

## О ПРЕДЕЛАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО ЗАПЫЛЕННОМУ ГАЗУ

УДК 536.46:614.834

А. Ю. Крайнов, В. А. Шаурман

Томский государственный университет, 634050 Томск

*Рассмотрена задача о пределах распространения пламени по газу, запыленному инертными частицами, при наличии внешнего теплоотвода. Математическая модель основана на нестационарной теплодиффузионной двухтемпературной модели горения газа в присутствии инертных частиц. Задача решалась методом установления. Проведено параметрическое исследование, найдены критические значения параметра, характеризующего внешний теплоотвод. Определена область параметров дисперсной фазы, при которой двухтемпературность среды незначительна, и для этого случая получена аналитическая оценка критических параметров на срыве горения. На срыве горения скорость нормального распространения пламени в запыленном газе уменьшается в  $\sqrt{\epsilon}$  раз по сравнению со скоростью распространения пламени в запыленном газе в адiabатических условиях.*

Порошковые составы различных модификаций нашли применение в качестве средств пожаротушения и огнепреграждения [1–4]. Экспериментальное исследование эффективности применения порошковых составов в качестве огнепреградителей показало ее сильную зависимость от дисперсности порошка и массовой концентрации [2, 3]. Теоретическое моделирование распространения пламени по запыленному инертными [5, 6] или терморазлагающимися [7] частицами горючему газу позволило определить основные параметры дисперсной фазы, наиболее существенно влияющие на уменьшение скорости распространения пламени, и определить вид и физический смысл константы в эмпирической формуле, приведенной в [3]. Однако в указанных работах не были определены критические параметры, обеспечивающие срыв распространения пламени. Причиной прекращения распространения пламени в газе является теплоотвод из зоны химического превращения в окружающую среду [8]. В настоящей работе исследуются пределы распространения пламени по запыленному инертными частицами горючему газу при наличии теплоотвода в окружающую среду. Используется математическая модель, являющаяся развитием моделей, представленных в [5, 6] и показавших качественное согласие теоретических результатов с опубликованными в [2–4] экспериментальными данными.

Пусть инертные частицы твердого вещества радиуса  $r_0$  равномерно распределены в газе со счетной концентрацией  $N$ . Несущая фаза — газ, в котором происходит химическая реакция с тепловым эффектом  $Q$ , скорость реакции зависит от температуры по закону Аррениуса. Между частицами и газом происходит теплообмен по закону Ньютона. Смесь находится в трубке, температура стенок которой поддерживается равной начальной. Теплообмен между газом и стенками трубки также моделируется законом Ньютона.

Уравнения, описывающие процессы в такой системе в одномерной постановке, имеют вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Qk_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - S_2 N \alpha (T - T_2) - \frac{\alpha_c}{r_t(T - T_2)}, \quad (1)$$

$$c_2 \rho_2 V_2 \frac{dT_2}{dt} = S_2 \alpha (T - T_2), \quad (2)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = D \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} - ak_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (3)$$

Граничные условия:

$$T(0, t) = T_{ad}; \quad \frac{\partial T(\infty, t)}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial a(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial a(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

Начальные условия:

$$T(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0; \quad a(x, 0) = a_0; \quad N(x) = N\eta(x - l). \quad (5)$$

Здесь  $t$  — время;  $x$  — координата;  $T$  — температура;  $a$  — концентрация;  $c$  — теплоемкость;  $\lambda$ ,  $D$ ,  $\alpha$  — коэффициенты теплопроводности, диффузии, теплообмена;  $S_2$ ,  $V_2$  — площадь поверхности и объем частицы;  $Q$ ,  $E$ ,  $k_0$  — теплота, энергия активации, предэкспонент химической реакции;  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $r_t$  — радиус трубки;  $\eta(x)$  — функция Хевисайда,  $\eta(x) = 0$  при  $x < 0$ ,  $\eta(x) = 1$  при  $x > 0$ ;  $T_{ad}$  — адиабатическая температура горения газа;  $l$  — координата начала области запыления. Индекс 2 соответствует параметрам дисперсной фазы, 0 — начальным условиям.

Система уравнений (1)–(5) записывалась в безразмерной форме, где в качестве характерных масштабов выбраны следующие величины:  $t_* = c\rho RT_{ad}^2 \exp(E/RT_{ad})/Qk_0 a_0 E$  — масштаб времени,  $x_* = \sqrt{t_* \lambda / c\rho}$  — масштаб расстояния,  $RT_{ad}^2/E$  — перепад температуры. Использование таких масштабов приводит к шести безразмерным параметрам:  $\beta = RT_{ad}/E$ ,  $\gamma = c\rho RT_{ad}^2/QE$ ,  $Le = D/(\lambda/c\rho)$ ,  $B = c_2 \rho_2 V_2 N/c\rho$ ,  $\varkappa = c_2 \rho_2 r_0/3\alpha t_*$ ,  $\omega = \alpha_c t_*/r_t c\rho$ . Параметры  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $Le$  традиционные для теории горения;  $B$  характеризует массовую концентрацию частиц, а  $\varkappa$  — размер частиц;  $\omega$  — интенсивность теплообмена со стенками трубки.

Величину внешнего теплоотвода на пределе горения можно приближенно оценить, следуя подходу [8]. Предположим, что теплообмен между газом и частицами безынерционен. Это происходит, когда велик коэффициент теплообмена или мал диаметр частиц. В таком случае значения температур газа и частиц мало отличаются, и этим отличием можно пренебречь. Тогда в однотемпературном приближении в стационарном случае в системе координат, связанной с фронтом пламени, уравнение энергии смеси газа и частиц примет вид

$$\bar{c}\bar{\rho}u'' \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Qk_0 a \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \frac{\alpha_c}{r_t(T - T_0)}, \quad (6)$$

где  $\bar{c} = (c\rho + c_2 \rho_2 V_2 N)/\bar{\rho}$ ;  $\bar{\rho} = \rho + \rho_2 V_2 N$ ;  $u''$  — скорость распространения фронта пламени.

Следуя подходу Я. Б. Зельдовича [8], тепловой поток из зоны подогрева в окружающую среду запишем в виде

$$q_1 = \frac{2\alpha_0 \bar{a}}{r_t u''} (T_{ad}'' - T_0), \quad \bar{a} = \frac{\lambda}{\bar{c}\rho},$$

где  $T_{ad}''$  — температура во фронте реакции. В приближении узкой зоны реакции тепловой поток из зоны химической реакции определяется по формуле

$$q_2 = \frac{2\alpha_c \bar{a}}{r_t u''} (T_{ad}'' - T_0).$$

Тогда тепловой баланс зоны химической реакции выражается так:

$$\rho u' Q a_0 = \bar{c} \rho u'' (T_{ad}'' - T_0) + q_1 + q_2. \quad (7)$$

При отсутствии внешнего теплообмена

$$\rho Q a_0 = c \rho (T_{ad} - T_0) = c \rho (T_{ad}' - T_0) = c \rho (T_{ad}' - T_0) (B + 1),$$

где  $T_{ad}'$  — адиабатическая температура смеси за фронтом реакции. Подставляя последнее соотношение в (7), с учетом выражений для  $q_1$  и  $q_2$  получим

$$c \rho u'' (T_{ad}' - T_{ad}'') = \frac{4\alpha_c \bar{a}}{r_t u''} (T_{ad}'' - T_0). \quad (8)$$

В теории горения [8] известна зависимость скорости горения от температуры. Учитывая лишь экспоненциальный множитель, имеем  $u \sim \exp(-E/2RT_{ad})$ . Предполагая, что  $u' \sim \exp(-E/2RT_{ad}')$ ,  $u'' \sim \exp(-E/2RT_{ad}'')$  и коэффициент пропорциональности не зависит от температуры, имеем

$$u'' = C \exp(-E/2RT_{ad}''). \quad (9)$$

Разлагая  $1/T_{ad}''$  в ряд Тейлора вблизи температуры  $T_{ad}'$  и подставляя разложение в (9) (ограничившись двумя членами разложения), получим

$$u'' = u' \exp(-E(T_{ad}' - T_{ad}'')/2RT_{ad}'^2). \quad (10)$$

Перепишем (8) в виде

$$T_{ad}'' = T_{ad}' - b/u''^2, \quad (11)$$

где  $b = (4\alpha_c \bar{a}/r_t \bar{c})(T_{ad}' - T_0)$ .

Мы получили систему двух трансцендентных уравнений (10), (11) относительно двух неизвестных  $u''$  и  $T_{ad}''$ . В ней  $b$  является параметром, характеризующим внешние теплопотери. При некотором его значении система уравнений (10), (11) не будет иметь решения. Следуя [8], найдем это значение, предварительно приняв

$$b \approx \frac{4\alpha_c \bar{a}}{r_t \bar{c}} (T_{ad}' - T_0) = \frac{4\alpha_c \bar{a}}{r_t \rho c} \frac{Q a_0}{c} \frac{1}{B + 1}.$$

Критическое значение параметра  $b$ , при котором система уравнений теряет решение, равно

$$b_* = \frac{RT_{ad}'^2}{E} u'^2 \frac{1}{e}. \quad (12)$$

При этом температура во фронте горения падает на величину

$$T_{ad}' - T_{ad}'' = \frac{RT_{ad}'^2}{E} = R \left( T_{ad}' - \frac{Q}{c \rho} \frac{B}{B + 1} \right)^2 / E, \quad (13)$$

$$u'' = u' / \sqrt{e}. \quad (14)$$

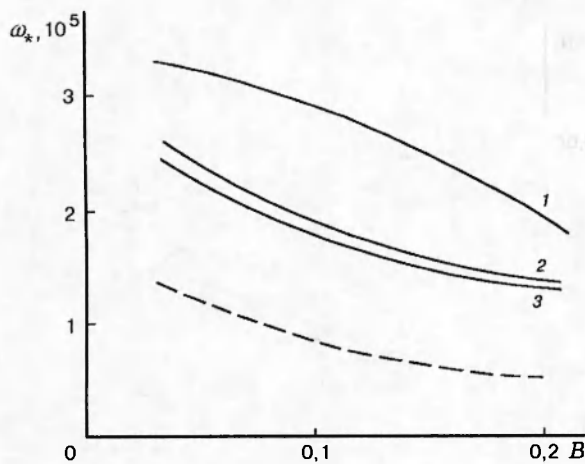


Рис. 1. Зависимость критического значения теплоотвода от массовой концентрации дисперсной фазы:  $\alpha = 10^4$  (1),  $10^3$  (2),  $10$  (3), штриховая линия — аналитическое решение (16)

Результаты (12)–(14) аналогичны [8] с той лишь разницей, что в качестве адиабатической температуры горения здесь фигурирует адиабатическая температура смеси. Неизвестную величину скорости распространения адиабатического пламени в запыленном газе  $u'$  можно взять из [6] либо воспользоваться формулой для скорости распространения пламени Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [8], подставляя  $T_{ad}^*$  вместо  $T_{ad}$  [6]:

$$u'^2 = u^2 \left[ 1 - \frac{B}{B+1} \frac{Q}{cT_{ad}} \right]^{2n+1} (1+B)^{n+1} \exp \left( -|\vartheta_0| \frac{B}{B+1} \right), \quad (15)$$

где  $\vartheta_0$  — начальная безразмерная температура газовзвеси,  $\vartheta_0 = (E/RT_{ad}^2)(T_0 - T_{ad})$ .

В соответствии с выбранными характерными масштабами преобразуем (12):

$$\omega_* = \frac{\bar{u}'^2}{4e} \frac{B+1}{|\vartheta_0|}, \quad \bar{u}' = u' \frac{t_*}{x_*}. \quad (16)$$

Расчеты, проведенные по (15), (16), представлены на рис. 1 штриховой линией.

При выводе результатов (12)–(16) были сделаны предположения, влияние которых на конечный результат можно оценить только из сравнения его с решением полной системы уравнений (1)–(5). Кроме того, в аналитической оценке не заложена зависимость  $\omega_*$  от параметра  $\alpha$ , характеризующего размер частиц.

Система уравнений (1)–(5), записанная в безразмерной форме, решалась численно по неявной разностной схеме на сгущающейся в зоне химического реагирования сетке методом прогонки. Сгущение сетки вводилось путем преобразования координат. Стационарная скорость распространения фронта горения определялась методом установления. Область запыления отнесена от поджигающей стенки на расстояние  $l$ . После воспламенения газа по нему распространяется волна горения. Спустя некоторое время она выходит на почти стационарный режим и, подойдя к запыленной области, немного подтормаживается. Происходит перестройка структуры фронта горения, соответствующая стационарной скорости распространения волны горения в запыленном газе при наличии внешнего теплоотвода. Так как период установления стационарной волны горения в запыленном газе растет при увеличении  $\omega$  и за это время волна горения проходит очень большое расстояние, в методике численного решения системы уравнений предусмотрен сдвиг расчетной области вместе с фронтом горения. После прохождения фронтом горения расстояния, равного половине расчетной области, на ее левой границе граничная точка разностной сетки исключается из

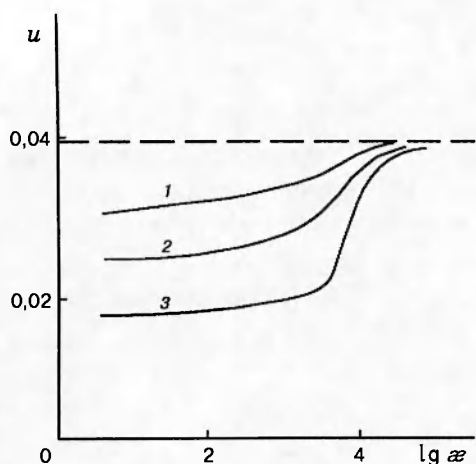


Рис. 2

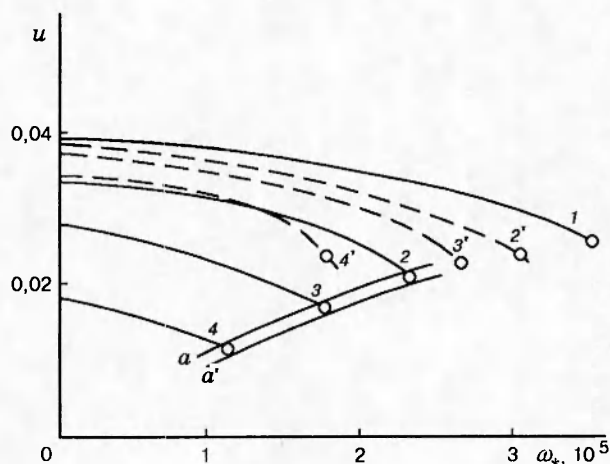


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость стационарного значения нормальной скорости распространения пламени по запыленному газу от параметра  $x$ :

$\omega = 0$ :  $B = 0,05$  (1),  $0,1$  (2),  $0,2$  (3); штриховая линия — значение нормальной скорости пламени при  $B = 0$

Рис. 3. Зависимость стационарного значения нормальной скорости распространения пламени по запыленному газу от величины внешнего теплоотвода:

$x = 10^3$  (сплошная линия),  $10^4$  (штриховая);  $B = 0$  (1),  $0,05$  (2, 2'),  $0,1$  (3, 3'),  $0,2$  (4, 4'); точки —  $u = u_{\omega=0}/\sqrt{\epsilon}$

расчета, а на правой — добавляется одна точка расчетной сетки, в которой значения переменных соответствуют начальным данным (5). При первом сдвиге сетки на левой границе расчетной области меняется тип граничного условия:  $\partial T(0, t)/\partial x = 0$  вместо  $T(0, t) = T_{ad}$ , с которым проводится дальнейший расчет. Величина расчетной области выбиралась большой, чтобы не влиять на значения  $\omega_*$ . Методика тестировалась путем сравнения значения  $\omega_*$ , полученного при  $B = 0$  (в размерных переменных это соответствует  $N = 0$ ), с результатами, опубликованными в [9] для случая горения газа при наличии внешнего теплоотвода. Получено хорошее согласие.

Расчеты проводились при  $\gamma = 0,1$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $Le = 1$ . Параметры дисперсной фазы изменялись в пределах  $0 < B < 0,2$ ,  $10 < x < 10^4$ . Интенсивность внешнего теплообмена изменялась от нуля до значения, при котором происходит срыв горения.

Была определена область значений параметра  $x$ , при которых температура частиц не сильно отличается от температуры газа в волне горения и предположение однотемпературности смеси, использованное в аналитическом решении, выполняется. Расчеты, проведенные при  $\omega = 0$  и различных значениях  $B$  и  $x$ , представлены на рис. 2. Видно, что в диапазоне  $x = 10 \div 1000$  стационарная скорость распространения пламени меняется незначительно и только при  $x > 1000$  зависимость  $u(\lg x)$  становится существенной. При этом с увеличением размера частиц скорость пламени асимптотически стремится к скорости, соответствующей стационарной скорости распространения пламени в чистом газе (штриховая линия на рис. 2). Область значений  $x$ , при которой зависимость  $u(\lg x)$  меняется сильно, соответствует значениям размера частиц, выше которых присутствие дисперсной фазы в волне горения не чувствуется.

Исследование влияния внешнего теплоотвода на стационарную скорость горения в сме-

си представлено на рис. 1, 3. С увеличением  $\omega$  при фиксированном  $B$  (кривая 2 на рис. 3) стационарная скорость распространения пламени уменьшается достаточно плавно, но при приближении к значениям скорости порядка  $u'/\sqrt{\epsilon}$  начинает уменьшаться сильнее, и при  $\omega > \omega_*$  фронтальный режим распространения реакции становится невозможным. Значения  $\omega_*$  получены с точностью  $5 \div 7\%$ , так как для получения более точных значений  $\omega_*$  необходимо проводить многочасовые расчеты, период установления стационарной скорости пламени резко увеличивается при приближении к  $\omega_*$ . Поэтому на рис. 3 линиями  $a$  и  $a'$  представлена область  $\omega$  вблизи значения  $\omega_*$ , при котором происходит срыв горения. Точками на кривых 1–4 обозначены значения скорости, соответствующие  $u'/\sqrt{\epsilon}$ . Видно, что аналитическое решение (14) хорошо согласуется с численным. С увеличением  $B$  кривые  $u(\omega)$  ведут себя аналогично, но находятся ниже (см. рис. 3, кривые 3, 4). При больших  $\alpha$  кривые  $u(\omega)$  при различных  $B$  находятся выше соответствующих кривых при малых  $\alpha$  (см. рис. 3, кривые 1', 2', 3').

На рис. 1 представлены зависимости  $\omega_*(B)$  при трех значениях  $\alpha$ . При фиксированном  $\alpha$  с увеличением  $B$  значения  $\omega_*$  уменьшаются, причем при  $B = 0,2$  при различных  $\alpha$  происходит уменьшение в 2–3 раза (см. рис. 3). При  $\alpha \leq 10^3$  величина  $\omega_*$  слабо зависит от  $\alpha$ , так как в этом случае температура частиц успевает «подстроиться» к температуре газа. Дальнейшее увеличение  $\alpha$  при фиксированной величине массовой концентрации приводит к увеличению  $\omega_*$ . При этом зависимость  $\omega_*(B)$  приближается к линейной (в исследованном диапазоне массовых концентраций), а при дальнейшем увеличении параметра  $\alpha$  становится даже выпуклой (см. рис. 1, кривая 1). Изменение кривизны зависимости  $\omega_*(B)$  при больших  $\alpha$  объясняется тем, что разогрев частиц большого размера во фронте реакции небольшой и тепла из зоны горения забирается немного, поэтому зависимость  $\omega_*(B)$  при небольших  $B$  не такая сильная, как при малых  $\alpha$ . С ростом  $B$  площадь поверхности контакта газа с частицами увеличивается. В связи с этим отвод тепла из зоны реакции в частицы увеличивается, скорость пламени уменьшается. При этом частицы в волне горения успевают разогреться до большей температуры, чем при малых  $B$ . Влияние отличия температур газа и частиц становится менее сильным, при увеличении  $B$  расстояние между кривыми 1–3 (см. рис. 1) уменьшается. Штриховой линией на рис. 1 нанесена зависимость  $\omega_*(B)$ , полученная по (16). Видно, что эта зависимость качественно соответствует расчетным данным, но количественное различие довольно значительное (приблизительно в два раза).

Таким образом, получены критические условия распространения пламени по газу, запыленному инертными частицами, проведено сравнение численного и аналитического решений, показавшее их удовлетворительное согласие для случая мелких частиц дисперсной фазы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Баратов А. И., Вогман А. П. Огнетушащие порошковые составы. М.: Стройиздат, 1982.
2. Грибкова С. И., Предводителев А. С. О влиянии твердых примесей на скорость распространения пламени в горючих газовых смесях // ЖТФ. 1937. Т. 7, вып. 18–19. С. 1801–1811.

3. **Шорин С. Н., Балин В. А.** Влияние инертной пыли на нормальную скорость распространения пламени в горючих газовых смесях // Вопросы теории горения: Тр. общесоюзного семинара по теории горения. М.: Наука, 1970. С. 93–100.
4. **Шорин С. Н., Балин В. А., Вайсман В. И. и др.** Исследование нормальной скорости распространения пламени в аэрозолях солей калия и натрия // Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Балашиха: ВНИИ противопожарной обороны, 1974. Вып. 2. С. 22–32.
5. **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.
6. **Губин Е. И., Дик И. Г.** Распространение пламени в запыленном газе // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 25–30.
7. **Губин Е. И., Дик И. Г., Крайнов А. Ю.** Ингибирование газовых пламен порошковыми составами // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 57–62.
8. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
9. **Вилюнов В. Н., Ищенко А. Н.** Численное исследование влияния числа  $Le$  на процесс зажигания и пределы горения // Инженерно-физический сборник. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. С. 19–23.

*Поступила в редакцию 16/II 1995 г.,  
в окончательном варианте — 22/IV 1996 г.*

---