

3. Мержанов А. Г., Рогачев А. С., Мукасян А. С. и др. Макрокинетика структурных превращений при безгазовом горении смесей порошков титана и углерода // ФГВ.— 1990.— 26, № 1.— С. 104—114.
4. Титановые сплавы. Металлография титановых сплавов.— М.: Металлургия, 1980.— 464 с.
5. Некрасов Е. А., Максимов Ю. М., Штейнберг А. С. Влияние капиллярного растекания на распространение волны горения в безгазовых системах // ФГВ.— 1978.— 14, № 5.— С. 26—32.
6. Хайкин Б. И. К теории процессов горения в гетерогенных конденсированных средах // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.— С. 227—244.
7. Мержанов А. Г. Новые элементарные модели горения второго рода // Докл. АН СССР.— 1977.— 233, № 6.— С. 1130—1133.

*г. Барнаул*

*Поступила в редакцию 9/XII 1991,  
после доработки — 8/VII 1992*

УДК 536.46

*Д. В. Струнин*

### ПЕРЕСТРОЙКА УСТАНОВИВШИХСЯ РЕЖИМОВ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ В ПОЛЕ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ

Предложено объяснение смены установившихся режимов распространения твердого пламени в цилиндрическом образце при изменении определяющих параметров. Объяснение основано на выводах теории устойчивости стационарной волны к двумерным возмущениям. Из нее вытекает, что при понижении калорийности состава образца заданного диаметра число возбуждаемых мод сначала растет, а затем уменьшается. Данное следствие согласуется с изменением фронта горения.

Многочисленные эксперименты по безгазовому горению [1, 2 и др.] показывают, что установившиеся нестационарные режимы движения волны горения по образцу сменяют друг друга определенным образом при изменении определяющих параметров. Между тем задача объяснить эту смену оказывается очень непростой и еще не решена. Это связано во многом с ограничениями, которые заложены в используемых теориях и математических методах. Например, теория бифуркации [3] и феноменологическая теория [4—6] основаны на введении малого параметра  $\epsilon$ , что позволяет аналитически искать решение в виде степенного ряда по этому параметру. В качестве  $\epsilon$  естественным образом принимается малое удаление в область определяющих параметров, отвечающих неустойчивости плоской стационарной волны. В результате исследование удается провести до конца, но в очень узкой зоне неустойчивости. В то же время некоторые режимы горения, в частности спиновый, наблюдались при большом удалении в эту область. В работах по численному моделированию есть свои затруднения, связанные с большой длительностью счета. Кроме того, задача объяснить чередование режимов в них, по-видимому, специально не ставилась.

В предлагаемой работе данная проблема исследуется с позиций теории двумерной устойчивости стационарной волны. При этом малый параметр не вводится, но время наблюдения за фронтом ограничивается так, что растущие малые возмущения плоского фронта еще описываются линейной теорией. Естественно, на этом пути нельзя выяснить все детали режима, который установится в конце концов при развитии и последующей нелинейной стабилизации возмущений. Однако линейная теория может дать информацию о его качественном характере.

Примером такой информативности может служить анализ теплодиффузионной устойчивости газового пламени. Он показывает отсутствие мнимой части инкремента возмущения, говорящее о том, что возмуще-

ние является стоячей волной. С учетом этого можно предполагать, что в итоге устанавливается стационарная структура пламени в виде ячеек, что подтверждается опытом (см. [5]). Рассматривая задачу, можно попытаться увидеть корреляцию между качественным изменением формы фронта в эксперименте и в линейной теории, не ограничиваясь только узкой зоной вблизи границы устойчивости.

Суммируя данные [1, 2] и других работ, можно назвать четыре установившихся нестационарных режима распространения твердого пламени вдоль цилиндрического образца кругового сечения: 1) автоколебательный, когда фронт, оставаясь плоским, периодически пульсирует около равномерно движущегося среднего положения; 2) очаговый (по другой терминологии — многоточечный), при котором во фронте возникают выдвинутые в свежую смесь ярко светящиеся очаги, совершающие беспорядочное движение вдоль фронта; 3) спиновый: здесь один очаг или более равномерно движутся в одну сторону вдоль фронта и таким образом описывают спирали на поверхности образца; 4) предельный — во фронте периодически возникает выступ, расширяющийся в обе стороны вдоль фронта до тех пор, пока не замкнется на противоположной стороне цилиндра.

Такие режимы наблюдались в экспериментах со сплошными и с полыми образцами. Обнаружилось, что с удалением в область неустойчивости при не слишком малом фиксированном диаметре образца нестационарные режимы чередуются следующим образом: автоколебательный — очаговый — спиновый с одним очагом (одпозаходный спин). В [2] после спинового режима зарегистрирован еще предельный. Если переход от стационарного режима к автоколебательному, а затем очаговому представляется естественным усложнением горения при потере устойчивости стационарной волной, то последующий переход к спиновому и предельному режимам означает упрощение и требует объяснения. Важная черта такого перехода состоит в уменьшении числа очагов. Это положение и обосновывается ниже.

Рассмотрим простейший, не уменьшающий общности выводов случай горения полого цилиндра кругового сечения. Данные опытов говорят о том, что тип установившегося режима горения не зависит от способа поджигания торца цилиндра, а зависит только от его диаметра и параметров горящей смеси. Рассматривая процесс теоретически, можно задать произвольные начальные условия. Считаем фронт квазиплоским, движущимся со скоростью  $u_0$ , которую находим из решения задачи о стационарной волне горения. В зависимости от характера потери устойчивости такой волной устанавливается тот или иной нестационарный режим.

Выясним, какие моды (Фурье-компоненты малого возмущения фронта) нарастают при разном удалении в область неустойчивости и неизменном диаметре образца. Воспользуемся анализом устойчивости в приближении бесконечно узкой зоны реакции [7]. Он показывает, что при данном значении температурного коэффициента скорости горения

$$k = \frac{E}{2RT_b} \left( 1 - \frac{T_0}{T_b} \right) = k_* \quad (1)$$

( $E$  — энергия активации,  $R$  — газовая постоянная,  $T_0$  и  $T_b$  — температуры исходной смеси и продуктов реакции) возрастают по амплитуде (возбуждаются) только моды с волновыми числами  $s = 4\pi\kappa/(u_0\lambda)$  ( $\lambda$  — длина волны,  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности, считающийся постоянным). Последние удовлетворяют условию

$$F(s) = \frac{4 + 3s^2 + [(4 + 3s^2)^2 + 4(1 + s^2)^3]^{1/2}}{2(1 + s^2)} < k_* \quad (2)$$

На координатном поле ( $k, s$ ) каждую такую моду можно изобразить точкой, лежащей выше линии  $k = F(s)$  (рис. 1, область возбуждающихся мод заштрихована). В силу замкнутости фронта произвольное малое воз-

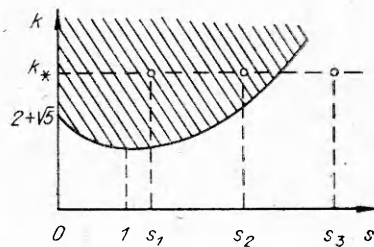


Рис. 1. Области возбуждающихся и затухающих мод по [7].

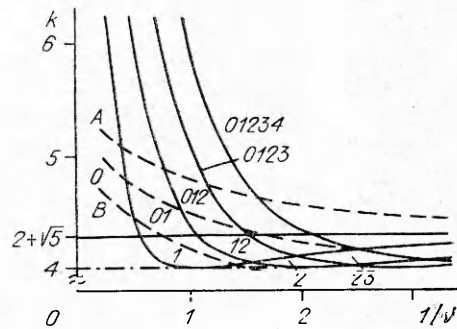


Рис. 2. Зоны возбуждения мод в поле определяющих параметров  $k$ ,  $1/v$ .

мушение состоит не из любых мод, а только из таких, длина волны которых укладывается по периметру целое число раз. Это волны с длинами  $\lambda_m = \pi d/m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Соответствующие им волновые числа находим из выражения

$$s_m = \frac{4\pi\kappa/u_0}{\lambda_m} = ms_1.$$

Обозначим  $s_1$  через величину определяющего параметра, характеризующего отношение ширины зоны прогрева к диаметру образца:

$$v = 4\kappa/u_0 d, \quad (3)$$

тогда

$$s_m = mv. \quad (4)$$

Из данного набора мод возбуждаются, согласно (2), только достаточно длинноволновые.

Рассмотрим поле определяющих параметров  $k$ ,  $1/v$ . Второй взят в таком виде из соображений возрастания с увеличением диаметра. На рис. 2 представлено разбиение данного поля на зоны возбуждения различных мод, выполненное на основе (2). Внутри зон проставлены соответствующие им номера мод. Граница  $k_m$ , выше которой начинает возбуждаться  $m$ -я мода, описывается функцией (2) с аргументом (4):  $k_m(v) = F(mv)$ . Рассмотрим как расположены относительно этих зон изолинии равного диаметра. Учтем, что в экспериментах [1, 2] удаление в область неустойчивости проводилось посредством снижения калорийности смеси. В рассматриваемой теории этому соответствует снижение температуры горения  $T_b$  при изменении определяющих параметра  $k$ ,  $1/v$ . Величина  $k$  растет согласно (1), а  $1/v$  уменьшается за счет уменьшения скорости  $u_0$  (3). Согласно [8],

$$u_0 = \left(\frac{\kappa a}{2k}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{2RT_b}\right), \quad (5)$$

где  $a$  — предэкспонент в законе Аррениуса. Выражая из (1)  $T_b$  через  $k$ , подставляя  $T_b(k)$  в (5) и учитывая (3), получим выражение для изолиний

$$1/v = \frac{1}{4} \left(\frac{a}{2\kappa}\right)^{1/2} dk^{-1/2} \exp\left(-\frac{E}{2RT_b(k)}\right). \quad (6)$$

Изолинии, расположенные выше, отвечают большему диаметрам. Очевидно, что все изолинии могут быть получены из какой-либо одной растяжением вдоль оси абсцисс. При расчетах для каждого  $T_b$  вычислялся по (1) температурный коэффициент  $k$  и затем по (6) с точностью до константы соответствующее ему значение  $1/v$ . При этом использовались величины  $E$  и  $T_b$ , характерные для горения железциркониевого термита [9].

Рассмотрим изолинию  $A$  (см. рис. 2). По мере увеличения  $k$ , т. е. снижения температуры горения, она попадает сначала из зоны стационарного режима в область неустойчивости (эта часть изолинии не изображена, так как не представляет сейчас интереса). На верхнем участке происходит постепенное отсеивание высоких мод, затем достигается зона, где из возбуждающихся неплоских мод остается только одна — первая. При этом движении в верхней части изолинии фронт видоизменяется: сначала он имеет несколько горбов (или очагов), потом их становится меньше, и, наконец, остается только один. Подчеркнем, что речь идет о фронте на линейной стадии роста мод.

Из сопоставления этого вывода и эксперимента видно, что аналогичное упрощение формы фронта происходит при переходе от очагового режима к спиновому и предельному. Это дает основания предполагать, что данный переход связан с уменьшением числа возбуждаемых мод с удалением от границы устойчивости стационарной волны при больших расстояниях от этой границы. При рассмотрении изолинии  $B$  (см. рис. 2) видно, что из области стационарного режима она сразу попадает в зону возбуждения первой моды, чему должен соответствовать переход от стационарного режима непосредственно к спиновому при малых диаметрах образца. Такой переход также наблюдался в экспериментах.

Вывод об уменьшении числа возбуждаемых мод можно сделать, отталкиваясь непосредственно от рис. 1, хотя и не так наглядно. При поднятии уровня  $k = k_*$  точки, обозначающие различные моды, в конечном итоге переходят из зоны возбуждения в зону затухания. Это есть результат противоборства двух факторов: смещения точек вверх за счет поднятия уровня  $k_*$  и их смещения вправо за счет уменьшения величины  $u_0$ . Если первый стремится вовлечь в зону возбуждения все большее число точек, то второй, наоборот, стремится вытолкнуть точки в зону затухания. Побеждает вторая тенденция, имеющая сильный экспоненциальный характер. Переход мод в зону затухания можно образно представить как их вытеснение первой модой, с которой они жестко связаны соотношением (4).

Эффект вытеснения существует независимо от конкретных значений  $E$  и  $T_b$ , не играет роли и сама модель волны горения, используемая при анализе устойчивости. Важен лишь линейный характер анализа, который принципиально не может дать экспоненту в качестве выражения для границы устойчивости (см. [7]). Однако только такой вид границы мог бы обеспечить конкуренцию первой тенденции со второй. В то же время вторая тенденция является сильной для волн любой структуры. Это следует из самого факта существования фронта горения, свидетельствующего о сильной зависимости скорости реакции от температуры. В качестве примера, иллюстрирующего общий характер эффекта вытеснения, приведем работу [10]. Из нее видно, что эффект существует в рамках модели волны с плавлением в сплошном образце.

Физическая сторона эффекта состоит в том, что при большом удалении в область неустойчивости практически все моды теряют возможность нарастать из-за их слишком малого масштаба в сравнении с шириной зоны прогрева.

Однако требуется ответить на вопросы: 1) как теоретически трактовать расположение области автоколебательного режима между зонами стационарного и очагового; 2) почему в экспериментах последний режим не автоколебательный, что, казалось бы, следует из теории (последняя зона, куда попадают изолинии равного диаметра по мере увеличения  $k$ , зона возбуждения нулевой моды). Можно сказать, что имеющиеся в литературе описания режимов основаны на их зрительном восприятии, поэтому фронт, кажущийся плоским, может в действительности быть слабо искривленным. Для проверки этого, однако, требуется более тонкое экспериментальное исследование. Проведенный анализ не учитывает теплотери, которые, как показано в [11], подавляют плоские колебания при больших значениях  $k$ .

Обратим внимание на область (см. рис. 2), в которой справедливы бифуркационная и феноменологическая теории. Это полоса, прилегающая к уровню  $k = 4$ . При значениях параметра  $k$  из этой зоны и  $1/\nu > 1$  фронт имеет малоамплитудное искривление, и горение в каждый момент времени идет по всей его длине. В нашем рассмотрении речь идет об области большого удаления в область неустойчивости. В этом случае амплитуда пульсаций велика, а горение происходит только в отдельных очаговых зонах.

Автор благодарит А. П. Алдушина, Б. В. Новожилова за обсуждение и замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Струнина А. Г., Дворянkin А. В. Влияние тепловых факторов на закономерности неустойчивого горения безгазовых систем // Докл. АН СССР.— 1981.— 260, № 5.— С. 1185—1188.
2. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т. и др. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // ФГВ.— 1981.— 17, № 4.— С. 51—58.
3. Margolis S. B. The transition to nonsteady deflagration in gasless combustion // Progr. Energy Combust. Sci.— 1991.— 17.— P. 135—162.
4. Алдушин А. П., Зельдович Я. Б., Маломед Б. А. К феноменологической теории спинового горения // Докл. АН СССР.— 1980.— 251, № 5.— С. 1102—1106.
5. Алдушин А. П., Зельдович Я. Б., Маломед Б. А. Феноменология неустойчивого горения при малых и больших числах Льюиса.— М.: ИКИ АН СССР, 1980.— С. 35.
6. Струнин Д. В. Промежуточные структуры в задачах феноменологического описания волн горения // ФГВ.— 1990.— 26, № 5.— С. 28—33.
7. Махвиладзе Г. М., Новожилов Б. В. Двумерная устойчивость горения конденсированных систем // ПМТФ.— 1971.— № 5.— С. 52—59.
8. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной среде // Докл. АН СССР.— 1961.— 141, № 1.— С. 151—153.
9. Дворянkin А. В., Струнина А. Г., Мержанов А. Г. Устойчивость горения термитных систем // ФГВ.— 1985.— 21, № 4.— С. 44—47.
10. Margolis S. B., Kaper H. G., Leaf G. K. et al. Bifurcation of pulsating and spinning reaction fronts in condensed two-phase combustion // Combust. Sci. Technol.— 1985.— 43, N 3/4.— P. 127—165.
11. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. О закономерностях спинового режима распространения фронта горения // ФГВ.— 1980.— 16, № 2.— С. 3—10.

*п. Чернооголовка*

*Поступила в редакцию 28/1 1992,  
после доработки — 20/X 1992*

УДК 536.46

*В. Н. Санин, С. Л. Силяков, С. Е. Закиев*

### О ЗАЖИГАНИИ ВЫСОКОКАЛОРИЙНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА И ХРОМА

В динамическом режиме экспериментально исследуется процесс зажигания высококалорийных гетерогенных систем типа оксид металла ( $\text{FeO}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ )—металл—восстановитель (Al)—неметалл (C). Получена зависимость температуры зажигания от соотношения компонентов в исходной смеси. Сопоставлены температуры зажигания с расчетом по квазистационарной теории зажигания конденсированных веществ горячим телом высокой теплопроводности с переменной температурой поверхности. Показано качественное совпадение расчетных значений с экспериментальными.

Для процессов СВС-технологии получения литых тугоплавких материалов важное значение имеет разработка надежного узла воспламенения. Как правило, зажигание составов проводится в динамическом режиме, который представляет интерес и для общей теории воспламенения. В связи с этим в данной работе проводились эксперименты по исследованию температуры зажигания в динамическом режиме системы

© В. Н. Санин, С. Л. Силяков, С. Е. Закиев, 1993.