

5. Алдушин А. П., Сеплярекий Б. С., Шкадинский К. Г. ФГВ, 1980, 16, 1.
6. Марсден Дж., Мак-Кракен М. Бифуркация рождения цикла и ее приложения.— М.: Мир, 1980.
7. Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости.— М.: Мир, 1981.
8. Matkowsky B. J., Sivashinsky G. I. SIAM J. Appl. Math., 1978, 35, 3.
9. Вольперт В. А. Бифуркации нестационарных режимов распространения волн/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1982.
10. Вольперт В. А., Вольперт А. И., Мержанов А. Г. ФГВ, 1983, 19, 4.
11. Борисова О. А., Лидский Б. В., Нейгауз М. Г. и др. Хим. физика, 1986, 5, 6.

*Поступила в редакцию 14/V 1987,
после доработки — 3/XI 1987*

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ВОЗДУХА НА ГОРЕНИЕ ТИТАНОВЫХ ПЛАСТИН

*Б. Г. Ефимов, С. С. Клюкин, П. Н. Кузьев,
Г. Ю. Ложкин
(Жуковский)*

Высокотемпературному окислению, воспламенению и горению металлов посвящены работы [1, 2]. Установлено, что скорость окисления зависит от температуры, концентрации окислителя и через характеристики окисной пленки — от предыстории процесса. Экспериментально установлены различные законы окисления, которые можно описать линейным уравнением при образовании пористых окисных пленок, параболическим, кубическим и т. д. — при образовании защитных пленок.

На рис. 1 показано характерное изменение массовой скорости окисления m при нагревании металлов, обладающих при низких температурах компактной окисной пленкой. На начальном этапе нагрева окисление протекает в кинетическом режиме (кривая 4). Через некоторое время процесс начинает ограничиваться диффузией кислорода через нарастающий окисел (кривая 3). При достижении некоторой переходной температуры T^* [1], обычно связанной с каким-либо фазовым превращением в металле или окисле, слой окисла теряет свои защитные свойства, скорость процесса резко возрастает (см. рис. 1, 2) и достигает величины, определяемой диффузией кислорода в окружающем образце воздухе (см. рис. 1, 1). Поэтому при $T > T^*$ существенное влияние будет оказывать обдув окисляющейся поверхности потоком воздуха. Он приведет к уменьшению расстояния, на котором происходит диффузия, и следовательно, к увеличению потока кислорода к зоне реакции. Особый эффект, выражающийся в уносе окисла и расплавленного металла, может оказывать чисто силовое воздействие потока, если температура окисляющейся поверхности выше температуры плавления. Природа этих сил связана с трением и градиентом давления, возникающими при обтекании образца потоком газа. В подобных условиях становится возможно самораспространение горения металлического образца.

Механизм горения металлической пластины, находящейся в тангенциальном потоке воздуха, представим схемой на рис. 2. В зоне 3 металл нагревается от начальной температуры T_0 до температуры плавления $T_{пл}$. Ширина этой зоны l определяется скоростью распространения фронта плавления, которая совпадает со скоростью горения u , и температуропроводностью металла κ . По порядку величины $l \sim \kappa/u$. Зона расплава 2 отделена от области 3 поверхностью фазового перехода (зона 1 — пограничный слой газа, через который диффундирует кислород к поверхности расплава и идет конвективный теплоотвод). Образующийся расплав, двигаясь вдоль поверхности фазового перехода и натекая на более холодную боковую поверхность, будет «примерзать» к ней, образуя уступ, с которого капли расплава сносятся потоком воздуха.

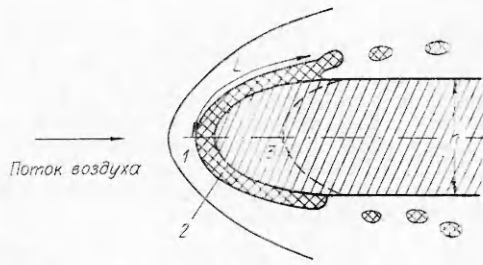
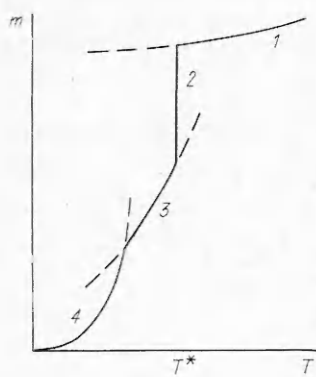


Рис. 2. Схема горения металлической пластины в потоке воздуха.

Рис. 1. Зависимость массовой скорости окисления при нагреве металлов, у которых нарушаются защитные свойства окисной пленки при достижении «переходной» температуры.

Задачу можно свести к сопряженному решению уравнений пограничного слоя газа, движения расплава и теплопроводности в твердом теле с соответствующими граничными условиями. Однако анализ и решение такой системы уравнений представляют большие трудности. Обычно в подобных случаях для исследования картины процесса и количественного описания применяют упрощающие приближения и решают задачу в одномерной постановке. Наиболее важный вопрос в данной задаче — определение линейной скорости горения и влияние на нее различных факторов. Величина u в конечном счете зависит от интегральных тепловых потоков, поэтому такой упрощенный подход можно считать вполне приемлемым.

Запишем одномерное уравнение теплопроводности в материале пластины в системе координат, связанной с фронтом фазового перехода:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + u \rho c \frac{dT}{dx} - 2 \frac{\alpha}{h} (T - T_0) = 0. \quad (1)$$

Здесь h — толщина пластины; λ , ρ , c — соответственно теплопроводность, плотность и теплоемкость металла. Последний член в (1), пропорциональный коэффициенту теплоотдачи α , осредненному по прогретой зоне, учитывает конвективный теплоотвод. Граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} x = 0: T &= T_{\text{пл}}, \\ x = \infty: T &= T_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) дает распределение температуры в пластине вдоль направления распространения фронта горения

$$T = T_0 + (T_{\text{пл}} - T_0) \exp \left[-\frac{u \rho c}{2\lambda} (1 + \gamma) x \right], \quad (3)$$

где $\gamma = \sqrt{1 + 8 \frac{\alpha \lambda}{h \rho^2 c^2 u^2}}$. Соотношение баланса энергии на торце пластины, пренебрегая потерями на радиацию и на перегрев расплава выше температуры плавления, можно записать в виде

$$\lambda \frac{dT}{dx} - \rho u q_{\text{пл}} + k q_x = 0. \quad (4)$$

Здесь q_x — средняя плотность мощности тепловыделения на расплавленном торце пластины; $q_{\text{пл}}$ — теплота плавления единичной массы металла; k — величина, представляющая собой отношение площадей поверхности расплава и поперечного сечения пластины. Дифференцируя (3) по x в точке $x = 0$ и подставляя в (4), получаем выражение для

скорости распространения фронта горения

$$u = \left\{ \sqrt{[(T_{пл} - T_0)c + 2q_{пл}]^2 k^2 q_x^2 - 4q_{пл} [(T_{пл} - T_0)c + q_{пл}] \left[k^2 q_x^2 - \right. \right.} \right. \\ \left. \left. - 2(T_{пл} - T_0)^2 \frac{\alpha \lambda}{h} \right] + kq_x [(T_{пл} - T_0)c + 2q_{пл}] \right\} / 2\rho q_{пл} [(T_{пл} - T_0)c + q_{пл}]. \quad (5)$$

При больших скоростях обдува и соответствующих им скоростях горения, когда $l \ll h$, тепло- и массообмен с поверхности прогретой зоны можно не учитывать по сравнению с тепло- и массообменом на расплавленном торце пластины. Тогда выражение (5) примет вид

$$u = \frac{k(q_x - q_w)}{\rho c (T_{пл} - T_0) + q_{пл}} \quad (6)$$

(q_w — средняя величина конвективного теплоотвода с единицы поверхности расплава).

Пренебрегая неэквивалентностью массообмена и используя аналогию соотношений для тепло- и массообмена, можно определить энергию, выделяющуюся при окислении металла в режиме лимитирования скорости окисления диффузией кислорода в пограничном слое воздуха. Если число Рейнольдса $Re_L = vkh/2\nu$ (v — скорость потока воздуха; ν — кинематическая вязкость воздуха), определяемое по характерному размеру зоны реакции вдоль потока $L = kh/2$ (см. рис. 2), меньше 10^3 , число Нуссельта находится теоретическим решением Польшаузепа для теплопередачи при ламинарном пограничном слое

$$Nu_L = \alpha L / \lambda_b = 0,664 \sqrt[3]{Pr} \sqrt{Re_L}$$

(λ_b — коэффициент теплопроводности воздуха). Соотношение коэффициентов тепло- и массообмена имеет вид

$$\alpha / \beta = \lambda_b / D (Pr / Sc)^{0,333}, \quad (7)$$

где β — коэффициент массообмена; D — коэффициент диффузии.

Таким образом, средняя плотность мощности энерговыделения на поверхности расплава определяется из выражения

$$q_x = 0,939 c_a D \Delta H \sqrt[3]{Sc} \sqrt{\frac{\nu}{khv}}. \quad (8)$$

Здесь c_a — концентрация кислорода в воздухе; ΔH — энергия, выделяющаяся при вступлении в реакцию единичной массы кислорода. Отметим, что значения параметров, определяющих физические процессы в пограничном слое, должны браться при

$$T_m = T_0 + (T_{пл} - T_0) \frac{40 + 0,1Pr}{72 + Pr}$$

(T_0 — температура газа, равная начальной температуре пластины). Из (6) и (8) можно видеть, что $u \sim \sqrt{\nu/kh}$, причем коэффициент k мало изменяется со скоростью обдува и толщиной пластины.

Описанная выше модель горения по классификации, предложенной в [3, 4], может быть отнесена к элементарной модели горения второго рода — высокотемпературного плавления.

Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой газодинамической установке. Исследовалась листовая титан OT-4. Пластина размерами 50×80 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.

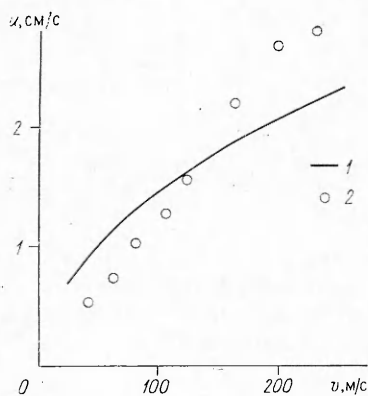


Рис. 3. Зависимость скорости горения титановой пластины толщиной 0,3 мм от скорости обдува.
1 — теоретическая кривая (см. выражение (6));
2 — экспериментальный результат ($h = \pi/2$).

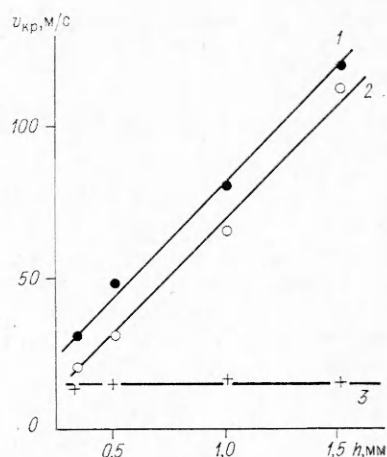


Рис. 4. Зависимость $v_{кр}(h)$.

Горение инициировалось быстрым нагревом (1—2 с) области размером 5—10 мм в центре передней кромки пластины до $T_{пл}$. Если фронт горения распространялся до задней кромки пластины, считалось, что идет самоподдерживающееся горение, поскольку характерная ширина прогретой зоны была много меньше длины образца и режим горения успевал установиться. При больших скоростях обдува выгоревшая область по потоку расширялась в стороны под некоторым углом. Причем сам фронт горения имел явную тенденцию к выравниванию в прямую линию, перпендикулярную направлению потока воздуха с некоторым закруглением на краях. Со снижением v угол уменьшался, и при некоторой скорости выгоревшая область начинала сужаться до 4 мм и далее вниз по потоку имела вид щели. Такой вид выгорания наблюдался в некотором интервале скоростей обдува, существование которого обусловлено дополнительным прогревом пластины образующейся каплей расплава, натекающей на еще не расплавленный металл. По мере нарастания часть капли отрывалась и уносилась потоком. При меньших значениях v волна горения, пройдя некоторое расстояние, затухала, причем именно после отрыва капли расплава.

На рис. 3 приведены зависимость $u(v)$, определенная с использованием выражения (6), и экспериментально полученные результаты для титановых пластин. Более резкое в эксперименте увеличение u с ростом v , видимо, связано с изменением площади окисляющейся поверхности.

Одно из основных направлений исследования горения — изучение критических режимов. Именно в этой области наиболее наглядно проявляются различные физико-химические механизмы, определяющие явление. Результаты рассмотрения критических режимов горения титановых пластин, обусловленных минимальной скоростью тангенциального обдува, при которой существует режим самоподдерживающегося горения, приведены на рис. 4, 1. Обращает на себя внимание явная линейная закономерность: $v_{кр} = 75h + 5$ ($v_{кр}$ — критическая скорость обдува, м/с; h — толщина пластины, мм). Если пренебречь малой поправкой, то фактически $v_{кр}/h = \text{const}$. Поскольку на торце пластины $\delta \approx \sqrt{L_N/v} \propto \sqrt{h/v}$, то критическим режимам соответствуют некоторая максимальная, не зависящая от h , величина δ и минимальный диффузионный поток кислорода к окисляемой поверхности.

Таким образом, существование критических режимов может быть обусловлено, например, резким изменением каких-то процессов, связанных с плотностью диффузионного потока кислорода. Известно, что титан энергично реагирует с азотом при больших температурах, однако при окислении на воздухе в окалине не обнаружено нитрида титана [4] в связи с тем, что кислород вытесняет азот из соединений с титаном. Но

при ограниченном притоке кислорода к поверхности реакции может возникнуть ситуация, когда азотные соединения будут накапливаться. В этом случае насыщение поверхностного слоя расплава азотом может привести к изменению физико-химических свойств расплава, ответственных за горение.

С целью выяснения роли азота при горении титана в потоке воздуха исследованы критические режимы горения при обдуве смесью 21 % кислорода + 79 % аргона. Полученная зависимость представлена на рис. 4, 2. Наблюдается некоторое расширение области существования режима самоподдерживающегося горения в сторону меньших скоростей обдува. Подобный эффект может быть объяснен уменьшением конвективного теплоотвода из зоны реакции на ~30 % в смеси кислорода с аргоном по сравнению с обдувом воздухом. Следовательно, азот воздуха при горении титана ведет себя как инертный разбавитель.

Конечной причиной, вызывающей срыв горения, может быть только увеличение относительной доли теплопотерь в общем энергобалансе. На критических режимах при щелевом выгорании энерговыделение на фронте горения определяется с учетом (8):

$$Q_x \approx 2q_x L L_{щ} = 0,939 c_a \Delta H \sqrt[3]{Sc} \sqrt{\frac{vkh}{\nu}} L_{щ},$$

где $L_{щ}$ — ширина щели. Соотношение конвективных теплопотерь Q_w на фронте горения относительно энерговыделения с использованием (7) находится из выражения

$$\frac{Q_w}{Q_x} = \frac{\lambda_b (T_{пл} - T_0)}{D c_a \Delta H} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{0,333},$$

для воздуха $Q_w/Q_x \approx 0,3$.

Оценить потери тепла с поверхности пластины в зоне прогрева очень сложно. Однако, учитывая то, что эта область обдувается газом, прогретым уже на расплавленном торце, и уже здесь начинается окисление металла, процессами тепло- и массообмена в этой зоне можно пренебречь.

Рассмотрим теперь кондуктивные потери тепла на прогрев материала пластины. Ширина прогреваемой области перед фронтом горения и в стороны от направления распространения фронта горения имеет примерно одинаковое значение l . Площадь поверхности, через которую отводится тепло, $S \approx \pi h l$. Кондуктивный отвод тепла

$$Q_c \approx \pi h l (T_{пл} - T_0). \quad (9)$$

Оценки, сделанные с помощью (9), показывают, что кондуктивный теплоотвод служит причиной срыва горения, причем характер ее таков, что величина $v_{кр}(h)$ должна быть линейной. Уравнение баланса тепла на критическом режиме в пренебрежении радиационного теплоотвода и тепловых процессов в прогретой зоне имеет вид

$$Q_x - Q_w - Q_c = 0.$$

Первые два члена пропорциональны \sqrt{vkh} , а последний — h . Поэтому равенство выполняется для различных толщин пластины, если v будет такой, что $v/h = \text{const}$, что и получено экспериментально.

Вывод об определяющем влиянии кондуктивного теплоотвода на критический режим проверен экспериментально. Для этого исследовано горение титановых пластин шириной, равной щели. На рис. 4, 3 видно, что отсутствие кондуктивного теплоотвода в боковые стороны от направления распространения фронта горения приводит не только к резкому снижению критической скорости обдува, но и к качественному изменению зависимости $v_{кр}(h)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брейгер А. Л., Мальцев В. М., Попов Е. И. ФГВ, 1977, 13, 4, 558.
2. Кофстад П. Высокотемпературное окисление металлов.— М.: Мпр, 1969.
3. Merzhanov A. G. Comb. Flame, 1969, 13, 2, 143.
4. Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6.
5. Цвиккер У. Титан и его сплавы.— М.: Металлургия, 1979.

Поступила в редакцию 25/VI 1987,
после доработки — 12/X 1987

УДК 536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ СМЕСИ *n*-ГЕПТАНА И ИЗООКТАНА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ

В. И. Быков, Т. П. Пушкарева

(Красноярск)

Экспериментальные данные по горению модельной смеси *n*-гептан — изооктан в цилиндрическом и сферическом реакторах приведены в [1—4]. В частности, опыты показали, что в сферическом реакторе непрерывного действия низкотемпературное горение ($T \approx 600$ К) может осуществляться в автоколебательном режиме. При этом октановое число (ОЧ — процентное содержание изооктана в смеси) существенно влияет на характеристики горения. Моделирование автоколебаний в процессе холоднотемпературного горения в реакторе идеального смешения проведено в [5—7]. В цилиндрическом реакторе при непрерывном пропускании топливно-воздушной смеси наблюдался профиль температуры с хорошо выраженным максимумом [2]. Эксперименты показали, что с увеличением содержания топлива в этой смеси координата максимальной температуры («горячая точка») смещается к входу в реактор. Аналогично влияет на положение «горячей точки» повышение температуры смеси на входе в реактор. При росте скорости потока зона температурного максимума сдвигается к выходу из реактора.

К аналогичному результату, т. е. к смещению «горячей точки» к выходу, приводит и увеличение ОЧ топлива. Наблюдаемая корреляция ОЧ — координата максимальной температуры в исследованном интервале параметров — близка к линейной. Это позволяет найденные зависимости между ОЧ топлива и характеристиками процесса его окисления в проточном цилиндрическом реакторе положить в основу оперативной методики определения октанового числа бензинов [4]. В данной работе этот процесс моделировали в цилиндрическом реакторе. Показано, что предложенная схема и модель идеального вытеснения позволяют получить зависимости характеристик горения от различных параметров, качественно совпадающие с экспериментом.

Аналогично [7] выбрана следующая схема протекания процесса:



где A_1 — изооктан; A_2 — *n*-гептан; П — продукты горения; индексы 1, 2 относятся к изооктану и *n*-гептану. Схеме (1) в стационарном случае отвечает математическая модель идеального вытеснения (цилиндрический реактор)

$$\begin{aligned} u \frac{dX_1}{dt} &= -k_1(T) X_1, \\ u \frac{dX_2}{dt} &= -k_2(T) X_2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho c_p u \frac{dT}{dt} = (-\Delta H_1) k_1(T) X_1 + (-\Delta H_2) k_2(T) X_2 + \frac{4h}{d} (T_{ст} - T),$$