

$$K(1000K) = \frac{p_{\text{CH}_4} p_{\text{H}_2\text{O}}^2}{p_{\text{CO}_2} p_{\text{H}_2}^4} = 2,884$$

и другие. Таким образом, в зону реакции в качестве горючего может поступать не смесь  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}_2$ , а частично продукты указанных выше реакций, включая активные радикалы. Это и есть, на наш взгляд, одна из вероятных причин изменения  $T_{\text{ад}}$  на пределе диффузионного горения (см. рис. 2, б).

Исходя из изложенного выше, можно сделать вывод о пригодности предложенной методики для оценочных расчетов составов газовых сред на пределах диффузионного горения. Указанная методика применима для горения водорода в воздухе при разбавлении горючего или окислительной среды негорючими газами, влияющими на пламя преимущественно по тепловому механизму ( $\text{CO}_2$ , Ar, He,  $\text{N}_2$  и т.д.) и не воздействующими существенным образом на химическую кинетику горения (подобно бромсодержащим хладагентам). Погрешности, возникающие при ее использовании, как правило, не превышают 20 % и обусловлены теми или иными особенностями разбавителя (высокая диффузионная способность, способность вступать в реакции без доступа окислителя и т.д.). Предложенный метод, а также качественные объяснения полученных экспериментальных результатов нуждаются в дальнейшем совершенствовании в ходе экспериментальных и теоретических исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ishizuka S., Tsuji H. An experimental study of effect of inert gases on extinction of laminar diffusion flames // 18th Symp. (Int.) on Combustion. — Pittsburgh: The Combustion Institute, 1981. — P. 695—703.
2. Tucker D.M., Drisdale D.D., Rasbash D.H. The extinction of diffusion flames burning in various oxygen concentration by inert gases and bromotrifluoromethane // Combust. Flame. — 1981. — 41, N 3. — P. 293—300.
3. Шебеко Ю.Н., Корольченко А.Я., Иванов А.В. Расчет огнетушащих концентраций средств объемного тушения лакокрасочных материалов // Лакокрасочные материалы и их применение. — 1986. — № 5. — С. 71—73.
4. Шебеко Ю.Н., Корольченко А.Я., Баратов А.Н. О возможности расчета составов окислительных сред на пределах диффузионного горения газов и паров органических веществ // Хим. физика. — 1986. — 5, № 3. — С. 400—403.
5. Kaighatgi G.T. Blow-out stability of gaseous jet diffusion flames. Part 1. In still air // Combust. Science and Technology. — 1981. — 26, N 5/6. — P. 233—239.
6. Голиневич Г.Е., Карпов В.Л., Федотов А.П. и др. Естественная стабилизация и срыв оторванного турбулентного диффузионного газового факела // ФГВ. — 1991. — 27, № 5. — С. 76—81.
7. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник / Под ред. В.П. Глушко. — М.: Наука, 1978.

143900, Балашиха,  
ВНИИПО

Поступила в редакцию  
10/XI 1992

УДК 536.46

Б.Г. Ефимов, Л.А. Заклязьминский

### ИНИЦИИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ТИТАНОВЫХ ПЛАСТИН В ПОТОКЕ ВОЗДУХА ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Экспериментально исследовано влияние скорости потока воздуха и статического давления в потоке при до-, около- и сверхзвуковом режимах течения на процесс инициирования самоподдерживающегося горения пластин из титанового сплава ОТ4-1В импульсным лазерным излучением. Установлено существование верхнего по скорости потока предела инициирования

© Б.Г. Ефимов, Л.А. Заклязьминский, 1994.

горения. Показано, что снижение статического давления ниже атмосферного приводит к резкому сужению диапазона скоростей потока, при которых инициируется самоподдерживающееся горение пластин, а при  $p_{\infty} < 0,6 \cdot 10^5$  Па во всем диапазоне чисел  $M$  от 0 до 2,5 горение не возникает.

В [1, 2] исследованы предельные режимы горения пластин из сплавов титана в потоке воздуха малой скорости. Горение инициировалось непрерывным лазерным излучением, при этом мощность излучения выбиралась такой, чтобы в облучаемой зоне металл расплавился на всю толщину за конечное время и после образования отверстия дальнейшее горение вне зоны облучения осуществлялось за счет энергии самоподдерживающейся экзотермической реакции (СЭР). Эти исследования показали, что в зависимости от условий проведения эксперимента срыв горения обусловлен или кондуктивным отводом тепла в стороны от направления распространения горения (малые области инициирования), или резким уменьшением скорости окисления, происходящим из-за ухудшения сдува и накопления препятствующих окислению продуктов реакции на поверхности (большие области инициирования или горение узких полосок металла, когда влияние тепловых потерь на краях фронта горения на центральные области мало).

Большой интерес представляют исследования процесса инициирования самоподдерживающегося горения (СГ) металлов импульсным лазерным излучением [3—8].

Согласно теоретическим оценкам [3] и экспериментальным данным [4], возможны три режима теплового последствия импульса излучения: 1) допороговый, когда  $dT/dt > 0$  при всех  $t > t_{\text{н}}$  и, по терминологии [4], происходит «схлопывание» зоны реакции, процесс заканчивается остыванием поверхности; 2) пороговый, когда тепловыделение реакции оказывается достаточным для компенсации тепловых потерь в глубь материала, температура, пройдя минимум в некоторый момент времени, снова начинает расти, процесс завершается развитой стадией СЭР; 3) сверхпороговый режим (при еще большей энергии экзотермической реакции).

В [5] установлено, что при фиксированных значениях скорости дозвукового потока  $v$ , диаметра зоны облучения  $d_0$  и толщины пластины  $h_0$  для реализации режима СЭР длительность импульса излучения  $t_{\text{н}}$  (либо серии импульсов) должна превышать некоторое значение  $t_{\text{н, мин}}$ , а общая энергия превосходить пороговое значение  $E_{\text{н}}$ . Показано также, что с ростом площади облучения пороговая плотность энергии уменьшается, приближаясь к некоторому стационарному значению.

С увеличением скорости потока  $v$  (в интервале 0—520 м/с) пороговая энергия сквозного разрушения пластины уменьшается и, начиная с некоторого значения, практически не зависит от  $v$  [6].

В [7] установлен экспериментальный факт: для фиксированной энергии  $E$  инициирование СЭР и образование отверстия в пластине происходит лишь в диапазоне скоростей потока, превышающих некоторое значение  $v_{\text{нр}}^{\text{н}}(E)$ , причем с ростом  $E$   $v_{\text{нр}}^{\text{н}}$  убывает. В [8] условия инициирования СЭР проанализированы на основе одномерной модели, учитывающей различные составляющие энергообмена, в том числе унос расплава из зоны облучения под действием тангенциального воздушного потока. Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными работы [7].

Отметим, что в работах [5—8] инициирование СЭР отождествлялось с образованием отверстия в пластине, т.е. с прохождением фронтом плавления всей толщины пластины в период после окончания действия импульсов излучения. При исследовании условий инициирования самоподдерживающегося горения (СГ) металла авторы считали, что режим СГ реализуется, если после образования отверстия фронт горения проходит всю (по потоку) длину пластины. В противном случае, если горение прекращалось раньше, площадь выгоревшей части пластины принималась за меру развитости СЭР.

Первые эксперименты по исследованию условий инициирования СГ пластин из сплава ОТ4-1В импульсным излучением выполнены на дозвуковой газодинамической установке, описанной в [1]. Пластина размерами

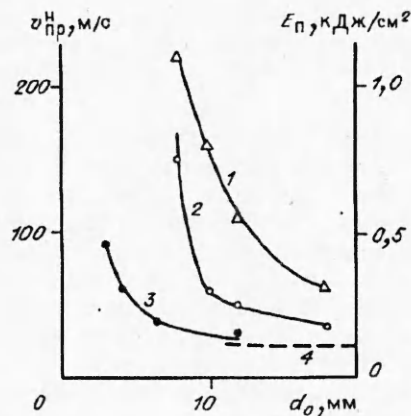


Рис. 1. Зависимости предельной скорости потока и пороговой энергии инициирования горения от диаметра зоны облучения. 1, 2 — импульсное излучение; 3, 4 — непрерывное излучение (4 — горение узких полосок металла).

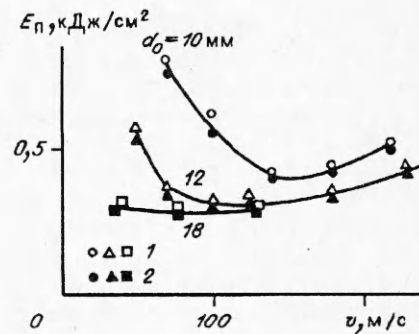


Рис. 2. Зависимость пороговой энергии инициирования горения от скорости потока воздуха. 1 — режим СГ; 2 — СГ не инициируется.

50 × 50 мм, толщиной 0,3 мм закреплялась в державке и располагалась в плоскости симметрии потока на расстоянии 20 мм от среза сопла с размерами выходного сечения 50 × 20 мм. Вся пластина находилась в ядре потока с равномерным полем скоростей и интенсивностью пульсаций скорости 1—3 %. Температура торможения потока составляла 290 К, статическое давление в потоке — 10<sup>5</sup> Па. Излучение лазера ГОС-1001 направлялось на пластину по нормали, необходимый размер зоны облучения формировался с помощью линз. Энергия импульса ГОС-1001 измерялась с помощью угольного калориметра, на который отводилась делительной пластиной часть излучения. Градуировка калориметра выполнялась с помощью измерителя энергии лазерного излучения ИМО-2Н.

На рис. 1 представлены зависимости предельной (минимальной) скорости потока  $v_{np}^H$ , при которой происходит инициирование СГ, а также соответствующей  $v_{np}^H$  пороговой энергии  $E_n$  от диаметра зоны облучения  $d_0$ . Здесь же для сравнения приведена зависимость  $v_{np}^H(d_0)$ , полученная при инициировании СГ непрерывным лазерным излучением. Следует отметить, что в отличие от непрерывного излучения процесс инициирования СГ импульсным излучением более критичен к величине  $d_0$ . Если в первом случае СГ легко инициируется при  $d_0 = 3$  мм, то во втором  $d_0 = 8$  мм. При  $d_0 < 8$  мм в пластине образуется отверстие с расплавом металла и окисла на краях отверстия, а фронт горения лишь на несколько миллиметров выходит из зоны облучения. Увеличение энергии импульса излучения приводит только к некоторому увеличению диаметра образующегося отверстия. При  $d_0 = 8$  мм режим СГ зарегистрирован при  $v_{np}^H = 150$  м/с, при меньших и больших скоростях горение затухает. С увеличением  $d_0$  величина  $v_{np}^H$  падает, приближаясь к значению, характерному для критических режимов горения узких полосок металла, инициируемого непрерывным лазерным излучением. Однако при не слишком больших  $d_0$ , когда существенно влияние радиального теплоотвода, инициирование СГ импульсом излучения осуществляется при большей  $v_{np}^H$ , нежели инициирование СГ непрерывным излучением. В последнем случае сказывается более сильный прогрев металла перед фронтом горения за время его формирования, т.е. за время проплавления металла и образования отверстия, передняя (по потоку) часть поверхности которого совпадает с фронтом горения.

При увеличении  $d_0$  одновременно с уменьшением  $v_{np}^H$  падает и  $E_n$ , так что отношение  $E_n/v_{np}^H$  остается примерно постоянным.

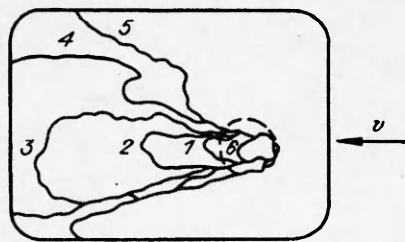
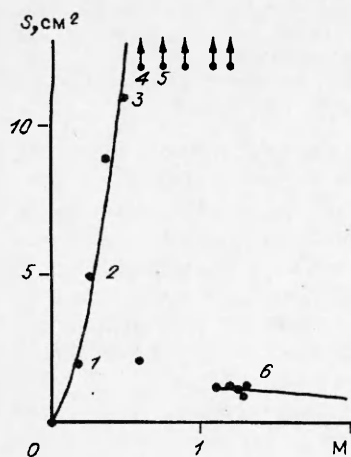


Рис. 4. Форма выгоревшей поверхности пластины.

Рис. 3. Зависимость  $S(M)$ .

На рис. 2 приведены зависимости пороговой плотности энергии  $E_n$  инициирования СГ от скорости потока. Для фиксированных значений  $d_0$  существует оптимальная скорость потока воздуха, при которой пороговая плотность энергии инициирования СГ минимальна. С увеличением  $d_0$  оптимальная скорость потока смещается в сторону меньших значений. Существование минимума пороговой энергии инициирования СГ обусловлено, с одной стороны, эффективным уносом расплава и запасенной в нем энергии при  $v \geq 150$  м/с, а с другой — убыванием энергии экзотермической реакции с уменьшением скорости потока. Такой вид полученных экспериментальных зависимостей  $E_n(v)$  свидетельствует о существовании не только нижнего, но и верхнего предела инициирования СГ по скорости потока.

С целью более тщательного исследования верхнего по скорости потока предела инициирования СГ, а также влияния статического давления в потоке на  $v_{пр}$  проведены эксперименты в сверхзвуковой аэродинамической трубе, в закрытой рабочей части которой можно было поддерживать скорости потока, соответствующие числам Маха  $M = 0 \div 1,3; 2,0; 2,5$  и  $3,0$ , и статические давления в диапазоне  $p_\infty = (0,1 \div 1,0) \cdot 10^5$  Па. Температура торможения воздуха  $\sim 290$  К.

Пластина из сплава ОТ4-1В располагалась на державке, являющейся продолжением нижней стенки сопла, заподлицо со стенкой и обтекалась потоком воздуха только с одной стороны. Размеры пластины в плоскости потока  $60 \times 80$ , толщина  $0,5$  мм. Излучение четырех лазеров ГОС-1001 падало на пластину сверху. Размер облучаемой области близок к кругу диаметром  $\sim 15$  мм. Суммарная энергия излучения составляла  $(0,45 \cdot 4)$  кДж. Длительность импульса  $1,5$  мс, длительность серии импульсов  $18$  мс, т.е. по порядку величины близка к времени прогрева пластины по толщине.

Влияние скорости потока воздуха на характер разрушения пластины при воздействии на нее импульсного излучения при атмосферном давлении показано на рис. 3 в виде зависимости площади сгоревшей части пластины  $S$  от числа  $M$ . Точки со стрелками указывают на прогорание пластины до конца ( $S \rightarrow \infty$ ), т.е. на осуществление режима СГ. Формы выгоревшей поверхности этих пластин с теми же цифровыми обозначениями, что и на рис. 3, представлены на рис. 4, штриховая линия ограничивает приблизительно зону облучения пластины. В отсутствие потока воздуха СЭР не развивается, отверстие в пластине не образуется ( $S = 0$ ). В потоке воздуха инициируется горение, продолжительность которого увеличивается с ростом скорости потока. При  $M_{пр}^n = 0,5$  возникает самоподдерживающееся горение, и, как видно из рис. 3, режим СГ сохраняется вплоть до малых сверхзвуковых скоростей потока ( $M_{пр}^b = 1, 2$ ). Далее, при больших скоростях потока горение не инициируется, и в пластине образуется лишь отверстие с «бородой» застывшего расплава вниз по потоку от него. При этом на нижней и верхней

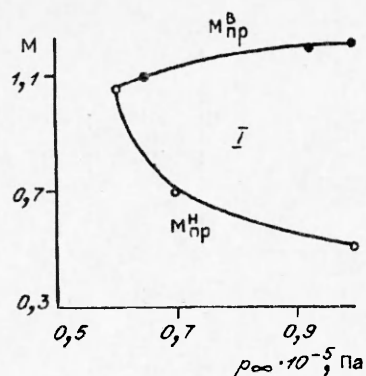


Рис. 5. Зависимость нижней и верхней предельной скорости потока в воздухе от статического давления в рабочей части аэродинамической трубы.  
I — область инициирования горения.

границах существования самоподдерживающегося горения при  $M_{пр}^H = 0,5 \div 0,6$  и  $M_{пр}^B = 1,1 \div 1,2$  возникают как режимы с горением, так и режимы только с образованием отверстия в пластине без инициирования горения, несмотря на то, что опыты проводились практически при одинаковых условиях.

Увеличение скважности серии импульсов с  $\Delta t = 4$  мс до оптимальной для  $h_0 = 0,5$  мм величины 20 мс и соответственно увеличение

длительности серии импульсов до 66 мс приводит к расширению области инициирования СГ: нижняя граница по скорости потока смещается к  $M_{пр}^H = 0,4$ , а верхняя — к  $M_{пр}^B = 1,3$ .

На рис. 5 показано влияние статического давления в рабочей части аэродинамической трубы на пределы инициирования СГ. При уменьшении  $p_\infty$  нижняя граница инициирования СГ сдвигается в сторону больших скоростей с  $M_{пр}^H = 0,5$  при  $p_\infty = 10^5$  Па к  $M_{пр}^H = 1,05$  при  $p_\infty = 0,6 \cdot 10^5$  Па, верхняя граница изменяется гораздо слабее. При этом обе границы смещаются навстречу друг другу и при  $p_\infty = p_{пр} = 0,6 \cdot 10^5$  Па  $M_{пр}^H = M_{пр}^B = 1,05$ , а при давлении, меньшем предельного, при  $M = 0 \div 2,5$  горение титановой пластины в потоке воздуха не инициируется.

Можно считать, что нижняя граница инициирования СГ приближенно описывается уравнением  $M_{пр}^H \cdot p_\infty / p_a = \text{const}$ , где  $p_a$  — атмосферное давление, и она существует вплоть до точки  $p_\infty = p_{пр}$ , ниже которой инициирование горения уже не может быть осуществлено за счет увеличения скорости потока, так как из-за интенсивного уноса расплава и потерь энергии вместе с жидкой фазой энерговклад становится неэффективным.

Следует отметить, что процесс перехода к СГ на границах его возникновения, показанных на рис. 5, происходит по-разному. На нижней границе развитие горения и увеличение площади прогоревшего материала происходит постепенно по мере увеличения числа  $M$  и приближается к границе возникновения СГ. На верхней границе, т.е. при сверхзвуковых скоростях, характер процесса разрушения пластины при переходе через эту границу изменяется скачкообразно от СГ до образования лишь отверстия с «бородой» застывшего расплава вниз по потоку от него.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ефимов Б.Г., Клюкин С.С., Кузьяев П.Н. и др. Влияние потока воздуха на горение титановых пластин // ФГВ. — 1989. — 25, № 2. — С. 29.
2. Борисова Е.А., Берникова Н.Г., Ефимова Б.Г. и др. Влияние состава титановых сплавов на характер горения в потоке воздуха // Там же. — 1991. — 27, № 3. — С. 35.
3. Либенсон М.Н., Минаев С.М. Иницирование экзотермических процессов на поверхности импульсом света // ЖТФ. — 1987. — 57, вып. 2. — С. 286.
4. Калабушкин О.И., Капорский Л.Н., Минаев С.М. и др. Особенности кинетики температуры при инициировании реакции горения на поверхности металла импульсом света // VII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом: Тез. докл. — Л., 1988. — С. 242.
5. Калабушкин О.И., Капорский Л.Н., Салядинов В.С. и др. Закономерности многоимпульсного воздействия лазерного излучения на металлические мишени // Изв. АН СССР, сер. физич. — 1985. — 49, № 6. — С. 1218.
6. Калабушкин О.И., Капорский Л.Н., Минаев С.Н. и др. Влияние обдува на характер разрушения металлов многоимпульсным излучением // VII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом: Тез. докл. — Л., 1988. — С. 244.
7. Бонч-Бруевич А.М., Бузыкин О.Г., Бурмистров А.В. и др. Особенности энергомассообмена при нагреве металла в потоке окислителя серией световых импульсов // Письма в ЖТФ. — 1986. — 12, вып. 18. — С. 1098.

8. Бузыкин О.Г., Бурмистров А.В., Калабушкин О.И. и др. Исследование условий инициирования самоподдерживающейся реакции окисления при многоимпульсном нагреве металла // ЖТФ. — 1989. — 59, вып. 5. — С. 20.

140160, г. Жуковский, 3  
ЦАГИ

Поступила в редакцию  
2/VI 1993

УДК 614.841.17

*Ю.Н. Шебеко, С.Г. Цариченко, А.В. Трунев,  
А.Я. Корольченко, А.Ю. Каплин*

### ФЛЕГМАТИЗАЦИЯ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ

Экспериментально найдены концентрационные пределы распространения пламени в смесях водород — кислород — инертный разбавитель (гелий, аргон, диоксид углерода, водяной пар) при температурах до 523 К и давлениях до 2 МПа и значение нормальной скорости горения смесей  $H_2 - O_2 - N_2$  при температурах 293 К и давлении до 4 МПа. Выявлено аномальное влияние гелия на величину нижнего концентрационного предела распространения пламени в смеси водород — кислород — гелий. Обнаружен эффект синергизма для составных флегматизаторов гелий — диоксид углерода и гелий — водяной пар. Дана теоретическая интерпретация полученных данных на основе представлений о существенной роли избирательной диффузии водорода и гелия из свежей смеси во фронт пламени.

Флегматизация водородсодержащих парогазовых смесей рассматривается как с точки зрения развития представлений о предельных условиях горения, так и с точки зрения обеспечения взрывобезопасности технологических процессов. В литературе имеется большое количество публикаций, посвященных определению концентрационных пределов распространения пламени (КПР) и нормальной скорости горения  $S_u$  водородсодержащих смесей при давлениях и температурах, близких к нормальным (см., например, [1—3]). В то же время в области повышенных параметров эти данные немногочисленны.

В работе [4] экспериментально определены верхние концентрационные пределы распространения пламени (ВКПР) в смесях  $H_2 - O_2 -$  инерт (He, Ne, Ar,  $CO_2$ ) при комнатной температуре и давлении  $p = 0,1 \div 0,3$  МПа. В [5—9] измерены нижние концентрационные пределы (НКПР) гремучей смеси ( $2H_2 + O_2$ ) в инертных газах ( $H_2O$ ,  $N_2$ , He и т.д.) при  $T = 290 \div 470$  К и  $p = 0,1 \div 2,0$  МПа.

Зависимость  $S_u$  от концентрации водорода при давлениях и температурах, близких к нормальным, достаточно хорошо изучена [10]. В работах [11, 12] приведены данные по зависимостям  $S_u(T)$ ,  $S_u(p)$  и от концентрации водяного пара. Показано, что для всех исследованных составов в условиях эксперимента (коэффициент избытка горючего от 0,8 до 1,3,  $T = 290 \div 500$  К,  $p = 0,05 \div 2,5$  МПа) температурный и барический показатели нормальной скорости горения положительны. В то же время данные экспериментальных и теоретических работ [7, 13—16] свидетельствуют, что величина и знак барического показателя зависят от состава смеси и давления.

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению КПР и нормальной скорости горения смесей водород — кислород — разбавитель при повышенных давлениях (до 4,0 МПа) и температурах (до 523 К). При определении КПР основное внимание уделено нижним ветвям кривых флегматизации, что обусловлено большой значимостью этих данных для обеспечения взрывобезопасности технологических процессов с участием водорода.

© Ю.Н. Шебеко, С.Г. Цариченко, А.В. Трунев, А.Я. Корольченко, А.Ю. Каплин, 1994.