{r}_k}{dt} = \vec{V}_k, \quad \frac{d\vec{V}_k}{dt} = \text{Fr}^{-1}\vec{j} + \vec{f}_1, \quad \frac{d\Theta_k}{dt} = q_1, \quad \vec{f}_1 = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\delta} C_d(\text{Re}_p) \rho_1 |\vec{U}_1 - \vec{V}_k| (\vec{U}_1 - \vec{V}_k),$$

$$q = \frac{6\gamma\gamma_1\varepsilon}{\text{Pr}\delta\text{Re}_p^0} \text{Nu}(\text{Re}_p, \text{Pr}) \cdot (\Theta_1 - \Theta_k), \quad \text{Re}_p = \text{Re}_p^0 \rho_1 |\vec{U}_1 - \vec{V}_k|,$$

где  $\vec{r}_k$ ,  $\vec{V}_k$ ,  $\Theta_k$  — радиус-вектор, скорость и температура  $k$ -й макрочастицы;  $\gamma_1$  — отношение теплоемкостей газа при постоянном объеме и частиц.

Уравнение газовой фазы интегрировались численно конечно-разностным методом [15], уравнения дисперсной фазы — методом Эйлера [14]. 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,  $\approx 4-5$ . В случае невесомости число макрочастиц  $N = 3200$ . При наличии силы тяжести задавалось  $L_p = 10$  совокупностей частиц на верхней стенке, а установившееся число макрочастиц составляло 3200–6100 в зависимости от внешней силы и мощности источника. В расчетах использовались следующие значения параметров:  $\gamma = 1,4$ ,  $\text{Re} = 50, 100$ ,  $\text{Pr} = \text{Le} = 1$ ,  $\text{Fr}^{-1} = 0 \div 10$ ,  $Q = 5$ ,  $E = 33$ ,  $H = 4$  ( $\text{Da} = 180 \div 350$ ),  $r_x = r_y = 0,2$ ,  $\delta = 0,005 \div 0,05$ ,  $\varepsilon = 10^{-3}$ ,  $\gamma_1 = 1$ . Эти величины соответствуют, например, горению метановоздушной смеси, содержащей 4,1%  $\text{CH}_4$ , в канале  $L = 1$  см при атмосферном давлении и начальной температуре  $T_0 = 610$  К, при этом размеры частиц составляют 50–500 мкм. В работе использовалось завышенное по сравнению с реальным значение числа Маха  $M = 0,1$ . Как показано в [16], где исследовалось влияние числа Маха на распространение пламени, это допустимо в данном диапазоне параметров.

## ГОРЕНИЕ В НЕВЕСОМОСТИ

Основным фактором, влияющим на характер распространения пламени, является тепловое взаимодействие газовой и дисперсной фаз. Поступающие во фронт пламени холодные частицы нагреваются, снижая, в свою очередь, температуру горения, от величины которой сильно зависит скорость распространения пламени. Как показано в [1–3], теплотери, вызванные наличием частиц в зоне горения, не приводят к срыву пламени. При увеличении концентрации частиц скорость пламени уменьшается, причем в зависимости от размера частиц может быть плавное уменьшение либо скачкообразный переход с быстрого на медленный режим распространения. Такое поведение отличается от погасания газового пламени в узких трубках, где снижение скорости пламени возможно только до определенного предела, а потом происходит срыв горения (скорость падает до нуля только в модели с бесконечно узкой зоной реакции). Указанное различие объясняется отсутствием обратной связи между теплотерями в частице и скоростью распространения пламени.

Действительно, теплоотвод из зоны горения в частицы снижает скорость пламени, но это снижение не увеличивает теплотеря, а наоборот уменьшает их, поскольку при меньшей скорости пламени частицы в предпламенной зоне подогрева больше прогреваются и разность температур газовой и дисперсной фаз, определяющая потери тепла, уменьшается.

Проведенные численные расчеты подтвердили отсутствие погасания пламени при наличии частиц. С увеличением их массовой доли вплоть до  $M_{21} = 3$  скорость пламени уменьшалась, и хотя она достигала весьма небольших значений ( $U < 0,1$ ), горение не прекращалось. В рассматриваемой модели, в отличие от [1-3], помимо температурной учитывается также и скоростная неравновесность фаз, но этот фактор при малых скоростях горения не имеет значения. Поэтому выше при объяснении причин отсутствия срыва горения упоминалась только температурная неравновесность.

Результаты серии расчетов по изучению зависимости скорости пламени от массовой доли частиц  $M_{21}$  и параметра  $\delta$ , характеризующего размер частиц, представлены на рис. 1. Данные численного счета показаны сплошными линиями. Нормальная скорость горения  $U_n$  в расчетах определялась по уравнению

$$\rho_1 U_n l_f = Da \int_0^H \int_0^L \rho_1 a \Phi(\Theta_1) dx dy.$$

Здесь  $l_f$  — длина фронта пламени, которая определялась по изолинии  $a = 0,5$ . Величина  $U_n$ , осредненная по времени, вычислялась на каждом временном слое и после того, как пламя проходило весь канал.

Как видно из представленных данных, увеличение массовой доли частиц приводит к уменьшению скорости пламени, причем чем меньше размер частиц (параметр  $\delta$ ) и соответственно больше поверхность теплообмена между газом и частицами, тем существеннее это уменьшение.

В работе [3] в одномерном приближении методом сращиваемых асимптотических разложений найдено выражение для определения нормальной скорости пламени в среде с инертными частицами, которое имеет вид

$$\ln U_n^2 = -\alpha_1 \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + (\alpha_2/U_n^2))^2} \right\}.$$

Здесь  $\alpha_1, \alpha_2$  — параметры, характеризующие массовое содержание и размер частиц соответственно. В принятых обозначениях

$$\alpha_1 = E \frac{\Theta_a - 1}{\Theta_a^2} \left[ 1 - \frac{1}{1 + M_{21}} \right], \quad \alpha_2 = 12\varepsilon \left[ \frac{\Theta_a}{\delta Re Pr} \right]^2.$$

Значения, полученные по аналитической формуле, также нанесены на рис. 1. Наиболее значительные отклонения наблюдаются для крупных частиц ( $\delta \geq 0,02$ ), что связано со значительной скоростной неравновесностью фаз, которая не учитывалась в [3]. В целом качественное поведение кривых совпадает.

Тепловая структура пламени при различных значениях параметра  $\delta$ , но одном и том же  $M_{21}$  показана на рис. 2. Силовое взаимодействие фаз оказывает заметное влияние на скорость продвижения пламени. Мелкие частицы ( $\delta = 0,005$ ), обладающие большой межфазной поверхностью, увлекаются течением газа, которое генерирует пламя, а крупные частицы ( $\delta = 0,05$ ) остаются практически неподвижными. Положение частиц характери-

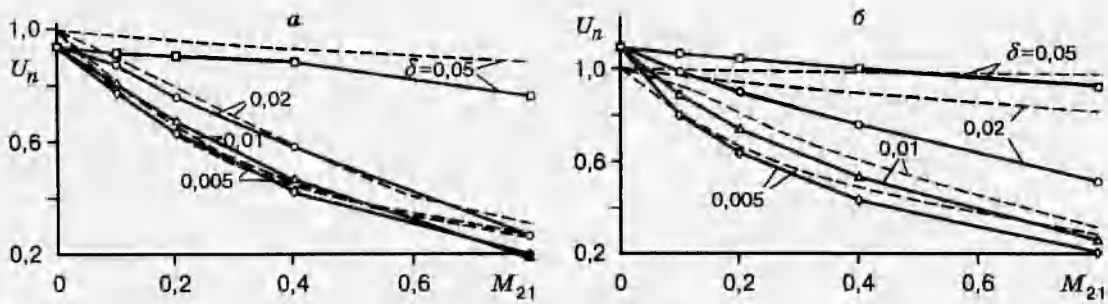


Рис. 1. Зависимость нормальной скорости горения  $U_n$  от массовой доли частиц  $M_{21}$  при различных значениях параметра  $\delta$ :

сплошные линии — результаты численного счета, штриховые — результаты, полученные из аналитической формулы [3];  $Re = 50$  (а) и  $100$  (б)

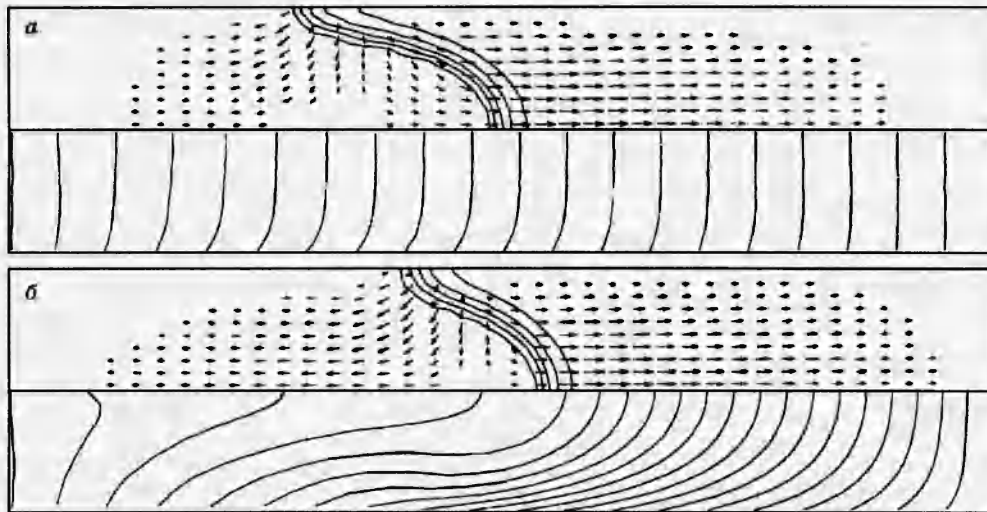


Рис. 2. Структура пламени при различных размерах частиц:

$M_{21} = 0,2$ ; а —  $\delta = 0,05$  ( $t = 1,4$ ,  $T_{\max} = 4,13$ ,  $T_{\min} = 1,75$ ,  $V_{\max} = 0,9$ ), б —  $\delta = 0,005$  ( $t = 3,0$ ,  $T_{\max} = 4,04$ ,  $T_{\min} = 1,74$ ,  $V_{\max} = 0,4$ ). В верхней половине изображены изотермы и поле скорости газа, в нижней — линии, характеризующие положение частиц

зуются следующим образом: в начальный момент выделяются несколько цепочек частиц, расположенных параллельно торцевым стенкам канала (эволюция цепочек прослеживается в дальнейшем). Очевидно, что в первом случае (см. рис. 2,а) скорость газа будет меньше и соответственно меньше скорость перемещения фронта, которая складывается из нормальной скорости и скорости газа. Из рис. 2 видно, что при  $\delta = 0,05$  пламя прошло примерно половину канала за время  $t = 1,4$ , а в случае  $\delta = 0,005$  — лишь за  $t = 3$ .

С увеличением массовой доли дисперсной фазы при одинаковом размере частиц понижается температура горения, вследствие чего уменьшается скорость пламени, а фронт становится шире.

Таким образом, проведенные численные расчеты показали, что аналитическая формула для нормальной скорости, полученная в односкоростном приближении, как и следовало ожидать, хорошо работает в случае мелких частиц ( $\delta \leq 0,01$ ). Для крупных частиц, когда

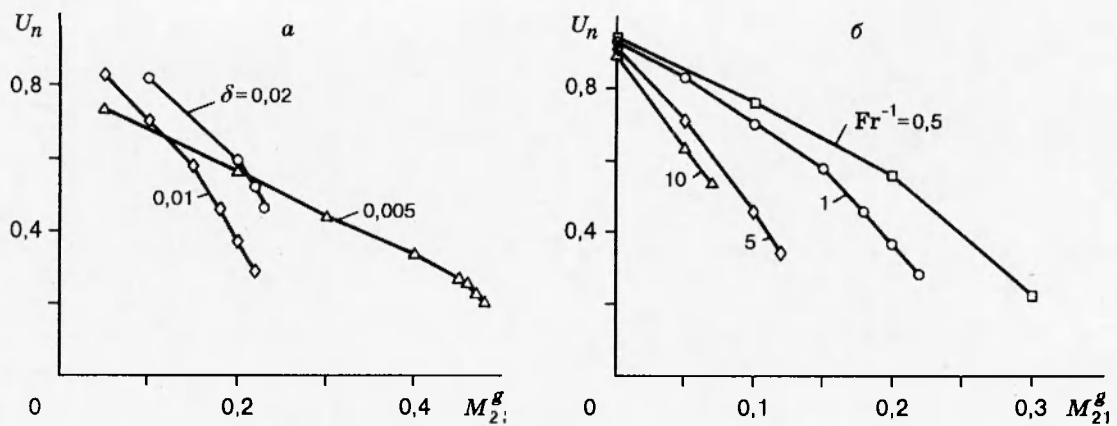


Рис. 3. Зависимость нормальной скорости горения  $U_n$  от массовой доли частиц  $M_{21}^g$  для  $Re = 50$ :

*a* — при различных значениях параметра  $\delta$  ( $Fr^{-1} = 1$ ), *b* — при различных значениях внешней массовой силы ( $\delta = 0,01$ )

заметна скоростная неравновесность фаз, скорость горения существенно отличается от теоретической. Сильное межфазное трение (для частиц с  $\delta \leq 0,01$ ) при достаточно больших загрузках частиц ( $M_{21}^g \geq 0,2$ ) ослабляет движение газа и тем самым уменьшает скорость перемещения фронта. Этот эффект также не учитывался в аналитических исследованиях. Срыв горения в данном диапазоне параметров не наблюдался, что соответствует результатам [1–3].

### ГОРЕНИЕ В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Рассмотрим влияние инертных частиц на закономерности распространения пламени в вертикальном канале в поле внешней массовой силы. В этом случае, как описано в постановке задачи, пламя зажигается внизу и движется вверх навстречу падающим с верхней торцевой стенки частицам. Численные расчеты проведены при следующих параметрах:  $Re = 50, 100$ ,  $Fr^{-1} = 0,5 \div 10$ ,  $\delta = 0,003 \div 0,2$ ,  $M_{21}^g = 0,01 \div 0,05$  (остальные параметры не менялись по сравнению с предыдущим разделом).

Как и в случае невесомости, основное влияние частиц на пламя связано с их тепловым воздействием. Поступающие во фронт холодные частицы снижают температуру горения и соответственно скорость распространения пламени. На рис. 3. представлена зависимость нормальной скорости  $U_n$  от массовой доли дисперсной фазы  $M_{21}^g$  для различных размеров частиц и величины внешней массовой силы, характеризуемой числом Фруда. Принципиальное отличие от рассмотренного ранее горения в невесомости — существование в данном случае предела горения: при некоторых критических параметрах происходит срыв пламени. Действительно, приведенные на рис. 3 зависимости скорости пламени резко обрываются при увеличении  $M_{21}^g$  на малую величину, порядка 0,01 (пламя гаснет). Критические значения  $M_{21}^g$  и нормальной скорости на пределе для различных величин внешней массовой силы ( $Fr^{-1}$ ) и размера частиц ( $\delta$ ) показаны на рис. 4.

Ситуация, когда частицы под действием внешней силы падают сквозь фронт пламени, существенно отличается от случая невесомости. Это связано со следующими об-





Рис. 4. Критические условия горения при различных значениях внешней массовой силы и размеров частиц: а —  $Re = 50$ ,  $\delta = 0,01$ ; б —  $Re = 50$ ,  $Fr^{-1} = 10$ ; в —  $Re = 50$ ,  $Fr^{-1} = 1$

стоятельствами. Скорость движения частиц практически не зависит от течения газа, а определяется внешней массовой силой. Поэтому существует обратная связь между нормальной скоростью горения и величиной теплопотерь. Действительно, частицы, проходя сквозь пламя, забирают некоторое количество тепла из реакционной зоны, что приводит к понижению температуры горения и соответственно скорости пламени. Из-за этого уменьшения скорости распространения фронта частицы дольше находятся в зоне горения и успевают забрать большее количество тепла, что приводит к дальнейшему уменьшению скорости пламени. Такая обратная связь объясняется тем, что скорость частиц не зависит от скорости газа и в системе координат, связанной с пламенем, частицы обгоняют фронт пламени. В этом принципиальное отличие от случая невесомости, когда обратная связь между скоростью пламени и величиной теплопотерь отсутствует.

Критические параметры (для  $Re = 100$ ) при различных величинах внешней массовой силы показаны на рис. 5. Качественное поведение зависимостей сходно со случаем  $Re = 50$ , но из-за ослабления межфазного взаимодействия при  $Re = 100$  (меньше вязкость и теплопроводность) количество частиц, необходимое для погасания пламени, увеличивается.

При уменьшении скорости оседания инертных частиц обратная связь между скоростью горения и величиной теплопотерь, как следует из приведенных выше рассуждений, должна ослабляться. Скорость частиц может падать, например, из-за уменьшения внешней массовой силы и увеличения межфазного трения вследствие уменьшения размера частиц.

Таким образом, увеличение критического значения  $M_{21}^g$  (см. рис. 4, 5) при уменьшении  $Fr^{-1}$  и  $\delta$  объясняется снижением скоростных неравновесностей газа и частиц и соответствующим ослаблением обратной связи между скоростью пламени и теплопотерями.

Определим, при каких размерах инертных частиц возможно их полное увлечение движущимся газом. Для этого необходимо, чтобы скорость витания частиц  $W_p$  была много

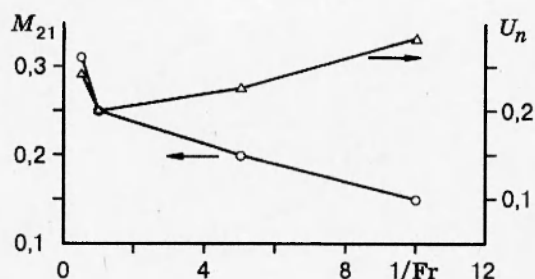


Рис. 5. Влияние внешней массовой силы на критические условия горения при  $Re = 100$ ,  $\delta = 0,01$

меньше скорости газа (которую можно оценить как  $Fr^{-1/2}$ ):

$$W_p \ll Fr^{-1/2}, \quad \delta^2 \ll \frac{18\varepsilon}{ReFr^{-1/2}}.$$

Для  $\varepsilon = 0,001$ ,  $Re = 100$ ,  $Fr^{-1} = 10$  получим  $\delta \ll 7 \cdot 10^{-3}$ .

Таким образом, полное увлечение возможно лишь для весьма мелких частиц ( $\delta = 10^{-5} \div 10^{-4}$ , в размерном виде это дает  $d \approx 1$  мкм при ширине канала в несколько сантиметров). Для частиц диаметром  $\approx 100$  мкм практически всегда будет иметь место скоростная неравновесность фаз, приводящая к гашению пламени.

Картина погасания пламени представлена на рис. 6. Видно, что сначала прекращается горение в центральной (ведущей) части фронта и только позднее — на поверхностях пламени. Это объясняется тем, что частицы вблизи стенок проходят через более протяженную область горячего газа и успевают нагреться, поэтому теплотери здесь меньше, чем в передней зоне, где частицы холоднее. Ясно, что для гашения такого вытянутого вдоль оси канала фронта пламени необходима большая масса дисперсной фазы, чем это следует из одномерной теории.

## ВЫВОДЫ

Методом численного интегрирования решена задача о распространении пламени в присутствии инертных частиц. Математическая модель основана на уравнениях механики многофазных сред в двухтемпературном, двухскоростном приближении. Уравнения для дисперсной фазы интегрируются при помощи лагранжева подхода.

Численные расчеты распространения пламени в присутствии инертных частиц в невесомости показали, что аналитические формулы для нормальной скорости, полученные в односкоростном приближении, как и следовало ожидать, хорошо работают лишь для мелких частиц. Для крупных частиц, когда существенна скоростная неравновесность фаз, скорость горения отличается от теоретической.

Найдено также, что при большом содержании дисперсной фазы мелкие частицы заметно подавляют движение газа, в результате чего уменьшается скорость перемещения фронта горения.

В соответствии с теоретическими представлениями срыва горения в невесомости в расчетах не наблюдалось.

При распространении пламени в поле силы тяжести, направленной навстречу падающим частицам, обнаружен новый эффект — погасание пламени. Показано, что срыв горения возникает из-за появления обратной связи между скоростью пламени и величиной

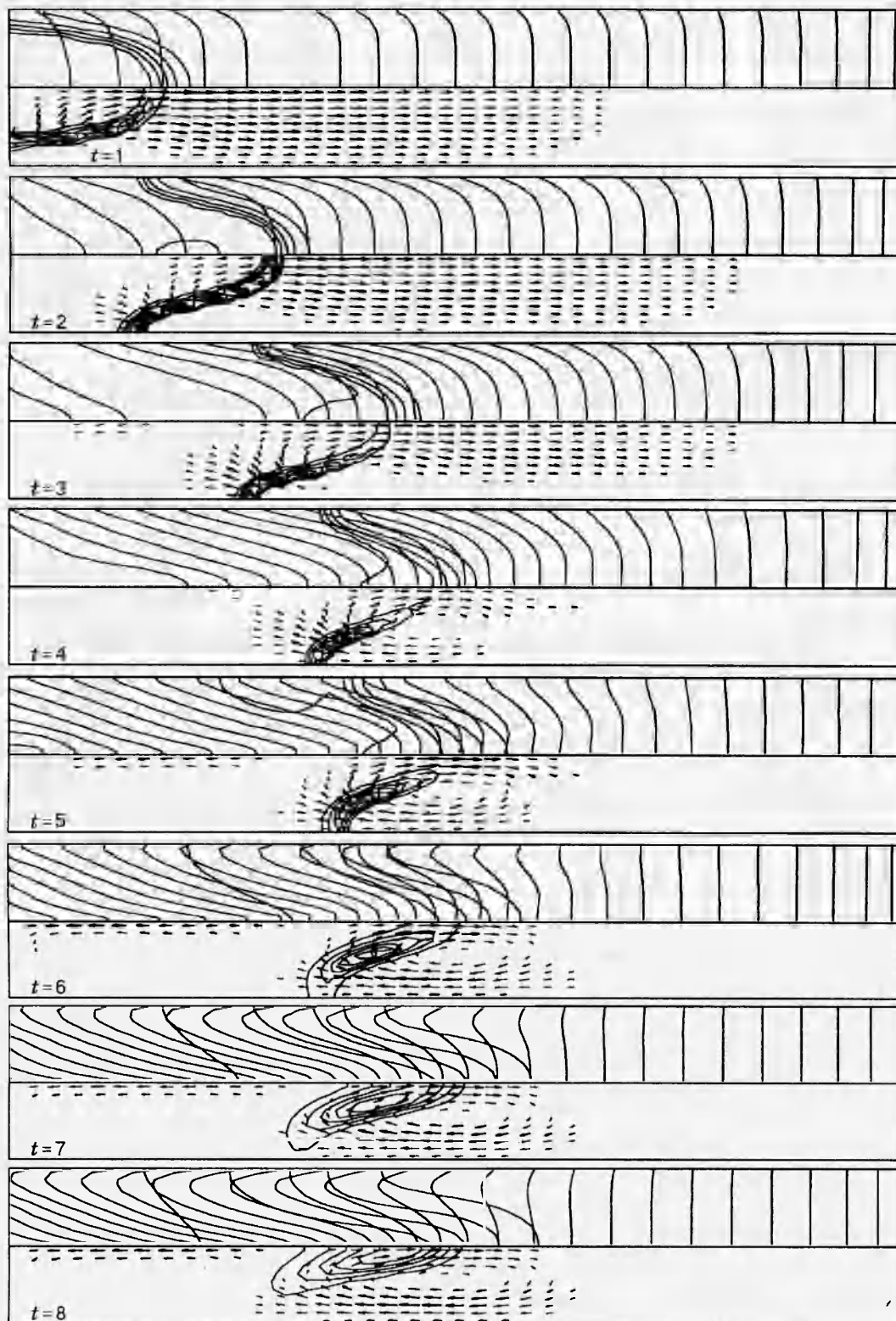


Рис. 6. Погасание пламени при  $Re = 100$ ,  $Fr^{-1} = 1$ ,  $M_{21}^g = 0,26$ ,  $\delta = 0,01$ :  
 на рисунке (сверху вниз) значения  $T_{max}$ ,  $\Theta_{max}$ ,  $V_{max}$ : 3,52, 6,6, 0,5; 3,44, 5,8, 0,6; 3,5 6,2, 0,4;  
 3,29, 3,7, 0,3; 3,22, 1,6, 0,2; 3,17, 0,6, 0,2; 3,08, 0,3, 0,2; 2,98, 0,2, 0,2 соответственно

теплопотерь.

Численными расчетами найдены критические параметры для различных значений внешней массовой силы и размеров частиц.

Авторы выражают благодарность за поддержку, оказанную Отделом энергетики США (грант DE-FG02-88ER 13822), Национальным фондом науки США (грант CTS-9213414), Научным советом по технике и физическим исследованиям (Англия, проект GR/J85035) и Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 95-03-09246а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Joulin G.** Asymptotic analysis of nonadiabatic flames: heat losses towards small inert particles // 18th Symp. (Int.) on Combustion, Canada. Combustion Institute, 1980. P. 1395-1404.
2. **Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г.** Новый тип неединственности стационарных режимов распространения волны горения // Докл. АН СССР. 1981. Т. 256, № 4. С. 897-900.
3. **Mitani T.** A flame inhibition theory by inert dust and spray // Combust. Flame. 1981. V. 43, N 3. P. 243-253.
4. **Грановский Э. А., Махлин В. А., Водяник В. И.** Пределы распространения пламени в псевдооживленном слое зернистого материала // Теор. основы хим. технол. 1984. Т. 18, № 5. С. 688-690.
5. **Губин Е. И., Дик И. Г.** Распространение пламени в запыленном газе // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 25-30.
6. **Дик И. Г., Губин Е. И., Крайнов А. Ю.** Нестационарное взаимодействие волны горения с пылевым облаком // Инж.-физ. журн. 1988. Т. 55, № 2. С. 236-243.
7. **Joulin G.** Radiative transfer in unsteady, weakly curved, particle-laden flames // Mathematical Modeling in Combustion and Related Topics / С.-М. Brauner and С. Schmidt-Laine (eds). Martinus Nijhoff Publishers, 1988. P. 103-130.
8. **Bulewicz E. M., Kucnerowicz-Polak B. J., Wilczkowski S., Goral P.** A comparative study of the effect of extinguishant powders on flame propagation in a vertical duct and on deflagration in an explosion chamber // Arch. Combust. 1987. V. 7, N 1-2. P. 99-109.
9. **Bulewicz E. M., Kucnerowicz-Polak B. J.** The action of sodium bicarbonate and of silica powder on upward propagating flame in a vertical duct // Combust. Flame. 1987. V. 70, N 2. P. 127-135.
10. **Jarosinski J., Klemens R., Wolanski P.** Investigation of the inert particles influence on gaseous flame structure near the lower flammability limit // First Int. Colloquium on Explosibility of Industrial Dusts: Book of papers. Poland, 1984. P. 30-38.
11. **Алдушин А. П., Сеплярский Б. С.** Теория фильтрационного горения пористых металлических образцов. Черноголовка, 1977. (Препр. // ОИХФ АН СССР).
12. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. Ч. I, II. М.: Наука, 1987.
13. **Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе.** М.: Наука, 1980.
14. **Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Соболева Е. Б.** Расчет течений газовой смеси в замкнутых объемах // Кинетика и горение: Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка, 1986. С. 20-22.

15. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследований нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // Инж.-физ. журн. 1980. Т. 38, № 3. С. 528–535.
16. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Численный метод исследования процессов медленного горения газов // Мат. моделирование. 1989. Т. 1, № 6. С. 146–157.

*Поступила в редакцию 14/III 1995 г.*

---